

**МИКРОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ**

**Рудольф Кюн**



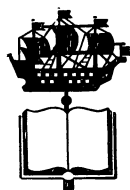


# МИКРОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

(АНТЕННЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ)

РУДОЛЬФ КЮН

Перевод с немецкого  
В. И. Тарабрина и Э. В. Лабцкого  
под редакцией проф. М. П. Долуханова



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
„СУДОСТРОЕНИЕ“  
1967

# MIKROWELLENANTENNEN

RUDOLF KÜHN

VEB VERLAG TECHNIK  
BERLIN  
1964

УДК 621.396.677.029.66

Книга Р. Кюна «Микроволновые антенны» представляет собой обширную монографию по теории антенн сверхвысоких частот, а также вопросам их конструирования и практического применения. При рассмотрении разновидностей антенн большое внимание уделяется их новейшим модификациям. Книга выгодно отличается от ранее изданных тем, что многие вопросы, подробно рассмотренные автором, в литературе до последнего времени освещались недостаточно.

Книга рассчитана на специалистов, занимающихся проектированием, изготовлением и эксплуатацией антенн в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн; кроме того, она может служить пособием для студентов, специализирующихся в области антенной техники, и преподавателей высших учебных заведений.

## Предисловие редактора

Настоящая книга представляет собой серьезную монографию, в которой на высоком теоретическом уровне излагается теория антенных систем диапазона СВЧ и приводятся сведения о техническом выполнении важнейших типов антенных устройств.

При переводе мы сочли возможным опустить первую главу, посвященную общему описанию электромагнитных полей и волн. Этот материал читатель может найти в любом современном курсе электродинамики.

Теоретическая часть книги характеризуется строгостью и полнотой изложения. Наряду с обычно применяемым понятием о диаграмме направленности антенны автор широко пользуется термином «характеристика излучения», вкладывая в него информацию и о характере поляризации излучения в заданном направлении. Подобное представление несравненно более полно характеризует излучающие свойства антенны. Вообще вопросам поляризации автор уделяет очень много внимания, что несомненно является достоинством книги. Достаточно упомянуть, что при изложении принципа взаимности учитываются поляризационные соотношения.

Весьма полно, в разных аспектах, рассмотрены проблемы синтеза излучающих систем. Как известно, этим вопросам в современной антенной технике придается исключительно большое значение. С этих же позиций исследуются излучающие системы, использующие принцип распределения Дольфа—Чебышева, а также другие системы, обеспечивающие получение оптимальных в определенном смысле диаграмм направленности.

Автор, пользуясь тем, что функции распределения и излучения связаны между собой преобразованием Фурье, получил весьма общие соотношения, чрезвычайно упрощающие расчет реальных антенных устройств.

Необычным является подробный анализ и оценка искажений, возникающих в излучающих свойствах антенной системы вследствие неточности изготовления или нарушений режима питания.

В части книги, посвященной вопросам практики, обстоятельно рассмотрены основные типы антенн СВЧ и их наиболее интересные модификации. Большое внимание уделено ферритовым элементам и «электрическому качанию» диаграммы направленности антенн, что придает книге радиолокационную и радионавигационную специфику в отношении области применения рассматриваемых типов антенн.

При переводе сохранены принятые в оригинале несколько необычные обозначения скалярного и векторного произведений, в которых сомножители отделены запятыми. Это позволило значительно упростить запись многих выкладок и избежать внутренних скобок.

Книга снабжена подробным библиографическим указателем, а в тексте даются ссылки на литературные источники, в которых читатель может найти сведения о других разновидностях рассматриваемых типов антенн.

По нашему мнению, перевод фундаментального труда Кюна широкие круги специалистов в области антенной техники встретят с большим интересом, и книга несомненно будет способствовать совершенствованию методов расчета, проектирования и конструирования антенных систем СВЧ.

*М. Долуханов*



## Предисловие автора

Книга предназначена для ознакомления с теорией и техникой антенн СВЧ; она необходима научным работникам и инженерам, занятым решением задач, возникающих в этой области техники. Кроме того, она может облегчить работу студентам и молодым специалистам соответствующего профиля.

При обработке материала была сделана попытка по возможности систематизировать весь круг вопросов, относящихся к этой области. Само собой разумеется, нельзя требовать полного обзора в одной книге всех известных в настоящее время практически важных задач.

Теоретические основы изложены в книге достаточно подробно, в частности рассмотрен общий случай эллиптически поляризованных антенн, получающих в настоящее время все большее применение. При описании типов антенн, применяемых на практике, на первом плане стояла задача по возможности более наглядно представить особенности «механизма излучения», т. е. дать наиболее полное представление об излучении энергии и, кроме того, ознакомить читателей с возможно большим числом практически интересных вариантов антенн. При этом иногда приходилось ограничиваться лишь их качественным описанием. . . .

## Важнейшие обозначения

- $A_w$  — действующая площадь антенны;  
 $A_v$  — комплексная амплитуда  $v$ -го излучателя в дискретной системе;  
 $A(P')$  — комплексная функция пространственных координат для описания амплитудной и фазовой зависимостей;  
 $a$  — большая полуось эллипса поляризации;  
 широкая сторона поперечного сечения прямоугольного волновода;  
 длина края раскрыва пирамидального и секториального рупоров;  
 $a_v$  — скалярные эквиваленты напряженности электрического поля волн, входящих в переходный элемент;  
 $\mathbf{A}$  — электрический вектор-потенциал;  
 $\mathbf{A}_0$  — вещественная часть электрического вектор-потенциала при аппроксимации дальнего поля;  
 $b$  — малая полуось эллипса поляризации;  
 узкая сторона поперечного сечения прямоугольного волновода;  
 длина края раскрыва пирамидального и секториального рупоров;  
 $b_v$  — скалярные эквиваленты напряженности электрического поля волн, выходящих из переходного элемента;  
 $\mathbf{B}$  — магнитная индукция;  
 $C$  — емкость;  
 кривая или часть кривой;  
 $C'$  — погонная емкость линии;  
 $C(v)$  — интеграл Френеля;  
 $c$  — скорость света в вакууме;  
 $c_p$  — коэффициент силы;  
 $c_M$  — коэффициент момента;  
 $D, D_m, D_{mm}$  — коэффициенты перекрестной поляризации;  
 $D_v$  — переходный элемент;  
 $d$  — толщина линзы, толщина пластины;  
 ширина антенны, диаметр антенны;  
 расстояние между элементами в дискретной системе;  
 $d_n$  — ослабление боковых лепестков, *дб*;  
 $\mathbf{D}$  — электрическое смещение;  
 $E$  — напряженность электрического поля в скалярном представлении;  
 $E_{\text{эфф}}$  — эффективное значение напряженности электрического поля;  
 $E_0^{(g)}$  — групповая характеристика (скалярная);  
 $E_2$  — интеграл ошибок;  
 $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля;  
 $\mathbf{E}_t$  — вектор напряженности тангенциальной составляющей электрического поля;  
 $\mathbf{E}_{tr}$  — вектор напряженности поперечной составляющей электрического поля;  
 $\mathbf{E}_0$  — характеристика излучения;  
 $\mathbf{E}_{on}$  — нормированная характеристика излучения;  
 $\mathbf{E}_0^{(e)}$  — одиночная характеристика (векторная);  
 $\mathbf{E}_p$  — вектор электрического поля первичного излучения;  
 $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$  и т. д. — единичные векторы;  
 $F$  — часть поверхности;  
 геометрическая поверхность антенны (апертура);  
 $f$  — частота;  
 фокусное расстояние;  
 коэффициент заполнения;  
 $f(p)$  — функция распределения;  
 $f_g$  — граничная частота;  
 $\mathbf{F}$  — магнитный вектор-потенциал;  
 вещественная составляющая вектора напряженности электрического поля;  
 $\mathbf{F}_0$  — основная часть магнитного вектор-потенциала при аппроксимации дальнего поля;  
 $G$  — усиление антенны;  
 $G_{\text{эфф}}$  — эффективное усиление;  
 $G_H$  — усиление без учета бокового излучения;

- $G'$  — погонная проводимость линии;  
 $g(u)$  — функция излучения;  
 групповая характеристика дискретной системы;  
 $H_n^{(1)}, H_n^{(2)}$  — функции Ханкеля  $n$ -го порядка 1-го и 2-го рода;  
 $h$  — высота;  
 $h(u; \beta), H$  — функции для описания относительного уровня помех;  
 $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля;  
 $\mathbf{H}_t$  — вектор напряженности тангенциальной составляющей магнитного поля;  
 $\mathbf{H}_{tr}$  — вектор напряженности поперечной составляющей магнитного поля;  
 $\mathbf{H}_p$  — вектор магнитного поля первичного излучения;  
 $I$  — электрический ток;  
 $\mathbf{I}$  — плотность электрического тока;  
 $\mathbf{I}_m$  — плотность магнитного тока;  
 $\mathbf{I}_F$  — плотность электрического поверхностного тока;  
 $\mathbf{I}_{mF}$  — плотность магнитного поверхностного тока;  
 $J_n$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка;  
 $\text{Im}$  — мнимая часть;  
 $j$  — мнимая единица;  
 $K^j$  — мера чувствительности к погрешностям антенной системы;  
 $K_n^m$  — линейная комбинация сферических функций;  
 $k$  — волновое число;  
 $k_{\epsilon\mu}$  — волновое число в среде с постоянными  $\epsilon$  и  $\mu$ ;  
 $k_x$  — постоянная распространения в направлении оси  $x$ ;  
 $k_L$  —  $2\pi/\lambda_L$ ;  
 $L$  — индуктивность;  
 $L'$  — погонная индуктивность линии;  
 $l$  — геометрическая длина пути распространения;  
 длина излучателя;  
 $M$  — момент вращения;  
 $N, N_n$  — мощность, входящая в переходный элемент или выходящая из него;  
 $N_n$  — функция Неймана  $n$ -го порядка;  
 $n$  — коэффициент преломления;  
 число элементов в дискретной излучающей системе;  
 $n_z$  — коэффициент преломления эквивалентной среды в теории антенн поверхностных волн;  
 $\mathbf{N}$  — вспомогательная векторная величина (интеграл), используемая в апертурном методе;  
 $\mathbf{n}$  — нормальный единичный вектор;  
 $O$  — начало системы координат;  
 $O(i), o(j)$  — символы Ландау;  
 $P$  — точка в пространстве;  
 отношение поляризационных составляющих;  
 мощность, передаваемая по линии;  
 сила ветра;  
 $P(\mathbf{r})$  — интенсивность излучения;  
 $P'$  — точка в пространстве при вычислении поля с помощью интегрирования;  
 $P_s$  — мощность излучения; передаваемая мощность;  
 $P_e$  — принимаемая мощность;  
 $P_v$  — мощность потерь;  
 $\bar{P}$  — отношение поляризационных составляющих, отнесенное к левой системе;  
 $P_m$  — полином порядка  $m$ ;  
 $P_n^m$  — сферическая функция;  
 $p$  — переменная функции распределения;  
 $p_n$  — отношение излучаемой мощности к подводимой к переходному элементу;  
 $p(z)$  — функция связи (в антенных системах, питаемых бегущими волнами);  
 $p(\mathbf{X})$  — плотность вероятности;  
 $\mathbf{P}$  — вектор поляризации;  
 вектор Герца;  
 $\bar{\mathbf{P}}$  — вектор поляризации, отнесенный к левой системе;  
 $\mathbf{P}_s, \mathbf{P}_e, \mathbf{P}_{sp}$  — векторы поляризации при передаче и приеме и вектор запирающей поляризации;  
 $d\mathbf{p}_e, d\mathbf{p}_m$  — электрический или, соответственно, магнитный момент;  
 $Q$  — электрический заряд;  
 верхняя граница относительного уровня помех;  
 $Q_n^m$  — сферическая функция 2-го рода;  
 $q$  — коэффициент использования площади;



относительный уровень искажений;  
 расстояние от начала системы координат до точки в пространстве;  
 отношение  $d_{\max}/d_{\min}$  в случае конических излучателей;  
 гидродинамическое давление;  
 $\mathbf{Q}$  — вектор Фитцджеральда;  
 вектор поляризации, ортогональный к  $\mathbf{P}$ ;  
 радиус-вектор точки интегрирования;  
 $q$  —  $Q/q$ ;  
 $R$  — сопротивление;  
 сопротивление линии в определенном месте;  
 радиус сферического зеркала;  
 $R'$  — погонное сопротивление линии;  
 $R_0$  — сопротивление нагрузки;  
 $\bar{R}$  — отнесенное к волновому сопротивление линии в определенном месте;  
 $R_F$  — действующая часть поверхностного сопротивления  $Z_F$ ;  
 $r$  — радиус поперечного сечения круглого волновода;  
 измеряемое расстояние или дистанция до цели;  
 $r'$  — расстояние между точками  $P'$  и  $P$  при интегрировании;  
 $r_s$  — радиус кривизны луча;  
 $\text{Re}$  — вещественная часть;  
 $\mathbf{r}, \bar{\mathbf{r}}$  — коэффициент отражения;  
 $\mathbf{r}$  — единичный вектор в направлении распространения;  
 координатный единичный вектор в сферической системе координат;  
 $\mathbf{r}_y$  — коэффициент отражения переходного элемента;  
 $S$  — плотность потока излучения;  
 $S(\nu)$  — интеграл Френеля;  
 $\text{si}(x)$  — интегральный синус;  
 $s$  — волновое отношение;  
 $s_{\mu\nu}$  — элементы матрицы рассеяния;  
 $\text{sp}(x) = \text{si } x/x$ ;  
 $\mathbf{S}$  — вещественный вектор Пойнтинга;  
 $S, \bar{S}$  — комплексный вектор Пойнтинга;  
 $\hat{S}$  — среднее значение во времени вещественного вектора Пойнтинга при гармонической зависимости от времени;  
 $\mathbf{s}$  — единичный вектор в направлении излучения;  
 тангенциальный единичный вектор;  
 $S$  — матрица рассеяния;  
 $T$  — период колебаний;  
 $T_n(x)$  — полином Чебышева  $n$ -го порядка;  
 $t$  — время; глубина зон в линзовых антеннах; глубина проникновения;  
 $t_{\mu\nu}$  — элементы матрицы рассеяния;  
 $T$  — матрица передачи;  
 $U$  — напряжение в общем случае;  
 $u$  — переменная функции излучения;  
 $\dots$   
 $\dots$   
 $\dots$   
 $\mathbf{u}_{\mu\nu}$  — коэффициенты передачи переходного элемента;  
 $V$  — область пространства;  
 $v$  — скорость ветра;  
 $v, v_\phi$  — фазовая скорость;  
 $v_{\text{гр}}$  — групповая скорость;  
 $v_{\text{ем}}$  — скорость распространения электромагнитной волны в безграничной среде с постоянными  $\epsilon$  и  $\mu$ ;  
 $W$  — энергия поля;  
 $W_e$  — энергия электрического поля, плотность энергии электрического поля;  
 $W_m$  — энергия магнитного поля, плотность энергии магнитного поля;  
 $W_Q$  — энергия, преобразованная в теплоту, плотность тепловой энергии;  
 $X$  — случайная переменная;  
 $\bar{X}$  — среднее значение случайной величины, вероятность возникновения  $X$ ;  
 $Z$  — сопротивление поля;  
 $Z_{\text{ем}}$  — волновое сопротивление свободной среды с постоянными  $\epsilon, \mu$ ;  
 $Z_0$  — волновое сопротивление свободного пространства;  
 $Z_L$  — волновое сопротивление линии (как правило, волновое сопротивление поля);  
 $Z_F$  — поверхностное сопротивление;  
 $Z_n$  — линейная комбинация цилиндрических функций  $n$ -го порядка;  
 $\alpha$  — угол для обозначения положения эллипса поляризации;  
 постоянная затухания;

- $\beta$  — угол для обозначения эксцентриситета эллипса поляризации;  
 фазовая постоянная;  
 радиус корреляции;  
 $\gamma$  — постоянная распространения;  
 угол для обозначения поляризационного отношения;  
 коэффициент сверхусиления;  
 $\Gamma(P; P')$  — функция Грина;  
 $\Delta$  — оператор Лапласа;  
 $\Delta_{tr}$  — поперечный оператор Лапласа;  
 $\delta$  — угол диэлектрических потерь;  
 толщина слоя;  
 отношение мощности потерь к подводимой к переходному элементу мощности;  
 $\delta(\xi)$  — дельта-функция Дирака;  
 $\delta^2$  — сумма среднеквадратичных погрешностей;  
 $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  
 малое положительное число;  
 $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость свободного пространства;  
 $\varepsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость;  
 $\varepsilon', \varepsilon''$  — вещественная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости;  
 $\varepsilon_z$  — относительная диэлектрическая проницаемость эквивалентной среды в теории антенн поверхностных волн;  
 $\zeta_{m, n}$  и т. д. — положительные корни линейных комбинаций цилиндрических функций;  
 $\eta$  — коэффициент полезного действия (к. п. д.);  
 $\eta_u$  — коэффициент полезного действия передачи;  
 $\Theta$  — угол излучения антенны, возбуждаемой приходящими волнами;  
 $\phi$  — угол излучения;  
 $2\theta_H$  — ширина диаграммы по половинному уровню;  
 $\kappa$  — параметр при распространении волн в линиях;  
 $\kappa'$  — мера чувствительности к погрешностям для непрерывно возбуждаемых линейных источников;  
 $\Lambda_n(z)$  — функция, образованная из функции Бесселя  $n$ -го порядка;  
 $\lambda$  — длина волны;  
 $\lambda_0$  — длина волны в свободном пространстве;  
 $\lambda_{\varepsilon\mu}$  — длина волны в среде с постоянными  $\varepsilon, \mu$ ;  
 $\lambda_L$  — длина волны в линии;  
 $\lambda_g$  — граничная длина волны;  
 $\lambda_x$  и т. д. — эквивалентная длина волны в направлении оси  $x$  и т. д.;  
 $\mu$  — магнитная проницаемость;  
 $\mu_0$  — магнитная проницаемость свободного пространства;  
 $\mu_r$  — относительная магнитная проницаемость;  
 $\mu', \mu''$  — вещественная и мнимая части комплексной магнитной проницаемости;  
 $\nu$  — угол магнитных потерь;  
 $\xi$  — переменная функции корреляции;  
 $\rho$  — плотность электрического заряда; плотность воздуха;  
 $\rho_0$  — внутренний радиус круглого волновода;  
 $\rho_m$  — плотность магнитного заряда;  
 $\rho_F$  — плотность электрического поверхностного заряда;  
 $\rho_{mF}$  — плотность магнитного поверхностного заряда;  
 $\sigma$  — электрическая проводимость;  
 площадь рассеяния;  
 относительный угол качания;  
 $\sigma^2$  — среднеквадратичное отклонение;  
 дисперсия;  
 $\sigma_m$  — магнитная проводимость;  
 $\tau$  — тангенциальный единичный вектор на кривой;  
 $\Phi$  — магнитный поток;  
 $\Phi(\xi)$  — корреляционная функция функции распределения  $f(\rho)$ ;  
 $\varphi$  — фазовый угол;  
 скалярный потенциал;  
 $\varphi_1$  — фазовая погрешность в апертурных антеннах;  
 $\chi = e^{-ikr}/r$  — умноженная на  $4\pi$  функция Грина для свободного пространства при выполнении условий излучения;  
 $2\psi_E, 2\psi_H$  — углы раскрыва пирамидального и секториального рупоров;  
 $\omega$  — круговая частота;  
 $\nabla$  — оператор Гамильтона;  
 $\nabla_{tr}$  — поперечный оператор Гамильтона.

Передача электромагнитной энергии в основном осуществляется двумя способами:

- 1) с помощью материальной структуры, направляющей волны;
- 2) с помощью фокусирования волн на передающей стороне и их приема (преимущественно с направления излучения) без использования особых средств на пути распространения.

Первый способ передачи осуществляется с помощью линий. При втором способе для преобразования электромагнитных волн, связанных с линией, в пространственные электромагнитные волны и обратно необходимы технические устройства, которые определенным образом распределяют излучение во всем пространстве или, соответственно, осуществляют его прием и обратное преобразование в волны, связанные с линией. Эти устройства называются антеннами.

Тем самым понятие антенны определяется требованием взаимного преобразования электромагнитной энергии, связанной с линией, и энергии излучения. Из этого требования и физических законов о связи между электрическим и магнитным токами, с одной стороны, и электромагнитными полями, с другой стороны, вытекает определение антенны как технического устройства, которое с помощью некоторого распределения тока создает в непосредственной окрестности антенны электромагнитное поле излучения с определенными свойствами (раздел 1.5.1). При этом в качестве токов, возбуждающих излучение, рассматриваются собственно токи в линиях и электрические и магнитные эквивалентные токи, которые могут быть определены на поверхности, окружающей антенну, с помощью существующего на ней электромагнитного поля (раздел 1.2.3).

Требуемое распределение тока в окрестности антенны или, соответственно, на самой антенне создается с помощью хорошо проводящих материалов, с одной стороны, и с помощью диэлектриков с малыми потерями, с другой стороны (в исключительных случаях — с помощью сред, обладающих довольно значительными потерями). Совокупность этих сред, включая переход от линии питания, образует антенну. Конструкция антенны определяет характер преобразования волны из связанной с линией в пространственное излучение. Способ осуществления этого преобразования и излучения энергии называется механизмом излучения антенны. Для антенн СВЧ, которые, как правило, велики по сравнению с длиной волны, механизм излучения может быть сведен в большинстве случаев к распространению энергии по определенному пути до некоторой поверхности, так называемой апертуры антенны, распределение поля на которой или, соответственно, эквивалентные токи рассматриваются в качестве источников излучения энергии в пространство. Исключение составляют излучатели малых размеров и антенны поверхностных волн.

Используемые в технике типы антенн можно классифицировать по различным параметрам, из которых решающую роль играют длина волны, механизм излучения, распределение излучения в пространстве, форма и структура излучающей части и др.

Подразделение по длине волны целесообразно осуществить следующим образом (указываются лишь важнейшие типы антенн).



а) Антенны сверхдлинных волн (20—3 км).

Передающими антеннами служат несимметричные излучатели; электрическая длина меньше  $\lambda/4$ . В качестве приемных антенн в большинстве случаев применяются простые проволочные конструкции.

б) Антенны длинных волн (3000—600 м).

Передающими антеннами служат несимметричные излучатели; электрическая длина не превышает  $\lambda/4$  (радиомачты, треугольные плоские антенны, зонтичные антенны и т. д.). В качестве приемных антенн чаще всего применяются простые проволочные конструкции.

в) Антенны средних волн (600—185 м).

Передающими антеннами служат несимметричные излучатели; электрическая длина составляет  $\lambda/4$ — $\lambda/2$  или несколько больше (антифединговые антенны). К таким антеннам относятся трубчатые или решетчатые мачты, треугольные плоские антенны или другие проволочные антенны. В качестве приемных антенн чаще всего применяются простые проволочные конструкции.

г) Антенны промежуточных волн (187—105 м).

В качестве передающих и приемных антенн применяются в большинстве случаев несимметричные излучатели (штыревые или проволочные антенны).

д) Антенны коротких волн (100—10 м).

В качестве передающих и приемных антенн для ближней связи применяются штыревые и проволочные антенны, иногда в широкополосном исполнении (цилиндрические антенны и т. д.).

Антенны для дальней связи определяются спецификой условий распространения (отражением от ионосферы). Проволочные антенны в большинстве случаев применяются с горизонтальной поляризацией: ромбические или более простые антенны в виде длинного провода, дипольные решетки и т. д.

е) Антенны метровых волн (10—1 м).

Передающими антеннами в большинстве случаев являются сложные комбинации полуволновых диполей. Они имеют большую направленность в вертикальной плоскости и круговую или специального вида диаграмму излучения в горизонтальной плоскости. Поляризация чаще всего горизонтальная.

Наряду с этим применяются горизонтально или вертикально расположенные диполи или простые комбинации их; кроме того, используются трубчатые щелевые антенны. В качестве приемных антенн применяются диполи, антенны типа «волновой канал» (антенны Яги) и самые разнообразные структуры из линейных проводников, в частности — сверхширокополосные структуры (логарифмически-периодические антенны и т. п.).

Питание передающих антенн или, соответственно, передача энергии к приемнику в случае приемных антенн осуществляются почти всегда с помощью коаксиального кабеля.

ж) Антенны дециметровых волн (1 м—10 см).

Передающие и приемные антенны по форме до некоторой степени подобны антеннам метрового диапазона волн; применяются трубчатые щелевые антенны, диполи с уголковым отражателем и т. д.; кроме того, используются поверхностные антенны с непрерывным возбуждением, как, например, зеркальные антенны, рупорные излучатели и т. д. Питание зеркальных антенн осуществляется чаще всего дипольными системами. Передача энергии к антенне в большинстве случаев производится с помощью коаксиального кабеля, а на более коротких волнах диапазона — с помощью волноводов.

з) Антенны сантиметровых волн (10—1 см).

К этим антеннам относятся поверхностные антенны с непрерывным возбуждением: зеркальные и линзовые антенны (питание которых в большинстве случаев осуществляется с помощью рупорного излучателя), рупорные излучатели с большим раскрывом и т. д. Кроме того, используются продольные излучатели, преимущественно в качестве антенн поверхностных волн (диэлектрические стержневые излучатели, металлические гофрированные антенны и т. д.), волноводно-щелевые антенны (дипольные системы применяются реже), системы из излучающих элементов в полосковом исполнении. Энергия подводится почти всегда с помощью волноводов, иногда посредством сверхвысокочастотных полосковых линий, а на более длинных волнах — с помощью коаксиальных линий.

и) Антенны миллиметровых волн ( $< 1$  см).

Обычно применяются поверхностные антенны (зеркальные, линзовые, рупорные излучатели), а также комбинации щелей и аналогичные структуры. Передача энергии производится с помощью волноводов.

Антенны, используемые в технике, по механизму излучения можно грубо подразделить на три группы.

К *первой группе* относятся антенны, размеры которых сравнимы с длиной волны. Эти антенны, применяемые преимущественно на более длинных волнах, обладают различными механизмами излучения.

В большинстве случаев распределение тока в проводниках антенны можно рассматривать в качестве непосредственного источника излучения. Типичными примерами таких антенн являются диполи, рамочные антенны и др.

*Вторая группа* охватывает поперечные излучатели, т. е. антенны или антенные системы, размеры которых велики по сравнению с длиной волны и которые излучают в основном в направлении, перпендикулярном к их главному размеру. Сюда относятся, в частности, поверхностные или апертурные антенны диапазона СВЧ, механизм излучения которых может быть объяснен с помощью оптических принципов. В качестве эквивалента для большинства антенн СВЧ может служить излучающая апертура. Типичными примерами таких антенн являются линзовые и зеркальные антенны.

*Третья группа* включает продольные излучатели, т. е. антенны, которые излучают в основном в направлении своего главного размера. Продольные излучатели диапазона СВЧ являются в большинстве случаев антеннами поверхностных волн; эти антенны характеризуются тем, что поверхностная волна, распространяющаяся вдоль антенной структуры, является промежуточным звеном между волной, связанной с линией, и пространственным излучением.

Настоящая книга посвящена антеннам СВЧ. К ним относятся антенны для волн короче 30 см или для частот выше  $1 \text{ Гц} = 10^9 \text{ гц}$ . Размеры антенн СВЧ, представляющих практический интерес, как правило, велики по сравнению с длиной волны. Характерным признаком их является большая концентрация излучаемой энергии в заданном направлении. Однако применяются также антенны СВЧ, которые имеют другое распределение излучения в угловой области пространства и размеры которых по порядку своей величины сравнимы с длиной волны. Попыткой дать систематический обзор всех антенн СВЧ является представленная в табл. В.1 классификация (см. вкладку в конце книги), в основу которой положена форма исполнения антенн и механизм их излучения. Хотя эта классификация и достаточно подробна, однако она охватывает не все варианты и взаимные связи, которые имеют место при рассмотрении этого вопроса с других точек зрения. Ссылки на эту таблицу содержатся в разделах 5—9. Важным фактором, пока не учитывавшимся, является частотный диапазон, в котором антенна заданным образом работает. В разделе 10 рассматриваются

широкополосные антенны; эти антенны хотя и работают в диапазоне сверхвысоких частот, но не являются типичными антеннами СВЧ.

Выбор типа антенны для определенной цели, т. е. передачи информации или обзора пространства (в радиолокации), определяется ее характерными свойствами. Наряду с основной задачей преобразования энергии, связанной с линией, в энергию электромагнитного излучения антенна должна удовлетворять следующим требованиям.

Прежде всего преобразование вида энергии по возможности должно происходить без ее потерь и потерь содержания информации, т. е. антенна должна быть хорошо согласована с линией питания, а подводимая энергия должна излучаться или, соответственно, приниматься по возможности полностью, без искажения сигнала. Кроме того, должно быть создано заданное распределение интенсивности излучения в пространстве. Если

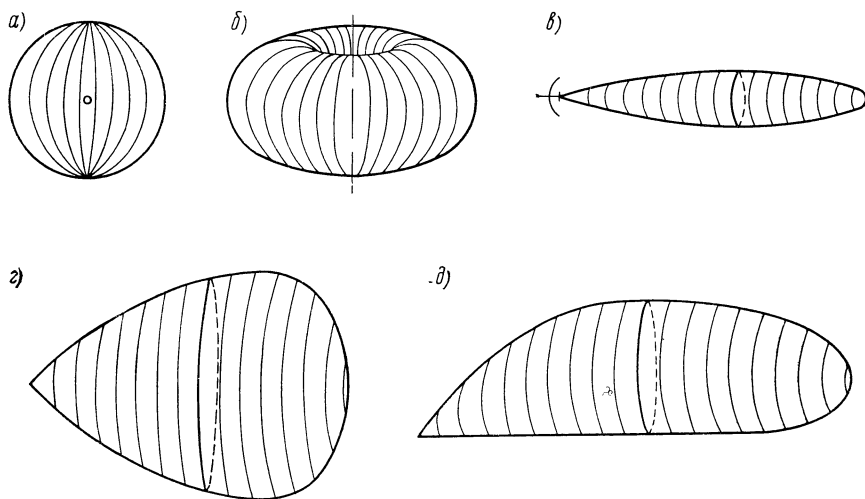


Рис. В.1. Важнейшие пространственные диаграммы излучения; *a* — ненаправленная; *b* — ненаправленная в горизонтальной плоскости; *c* — игольчатая; *d* — веерная; *e* — в вертикальной плоскости специального вида (приблизительно косекансная).

отложить корень квадратный из интенсивности излучения (под этим понимается мощность, излучаемая в единичном телесном угле) в пространственной полярной системе координат, то образуется поверхность, расстояние которой от начала координат в каждом направлении пропорционально напряженности электрического поля на сфере достаточно большого радиуса, центром которой является антенна.

Эта поверхность, которую мы назовем пространственной диаграммой излучения (это обозначение не совсем корректно, однако выражение «характеристика излучения» целесообразно сохранить для векторной функции распределения излучения), наглядно изображает распределение излучения антенн. На рис. В.1 показаны важнейшие из применяемых пространственных диаграмм излучения, которые также могут служить для оценки свойств антенны. Идеальный изотропный излучатель не может быть реализован (раздел 1.5.2). В случае антенн СВЧ наибольшее значение имеют игольчатые, веерные и различные специальные диаграммы излучения.

Другими характерными свойствами антенны являются ее полоса пропускания, т. е. диапазон частот, в котором ее электрические свойства (диаграмма излучения, согласование с линией питания) сохраняются в заданных границах, и, кроме того, поляризация излучения. Помимо этого



иногда ставится требование изменения диаграммы излучения по заданной программе во времени (качание луча) или соблюдения определенных соотношений между параметрами передачи и приема.

Для описания свойств антенн, и в частности антенн СВЧ, существует много понятий, которые вводятся в тексте в соответствующих местах. Важнейшими параметрами являются степень согласования антенны с питающей линией, выраженная через коэффициент стоячей волны  $s$  или коэффициент отражения  $r$ , усиление антенны как мера интенсивности излучения в направлении ее главного максимума по отношению ко всей излучаемой мощности (раздел 1.5.2) и ширина лепестка диаграммы излучения по половинному уровню как важнейший параметр диаграммы излучения остронаправленной антенны, т. е. угол между двумя направлениями, в которых интенсивность излучения спадает до половины своего максимального значения. Усиление антенны и ширина лепестка диаграммы излучения по половинному уровню, а также другие характеристики излучения, касающиеся распределения его интенсивности и поляризации, содержатся в векторной характеристике излучения, которая полностью описывает свойства поля антенны в дальней зоне (раздел 1.3.1).

Первая часть книги содержит общую теорию антенн СВЧ без учета специальных свойств и типов антенн.

Во второй части рассматриваются типы антенн, применяемые в технике, причем изложение построено соответственно классификации антенн, приведенной в табл. В.1.

Теория антенн СВЧ базируется на основных уравнениях теории электромагнитных волн (уравнения Максвелла и др.) и краевых условиях, получающихся из рассмотрения граничных задач, и представляет собой физико-математический комплекс, с помощью которого реальные соотношения заменяются теоретической идеализированной картиной, в результате чего становится возможным простое математическое рассмотрение.

Эту идеализацию важно осуществить таким образом, чтобы она содержала самые существенные свойства антенны. Как было уже упомянуто, наиболее целесообразным эквивалентом большинства антенн СВЧ является излучающая апертура. Далее эту эквивалентную схему мы конкретизируем, рассматривая плоскую апертуру, возбуждаемую при постоянной поляризации, и выбираем ее в качестве исходной для ряда основных соображений, которые ведут к общим выводам о связи между возбуждением апертурной антенны и ее полем излучения (разделы 4.2.3, 4.3.2—4.3.8). При этом оказывается целесообразным и для апертурных антенн, и для непрерывно возбуждаемых антенн (см. раздел 1.3.2) ввести понятия одиночной и групповой характеристик. Скалярной групповой характеристикой, для которой в случае плоской апертуры получается довольно простое интегральное представление, в основном (без учета поляризации) и описывается распределение излучения. Дальнейшее упрощение достигается сведением апертуры к линейному источнику (раздел 4.3.2). В этом случае функции, представляющие дальнейшее поле и возбуждение, оказываются связанными преобразованием Фурье, что позволяет перенести на антенны некоторые выводы теории связи.

Само собой разумеется, что не всякую антенну СВЧ можно рассматривать таким образом, поэтому теория должна выработать ряд разнообразных методов, которые зачастую не так просты и очевидны. Несмотря на это, идеализация излучающей антенной структуры плоской апертурой, возбуждаемой при постоянной поляризации непрерывными линейными источниками, может считаться характерной для антенн СВЧ.

# ОБЩИЕ ОСНОВЫ ТЕОРИИ

## 1. Взаимодействие между токами и полями. Основы теории антенн

### 1.1. Представление поля токами с помощью векторных потенциалов

#### 1.1.1. Общие замечания. Введение векторного потенциала

Реальное электрическое поле всегда связано с токами и зарядами. Связь между ними описывается уравнениями Максвелла и краевыми условиями. В подобной системе, состоящей из поля и заданного распределения токов и зарядов, в замкнутой области пространства, вообще говоря, всегда происходит убывание энергии, обусловленное излучением и потерями в материале. Поэтому для поддержания стационарного состояния система постоянно должна пополняться энергией. Это осуществляется в основном либо с помощью непосредственного возбуждения заданного распределения токов, соответствующего системе, либо с помощью облучения энергией. Первый метод используется при эксплуатации передающих антенн, а второй — приемных.

Мы будем исследовать связь между токами и зарядами, с одной стороны, и электромагнитным полем, с другой, предполагая, что все токи и заряды расположены в ограниченной области пространства, а электромагнитное поле простирается до бесконечности. При этом прежде всего будем полагать, что энергия подводится с помощью токов и зарядов, и в этом смысле будем называть токи и заряды источниками поля. Электромагнитное поле в неограниченной области пространства назовем электромагнитным полем излучения.

В дальнейшем будем рассматривать гармонические процессы и в основу положим уравнения Максвелла в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mathbf{I}_m - j\omega\mu\mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{I} + j\omega\varepsilon\mathbf{E}. \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

Пусть  $\varepsilon$  и  $\mu$  постоянны во всем пространстве, внешнем по отношению к токам  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$ . Мы можем отказаться от введения дополнительных уравнений, так как они непосредственно следуют из уравнений непрерывности, с помощью которых определяются заряды. Распределения токов  $\mathbf{I}$ ,  $\mathbf{I}_m$  считаются заданными; необходимо найти векторные поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  во всем пространстве. Так как поля, создаваемые различными источниками, накладываются без искажений, то общее решение может быть составлено из двух частных решений, которые можно получить, если положить равными нулю сначала магнитные, а затем электрические токи.

Пусть сначала  $\mathbf{I}_m = 0$ . Тогда, поскольку дивергенция ротора равна нулю, справедливо

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

Следовательно,  $\mathbf{H}$  может быть представлено в виде

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (1.2)$$

причем  $\mathbf{A}$  определено только до множителя, равного градиенту. Поэтому из второго уравнения Максвелла мы получаем следующее выражение:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \text{rot rot } \mathbf{A} - \frac{1}{j\omega\epsilon} \mathbf{I}. \quad (1.3)$$

Кроме того, с учетом (1.2) при  $\mathbf{I}_m = 0$  первое уравнение Максвелла можно переписать в виде

$$\text{rot } (\mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{A}) = 0;$$

сумма в скобках может быть положена равной градиенту, так что для  $\mathbf{E}$  получается следующее выражение:

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{A} - \text{grad } \varphi. \quad (1.4)$$

Если мы теперь образуем ротор (1.2), то из уравнений Максвелла при  $\mathbf{I}_m = 0$  и тождественности векторов [см. (П. 15)] следует:

$$\text{grad div } \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = \mathbf{I} + k^2 \mathbf{A} - j\omega\epsilon \text{ grad } \varphi, \quad (1.5)$$

где  $k$  — волновое число, равное

$$k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (1.6)$$

Однако  $\varphi$  еще произвольно, поэтому выберем эту величину (а вместе с ней и вектор  $\mathbf{A}$ ) таким образом, чтобы выражение (1.5) имело по возможности простой вид. Это справедливо для

$$j\omega\epsilon\varphi = -\text{div } \mathbf{A};$$

так как в этом случае оба внешних члена в (1.5) можно сократить, то в результате получим

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{I}. \quad (1.7)$$

Тем самым  $\mathbf{A}$  удовлетворяет неоднородному волновому уравнению с возмущающим членом  $-\mathbf{I}$ .

Если рассмотреть другой частный случай, когда электрические токи равны нулю, то  $\text{div } \mathbf{E} = 0$ ; поэтому  $\mathbf{E}$  может быть представлено в виде

$$\mathbf{E} = -\text{rot } \mathbf{F}, \quad (1.8)$$

после чего  $\mathbf{H}$  будет

$$\mathbf{H} = \frac{1}{j\omega\mu} \text{rot rot } \mathbf{F} - \frac{1}{j\omega\mu} \mathbf{I}_m. \quad (1.9)$$

Аналогично для  $\mathbf{F}$  может быть получено следующее волновое уравнение:

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = -\mathbf{I}_m; \quad (1.10)$$

здесь  $\mathbf{A}$  называется электрическим, а  $\mathbf{F}$  — магнитным вектор-потенциалом.

### 1.1.2. Представления поля

Если в области пространства  $V$ , ограниченной поверхностью  $F$ , задана векторная функция  $\mathbf{G}(P)$ , а на  $F$  — скалярные функции  $A(P)$ ,  $B(P)$ , причем выполнены точные условия регулярности, то граничная задача

$$\nabla^2 \mathbf{Z} + k^2 \mathbf{Z} = \mathbf{G} \quad (\text{в } V); \quad A\mathbf{Z} + B \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial n} = 0 \quad (\text{на } F)$$

решается с помощью следующей векторной функции:

$$\mathbf{Z}(P) = - \int_{(V)} \Gamma(P; P') \mathbf{G}(P') dV;$$

здесь  $P$  — точка, в которой определяется поле,  $P'$  — текущая точка интегрирования в пределах объема  $V$ , а  $\Gamma$  — соответствующая однородной задаче ( $\mathbf{G} \equiv 0$ ) функция Грина [А 12] [А 38] [В 2].

Если  $V$  — неограниченное однородное пространство, то вместо краевого условия вводится условие излучения Зоммерфельда

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ r \left( jk\mathbf{Z} + \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial r} \right) \right\} = 0, \quad (1.11)$$

откуда следует, что общая энергия излучения остается конечной (например, [А 38], [А 44], [В 7]). Функция Грина в этом случае имеет вид

$$\Gamma(P; P') = \frac{1}{4\pi} \chi, \quad (1.12)$$

где

$$\chi = \frac{e^{-jkr}}{r};$$

$$r = PP' = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2},$$

$x, y, z$  — прямоугольные декартовы координаты точки  $P$ ;  
 $x', y', z'$  — то же точки  $P'$ .

$\chi$  для  $P' \neq P$  удовлетворяет (в соответствии с определением функции Грина) волновому уравнению

$$\Delta \chi + k^2 \chi = 0. \quad (1.13)$$

Для векторных потенциалов из (1.7), (1.10) и (1.11) получается следующее выражение:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \chi(P; P') \mathbf{I}(P') dV; \quad (1.14)$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \chi(P; P') \mathbf{I}_m(P') dV. \quad (1.15)$$

Полное электромагнитное поле в тех точках пространства, где отсутствуют источники, получается в виде суммы частных решений (1.2), (1.3) и (1.8), (1.9) следующим образом:

$$\mathbf{E} = - \operatorname{rot} \mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad (1.16)$$

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{F}. \quad (1.17)$$

Из этого следует, что поле в однородном пространстве определяется электрическими и магнитными токами. При заданном распределении тока решение, удовлетворяющее условию Зоммерфельда, единственно. Это представление справедливо и для более сложных законов распределений тока (регулярных в области), так что оно может быть широко использовано при решении задач теории антенн.

Вместо векторных потенциалов  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{F}$  часто вводятся так называемые потенциалы излучения  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{Q}$ , которые связаны с  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{F}$  следующим образом:

$$\mathbf{A} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}; \quad \mathbf{F} = \mu \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t}$$

или, соответственно, при гармонической зависимости от времени:

$$\mathbf{A} = j\omega\varepsilon\mathbf{P}; \quad \mathbf{F} = j\omega\mu\mathbf{Q}; \quad (1.18)$$

$\mathbf{P}$  называют также вектором Герца, а  $\mathbf{Q}$  — вектором Фитцджеральда (например, [А 44]).

### 1.1.3. Поверхностные, линейные и точечные токи

В соответствии с определением плотности поверхностного тока векторные потенциалы (1.14), (1.15) могут быть выражены также через эту величину. Так как плотность тока может быть и не постоянной, то представление поля справедливо и в том случае, если ток сконцентрирован в тонком слое с постоянной плотностью вдоль элемента поверхности. Если устремить толщину слоя к нулю при сохранении величины общего тока на единицу длины, то приходим к определению плотности поверхностного тока, и интегралы по объему в (1.14), (1.15) переходят в поверхностные:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \chi(P; P') \mathbf{I}_F(P') dF; \quad (1.19)$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \chi(P; P') \mathbf{I}_{mF}(P') dF. \quad (1.20)$$

Если пойти дальше и рассматривать токи, протекающие вдоль линии в части пространства, имеющей форму трубки, то можно их считать линейными. Эти токи могут быть получены, если окружающая линия трубка выбрана таким образом, чтобы общий ток в ее поперечном сечении оставался постоянным. Векторные потенциалы в этом случае принимают следующий вид:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(C)} \chi(P; P') \mathbf{I}_s(P') ds; \quad (1.21)$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(C)} \chi(P; P') \mathbf{I}_{ms}(P') ds. \quad (1.22)$$

Здесь  $\mathbf{I}_s$  и  $\mathbf{I}_{ms}$  уже не функции плотности, а векторы полного тока вдоль линии  $C$ . Если  $\mathbf{s}$  — единичный вектор, направленный по касательной к  $C$ , то

$$\mathbf{I}_s = |\mathbf{I}_s| \mathbf{s}; \quad \mathbf{I}_{ms} = |\mathbf{I}_{ms}| \mathbf{s}.$$

Наконец, имеются случаи, когда ток целесообразно считать точечным. Тогда интегралы в (1.21), (1.22) заменяются подинтегральными выражениями в соответствующих точках. Произведения  $\mathbf{I}_s ds$  и  $\mathbf{I}_{ms} ds$  являются аналитическими представлениями электрического или, соответственно, магнитного элементов тока и называются электрическим или магнитным моментом. Моменты являются векторами. Это представление включает в себя также заряды, возникающие на обоих концах элемента тока.

Единое представление векторных потенциалов получается, если считать как для поверхностных, так и для объемных токов произведение плотности тока на дифференциал элементом тока или, соответственно, моментом и определять электрический момент следующим образом:



$d\mathbf{p}_e = \mathbf{I}_s ds$  — в случае линейных токов и в граничном случае точечного тока;

$d\mathbf{p}_e = \mathbf{I}_F dF$  — в случае поверхностных токов;

$d\mathbf{p}_e = \mathbf{I} dV$  — в случае пространственных токов.

Для магнитного момента  $d\mathbf{p}_m$  справедливы соответствующие соотношения.

Если обозначить затем через  $M = V + F + C$  множество всех точек, заключенных в пространственных, поверхностных и криволинейных элементах, где электрический или, соответственно, магнитный момент отличен от нуля, то для векторных потенциалов справедливо:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(M)} \chi d\mathbf{p}_e; \quad (1.23)$$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(M)} \chi d\mathbf{p}_m. \quad (1.24)$$

В некоторых случаях и при наличии поверхностных, линейных или точечных токов целесообразно пользоваться только плотностями пространственного тока, которые удовлетворяют известным условиям непрерывности. В этих случаях плотность пространственного тока (которая в некоторых местах становится бесконечно большой) можно определить с помощью  $\delta$ -функции Дирака и для поверхностных токов положить

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_F \delta(\xi); \quad \mathbf{I}_m = \mathbf{I}_{mF} \delta(\xi), \quad (1.25)$$

где  $\xi$  — координата в точке  $P$ , изменяющаяся в направлении нормали к поверхности.

Соответственно для линейных токов справедливо

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_s \delta(\xi) \delta(\eta), \quad (1.26)$$

если  $\xi$  и  $\eta$  — координаты, перпендикулярные к направлению распространения тока.

Для точечных токов можно записать:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_s ds \delta(\xi) \delta(\eta) \delta(\zeta), \quad (1.27)$$

где  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  — координаты прямоугольной декартовой системы, начало которой совпадает с элементом тока.

Во всех случаях с помощью этих формул векторные потенциалы могут быть выражены через объемные интегралы. Выраженный через  $\delta$ -функцию предельный переход может быть осуществлен после выполнения интегрирования.

## 1.2. Представление поля интегралом по источникам

### 1.2.1. Представление поля объемным интегралом

Так как дифференцирование по параметру, от которого зависит подынтегральное выражение, может быть произведено лишь при постоянных относительно переменной интегрирования выражениях под знаком интеграла, то представления поля (1.16), (1.17) с учетом (1.14), (1.15) могут быть записаны в интегральной форме, если выполнены необходимые условия непрерывности. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ \text{rot}(\chi \mathbf{I}_m) - \frac{1}{j\omega\epsilon} \text{rot rot}(\chi \mathbf{I}) \right\} dV'; \\ \mathbf{H} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ -\text{rot}(\chi \mathbf{I}) - \frac{1}{j\omega\mu} \text{rot rot}(\chi \mathbf{I}_m) \right\} dV'. \end{aligned} \right\} \quad (1.28)$$

Необходимо учитывать, что процесс дифференцирования относится к точке  $P$ , а не к переменной точке интегрирования  $P'$ . Следовательно,  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  при выполнении операции дифференцирования могут считаться постоянными.

Для того чтобы можно было осуществлять преобразования, а также чтобы выполнялись необходимые в дальнейшем предпосылки, будем считать токи  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  дважды непрерывно дифференцируемыми.

Согласно векторным формулам (П. 11) и (П. 14), учитывая постоянство  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  относительно переменной дифференцирования и формулу (1.13), получим

$$\begin{aligned}\operatorname{rot}(\chi\mathbf{I}) &= -[\mathbf{I}, \operatorname{grad} \chi]; \\ \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\chi\mathbf{I}) &= (\mathbf{I}, \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \chi + k^2\chi\mathbf{I}.\end{aligned}$$

Соответствующие соотношения справедливы для  $\mathbf{I}_m$ . Введем сюда операторы дифференцирования по  $P'$ , которые обозначим  $\operatorname{grad}'$  и т. д. Тогда, как легко можно показать,

$$\left. \begin{aligned}\operatorname{grad} \chi &= \frac{\partial \chi}{\partial r}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\operatorname{grad}' \chi; \\ (\mathbf{I}, \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \chi &= (\mathbf{I}, \operatorname{grad}') \operatorname{grad}' \chi,\end{aligned}\right\} \quad (1.29)$$

где

$$\begin{aligned}\mathbf{r} &= \frac{1}{r}(\mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y + \mathbf{e}_z z); \\ \mathbf{r}' &= \frac{1}{r}(\mathbf{e}_x x' + \mathbf{e}_y y' + \mathbf{e}_z z').\end{aligned}$$

После выполнения этих преобразований формулы (1.28) переходят в следующие:

$$\left. \begin{aligned}\mathbf{E} &= \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \int_{(V)} \{(\mathbf{I}, \operatorname{grad}') \operatorname{grad}' \chi + k^2\chi\mathbf{I} - j\omega\epsilon [\mathbf{I}_m, \operatorname{grad}' \chi]\} dV'; \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{4\pi j\omega\mu} \int_{(V)} \{(\mathbf{I}_m, \operatorname{grad}') \operatorname{grad}' \chi + k^2\chi\mathbf{I}_m + j\omega\mu [\mathbf{I}, \operatorname{grad}' \chi]\} dV'.\end{aligned}\right\} \quad (1.30)$$

Тогда (в прямоугольных декартовых координатах  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ )

$$\begin{aligned}(\mathbf{I}, \operatorname{grad}') \operatorname{grad}' \chi &= -\operatorname{div}' \mathbf{I} \operatorname{grad}' \chi + \mathbf{e}_x \operatorname{div}' \left( \mathbf{I} \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right) + \\ &+ \mathbf{e}_y \operatorname{div}' \left( \mathbf{I} \frac{\partial \chi}{\partial y'} \right) + \mathbf{e}_z \operatorname{div}' \left( \mathbf{I} \frac{\partial \chi}{\partial z'} \right).\end{aligned}$$

Кроме того, если  $F$  представляет собой замкнутую поверхность, на которой токи отсутствуют и которая делит пространство на внутреннюю область  $V_i$  и внешнюю  $V_a$ , то

$$\begin{aligned}\int_{(V_i)} \operatorname{div}' \left( \mathbf{I} \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right) dV' &= - \int_{(V_a)} \operatorname{div}' \left( \mathbf{I} \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right) dV' = \\ &= - \oint_{(F)} \frac{\partial \chi}{\partial x'} (\mathbf{I}, \mathbf{n}) dF = 0\end{aligned}$$

( $\mathbf{n}$  — внутренняя нормаль к  $F$ ).

То же самое справедливо и для других дивергенций.

Тем самым получается:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \int_{(V)} \{k^2\chi\mathbf{I} - j\omega\epsilon [\mathbf{I}_m, \text{grad}'\chi] - \text{div}'\mathbf{I} \text{grad}'\chi\} dV'; \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{4\pi j\omega\mu} \int_{(V)} \{k^2\chi\mathbf{I}_m + j\omega\mu [\mathbf{I}, \text{grad}'\chi] - \text{div}'\mathbf{I}_m \text{grad}'\chi\} dV', \end{aligned} \right\} \quad (1.31)$$

а после использования уравнений непрерывности

$$\text{div}'\mathbf{I} = -j\omega q; \quad \text{div}'\mathbf{I}_m = -j\omega q_m$$

получим

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ j\omega\mu\chi\mathbf{I} + [\mathbf{I}_m, \text{grad}'\chi] - \frac{q}{\epsilon} \text{grad}'\chi \right\} dV'; \\ \mathbf{H} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ j\omega\epsilon\chi\mathbf{I}_m - [\mathbf{I}, \text{grad}'\chi] - \frac{q_m}{\mu} \text{grad}'\chi \right\} dV'. \end{aligned} \right\} \quad (1.32)$$

### 1.2.2. Введение поверхностных интегралов

Мы уже разделили все пространство введенной выше замкнутой и свободной от источников поверхностью  $F$  на внутреннюю  $V_i$  и внешнюю  $V_a$  области (рис. 1.1). В этом случае напряженность электрического поля представляется следующим образом:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi} \int_{(V_i)} \{\dots\} dV' - \frac{1}{4\pi} \int_{(V_a)} \{\dots\} dV'.$$

Соответствующее уравнение справедливо и для  $\mathbf{H}$ . В этом представлении один из объемных интегралов, например по  $V_a$ , может быть выражен через поверхностный интеграл по  $F$ , причем перед этим в подынтегральные выражения с помощью уравнений Максвелла вводятся параметры поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ . Не будем останавливаться на промежуточных выкладках, так как преобразования довольно громоздки, если ограничиваться использованием обычных законов интегрирования.

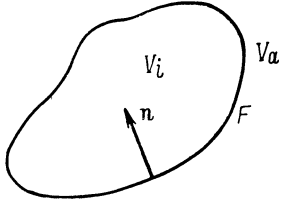


Рис. 1.1. К представлению поля объемными и поверхностными интегралами.

Другой путь вывода формул для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  следующий (см., например, [А 38], [А 35], [1.28]).

К векторам  $\mathbf{A} = \chi\mathbf{G}$  и  $\mathbf{B} = \mathbf{E}$  или, соответственно,  $\mathbf{H}$  ( $\mathbf{G}$  — постоянный вектор) применяется векторная формула Грина (П.31) для области пространства  $V - \bar{K}$  с граничной поверхностью  $F + K$ , причем  $K$  — сфера малого радиуса с центром в точке  $P$ , а  $\bar{K}$  — ее объем. После преобразования интегралов постоянный вектор  $\mathbf{G}$  может быть исключен, и в результате получается векторное уравнение. Если устремить радиус сферы  $K$  к нулю, то в качестве граничного значения поверхностного интеграла по  $K$  получается вектор поля в точке  $P$ , умноженный на  $4\pi$ , в то время как объемный интеграл по  $\bar{K}$  обращается в нуль.

Если  $\mathbf{n}$  — нормаль к  $F$  в области  $V_i$ , то

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(P) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V_i)} \left\{ j\omega\mu\chi\mathbf{I} + [\mathbf{I}_m, \text{grad}'\chi] - \frac{q}{\epsilon} \text{grad}'\chi \right\} dV' - \\ &- \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ j\omega\mu\chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] - [[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \text{grad}'\chi] - (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \text{grad}'\chi \right\} dF; \end{aligned} \quad (1.33)$$

$$\mathbf{H}(P_i) = -\frac{1}{4\pi} \int_{(V_i)} \left\{ j\omega\epsilon\chi\mathbf{I}_m - [\mathbf{I}, \text{grad}'\chi] - \frac{\mathcal{Q}_m}{\mu} \text{grad}'\chi \right\} dV' -$$

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ -j\omega\epsilon\chi[\mathbf{n}, \mathbf{E}] - [[\mathbf{n}, \mathbf{H}], \text{grad}'\chi] - (\mathbf{n}, \mathbf{H}) \text{grad}'\chi \right\} dF \quad (1.34)$$

или

$$\mathbf{E}(P_a) = -\frac{1}{4\pi} \int_{(V_a)} \{ \dots \} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ \dots \} dF; \quad (1.35)$$

$$\mathbf{H}(P_a) = -\frac{1}{4\pi} \int_{(V_a)} \{ \dots \} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ \dots \} dF \quad (1.36)$$

(подынтегральные выражения имеют тот же вид, что и выше).

Такое представление поля было предложено Стрэттоном и Чу [1.28]. Поле в точке  $P$  выражается через источники в области пространства, содержащей точку  $P$ , и через значения поля на границе этой области.

Поверхностные интегралы определяют при этом составляющие поля, которые создаются источниками, расположенными вне  $V_i$  или, соответственно,  $V_a$ .

Если все источники расположены в  $V_a$ , то объемный интеграл по  $V_i$  в (1.33) или, соответственно, в (1.34) обращается в нуль и поле во внутренней точке  $P_i$  выражается через распределение поля по  $F$ . Напротив, в (1.35) или (1.36) объемные интегралы отличны от нуля, в то время как поверхностные интегралы исчезают. Следовательно, поле в  $P_a$  определяется только объемными интегралами. Формально одинаковые поверхностные интегралы в (1.33) и (1.34) равны нулю, а в (1.35) и (1.36) не равны, так как уравнения справедливы в одном случае для внешней точки  $P_a$ , а в другом для внутренней  $P_i$ , т. е.  $\chi$  в обоих случаях различно! Если представить таким же образом поле в свободной от источников области пространства через поверхностные интегралы по замкнутой поверхности  $F$ , то это представление справедливо только для внутренних точек, тогда как вне  $F$  векторы поля тождественно равны нулю. Аналогичные рассуждения справедливы и при представлении поля во внешнем пространстве.

### 1.2.3. Замена поля на граничной поверхности распределенными по поверхности источниками

Сравнение объемных и поверхностных интегралов в (1.33)—(1.36) показывает, что полная аналогия величин, стоящих под знаками интегралов, имеет место в том случае, если электрические и магнитные поверхностные токи и заряды вводятся с помощью следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I}_F &= [\mathbf{n}, \mathbf{H}]; \\ \mathbf{I}_{mF} &= -[\mathbf{n}, \mathbf{E}]; \\ \mathcal{Q}_F &= \epsilon(\mathbf{n}, \mathbf{E}); \\ \mathcal{Q}_{mF} &= \mu(\mathbf{n}, \mathbf{H}). \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

Тем самым представления поля принимают следующий вид ( $V$  означает либо  $V_i$ , либо  $V_a$ ,  $P$  соответственно  $P_i$  или  $P_a$ ;  $\mathbf{n}$  — внутренняя нормаль к  $V$ ):

$$\mathbf{E}(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ j\omega\mu\chi\mathbf{I} + [\mathbf{I}_m, \text{grad}'\chi] - \frac{\mathcal{Q}}{\epsilon} \text{grad}'\chi \right\} dV' -$$

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ j\omega\mu\chi\mathbf{I}_F + [\mathbf{I}_{mF}, \text{grad}'\chi] - \frac{\mathcal{Q}_F}{\epsilon} \text{grad}'\chi \right\} dF; \quad (1.38)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(P) = & -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \left\{ j\omega\varepsilon\chi\mathbf{I}_m - [\mathbf{I}, \text{grad}'\chi] - \frac{Q_m}{\mu} \text{grad}'\chi \right\} dV' - \\ & -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ j\omega\varepsilon\chi\mathbf{I}_{mF} - [\mathbf{I}_F, \text{grad}'\chi] - \frac{Q_{mF}}{\mu} \text{grad}'\chi \right\} dF. \end{aligned} \quad (1.39)$$

Поверхностные плотности, определяемые уравнениями (1.37), соответствуют поверхностным плотностям, введенным при формулировке краевых условий на границе раздела двух различных сред, если внешнее поле на поверхности раздела произвольно положить равным нулю. Следовательно, они не идентичны с поверхностно распределенными источниками, которые для выполнения уравнений Максвелла должны предполагаться на поверхностях разрыва среды. Введенные здесь поверхностные плотности служат только в качестве расчетных величин, с которыми можно поступать так, как будто речь идет о действительных поверхностных токах и зарядах. Они называются эквивалентными токами и зарядами (в частности, здесь имеется в виду эквивалентность 1-го рода; ср. раздел 9.2.2, где вводится второй принцип эквивалентности).

Если  $F$  свободно от источников, т. е. свободно от действующих токов и зарядов, что всегда предполагалось, то справедливы уравнения непрерывности

$$\left. \begin{aligned} j\omega\rho_F + \text{div}'\mathbf{I}_F &= 0; \\ j\omega\rho_{mF} + \text{div}'\mathbf{I}_{mF} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.40)$$

Тем самым все заряды в представлениях поля могут быть заменены токами.

#### 1.2.4. Формулы Кирхгофа

Интегралы по замкнутой поверхности  $F$ , определяющие поле, могут быть преобразованы таким образом, чтобы поле в  $V$  выражалось через интегралы по граничной поверхности  $F$  в следующем виде:<sup>1</sup>

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}(P) &= -\frac{1}{4\pi} \oint_{(F)} \left\{ \chi \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n} - \mathbf{E} \frac{\partial \chi}{\partial n} \right\} dF; \\ \mathbf{H}(P) &= \frac{1}{4\pi} \oint_{(F)} \left\{ \chi \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial n} - \mathbf{H} \frac{\partial \chi}{\partial n} \right\} dF. \end{aligned} \right\} \quad (1.41)$$

Эти уравнения называются формулами Кирхгофа (Кирхгофом они были сформулированы для скаляров [4.43]). Их устанавливают в большинстве случаев независимо от уравнений, выведенных в разделе 1.2.2, полагая во второй формуле Грина (П.30)  $\varphi = \chi$ , а  $\psi$  равной составляющей векторов поля в декартовой системе координат, например  $E_x$ .

При этом рассматривается область пространства  $V - \bar{K}$  с границей  $F + K$ , которая получается, если исключить из  $V$  точку  $P$ , окружив ее сферой  $K$  радиусом  $\delta$  (рис. 1.2).

Если обозначить составляющую поля через  $E$ , то формула Грина получает вид

$$\oint_{(F+K)} \left\{ \chi \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial \chi}{\partial n} \right\} dF = - \int_{(V-\bar{K})} \left\{ \chi \Delta E - E \Delta \chi \right\} dV'. \quad (1.42)$$

<sup>1</sup> Соответствие интегралов доказывается в разделе 4.1.3 в общем виде.

Область  $V$  предполагается свободной от источников. Тогда  $\chi$  и  $E$  в  $V - \bar{K}$  удовлетворяют однородным волновым уравнениям

$$\Delta \chi + k^2 \chi = 0; \quad \Delta E + k^2 E = 0,$$

в результате чего объемный интеграл обращается в нуль. Интеграл по малой сфере с центром в точке  $P$  согласно теореме о среднем имеет следующий вид:

$$\oint_{(K)} \{ \dots \} dF = 4\pi \delta^2 \left\{ \chi \frac{\partial \bar{E}}{\partial n} - \bar{E} \frac{\partial \chi}{\partial n} \right\};$$

чертой сверху обозначается соответствующее среднее значение на сфере. При переходе к пределу  $\delta \rightarrow 0$  исчезает член, содержащий  $\chi$ , так как он стремится к бесконечности как  $1/\delta$ . Вследствие того, что

$$\frac{\partial \chi}{\partial n} = \left[ \frac{\partial \chi}{\partial r} \right]_{r=\delta} = - \left( jk + \frac{1}{\delta} \right) \frac{e^{-jk\delta}}{\delta},$$

получаем

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \oint_{(K)} \{ \dots \} dF = 4\pi E(P),$$

так что формула Кирхгофа для  $E$  следует из (1.42), если взять производные для всех составляющих и произвести сложение. То же самое получается для  $H$ .

С помощью формул Кирхгофа параметры поля в точке  $P$  выражаются через поля на замкнутой границе  $F$ . Следовательно, эти формулы аналогичны формулам Стрэттона и Чу для свободной от источников области пространства, но несколько проще их.

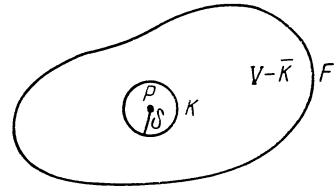


Рис. 1.2. К выводу формул Кирхгофа.

### 1.3. Поле в области излучения

#### 1.3.1. Другая форма условий излучения. Понятие о характеристике излучения

Если нет внешних источников, то при неограниченном увеличении  $V_i$  и стремлении  $F$  к бесконечности поверхностные интегралы в (1.33) и (1.34) обращаются в нуль. Так как в любом случае, представляющем технический интерес, все источники могут быть объединены в области пространства, расположенной на конечном расстоянии, то поверхностные интегралы всегда должны быть равны нулю, если  $F$  стремится к бесконечности, как бы ни были распределены источники.

Отсюда могут быть выведены условия для асимптотического характера поведения векторов поля, которые должны выполняться независимо от распределения источников в каждом конкретном случае. Эти условия эквивалентны условию излучения Зоммерфельда.

Для простоты в качестве  $F$  принимаем поверхность сферы радиуса  $r_0$ . Для  $F$  справедливо

$$\text{grad } \chi = - \left[ \frac{\partial \chi}{\partial r} \right]_{r=r_0}; \quad \mathbf{n} = - \left( jk + \frac{1}{r_0} \right) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \cdot \mathbf{r},$$

где  $\mathbf{r} = -\mathbf{n}$ .

После применения теоремы о среднем и использования соотношения

$$[[\mathbf{r}, \mathbf{E}], \mathbf{r}] = \mathbf{E} - \mathbf{r}(\mathbf{r}, \mathbf{E})$$

поверхностный интеграл в (1.33) принимает следующий вид:

$$\oint_{(F)} \{\dots\} dF = 4\pi r_0 e^{-jkr_0} \left\{ -j\omega\mu [\mathbf{r}, \bar{\mathbf{H}}] - \left( jk + \frac{1}{r_0} \right) \bar{\mathbf{E}} \right\};$$

$\bar{\mathbf{E}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$  — параметры поля в соответствующей точке  $F$ . Если теперь для  $r_0 \rightarrow \infty$  значение на границе

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \oint_{(F)} \{\dots\} dF = 4\pi \lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ -j\omega\mu r_0 \left( [\mathbf{r}, \bar{\mathbf{H}}] + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \bar{\mathbf{E}} \right) - \bar{\mathbf{E}} \right\}$$

должно быть равно нулю, то прежде всего должно выполняться

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ r_0 \left( [\mathbf{r}, \bar{\mathbf{H}}] + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \bar{\mathbf{E}} \right) \right\} = 0$$

и

$$\lim_{r_0 \rightarrow \infty} \bar{\mathbf{E}} = 0.$$

Соответствующее требование получается из другого поверхностного интеграла. Эти условия справедливы в предположении регулярности  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  во всех направлениях, а не только для среднего значения. Кроме того, так как общая мощность излучения должна оставаться конечной, можно доказать, что на бесконечности  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  стремятся к нулю как  $1/r_0$ . Тем самым при использовании символа Ландау  $O(f)$ <sup>1</sup> условия излучения можно представить в следующем виде (см., например, [А 27, стр. 261]):

$$\left. \begin{aligned} [\mathbf{r}, \mathbf{H}] + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \mathbf{E} &= O\left(\frac{1}{r^2}\right); \\ \mathbf{E} &= O\left(\frac{1}{r}\right); \\ [\mathbf{r}, \mathbf{E}] - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \mathbf{H} &= O\left(\frac{1}{r^2}\right); \\ \mathbf{H} &= O\left(\frac{1}{r}\right), \end{aligned} \right\} \quad (1.43)$$

причем можно ввести еще волновое сопротивление свободной среды

$$Z_{\varepsilon\mu} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

Для  $\varepsilon = \varepsilon_0$  и  $\mu = \mu_0$  сопротивление  $Z_{\varepsilon\mu} = Z_0$  (волновое сопротивление свободного пространства).

Первое и третье уравнения (1.43) называются условиями излучения в узком смысле. Из них следует, что асимптотически (в свободном пространстве) справедливо соотношение

$$\mathbf{H} = \frac{1}{Z_0} [\mathbf{r}, \mathbf{E}], \quad (1.44)$$

<sup>1</sup> Если  $f_1(r) = O\left(\frac{1}{r}\right)$ , то в результате получается, что  $r \cdot f_1(r)$  остается конечным при неограниченно возрастающем  $r$ ;  $f_2(r) = O\left(\frac{1}{r^2}\right)$  означает, что  $r^2 \cdot f_2(r)$  для  $r \rightarrow \infty$  остается конечным.



т. е. поле излучения в каждой точке на достаточно большом расстоянии от источников ведет себя как плоская электромагнитная волна. Асимптотически  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  расположены перпендикулярно друг другу и направлению распространения, и эти три вектора в указанной последовательности образуют прямоугольную систему.

Кроме того, отношение значений  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  равно волновому сопротивлению среды.

Можно показать, что при выполнении условий излучения вектор электрического поля может быть представлен в следующем виде:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, r) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \frac{e^{-jkr}}{r} + O\left(\frac{1}{r^2}\right). \quad (1.45)$$

Аналогичное представление справедливо и для  $\mathbf{H}$ . Это означает, что каждый вектор поля является суммой двух слагаемых, первое из которых ведет себя как сферическая волна и убывает в бесконечности как  $1/r$ , а второе — по меньшей мере как  $1/r^2$ . Коэффициент  $\mathbf{E}_0$  в слагаемом для сферической волны в случае вектора электрического поля называется характеристикой излучения соответствующего распределения тока. Характеристика излучения имеет размерность объема. (Можно было бы выбрать соответствующий множитель и для напряженности магнитного поля, однако, учитывая введение вектора поляризации, указанное здесь определение является более целесообразным.)

Любое распределение источников имеет однозначную до скалярного множителя, равного единице, векторную характеристику излучения.<sup>1</sup> Она зависит только от направления  $\mathbf{r}$  и описывает характер изменения поля излучения на сфере большого радиуса, центр которой расположен в непосредственной близости от источников. Для плотности потока излучения в удаленной точке и квадрата модуля характеристики излучения справедливо соотношение

$$|\mathbf{S}| = |\mathbf{S}(\mathbf{r}, r)| = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{2Z_0} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2. \quad (1.46)$$

Интенсивность излучения в направлении  $\mathbf{r}$

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{2Z_0} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2. \quad (1.47)$$

Под интенсивностью излучения здесь понимается мощность излучения в единичном телесном угле. Она связана с плотностью потока излучения в точке, расположенной на удаленной сфере, соотношением

$$P(\mathbf{r}) = r^2 \int_{\Omega} |\mathbf{S}(\mathbf{r}, r)|. \quad (1.48)$$

Недостатком понятия характеристики излучения является ее размерность. Поэтому часто пользуются характеристикой излучения, отнесенной к ее значению в направлении  $\mathbf{r}_0$ ,

$$\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{r})}{|\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0)|}. \quad (1.49)$$

Векторная функция  $\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})$  носит название нормированной характеристики излучения. Она безразмерна. Обычно в качестве основного направления  $\mathbf{r}_0$  выбирают направление максимального излучения, так что значение нормированной характеристики излучения всегда меньше или равно единице.

<sup>1</sup> Так как положение начала системы координат вблизи источников произвольно, то фаза определена неоднозначно.

Область пространства, в которой поле может быть описано с достаточной для любой задачи точностью первым членом правой части уравнения (1.45), т. е. характеристикой излучения и множителем  $\chi = e^{-jkr}/r$ , зависящим только от расстояния, называется областью излучения, а поле в области излучения — дальним полем. Используя метод обозначения, принятый в теоретической оптике, говорят также о приближении Фраунгофера. Приближение Фраунгофера, вообще говоря, может быть использовано для случая  $r\lambda \gg d^2$ , где  $d$  — наибольший линейный размер системы источников.

### 1.3.2. Представление дальнего поля через распределение источников. Общие формулы для характеристики излучения

При исследовании антенн СВЧ во многих случаях представляет интерес только дальнее поле или характеристика излучения. Поэтому мы приведем общее представление поля (1.16) к виду (1.45), иными словами, определим характеристику излучения. Для этого выберем представление поля векторными потенциалами, потому что при этом мы исходим лишь из предположения регулярности распределения тока в области, тогда как интегральное представление требует существования и непрерывности вторых производных. В антенной же технике наибольшее значение имеют как раз неравномерные распределения тока. По той же причине мы избегаем в дальнейшем применения интегральных теорем, которые также требуют непрерывной дифференцируемости второго порядка.

Прежде всего для дальнего поля представим векторные потенциалы в следующем виде:

$$\mathbf{A} = \chi \mathbf{A}_0; \quad \mathbf{F} = \chi \mathbf{F}_0, \quad (1.50)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} e^{-jk(r'-r)} \mathbf{I}(P') dV'; \\ \mathbf{F}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} e^{-jk(r'-r)} \mathbf{I}_m(P') dV'; \end{aligned} \right\} \quad (1.51)$$

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \frac{e^{-jkr}}{r}; \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}; \quad r' = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.52)$$

$r$  представляет собой расстояние от начала системы координат  $O$ , расположенного в непосредственной близости от источников, до точки  $P$ , в которой определяется поле,  $r'$  — расстояние от текущей точки интегрирования  $P'$  до  $P$ . В представлении векторных потенциалов в знаменателе было положено  $r = r'$ , так как можно легко показать, что возникающая из-за этого погрешность — более высокого порядка, чем  $1/r$ , и, следовательно, не влияет на характеристику излучения. Если  $\mathbf{Q} = q\mathbf{q}$  — вектор, характеризующий положение  $P'$  относительно  $O$  ( $q$  — расстояние  $OP'$ ,  $\mathbf{q}$  — единичный вектор в направлении  $OP'$ ; рис. 1.3), то, опять пренебрегая более высокими степенями  $1/r$ , получим

$$r' - r = -(\mathbf{Q}, \mathbf{r}) = -q(\mathbf{q}, \mathbf{r}). \quad (1.53)$$

Если учитываются и вторые степени координат источника  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ , отнесенных к  $r$ , то  $r' - r$  больше не является независимым от  $r$ , как это предполагает определение характеристики излучения. В этом случае

получается не характеристика излучения или приближение Фраунгофера, а приближение Френеля, которое применяется в том случае, если не выполнено условие для дальнего поля.

Тогда, пренебрегая более высокими степенями  $1/r$ , получим

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \operatorname{rot} (\chi \mathbf{A}_0) = \chi \operatorname{rot} \mathbf{A}_0 - [\mathbf{A}_0, \operatorname{grad} \chi] \quad (1.54)$$

и

$$\operatorname{grad} \chi = \frac{\partial \chi}{\partial r} \mathbf{r} = -jkr\chi. \quad (1.55)$$

Для вычисления  $\operatorname{rot} \mathbf{A}_0$  в области дальнего поля заменим неравномерное в общем случае распределение тока  $\mathbf{I}$  ( $P'$ ) последовательностью регулярных распределений  $\{\mathbf{I}_v(P')\}$  ( $v = 1, 2, \dots$ ), которая для  $v \rightarrow \infty$  сходится к  $\mathbf{I}(P')$ . Для любого значения  $v$  вследствие постоянства подынтегрального выражения операция ротора может быть введена под знак интеграла.

Таким образом,

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{A}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \operatorname{rot} \{e^{-jk(r'-r)} \mathbf{I}_v(P')\} dV' = \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(V)} [\mathbf{I}_v(P'), \operatorname{grad} (e^{-jk(r'-r)})] dV' \end{aligned}$$

и с учетом  $\operatorname{grad} (e^{-jk(r'-r)}) = -jk \frac{e^{-jk(r'-r)}}{r} \bar{\mathbf{Q}}$  получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{A}_0 = \frac{-jk}{4\pi r} \int_{(V)} e^{-jk(r'-r)} [\bar{\mathbf{Q}}, \mathbf{I}_v] dV';$$

при этом  $\bar{\mathbf{Q}} = \mathbf{Q} - \mathbf{r}(\mathbf{Q}, \mathbf{r})$ .

Теперь подынтегральные выражения, а тем самым и интеграл по ограниченной области пространства  $V$ , как легко видеть, равномерно ограничены относительно  $v$ , т. е. можно указать такое число  $M$ , что для любого  $v$  справедливо

$$\left| \int_{(V)} e^{-jk(r'-r)} [\bar{\mathbf{Q}}, \mathbf{I}_v] dV' \right| < M.$$

Следовательно, такое же неравенство справедливо и в пределе при  $v \rightarrow \infty$ , т. е. для произвольного распределения тока  $\mathbf{I}$ . Таким образом,  $\operatorname{rot} \mathbf{A}_0$  на бесконечности стремится к нулю как  $1/r$ , т. е. член  $\chi \operatorname{rot} \mathbf{A}_0$  стремится к нулю как  $1/r^2$  и, следовательно, в характеристике излучения может не учитываться. Принимая во внимание (1.54) и (1.55), для дальнего поля получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \chi [-jkr, \mathbf{A}_0] = [-jkr, \mathbf{A}].$$

Если отсюда опять образовать ротор и пренебречь более высокими степенями  $1/r$ , то аналогичным образом находим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = [-jkr, [-jkr, \mathbf{A}]].$$

Сходные выражения получаются для  $\operatorname{rot} \mathbf{F}$  и  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{F}$ . Тем самым

$$\chi \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = -[-jkr, \mathbf{F}] + \frac{1}{j\omega\epsilon} [-jkr, [-jkr, \mathbf{A}]]; \quad (1.56)$$

$$\chi \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = [-jkr, \mathbf{A}] + \frac{1}{j\omega\mu} [-jkr, [-jkr, \mathbf{F}]] \quad (1.57)$$

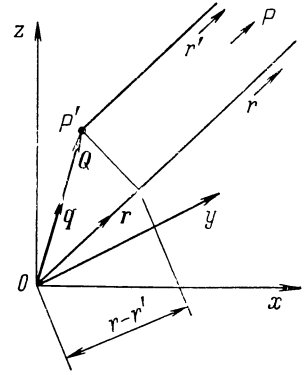


Рис. 13. К расчету  $r'-r$  для дальнего поля.

или

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = -[-jkr, \mathbf{F}_0] + \frac{1}{j\omega\epsilon} [-jkr, [-jkr, \mathbf{A}_0]]; \quad (1.58)$$

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = [-jkr, \mathbf{A}_0] + \frac{1}{j\omega\mu} [-jkr, [-jkr, \mathbf{F}_0]]. \quad (1.59)$$

Следовательно, переход к дальнему полю осуществляется путем простой замены в уравнениях (1.16), (1.17) векторного дифференциального оператора  $\nabla$  на  $-jkr$ .

В дальнейшем мы рассматриваем только характеристику излучения  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ , которая после несложных преобразований может быть получена из (1.58):

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = jk[\mathbf{r}, \mathbf{F}_0 + Z_{\epsilon\mu}[\mathbf{r}, \mathbf{A}_0]] = \frac{jk}{4\pi} \int_{(V)} [\mathbf{r}, \mathbf{I}_m + Z_{\epsilon\mu}[\mathbf{r}, \mathbf{I}]] e^{-jk(r'-r)} dV'. \quad (1.60)$$

Наиболее простое и наглядное представление характеристики излучения можно получить, если в области  $V$  заменить токи  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  общим скалярным множителем.

В этом случае можно положить

$$\mathbf{I}(P') = A(P') \bar{\mathbf{I}}; \quad \mathbf{I}_m(P') = A(P') \bar{\mathbf{I}}_m, \quad (1.61)$$

где  $\bar{\mathbf{I}}$  и  $\bar{\mathbf{I}}_m$  — постоянные векторы, которые характеризуют независящие от точки пространства свойства токов, а  $A(P')$  — скалярная, вообще говоря, комплексная функция пространственных координат, определяющая амплитуды и фазы токов.

Как следует из (1.60), характеристика излучения при справедливости (1.61) может быть записана в виде произведения скалярного и векторного множителей следующим образом:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) E_0^{(g)}(\mathbf{r}), \quad (1.62)$$

где

$$\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} [\mathbf{r}, \bar{\mathbf{I}}_m + Z_{\epsilon\mu}[\mathbf{r}, \bar{\mathbf{I}}]]; \quad (1.63)$$

$$E_0^{(g)}(\mathbf{r}) = \int_{(V)} A(P') e^{-jk(r'-r)} dV'. \quad (1.64)$$

По аналогии с обозначением, которое обычно применяется для совокупности излучателей, назовем векторный множитель  $\mathbf{E}_0^{(e)}$  одиночной характеристикой, а скалярный множитель  $E_0^{(g)}$  — групповой характеристикой.

Одиночная характеристика определяет в основном вид поляризации в характеристике излучения, в то время как групповая характеристика описывает главным образом амплитудное и фазовое распределения. Из дальнейшего будет видно, что введение этих понятий целесообразно при рассмотрении многих задач теории антенн и, в частности, позволяет сделать выводы об области применения скалярной приближенной формулы, часто используемой в случае поверхностных антенн. При распределении источников на плоскости эта формула идентична введенной групповой характеристике.

Рассмотрим частный случай соотношения (1.61) между токами, предположив справедливость следующих выражений для постоянных векторов тока:

$$\bar{\mathbf{I}}_m = Z_{e\mu} [\mathbf{n}, \bar{\mathbf{I}}]; \quad (\mathbf{n}, \bar{\mathbf{I}}) = (\mathbf{n}, \bar{\mathbf{I}}_m) = 0. \quad (1.65)$$

Подобная связь имеет место, если, например, рассматривать определяемую эквивалентными токами плоскую электромагнитную волну, которая распространяется в направлении  $\mathbf{n}$ . В этом случае одиночная характеристика принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}_0^{(e)} = \frac{j\omega\mu}{4\pi} [\mathbf{r}, [\mathbf{n} + \mathbf{r}, \bar{\mathbf{I}}]]. \quad (1.66)$$

Если теперь положить в прямоугольной декартовой системе координат

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}_z; \quad \bar{\mathbf{I}} = \mathbf{e}_x \bar{I}_x + \mathbf{e}_y \bar{I}_y, \quad (1.67)$$

то после введения сферических координат  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{e}_\theta$ ,  $\mathbf{e}_\phi$  согласно приложению 2 получается следующее выражение для одиночной характеристики:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^{(e)} = \frac{j\omega\mu}{4\pi} (1 + \cos \theta) \times \\ \times \{ -\mathbf{e}_\theta (\bar{I}_x \cos \psi + \bar{I}_y \sin \psi) + \mathbf{e}_\phi (\bar{I}_x \sin \psi - \bar{I}_y \cos \psi) \}. \end{aligned} \quad (1.68)$$

При этом выражение, стоящее в фигурных скобках, не зависит от  $\theta$ , так что зависимость одиночной характеристики от угла между направлением излучения и  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$  определяется лишь множителем  $1 + \cos \theta$ . Следовательно, мы можем констатировать, что уравнение (1.62) с учетом (1.64) и (1.68) строго справедливо для любого направления излучения  $\mathbf{r}$ , если только токи удовлетворяют условиям (1.61) и (1.65). Объемный интеграл в групповой характеристике (1.64) в случае поверхностно или линейно распределенных источников можно заменить поверхностным или, соответственно, линейным интегралом. Разделение характеристики излучения на одиночную и групповую возможно, в частности, и в тех случаях, когда плоская апертура возбуждается при постоянной поляризации.

## 1.4. Элементарный излучатель

### 1.4.1. Эквивалентность электрических и магнитных источников

Магнитные токи и заряды рассматривались в предыдущих разделах с чисто формальной точки зрения, без объяснения их физической сущности.

Принципиально в любой задаче магнитные токи и заряды можно полагать равными нулю и рассматривать только электрические источники, которые обычно имеют реальное физическое значение. Однако при введении эквивалентных токов и зарядов с помощью уравнения (1.37) уже отмечалось, что фиктивные магнитные величины могут оказать хорошую услугу по меньшей мере в качестве символов некоторых параметров поля. В дальнейшем будет показано, что, кроме того, некоторые простые и часто встречающиеся излучатели могут быть идеализированы таким образом, что их целесообразно рассматривать в виде магнитных токов или их комбинаций. Покажем прежде всего, что принципиально можно ограничиться одним типом источника, электрическим или магнитным, для чего выведем эквивалентные соотношения между электрическими и магнитными токами.

Для этого рассмотрим распределение тока, при котором во всем пространстве справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} j\omega\mu\mathbf{I} + \text{rot } \mathbf{I}_m &= 0; \\ -j\omega\varepsilon\mathbf{I}_m + \text{rot } \mathbf{I} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.69)$$

При этом предположении уравнения Максвелла можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \bar{\mathbf{E}} &= -j\omega\mu\bar{\mathbf{H}}; \\ \text{rot } \bar{\mathbf{H}} &= j\omega\varepsilon\bar{\mathbf{E}}, \end{aligned} \right\} \quad (1.70)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{E}} &= \mathbf{E} + \frac{1}{2} \frac{1}{j\omega\varepsilon} \mathbf{I}; \\ \bar{\mathbf{H}} &= \mathbf{H} + \frac{1}{2} \frac{1}{j\omega\mu} \mathbf{I}_m. \end{aligned} \right\} \quad (1.71)$$

Если теперь применить формулу (1.33) Стрэттона и Чу и выбрать замкнутую поверхность  $F$  таким образом, чтобы все источники были расположены в  $V_i$ , то интеграл по  $F$  обращается в нуль. Однако объемный интеграл тоже обращается в нуль, так как в уравнениях (1.70) токи выражены неявно, т. е.  $\bar{\mathbf{E}}$  и  $\bar{\mathbf{H}}$  тождественно равны нулю во всем пространстве или, соответственно,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  равны нулю во всех точках, где отсутствуют источники.

Таким образом, существование соотношений (1.69) между электрическими и магнитными токами соответствует отсутствию источников, т. е.  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  создают в этом случае равные и противоположно направленные поля. В соответствии с этим для расчета поля вне источников можно по желанию рассматривать  $\mathbf{I}$  или  $\mathbf{I}_m$ , причем обе плотности токов связаны между собой эквивалентными соотношениями

$$\mathbf{I} = \frac{1}{j\omega\mu} \text{rot } \mathbf{I}_m; \quad (1.72)$$

$$\mathbf{I}_m = -\frac{1}{j\omega\varepsilon} \text{rot } \mathbf{I}. \quad (1.73)$$

В качестве определяющего для  $\mathbf{I}_m$  может быть принято, в частности, второе соотношение.

Для пояснения рассмотрим следующие примеры, взятые из работы [1.18].

а) Пусть на бесконечной плоскости  $yz$  задан магнитный поверхностный ток с постоянной поверхностной плотностью

$$\mathbf{I}_{mF} = \mathbf{e}_z | \mathbf{I}_{mF} |.$$

Для применения уравнения (1.72) пространственная плотность тока представляется с помощью  $\delta$ -функции Дирака:

$$\mathbf{I}_m = \mathbf{e}_z | \mathbf{I}_{mF} | \delta(x). \quad (1.74)$$

Таким образом,

$$\text{rot } \mathbf{I}_m = | \mathbf{I}_{mF} | \text{rot } \{ \mathbf{e}_z \delta(x) \} = -\mathbf{e}_y | \mathbf{I}_{mF} | \delta'(x).$$

Следовательно, согласно (1.72) эквивалентное распределение электрического тока

$$\mathbf{I} = -\mathbf{e}_y \frac{1}{j\omega\mu} | \mathbf{I}_{mF} | \delta'(x). \quad (1.75)$$

Поскольку

$$\delta'(x) = \begin{cases} +\infty & \text{при } x = -0; \\ -\infty & \text{при } x = +0, \end{cases}$$

то имеются две токовые поверхности с постоянной поверхностной плотностью, бесконечно близко прилегающие к обеим сторонам плоскости  $yz$ , причем на одной стороне ток течет в положительном направлении  $y$ , а на второй — в отрицательном. Такая система называется двойным электрическим слоем.

б) Пусть рассматривается линейный магнитный ток вдоль оси  $z$

$$\mathbf{I}_m = \mathbf{e}_z |\mathbf{I}_{ms}| \delta(x) \delta(y). \quad (1.76)$$

Для эквивалентного распределения тока пересчет согласно формуле (1.72) дает

$$\mathbf{I} = \frac{1}{j\omega\mu} |\mathbf{I}_{ms}| \{ \mathbf{e}_x \delta(x) \delta'(y) - \mathbf{e}_y \delta'(x) \delta(y) \}. \quad (1.77)$$

Это — распределение тока, которым обладает бесконечно тонкая, окружающая ось  $z$  катушка.

в) Элемент магнитного тока, расположенный в начале системы координат в направлении  $z$ , представляется через функцию плотности тока

$$\mathbf{I}_m = \mathbf{e}_z |\mathbf{I}_{ms}| ds \delta(x) \delta(y) \delta(z). \quad (1.78)$$

Эквивалентный электрический ток в этом случае

$$\mathbf{I} = \frac{1}{j\omega\mu} |\mathbf{I}_{ms}| ds \delta(z) \{ \mathbf{e}_x \delta(x) \delta'(y) - \mathbf{e}_y \delta'(x) \delta(y) \}. \quad (1.79)$$

Это граничный случай малой петли тока, расположенной в плоскости  $xy$  вокруг начала координат. Последним обосновывается, в частности, практическое значение элемента магнитного тока.

#### 1.4.2. Электрический элементарный излучатель

В случае короткой по сравнению с длиной волны проводниковой антенны, к концам которой подключены большие емкости (рис. 1.4), ток по всей длине приблизительно постоянен (не зависит от места). Такой излучатель можно приближенно считать элементом электрического тока или (что вытекает отсюда) системой двух близко расположенных точечных зарядов  $+Q$  и  $-Q$ , которые изменяются в ритме тока. Расположение зарядов такого вида обычно называется диполем (также и в электростатике), и поэтому элемент электрического тока или, соответственно, элементарный электрический излучатель мы также назовем элементарным электрическим диполем или диполем Герца. Кроме того, в антенной технике понятие диполя применяется к прямолинейным антеннам, которые возбуждаются симметрично относительно их центра.

Рассмотрим элементарный электрический излучатель и введем прямоугольную декартову систему координат таким образом, чтобы элемент тока располагался в ее начале вдоль оси  $z$  (рис. 1.5).

При

$$d\mathbf{p}_e = \mathbf{e}_z |\mathbf{I}_s| ds \quad (1.80)$$

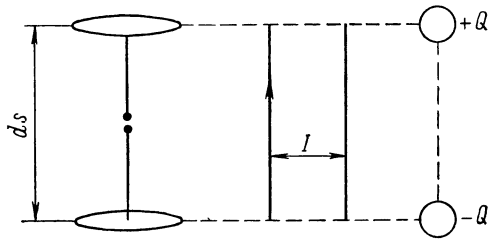


Рис. 1.4. Схематическое представление элементарного электрического диполя.



( $ds$  — длина излучателя) электрический векторный потенциал выражается формулой

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \chi \mathbf{e}_z | \mathbf{I}_s | ds.$$

После проведения операции дифференцирования для векторов поля получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \text{rot rot } \mathbf{A} = \\ &= \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} | \mathbf{I}_s | ds \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \mathbf{e}_x \left( -k^2 \frac{xz}{r^2} + 3jk \frac{xz}{r^3} + 3 \frac{xz}{r^4} \right) + \right. \\ &\quad + \mathbf{e}_y \left( -k^2 \frac{yz}{r^2} + 3jk \frac{yz}{r^3} + 3 \frac{yz}{r^4} \right) + \\ &\quad \left. + \mathbf{e}_z \left( -k^2 \frac{z^2 - r^2}{r^2} + jk \frac{3z^2 - r^2}{r^3} + \frac{3z^2 - r^2}{r^4} \right) \right\}; \end{aligned} \quad (1.81)$$

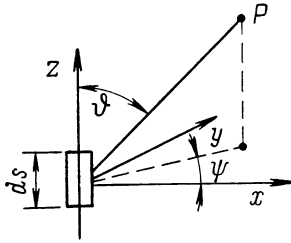


Рис. 1.5. К расчету поля излучения элементарного электрического излучателя.

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} | \mathbf{I}_s | ds \frac{e^{-jkr}}{r} \times \\ &\times \left\{ \mathbf{e}_x \left( -jk \frac{y}{r} - \frac{y}{r^2} \right) + \mathbf{e}_y \left( jk \frac{x}{r} + \frac{x}{r^2} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (1.82)$$

Если ввести более удобную для описания поля сферическую систему координат, то получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} | \mathbf{I}_s | ds \frac{e^{-jkr}}{r} \times \\ &\times \left\{ \mathbf{e}_r \left( \frac{2jk}{r} + \frac{2}{r^2} \right) \cos \vartheta + \mathbf{e}_\vartheta \left( -k^2 + \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \vartheta \right\}; \end{aligned} \quad (1.83)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} | \mathbf{I}_s | ds \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{e}_\varphi \left( jk + \frac{1}{r} \right) \sin \vartheta. \quad (1.84)$$

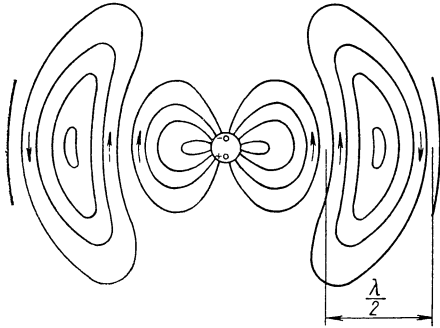


Рис. 1.6. Поперечный разрез поля излучения элементарного электрического диполя.

Представление в цилиндрической системе координат можно найти, например, в [А 44].

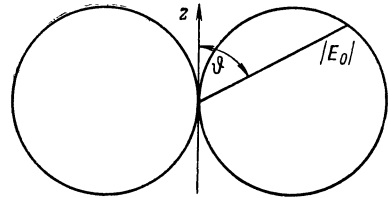


Рис. 1.7. Характеристика излучения элементарного электрического диполя в вертикальной плоскости (диаграмма излучения).

Для получения характеристики излучения необходимо опустить в (1.83) члены второй и более высоких степеней  $1/r$  и разделить на  $\chi$ :

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_\vartheta \frac{j\omega\mu}{4\pi} | \mathbf{I}_s | ds \sin \vartheta. \quad (1.85)$$

Тот же результат получается при непосредственном использовании решений (1.58) или (1.60), справедливых для дальнего поля.

Следовательно, распределение излучения в основном определяется множителем

$$|[\mathbf{r}, \mathbf{e}_z]| = \sin(\mathbf{r}, \mathbf{e}_z) = \sin \vartheta.$$

На рис. 1.6 показан поперечный разрез поля излучения элементарного диполя, а на рис. 1.7 характеристика излучения в вертикальной плоскости. Как можно видеть из уравнений поля, в направлении оси диполя излучение отсутствует. Наоборот, ближнее поле в этом направлении весьма интенсивно.

### 1.4.3. Магнитный элементарный излучатель

Рассмотрим теперь элемент магнитного тока (называемый также элементарным магнитным излучателем или элементарным магнитным диполем), который расположен так же, как и элемент электрического тока на рис. 1.5. Как вытекает из эквивалентности электрического и магнитного токов, он эквивалентен бесконечно малому электрическому круговому току, расположенному в плоскости  $xy$  в начале системы координат. Следовательно, элементарный магнитный излучатель приближенно реализуется с помощью малой петли тока, малой катушки или малой рамочной антенны, плоскость витков которой перпендикулярна направлению магнитного момента (рис. 1.8).

Расчет поля излучения производится так же, как и в случае электрического диполя. Если

$$d\mathbf{p}_m = \mathbf{e}_z |I_{ms}| ds \quad (1.86)$$

представляет собой магнитный момент, то поле магнитного диполя получается в качестве дуальной противоположности электрическому диполю, если заменить при этом  $\mathbf{E}$  на  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{I}_s$  на  $\mathbf{I}_{ms}$ ,  $\epsilon$  на  $\mu$ ,  $\mathbf{H}$  на  $-\mathbf{E}$ .

Тогда в прямоугольных декартовых координатах

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi} |I_{ms}| ds \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \mathbf{e}_x \left( -jk \frac{y}{r} - \frac{y}{r^2} \right) + \mathbf{e}_y \left( jk \frac{x}{r} + \frac{x}{r^2} \right) \right\}; \quad (1.87)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \frac{1}{4\pi j\omega\mu} |I_{ms}| ds \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \mathbf{e}_x \left( -k^2 \frac{xz}{r^2} + 3jk \frac{xz}{r^3} + 3 \frac{xz}{r^4} \right) + \right. \\ & + \mathbf{e}_y \left( -k^2 \frac{yz}{r^2} + 3jk \frac{yz}{r^3} + 3 \frac{yz}{r^4} \right) + \\ & \left. + \mathbf{e}_z \left( -k^2 \frac{z^2 - r^2}{r^2} + jk \frac{3z^2 - r^2}{r^3} + \frac{3z^2 - r^2}{r^4} \right) \right\}. \quad (1.88) \end{aligned}$$

В сферических координатах

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi} |I_{ms}| ds \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{e}_\psi \left( jk + \frac{1}{r} \right) \sin \vartheta; \quad (1.89)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \frac{1}{4\pi j\omega\mu} |I_{ms}| ds \frac{e^{-jkr}}{r} \times \\ & \times \left\{ \mathbf{e}_r \left( \frac{2jk}{r} + \frac{2}{r^2} \right) \cos \vartheta + \mathbf{e}_\vartheta \left( -k^2 + \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \vartheta \right\}. \quad (1.90) \end{aligned}$$

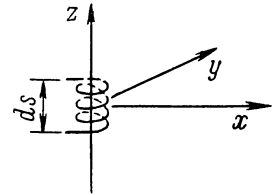


Рис. 1.8. Малая катушка как элементарный магнитный диполь.

Характеристика излучения определяется выражением

$$\mathbf{E}_0 = -\mathbf{e}_\psi \frac{jk}{4\pi} |\mathbf{I}_{ms}| ds \sin \vartheta. \quad (1.91)$$

## 1.5. Передающие и приемные антенны

### 1.5.1. Характеристика излучения и поляризация передающих и приемных антенн

Под передающей антенной понимается техническое устройство, с помощью которого в самом устройстве или в непосредственной близости от него образуется определенное распределение тока с целью создания электромагнитного поля излучения.

Приемной антенной называется техническое устройство, в котором электромагнитное поле, существующее в той же области пространства, создает распределение тока, в результате чего из электромагнитного поля отбирается энергия.

В случае передающей антенны основной интерес представляет, как правило, только поле в области излучения, т. е. характеристика излучения. При рассмотрении приемной антенны, как правило, интерес представляет лишь случай падения на антенну плоской электромагнитной волны, т. е. когда приемная антенна находится в дальнем поле передающей антенны.

Характеристику излучения распределения тока мы будем также называть характеристикой излучения соответствующей передающей антенны.<sup>1</sup> Умноженная на  $\chi = \exp(-jkr)/r$ , она определяет напряженность электрического поля, создаваемого антенной на сферической поверхности большого радиуса (центр которой лежит вблизи антенны), расположенной в области излучения. В этом смысле характеристика излучения называется также характеристикой передачи антенны  $\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})$ .

По аналогии с этим определим характеристику приема приемной антенны следующим образом. Рассмотрим ток или напряжение на приемной антенне или на подключенном регистрирующем устройстве (например, на входе приемника), которые создаются падающей волной. Напряжение приема  $U_e$  (как мы сокращенно назовем эту величину) при постоянной плотности потока излучения падающей волны зависит, вообще говоря, от направления падения волны  $\mathbf{r}$  и от ее поляризации:

$$U_e = U_e(\mathbf{r}; \bar{\mathbf{P}}).$$

При этом комплексный единичный вектор поляризации  $\bar{\mathbf{P}}$  определяется следующим образом:

$$\bar{\mathbf{P}} = \bar{\mathbf{P}}(\mathbf{r}) = \frac{\bar{\mathbf{E}}_0(\mathbf{r})}{|\bar{\mathbf{E}}_0(\mathbf{r})|}, \quad (1.92)$$

т. е. представляет собой нормированный, вообще говоря, комплексный вектор напряженности электрического поля плоской волны, падающей в направлении  $\mathbf{r}$ . Черточки над векторами означают, что направление распространения волны противоположно вектору  $\mathbf{r}$  (в правой системе оно совпадает с  $\mathbf{r}$ ).

Пусть теперь  $\bar{\mathbf{P}}_e$  — та оптимальная поляризация, при которой при тех же данных (направлении падения и плотности потока излучения)

<sup>1</sup> Однако характеристика излучения передающей антенны, в противоположность характеристике распределения тока, определена только до постоянного скалярного множителя (произвольная амплитуда распределения тока; произвольное положение начала системы координат вблизи антенны).

$U_e$  достигает максимума. Тогда характеристика приема антенны определяется следующим образом:

$$\bar{E}_{0e}(\mathbf{r}) = U_e(\mathbf{r}; \bar{\mathbf{P}}_e) \bar{\mathbf{P}}_e(\mathbf{r}). \quad (1.93)$$

$\bar{\mathbf{P}}_e$  — называется вектором поляризации приема и, вообще говоря, является функцией направления падения приходящей волны. Так как  $|\bar{\mathbf{P}}_e| = 1$ , то

$$|\mathbf{E}_{0e}(\mathbf{r})| = U_e(\mathbf{r}; \bar{\mathbf{P}}_e).^1 \quad (1.94)$$

Если в случае передающей антенны с помощью соотношения

$$\mathbf{P}_s = \frac{\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})}{|\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})|}$$

ввести вектор поляризации излучения, то для характеристики передачи антенны получим соответствующее выражение:

$$\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})| \mathbf{P}_s(\mathbf{r}). \quad (1.95)$$

С помощью уравнений (1.93) и (1.95) характеристики приема и передачи антенны представляются в виде произведений из вещественного скалярного множителя (амплитуды) и векторного множителя (поляризации). При этом вектор поляризации определен только до скалярного множителя, по модулю равного единице, в соответствии с произвольным выбором начала координат. Во многих случаях целесообразно отделить скалярный множитель от вектора поляризации, что дает возможность при одновременном точном определении вектора поляризации оценить фазу характеристики. Тогда для характеристик передачи и приема антенн получаются следующие выражения:

$$\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})| e^{i\varphi_s} \mathbf{P}_s(\mathbf{r}); \quad (1.96)$$

$$\bar{E}_{0e}(\mathbf{r}) = U_e(\mathbf{r}; \bar{\mathbf{P}}_e) e^{i\varphi_e} \bar{\mathbf{P}}_e(\mathbf{r}). \quad (1.97)$$

Первый множитель описывает амплитуду, второй — фазу, а третий — поляризацию. Произвол в разделении поляризации и фазы может быть устранен, если, например, считать составляющую вектора поляризации вещественной и положительной.

### 1.5.2. Усиление передающей антенны

Хотя характеристики излучения приемной и передающей антенн описывают относительную напряженность поля в зависимости от направления излучения или, соответственно, приема, однако в явном виде они не содержат никакой информации об абсолютном значении напряженности поля или плотности потока излучения при заданной мощности или об абсолютном значении мощности, принимаемой антенной, при заданной плотности потока излучения падающей волны. Для оценки этих свойств в передающих антеннах вводится понятие об усилении, а в приемных — о действующей площади. Оба понятия на основании теоремы взаимности можно использовать как для приемных, так и для передающих антенн.

Усиление  $G$  передающей антенны является безразмерной скалярной функцией направления излучения. Оно равно интенсивности излучения

<sup>1</sup> Характеристика приема антенны тоже определена только до постоянного скалярного множителя.

в соответствующем направлении, умноженной на  $4\pi$  и деленной на общую излучаемую мощность:

$$G = G(\mathbf{r}) = 4\pi \frac{P(\mathbf{r})}{P_s}. \quad (1.98)$$

При этом

$$P_s = \oint_{(K)} (\mathbf{S}, \mathbf{r}) dF = \frac{1}{2Z_0 r^2} \oint_{(K)} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 dF \quad (1.99)$$

представляет собой общую мощность, излучаемую антенной ( $K$  — сферическая поверхность в области излучения), а

$$P(\mathbf{r}) = |\mathbf{S}(\mathbf{r}; r)| r^2 = \frac{1}{2Z_0} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 \quad (1.100)$$

— интенсивность излучения в направлении  $\mathbf{r}$ .

Антенна, которая во всех направлениях излучает одинаковую мощность, называется сферическим или изотропным излучателем. Можно показать, что такой излучатель не может существовать (см. [1.3], [1.16], [1.17]). Однако из-за простого распределения излучения он используется в качестве эталонного излучателя при оценке реальных антенн. Если обозначить интенсивность излучения (постоянную) сферического излучателя через

$$P_K = \frac{P_s}{4\pi},$$

то для усиления справедливо соотношение

$$G = G(\mathbf{r}) = \frac{P(\mathbf{r})}{P_K}. \quad (1.101)$$

Следовательно, усиление антенны может быть определено также как частное от деления интенсивности излучения антенны  $P(\mathbf{r})$  на интенсивность излучения  $P_K$  ненаправленного излучателя, который излучает такую же общую мощность. При подобном определении интенсивность излучения сравнивается с интенсивностью эталонной антенны, которая является изотропным излучателем. Необходимо расширить понятие усиления таким образом, чтобы и другие простые излучатели можно было использовать в качестве эталонных антенн, причем, как правило, за основу следует брать интенсивность излучения в направлении главного максимума эталонной антенны. В качестве таких эталонов на практике используют прежде всего диполь Герца и полуволновый диполь, а иногда и другие простые антенны. В противоположность эффективному усилению, вводимому ниже, здесь рассматривается усиление излучения, так как эталон выбирается по излучаемой мощности.

В этом более широком смысле усиление излучения антенны представляет собой такую скалярную функцию направления излучения, которая определяет интенсивность излучения антенны  $P(\mathbf{r})$  в направлении  $\mathbf{r}$  относительно интенсивности излучения  $P$  в направлении главного излучения эталонной антенны, если они излучают одинаковую общую мощность:

$$G(\mathbf{r}) = \frac{P(\mathbf{r})}{P}.$$

Обозначим функции усиления, для которых в качестве эталонной антенны выбирается сферический излучатель, диполь Герца или полуволновый диполь, соответственно следующим образом:

$$G_K(\mathbf{r}) = \frac{P(\mathbf{r})}{P_K}; \quad (1.102)$$

$$G_{Hz}(\mathbf{r}) = \frac{P(\mathbf{r})}{P_{Hz}}; \quad (1.103)$$

$$G_D(\mathbf{r}) = \frac{P(\mathbf{r})}{P_D}. \quad (1.104)$$

В дальнейшем будем оперировать исключительно с усилением, определенным относительно сферического излучателя, как это обычно имеет место в технике антенн СВЧ, и для простоты опустим индекс  $K$ .

Из (1.98) с учетом (1.99) и (1.100) получается следующее выражение для усиления:

$$G(\mathbf{r}) = \frac{4\pi r^2 |E_0(\mathbf{r})|^2}{\oint_{(K)} |E_0(\mathbf{r})|^2 dF} = \frac{4\pi |E_0(\mathbf{r})|^2}{\oint_{(K)} |E_0(\mathbf{r})|^2 d\omega}. \quad (1.105)$$

При этом  $d\omega = dF/r^2$  — элемент телесного угла или, соответственно, элемент поверхности на сфере единичного радиуса. Если ввести еще пространственные полярные координаты  $r, \vartheta, \psi$ , то при  $d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\psi$  получим выражение

$$G(\vartheta_0, \psi_0) = \frac{4\pi |E_0(\vartheta_0, \psi_0)|^2}{\int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} |E_0(\vartheta, \psi)|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\psi}. \quad (1.106)$$

Направление излучения здесь обозначено через  $\vartheta_0, \psi_0$ .

Так как общие излучающие свойства антенны однозначно описываются полной характеристикой излучения и усилением в некотором направлении, то усиление определяется в большинстве случаев только для характерного направления, как правило, — направления максимума излучения. Если для усиления антенны указывается лишь численное значение, то подразумевается усиление в направлении максимума излучения.

Усиление в направлении главного максимума получается с помощью нормированной по этому направлению согласно уравнению (1.49) характеристики излучения

$$G = \frac{4\pi}{\int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} |E_{0n}(\vartheta, \psi)|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\psi}. \quad (1.107)$$

Теперь необходимо сравнить величины усиления при использовании различных эталонных излучателей. Согласно (1.102) и (1.103) для усиления относительно диполя Герца справедливо

$$G_{Hz} = G_K \frac{P_K}{P_{Hz}}.$$

При этом частное  $P_K/P_{Hz}$  равно усилению сферического излучателя относительно диполя Герца (оно меньше единицы) или, наоборот,  $P_{Hz}/P_K$

равно усилению диполя Герца относительно сферического излучателя. Обозначим последний через  $G_K^{(Hz)}$ , так что будет справедливо соотношение

$$G_K^{(Hz)} = \frac{P_{Hz}}{P_K}.$$

С учетом этого для произвольной антенны

$$G_{Hz} = \frac{G_K}{G_K^{(Hz)}}.$$

Если в качестве эталонной антенны используется другая антенна, которую мы обозначим индексом  $\alpha$ , то для усиления  $G_\alpha$  произвольной антенны относительно антенны  $\alpha$  справедливо

$$G_\alpha = \frac{G_K}{G_K^{(\alpha)}}. \quad (1.108)$$

В более общем случае, если через  $\alpha$  и  $\beta$  обозначены две произвольные эталонные антенны, получается

$$G_\alpha = \frac{G_\beta}{G_\beta^{(\alpha)}} = G_\beta G_\alpha^{(\beta)}. \quad (1.109)$$

При этом  $G_\alpha$  или  $G_\beta$  — усиления рассматриваемой антенны относительно антенны  $\alpha$  или, соответственно,  $\beta$ , а  $G_\alpha^{(\beta)}$  — усиление антенны  $\beta$  относительно антенны  $\alpha$ .

Для усиления диполя Герца и полуволнового диполя относительно сферического излучателя с помощью нормированных характеристик излучения согласно уравнению (1.107) получают следующие значения:

$$G_K^{(Hz)} = 1,5; \quad (1.110)$$

$$G_K^{(D)} = 1,64. \quad (1.111)$$

Наряду с усилением излучения применяется понятие эффективного усиления. Под эффективным усилением понимается такое усиление, когда за основу берется не излучаемая мощность, а мощность, подводимая к реальной системе, которая вследствие потерь всегда больше излучаемой.

Определим эффективное усиление с помощью к. п. д. антенны  $\eta$ , который равен отношению излучаемой мощности  $P_s$  к подводимой к антенне мощности  $P_{\text{общ}} = P_s + P_v$  ( $P_v$  — мощность потерь):

$$\eta = \frac{P_s}{P_{\text{общ}}} = \frac{P_s}{P_s + P_v}. \quad (1.112)$$

Тогда для эффективного усиления антенны справедливо

$$G_{\text{эфф}} = \eta G, \quad (1.113)$$

причем может быть использован любой эталонный излучатель, который в каждом конкретном случае считается свободным от потерь.

Усиление зачастую выражается в логарифмическом масштабе в децибелах (*дб*) и в этом случае обозначается через  $g$ . Имеет место следующее соотношение:

$$g_{\text{дб}} = 10 \lg G. \quad (1.114)$$

Усилению  $G = 1000$  соответствует, например,  $g = 30$  *дб*.



### 1.5.3. Действующая площадь приемной антенны

Если  $|\mathbf{S}|$  — плотность потока излучения плоской волны, которая падает на приемную антенну, а  $P_e$  — мощность, отбираемая из поля антенной без потерь (принимаемая мощность), то действующая площадь  $A_w$  приемной антенны определяется следующим образом:

$$A_w = \frac{P_e}{|\mathbf{S}|} = 2Z_0 \frac{P_e}{|\mathbf{E}|^2}. \quad (1.115)$$

Действующая площадь зависит не только от свойств антенны, но и от направления падения плоской волны и ее поляризации:

$$A_w = A_w(\mathbf{r}; \bar{\mathbf{P}}).$$

$A_w$  не является числом, как усиление, а имеет размерность площади. Единица измерения ее —  $\text{м}^2$ .

Ограничимся общим определением и в узком смысле обозначим в качестве действующей площади приемной антенны максимальное значение  $A_w$  относительно  $\mathbf{r}$  и  $\bar{\mathbf{P}}$ , т. е. частное от деления максимальной принимаемой мощности  $P_{e \max}$ , которая извлекается антенной из падающей на нее плоской волны с оптимальной поляризацией приема с главного направления, на плотность потока излучения  $|\mathbf{S}|$  этой волны:

$$A_z = \frac{P_{e \max}}{|\mathbf{S}|}. \quad (1.116)$$

При применении этого понятия предполагается, что такая оптимальная комбинация направления падения и поляризации существует, и действительно, в реальных антеннах это всегда имеет место. Таким образом, в качестве действующей можно считать ту площадь, при которой в случае невозмущенной, нормально падающей плоской волны антенной извлекается из волны максимальная мощность. Если учитываются потери в антенне или в фидере при  $P_{e \max}$ , то говорят об эффективной площади  $A_{\text{эфф}}$ . Если  $\eta$  — к. п. д. приемной антенны

$$\eta = \frac{P_e}{P_e + P_v}, \quad (1.117)$$

то для эффективной действующей площади справедливо соотношение

$$A_{\text{эфф}} = \eta A_w. \quad (1.118)$$

### 1.5.4. Теорема взаимности

Теорема взаимности, которая в общем виде впервые была сформулирована Рэлеем и Гельмгольцем и применена для антенн Кэрсоном, устанавливает связь между параметрами антенны в режимах приема и излучения (см. [1.4], [1.8], [1.34] и указанную там литературу).

При выводе теоремы взаимности мы предполагаем, как это делалось и ранее, что среда, заполняющая пространство, является постоянной во времени, линейной и изотропной; это предположение здесь особенно существенно (о соотношениях взаимности для случая гиротропных сред см. [1.10], [1.24]). Кроме того, для простоты рассматриваются только электрические токи, что можно сделать без ограничения общности на основе принципа эквивалентности (см. раздел 1.4.1).

Рассмотрим два распределения токов —  $\mathbf{I}_1$  и  $\mathbf{I}_2$ . Распределение тока  $\mathbf{I}_1$  создает поле  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{H}_1$ , а  $\mathbf{I}_2$  — поле  $\mathbf{E}_2$ ,  $\mathbf{H}_2$ . Прочие токи, возникающие из-за свойств среды, учитываются с помощью проводимости  $\sigma$  и тем самым

отличаются от собственных источников. Оба тока и поля связаны уравнениями Максвелла

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 &= -j\omega\mu\mathbf{H}_1; & \operatorname{rot} \mathbf{E}_2 &= -j\omega\mu\mathbf{H}_2; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_1 &= \mathbf{I}_1 + (\sigma + j\omega\varepsilon)\mathbf{E}_1; & \operatorname{rot} \mathbf{H}_2 &= \mathbf{I}_2 + (\sigma + j\omega\varepsilon)\mathbf{E}_2. \end{aligned} \right\} \quad (1.119)$$

Образуем отсюда

$$\begin{aligned} (\mathbf{H}_2, \operatorname{rot} \mathbf{E}_1) - (\mathbf{E}_1, \operatorname{rot} \mathbf{H}_2) &= -j\omega\mu(\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2) - \\ &- (\sigma + j\omega\varepsilon)(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2) - (\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_2). \end{aligned} \quad (1.120)$$

Левая часть этого выражения тождественна  $\operatorname{div} [\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2]$ . Проинтегрируем теперь уравнение (1.120) по области пространства  $V$ , которая содержит все источники  $\mathbf{I}_1$  и  $\mathbf{I}_2$ , и применим одновременно к левой части формулу Гаусса:

$$\int_{(V)} \operatorname{div} [\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2] dV = - \oint_{(F)} ([\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2], \mathbf{n}) dF;$$

здесь  $F$  — граничная поверхность области  $V$ , а  $\mathbf{n}$  — внутренняя нормаль к  $F$ . После выполнения необходимых действий получаем уравнение

$$\begin{aligned} \int_{(V)} (\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_2) dV &= -j\omega \int_{(V)} \left\{ \left( \varepsilon + \frac{\sigma}{j\omega} \right) (\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2) + \mu (\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2) \right\} dV + \\ &+ \oint_{(F)} ([\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2], \mathbf{n}) dF. \end{aligned} \quad (1.121)$$

Если еще раз проделать такие же преобразования при перемене местами индексов 1 и 2 и вычесть результат из (1.121), то получим

$$\int_{(V)} \{(\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_2) - (\mathbf{E}_2, \mathbf{I}_1)\} dV = \oint_{(F)} \{[\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2] - [\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_1], \mathbf{n}\} dF. \quad (1.122)$$

Граничная поверхность  $F$  может быть расположена сколь угодно далеко от источника, а также может перемещаться в бесконечность. По условиям излучения (1.43) или, соответственно, вследствие справедливости (1.44) в области излучения в этом случае для  $F$  справедливо

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2] - [\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_1] &= Z_0 \{[\mathbf{r}, \mathbf{H}_1], \mathbf{H}_2\} - \{[\mathbf{r}, \mathbf{H}_2], \mathbf{H}_1\} = \\ &= Z_0 \{\mathbf{H}_2, \mathbf{r}\} \mathbf{H}_1 - (\mathbf{H}_1, \mathbf{r}) \mathbf{H}_2. \end{aligned}$$

При этом было учтено векторное тождество (П.3). Так как вектор  $\mathbf{H}$  в дальнем поле расположен перпендикулярно к направлению распространения, то оба скалярных произведения и вместе с ними подинтегральное выражение или, соответственно, правая часть уравнения (1.122) обращаются в нуль, так что в результате получаются следующие уравнения:

$$\int_{(V)} \{(\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_2) - (\mathbf{E}_2, \mathbf{I}_1)\} dV = 0; \quad (1.123)$$

$$\oint_{(F)} \{[\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_2] - [\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_1], \mathbf{n}\} dF = 0 \quad (1.124)$$

(для любой поверхности  $F$ , охватывающей источники).

Если все источники  $\mathbf{I}_1$  находятся в области пространства  $V_1$ , а все источники  $\mathbf{I}_2$  в области  $V_2$ , то из (1.123) следует:

$$\int_{(V_1)} (\mathbf{E}_2, \mathbf{I}_1) dV = \int_{(V_2)} (\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_2) dV. \quad (1.125)$$

Если перейти к точечным источникам, то при введенных в разделе (1.1.3) обозначениях получим

$$(\mathbf{E}_2, \mathbf{I}_{s1} ds_1) = (\mathbf{E}_1, \mathbf{I}_{s2} ds_2). \quad (1.126)$$

Если  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$  — единичные векторы в направлении элемента тока, то справедливы соотношения

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I}_{s1} ds_1 &= \mathbf{s}_1 |\mathbf{I}_{s1}| ds_1 = \mathbf{s}_1 I_1 ds_1; & \mathbf{E}_2 &= \mathbf{s}_1 U_2 ds_1 + \bar{\mathbf{E}}_2; \\ \mathbf{I}_{s2} ds_2 &= \mathbf{s}_2 |\mathbf{I}_{s2}| ds_2 = \mathbf{s}_2 I_2 ds_2; & \mathbf{E}_1 &= \mathbf{s}_2 U_1 ds_2 + \bar{\mathbf{E}}_1, \end{aligned} \right\} \quad (1.127)$$

причем  $(\mathbf{s}_1, \bar{\mathbf{E}}_2) = (\mathbf{s}_2, \bar{\mathbf{E}}_1) = 0$ .

Тогда получается

$$U_2 I_1 = U_1 I_2. \quad (1.128)$$

При равных силах тока,  $I_1 = I_2$ , в частности, справедливо  $U_1 = U_2$ .

Если представить, что обе конечные точки каждого элемента тока являются «клеммами» антенны (рис. 1.9), то связь, даваемую уравнением (1.128), можно выразить следующим образом. Если ток  $I$  на клеммах первой антенны создает на клеммах второй антенны напряжение  $U$ , то тот же ток  $I$ , протекая по клеммам второй антенны, создает на клеммах первой антенны такое же напряжение  $U$ . Так обычно формулируется теорема взаимности для антенн. Она справедлива независимо от расстояния между антеннами, т. е. также и для ближнего поля.

Из теоремы взаимности для антенн прежде всего следует, что излучающие свойства антенны можно определить, используя ее в качестве приемной антенны. Если, кроме того, предположить, что обе антенны создают линейно поляризованные дальние поля и что каждая антенна расположена в дальнем поле другой и имеет ориентацию, соответствующую оптимальному приему излучения, то отсюда следует, что характеристики приема и излучения обеих антенн равны. А именно, если повернуть, например, первую антенну на определенный угол, то принимаемое второй антенной напряжение  $U_1$  изменится пропорционально напряжению  $U_2$ , принимаемому первой антенной, если она используется в качестве приемной антенны, а вторая антенна возбуждается током постоянной амплитуды.

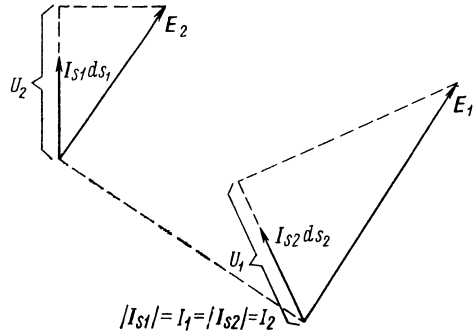


Рис. 1.9. К объяснению теоремы взаимности.

### 1.5.5. Соотношения взаимности между характеристиками и поляризацией в режимах передачи и приема

Для вывода соотношений между характеристиками передачи и приема антенны при произвольной эллиптической поляризации рассмотрим следующие распределения тока и поля (рис. 1.10). Пусть антенна находится в области пространства  $V_2$ . Исключим точку  $P_1$  из  $V_2$  и будем рассматривать ее как точку, в которой осуществляется питание антенны в режиме излучения или, соответственно, как точку в режиме приема, в которой производится отбор энергии.

Прежде всего запишем уравнение (1.125) относительно полей и токов в  $P_1$  и  $V_2$ . Ток  $I_1$  в точке  $P_1$  создает в области  $V_2$  распределение поля  $\mathbf{E}_{(2)}^{(1)}$

или, соответственно, распределение тока  $\mathbf{I}_2^{(1)}$ . Наоборот, полученное в  $V_2$  распределение тока  $\mathbf{I}_2^{(3)}$  создает на «клеммах» в  $P_1$  напряжение  $U_1^{(2)}$ .

В этих условиях справедливо соотношение

$$U_1^{(2)} I_1 = \int_{(V_2)} (\mathbf{E}_2^{(1)}, \mathbf{I}_2^{(3)}) dV.$$

Поскольку

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{I}_2^{(1)}; \quad \mathbf{I}_2^{(3)} = \sigma \mathbf{E}_2^{(3)},$$

то выполняется также следующее соотношение:

$$U_1^{(2)} I_1 = \int_{(V_2)} (\mathbf{E}_2^{(3)}, \mathbf{I}_2^{(1)}) dV. \quad (1.129)$$

Распределение тока  $\mathbf{I}_2^{(1)}$  в  $V_2$  создает теперь в области излучения в направлении  $\mathbf{r}$  напряженность поля  $\mathbf{E}_3^{(2)}$ :

$$\mathbf{E}_3^{(2)} = \mathbf{E}_3^{(2)}(\mathbf{r}; r) = \frac{e^{-jk r}}{r} \mathbf{E}_{30}^{(2)}(\mathbf{r}), \quad (1.130)$$

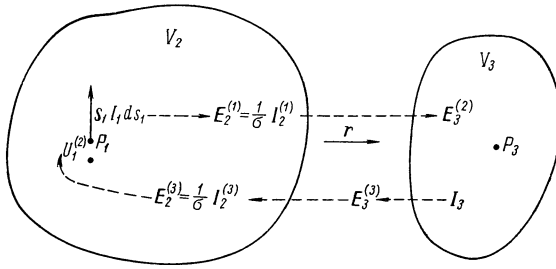


Рис. 1.10. Распределения тока и поля для вывода соотношений взаимности между характеристиками передачи и приема.

где  $r$  — расстояние от  $P_1$  до произвольной «точки приема» в области излучения, расположенной в направлении  $\mathbf{r}$ .

Кроме того, положим, что распределение тока  $\mathbf{I}_2^{(3)}$  или, соответственно, поле  $\mathbf{E}_2^{(3)}$  в  $V_2$  создаются плоской волной  $\mathbf{E}_3^{(3)}$ , падающей на  $V_2$  с направления  $\mathbf{r}$  (направление распространения —  $\mathbf{r}$ ). Эта плоская

волна может быть, в частности, создана соответствующим распределением тока в достаточно малой области пространства  $V_3$ , которая расположена в направлении  $\mathbf{r}$  от области излучения  $V_2$ . Следовательно, мы полагаем

$$\mathbf{E}_3^{(3)} = \mathbf{E}_3^{(3)}(-\mathbf{r}; \bar{r}) = \frac{e^{-jk \bar{r}}}{\bar{r}} \mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r}), \quad (1.131)$$

где  $\bar{r}$  — расстояние от точки приема до точки  $P_3$  в  $V_3$ .

Далее согласно формуле (1.60) при  $\mathbf{I}_m = 0$  справедливо

$$\mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r}) = \frac{-j\omega\mu}{4\pi} \int_{(V_3)} e^{-jk(\bar{r}'-\bar{r})} \mathbf{I}_3^{(t)}(P') dV'. \quad (1.132)$$

При этом  $\mathbf{I}_3^{(t)} = -[\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \mathbf{I}_3]]$  представляет собой поперечную составляющую  $\mathbf{I}_3$  относительно  $\mathbf{r}$ .  $\bar{r}'$  — расстояние от точки приема до точки интегрирования в  $V_3$ .

Применим теперь теорему взаимности в форме (1.125) к  $V_2$  и  $V_3$  или, соответственно, к содержащимся в них токам и полям:

$$\int_{(V_2)} (\mathbf{E}_2^{(3)}, \mathbf{I}_2^{(1)}) dV = \int_{(V_3)} (\mathbf{E}_3^{(2)}, \mathbf{I}_3) dV. \quad (1.133)$$

Неоднородность среды, необходимая для создания распределения тока  $\mathbf{I}_3$  в  $V_3$ , может быть принята настолько малой, что падающая на  $V_3$  плоская волна  $\mathbf{E}_3^{(2)}$  искажается сколь угодно мало, что дает возможность согласно (1.130) подставлять  $\mathbf{E}_3^{(2)}$ .

Тем самым интеграл по  $V_3$  в уравнении (1.133) принимает следующий вид:

$$\int_{(V_3)} \left( \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{E}_{30}^{(2)}(\mathbf{r}), \mathbf{I}_3 \right) dV = \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left( \mathbf{E}_{30}^{(2)}(\mathbf{r}), \int_{(V_3)} e^{-jk(r-r_0)} \mathbf{I}_3^{(t)} dV \right), \quad (1.134)$$

где  $r_0$  — расстояние  $P_1 P_3$ .

С учетом (1.132) далее следует:

$$\int_{(V_3)} e^{-jk(r-r_0)} \mathbf{I}_3^{(t)} dV = \int_{(V_3)} e^{-jk(r'-r)} \mathbf{I}_3^{(t)}(P') dV' = \frac{4\pi j}{\omega\mu} \mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r}). \quad (1.135)$$

Если заменить левую часть уравнения (1.133) с помощью (1.129) на  $U_1^{(2)} I_1$ , а правую часть с учетом (1.135) на (1.134), то получим:

$$U_1^{(2)} I_1 = \frac{4\pi j}{\omega\mu} \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} (\mathbf{E}_{30}^{(2)}(\mathbf{r}), \mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r})); \quad (1.136)$$

здесь  $\mathbf{E}_{30}^{(2)}$  — характеристика передачи антенны, образованной распределением тока в  $V_2$ . Полагаем далее

$$\mathbf{E}_{30}^{(2)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r}). \quad (1.137)$$

Из всех возможных плоских волн  $\mathbf{E}_{30}^{(3)}$  с постоянной плотностью потока излучения, которые могут падать с направления  $\mathbf{r}$  на антенну, расположенную в  $V_2$ , для определения характеристики приема пригодны только те, которые создают максимум напряжения приема  $U_1^{(2)} = U_e$ , т. е. прежде всего для этого должно выполняться соотношение

$$\frac{\mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r})}{|\mathbf{E}_{30}^{(3)}(-\mathbf{r})|} = \frac{\mathbf{E}_{0s}^*(\mathbf{r})}{|\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})|} = \mathbf{P}_e(-\mathbf{r}). \quad (1.138)$$

Кроме того, как показывает уравнение (1.136), изменение значения  $\mathbf{E}_{0s}$  при фиксированном токе  $I_1$  вызывает аналогичное изменение напряжения приема  $U_e$ :

$$|\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})| \sim |U_e(\mathbf{r})|. \quad (1.139)$$

Принимая во внимание определение характеристики приема [уравнение (1.93)], из (1.138) и (1.139) можно получить:

$$\mathbf{E}_{0e}(-\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0s}^*(\mathbf{r}).$$

Теперь запишем:

$$\mathbf{E}_{0e}(-\mathbf{r}) = \bar{\mathbf{E}}_{0e}(\mathbf{r});$$

здесь черточка сверху опять означает, что направление распространения падающей волны противоположно вектору  $\mathbf{r}$ , но  $\mathbf{E}_{0e}$  представляется в тех же координатах, что и вектор  $\mathbf{E}_{0s}$  (правая система относительно направления  $\mathbf{r}$ ). Тогда для характеристик приема и передачи антенны, относящихся к той же системе координат, получается важное соотношение взаимности:

$$\bar{\mathbf{E}}_{0e}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0s}^*(\mathbf{r}). \quad (1.140)$$

(Согласно определению характеристики излучения знак равенства справедлив только до постоянного скалярного множителя.)

Если с помощью уравнений

$$\mathbf{E}_{0s} = |E_{0s}| \mathbf{P}_s; \quad \bar{\mathbf{E}}_{0e} = |\bar{\mathbf{E}}_{0e}| \mathbf{P}_e \quad (1.141)$$

вести векторы поляризации, то получим соотношения

$$|\bar{\mathbf{E}}_{0e}(\mathbf{r})| = |\mathbf{E}_{0s}(\mathbf{r})|; \quad (1.142)$$

$$\bar{\mathbf{P}}_e(\mathbf{r}) = \mathbf{P}_s^*(\mathbf{r}). \quad (1.143)$$

Следовательно, характеристики приема и передачи (при соответствующей нормировке) равны друг другу. Для поляризации излучения антенны и ее поляризации при приеме, т. е. поляризации падающей плоской волны, которая соответствует оптимальному приему, справедливо соотношение (1.143).

Если падающая волна не должна создавать напряжение на приемной антенне, то, поскольку  $U_1^{(2)} = 0$ , правая часть (1.136) также должна обращаться в нуль. При отличной от нуля плотности потока излучения это имеет место только в том случае, если  $(\mathbf{P}_s, \bar{\mathbf{P}}) = 0$ , где  $\bar{\mathbf{P}}$  — комплексный единичный вектор поляризации падающей волны. Назовем эту поляризацию «запирающей» поляризацией антенны  $\bar{\mathbf{P}}_{sp}$ .

Следовательно,

$$(\mathbf{P}_s, \bar{\mathbf{P}}_{sp}) = 0 \quad (1.144)$$

и согласно (1.143)

$$(\bar{\mathbf{P}}_e^*, \bar{\mathbf{P}}_{sp}) = 0. \quad (1.145)$$

Таким образом, любая антенна обладает относительно каждого направления тремя видами поляризации: поляризацией передачи  $\mathbf{P}_s$ , поляризацией приема  $\bar{\mathbf{P}}_e$  и запирающей поляризацией  $\bar{\mathbf{P}}_{sp}$ . При справедливости теоремы взаимности эти три вида поляризации связаны соотношениями (1.143), (1.144) и (1.145). Выражение (1.145) означает, в частности, что поляризация приема и запирающая поляризация ортогональны друг другу (ср. [1.2], [1.1], [1.25], [1.27]).

Выведенные соотношения между характеристиками и векторами поляризации справедливы только в том случае, если условия, необходимые для справедливости теоремы взаимности, выполнены во всей рассматриваемой области пространства вплоть до элемента тока  $I_1$ . (Они, например, несправедливы, если антенна содержит гиромангнитные элементы.)

Для характеристики поляризационных свойств антенны зачастую указывается только вид поляризации относительно направления максимума излучения. Просто поляризацией антенны называется поляризация передачи в направлении максимума излучения или в другом характерном направлении, если таковое существует.

Приведем примеры.

а) Пусть излучение антенны линейно поляризовано, т. е.  $\mathbf{P}_s$  — вещественно. Тогда согласно (1.143)

$$\bar{\mathbf{P}}_e = \mathbf{P}_s, \quad (1.146)$$

т. е. антенна оптимально принимает линейно поляризованную волну с тем же самым направлением поляризации. Из (1.145), кроме того, следует, что запирающая поляризация также линейна и перпендикулярна к поляризации приема. Вертикально поляризованная антенна не принимает, например, горизонтально поляризованного излучения.

б) Пусть излучение антенны имеет круговую поляризацию. В этом случае, например, до скалярного множителя, равного единице,

$$\mathbf{P}_s = \frac{\sqrt{2}}{2} \{\mathbf{e}_x + j\mathbf{e}_y\}. \quad (1.147)$$

$\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  являются ортогональными (вещественными) единичными векторами, перпендикулярными направлению распространения  $\mathbf{r}$ . В таком представлении волна оказывается разбитой на две перпендикулярные друг другу линейно поляризованные составляющие, которые равны по величине и сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ . Согласно (1.143)

$$\bar{\mathbf{P}}_e = \mathbf{P}_s^* = \frac{\sqrt{2}}{2} \{\mathbf{e}_x - j\mathbf{e}_y\}. \quad (1.148)$$

В то время как при передаче имеет место левая поляризация, вектором поляризации приема представляется волна с правой круговой поляризацией. Если выразить поляризацию приема в правой системе относительно направления распространения падающей волны  $-\mathbf{r}$ , то получается

$$\mathbf{P}_e = \frac{\sqrt{2}}{2} \{\mathbf{e}_x + j\mathbf{e}_y\}. \quad (1.149)$$

Следовательно, антенна с левой круговой поляризацией оптимально принимает падающую волну с левой круговой поляризацией. То же самое справедливо для антенны с правой круговой поляризацией. Однако поляризация приема, согласно нашему определению, имеет направление вращения, противоположное поляризации передачи.

#### 1.5.6. Соотношение взаимности между усилением и действующей площадью антенны при приеме

Согласно уравнению (1.136) имеет место пропорциональность

$$U_e \sim \lambda (\mathbf{E}_{0s}, \bar{\mathbf{E}}),$$

где  $U_e$  — напряжение на клеммах антенны при приеме;

$\mathbf{E}_{0s}$  — характеристика передачи антенны;

$\bar{\mathbf{E}}$  — вектор электрического поля падающей плоской волны.

(Ток  $I_1$  в режиме передачи определяет коэффициент пропорциональности  $\mathbf{E}_{0s}$  и может не учитываться.)

Пусть теперь падающая плоская волна поляризована таким образом, что  $U_e$  достигает максимума. Тогда согласно (1.140) справедливо соотношение

$$\bar{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_{0s}^* \frac{|\bar{\mathbf{E}}|}{|\mathbf{E}_{0s}|};$$

здесь в качестве множителя добавляется отношение модулей, так как плотность потока излучения падающей волны используется при дальнейшем рассмотрении.

Тем самым для максимального напряжения при приеме имеем

$$U_{e \max} \sim \lambda |\mathbf{E}_{0s}| |\bar{\mathbf{E}}|. \quad (1.150)$$

Теперь согласно (1.116)

$$U_{e \max}^2 \sim P_{e \max} = A_w |\mathbf{S}_e|.$$

Кроме того, имеет место

$$|\mathbf{S}_e| \sim |\bar{\mathbf{E}}|^2; \quad |\mathbf{E}_{0s}|^2 \sim G.$$

С учетом трех последних соотношений пропорциональности выражение (1.150) переходит в следующее:

$$A_w \sim \lambda^2 G. \quad (1.151)$$

Тем самым показано, что действующая площадь антенны пропорциональна усилению этой антенны и квадрату длины волны.

Определим коэффициент пропорциональности, рассмотрев частный случай. Пусть в абсолютно поглощающей плоскости находится отверстие  $F$  и пусть на  $F$  нормально падает плоская электромагнитная волна. Если считать отверстие приемной антенной, то принимаемая мощность  $P_e = F |S_e|$ , если  $|S_e|$  — плотность потока излучения падающей волны.

Согласно этому действующая площадь

$$A_w = F.$$

Если считать теперь отверстие передающей антенной, то общая излучаемая мощность

$$P_s = F |S_s| = F |S_e| = \frac{F}{2Z_0} |E|^2, \quad (1.152)$$

а интенсивность излучения в направлении нормали к поверхности имеет значение

$$P(\mathbf{n}) = \frac{1}{2Z_0} |E_{0s}|^2. \quad (1.153)$$

Для характеристики передачи согласно (1.60), с учетом (1.37) и соотношения между векторами поля

$$\mathbf{E} = -Z_{e\mu} [\mathbf{r}_0, \mathbf{H}],$$

получаем

$$\begin{aligned} E_{0s} &= \frac{jk}{4\pi} \int_{(F)} [\mathbf{n}, -[\mathbf{n}, \mathbf{E}] + Z_0 [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{H}]]] dF = \\ &= -\frac{jkF}{2\pi} [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{E}]] = \frac{jkF}{2\pi} \mathbf{E}. \end{aligned}$$

Тем самым

$$|E_{0s}|^2 = \frac{F^2}{\lambda^2} |E|^2. \quad (1.154)$$

С учетом (1.152), (1.153) и (1.154) для усиления в направлении нормали к поверхности получается следующее выражение:

$$G = 4\pi \frac{P(\mathbf{n})}{P_s} = \frac{4\pi F}{\lambda^2} = \frac{4\pi A_w}{\lambda^2}.$$

Таким образом, имеет место следующее общее соотношение между усилением  $G$  и действующей площадью  $A_w$  антенны:

$$G = \frac{4\pi A_w}{\lambda^2}. \quad (1.155)$$

Уравнение взаимности дает возможность использовать понятие усиления и для приемных антенн. Так как характеристики в режимах приема и передачи связаны между собой постоянным соотношением, то как передающие, так и приемные свойства антенны можно описывать только усилением и характеристикой передачи.



### 1.5.7. Передача энергии между двумя антеннами

Пусть две антенны  $A_1$  и  $A_2$  расположены на расстоянии  $r$  одна от другой. Пусть  $A_1$  работает на определенной частоте как передающая антенна, а  $A_2$  — на той же частоте как приемная. Нас интересует значение мощности  $P_{e2}$ , принимаемой антенной  $A_2$ , при заданной излучаемой мощности  $P_{s1}$  антенны  $A_1$  [1.1], [1.27]. Для этого исходя из уравнения (1.136) и вытекающих из него следствий установим прежде всего, что существует пропорциональность между напряжением  $U_{e2}$  на приемной антенне  $A_2$  и скалярным произведением вектора поляризации  $\bar{\mathbf{P}}$  падающей плоской волны на сопряженный комплексный вектор поляризации приемной антенны  $A_2$  в направлении падения:

$$U_{e2} \sim (\bar{\mathbf{P}}, \bar{\mathbf{P}}_e^{(2)*}). \quad (1.156)$$

Следовательно, для принимаемой мощности справедливо следующее выражение:

$$P_{e2} \sim |(\bar{\mathbf{P}}, \bar{\mathbf{P}}_e^{(2)*})|^2. \quad (1.157)$$

Эти соотношения верны независимо от происхождения падающей плоской волны. В случае передачи энергии между антеннами  $A_1$  и  $A_2$  следует положить  $\bar{\mathbf{P}} = \bar{\mathbf{P}}_s^{(1)}$ . При этом  $\bar{\mathbf{P}}_s^{(1)}$  представляет собой вектор поляризации передающей антенны  $A_1$  в направлении  $\mathbf{r}$ , выраженный в левой системе относительно  $\mathbf{r}$ . Тем самым получается

$$P_{e2} \sim |(\bar{\mathbf{P}}_s^{(1)}, \bar{\mathbf{P}}_e^{(2)*})|^2 \quad (1.158)$$

или, если отнести оба вектора поляризации к правой системе относительно  $\mathbf{r}$ ,

$$P_{e2} \sim |(\mathbf{P}_s^{(1)}, \mathbf{P}_e^{(2)*})|^2. \quad (1.159)$$

Если теперь предположить, что поляризация передачи относительно поляризации приема оптимальна, т. е. что значение скалярного произведения в (1.158) или, соответственно, в (1.159) достигает своего максимального значения, равного единице, то согласно (1.116)

$$P_{e2} = A_{\omega 2} |\mathbf{S}_1|.$$

При этом в соответствии с (1.98) и (1.100) плотность потока излучения  $|\mathbf{S}_1|$ , создаваемая антенной  $A_1$  на расстоянии  $r$ , равна

$$|\mathbf{S}_1| = \frac{|\mathbf{E}_1|^2}{2Z_0} = \frac{P_{s1} G_1}{4\pi r^2}.$$

Из двух последних равенств следует:

$$P_{e2} = P_{s1} \frac{A_{\omega 2} G_1}{4\pi r^2}. \quad (1.160)$$

Это соотношение справедливо при оптимальной поляризации. При произвольной поляризации следует учитывать соотношение (1.159), так что в общем случае для принимаемой мощности справедливо следующее выражение:

$$P_{e2} = P_{s1} \frac{A_{\omega 2} G_1}{4\pi r^2} |(\mathbf{P}_s^{(1)}, \mathbf{P}_e^{(2)*})|^2. \quad (1.161)$$

Если с помощью (1.155) ввести сюда усиление  $G_2$  или действующую площадь антенны  $A_{\omega 1}$ , то получаются следующие эквивалентные соотношения:

$$P_{e2} = P_{s1} \frac{A_{\omega 1} A_{\omega 2}}{\lambda^2 r^2} |(\mathbf{P}_s^{(1)}, \mathbf{P}_e^{(2)*})|^2, \quad (1.162)$$

$$P_{e2} = P_{s1} \left(\frac{\lambda}{4\pi}\right)^2 \frac{G_1 G_2}{r^2} |(\mathbf{P}_s^{(1)}, \mathbf{P}_e^{(2)*})|^2. \quad (1.163)$$

Множитель, стоящий в правой части при  $P_{s1}$ , называется к. п. д. передачи:

$$\eta_{ii} = \frac{P_{e2}}{P_{s1}}. \quad (1.164)$$

Он обратно пропорционален квадрату расстояния передачи и при постоянной длине волны прямо пропорционален значениям усиления или, соответственно, действующим площадям обеих антенн.

При заданных значениях усиления к. п. д. передачи прямо пропорционален, а при фиксированных действующих площадях обратно пропорционален квадрату длины волны. Так как (это будет показано ниже) при определенном относительном распределении тока действующая площадь поверхностной антенны пропорциональна ее геометрической поверхности, то при заданных размерах антенны к. п. д. передачи тем больше, чем меньше длина волны.

Зависимость к. п. д. передачи от поляризации обеих антенн можно легко получить исходя из выводов, сделанных в разделе 1.5.5. Значение скалярного произведения обоих векторов поляризации в случае  $\mathbf{P}_s^{(1)} = \mathbf{P}_e^{(2)}$  достигает своего максимального значения, равного единице. Следует учитывать, что в этом случае поляризация передачи обеих антенн, вообще говоря, неодинакова. Оптимальная передача с помощью одинаково поляризованных антенн (например, при круговой поляризации) происходит только в том случае, если  $\mathbf{P}_e^{(2)*} = \bar{\mathbf{P}}_e^{(2)}$  [см. (1.143)]. Если  $\mathbf{P}_s^{(1)}$  и  $\mathbf{P}_e^{(2)}$  ортогональны или  $\mathbf{P}_s^{(1)}$  равно запирающей поляризации антенны  $A_2$ , т. е.  $\mathbf{P}_s^{(1)} = \mathbf{P}_{sp}^{(2)}$  [см. (1.145)], то передача энергии не осуществляется. Все выведенные соотношения справедливы только для случая, когда каждая из двух антенн расположена в дальней зоне другой.

### 1.5.8. Приближенный расчет усиления направленных антенн

Если характеристика излучения нормирована к единице, то согласно (1.98), (1.99) и (1.100) для усиления антенны справедливо соотношение

$$G = \frac{4\pi}{I}, \quad (1.165)$$

где

$$I = \int_{(K)} F^2 d\omega \quad (1.166)$$

( $K$  — сфера единичного радиуса,  $d\omega$  — элемент поверхности на единичной сфере или, соответственно, элемент телесного угла,  $F = |\mathbf{E}_0|$ ). Тем самым при известном распределении излучения принципиально можно рассчитать усиление антенны. Однако, как правило, распределение излучения

известно не полностью, а лишь на отдельных участках (например, по диаграммам в вертикальной и горизонтальной плоскостях); кроме того, при точно известном  $F$  само интегрирование по сфере единичного радиуса было бы в большинстве случаев связано с очень большими трудностями. Поэтому необходимо иметь простые соотношения между легко измеряемыми параметрами излучения антенны и ее усилением. Для вывода подобных приближенных формул предположим, что  $F$  задана двумя простыми кривыми на сфере единичного радиуса или что известны некоторые значения главного лепестка в двух плоскостях измерения и что распределение интенсивности излучения вне известных областей удовлетворяет простому закону. При соответствующем выборе системы координат и при этих предположениях  $F$  удовлетворяет условиям разделения. В частности, в координатах  $\psi$  и  $\vartheta$  (см. приложение 2) приближенно справедливо соотношение

$$F = F(\psi, \vartheta) = F_1(\psi) F_2(\vartheta). \quad (1.167)$$

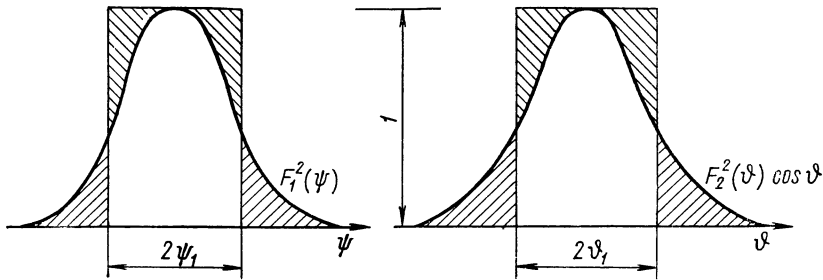


Рис. 1.11.

$F_1$ , как правило, представляет собой диаграмму в горизонтальной, а  $F_2$  — в вертикальной плоскостях. Тем самым (1.166) принимает следующий вид:

$$I = I_1 I_2, \quad (1.168)$$

где

$$I_1 = \int_{-\pi}^{+\pi} F_1^2(\psi) d\psi; \quad I_2 = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} F_2^2(\vartheta) \cos \vartheta d\vartheta. \quad (1.169)$$

Оба интеграла можно легко вычислить графически. В случае направленных антенн чаще всего достаточно провести интегрирование по главному лепестку диаграммы направленности.

Если обе площади  $I_1$  и  $I_2$  преобразовать согласно рис. 1.11 в прямоугольники с высотой 1 и шириной  $2\psi_1$  или, соответственно,  $2\vartheta_1$ , то  $I_1 = 2\psi_1$ ,  $I_2 = 2\vartheta_1$ , и для усиления получаем

$$G = \frac{4\pi}{I_1 I_2} = \frac{41\,300}{2\psi_1 2\vartheta_1}. \quad (1.170)$$

$2\psi_1 \cdot 2\vartheta_1$  представляет собой телесный угол, в котором сконцентрировано все излучение. Так как значения  $2\psi_H$  и  $2\vartheta_H$  ширины диаграмм по половинному уровню (см. раздел 3.2.1) практически всегда меньше введенного угла, то справедливо также

$$G = \frac{C}{2\psi_H 2\vartheta_H}, \quad (1.171)$$

где  $C < 41\,300$ . В качестве практического максимального значения  $C$  можно принять приблизительно  $4 \cdot 10^4$ .

В случае, когда лепесток диаграммы излучения обладает симметрией вращения относительно оси  $\vartheta = 0$ , для  $I$  в уравнении (1.165), как легко можно показать, справедливо

$$I = 2\pi \int_0^{\pi} F^2 I(\vartheta) \sin \vartheta \, d\vartheta. \quad (1.172)$$

$I$  можно просто определить графическим путем.

В некоторых случаях при расчете усиления следует хотя бы приближенно учитывать также излучение вне главного лепестка. Это необходимо прежде всего для остронаправленных антенн, если боковое излучение распространяется на большой телесный угол. Чтобы оценить влияние бокового излучения на усиление, предположим, что интенсивность излучения вне главного лепестка распределена равномерно по всем направлениям. Пусть  $H$  — часть сферы  $K$  единичного радиуса, которая соответствует главному лепестку, а  $F_n^2$  — относительная интенсивность излучения вне главного лепестка, которая считается постоянной. Тогда

$$I = \int_{(K)} F^2 \, d\omega = I_H + \int_{(K-H)} F_n^2 \, d\omega = I_H + F_n^2 (4\pi - H), \quad (1.173)$$

где  $I_H$  — интеграл без учета бокового излучения.

Если пренебречь величиной  $H$  по сравнению с  $4\pi$ , что можно сделать в случае направленных антенн, то для усиления с учетом бокового излучения получим

$$G = \frac{G_H}{1 + G_H F_n^2}. \quad (1.174)$$

При этом

$$G_H = \frac{4\pi}{I_H} \quad (1.175)$$

представляет собой усиление, определенное с учетом лишь главного лепестка.

Если, например, для остронаправленной антенны  $G_H = 10^4$  и  $F_n^2 = 10^{-4}$  (среднее ослабление бокового излучения относительно основного составляет  $40 \text{ дб}$ ), то  $G = \frac{G_H}{2}$ , т. е. усиление лишь в два раза меньше, чем при учете одного основного лепестка. Этот пример показывает, что боковое излучение может значительно влиять на усиление. И, наоборот, с помощью выражения (1.174) можно оценить иногда появляющееся нежелательное боковое излучение ( $G$  измеряется,  $G_H$  рассчитывается).

## 2. Электромагнитные волны в линиях

### 2.1. Общая теория электромагнитных волн в линиях

#### 2.1.1. Вводные замечания. Понятие о линии

Одной из главных задач антенной техники является создание такого распределения тока, при котором происходит наиболее сильное излучение энергии в заданном направлении. Иногда в этом смысле говорят о кана-

лизации электромагнитных волн. Технические средства, которые осуществляют такую канализацию, находятся в этом случае только на передающей стороне и не оказывают влияния на распространение волн в пространстве. Существует другой вид канализации электромагнитных волн, который состоит в том, что вдоль заданного пути распространения размещаются металлические или диэлектрические конструкции, влияющие на поле таким образом, что распространение волн происходит вдоль этого пути. Система такого вида называется линией в общем смысле.

Хотя в соответствии с тематикой этой книги мы должны ограничиться рассмотрением лишь первого из указанных видов канализации электромагнитных волн, по некоторым причинам представляется целесообразным кратко остановиться также на линиях и связанных с линиями волнах. Теория электромагнитных волн, связанных с линиями, использует те же методы, что и теория полей излучения. В обоих случаях исходными являются уравнения Максвелла. В теории волн, связанных с линиями, вместо условий излучения и соотношений между источниками и полями рассматриваются соображения о зависимости поля вдоль линии и краевые условия, определяемые структурой линии. Некоторые понятия теории линий в известном смысле можно перенести на процессы излучения, так что описание последних частично может производиться с использованием терминологии, более хорошо известной специалистам, работающим в области высоких частот. Кроме того, отдельные выводы теории линий нам потребуются при рассмотрении некоторых типов антенн, используемых в технике. Наконец, техника линий СВЧ на практике тесно связана с техникой антенн СВЧ, так как антенны, как правило, работают совместно с линиями и по своим параметрам должны быть согласованы друг с другом. После краткого изложения общей теории электромагнитных волн, связанных с линиями, мы остановимся более подробно на теории и практическом применении волноводов и в заключение рассмотрим теорию линий конечной длины и переходных элементов линий.

Общая теория длинных линий находит непосредственное применение при рассмотрении лишь таких систем для канализации электромагнитных волн, размеры которых в направлении распространения значительно больше длины волны и их поперечных размеров. Кроме того, не должно изменяться поперечное сечение линий в направлении распространения. Линии с постоянным поперечным сечением называются однородными. Линии с переменным сечением, например конические линии, рассматриваются в той мере, насколько это необходимо в разделах, посвященных специальным типам антенн, используемых в технике.

### 2.1.2. Исходные уравнения

Будем применять общую цилиндрическую систему координат  $(u, v, z)$  (см., например, [В 7, стр. 9]), ось  $z$  которой совпадает с продольным направлением однородной линии. Пусть линия имеет бесконечную длину. Если отсутствуют пространственные заряды, то напряженности электрического и магнитного полей в непроводящих участках линии при гармонической зависимости от времени связаны уравнениями Максвелла следующего вида

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega\mu \mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega\epsilon \mathbf{E}; \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

При этом  $\epsilon$  и  $\mu$  могут быть комплексными. Так как речь идет об однородной линии, то относительное распределение поля во всех поперечных

сечениях одинаково, и с изменением  $z$  (и времени) изменяются лишь абсолютные значения параметров поля и их фазы.

Представим напряженности поля в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0(u, v) e^{-\gamma z}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0(u, v) e^{-\gamma z}, \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

где

$$\gamma = \alpha + j\beta. \quad (2.3)$$

$\gamma$  называется постоянной распространения,  $\alpha$  — коэффициентом затухания, а  $\beta$  — фазовой постоянной. Для линии без потерь  $\gamma$  является чисто мнимой:  $\gamma = j\beta$ ;  $\alpha = 0$ . В этом случае  $\omega/\beta$  представляет собой скорость, с которой определенное состояние поля распространяется в линии в направлении оси  $z$ .

При учете (2.2) и при использовании векторной формулы (П.11) (см. приложение 1) уравнения Максвелла принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}_0 - \gamma [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_0] &= -j\omega\mu \mathbf{H}_0; \\ \text{rot } \mathbf{H}_0 - \gamma [\mathbf{e}_z, \mathbf{H}_0] &= j\omega\varepsilon \mathbf{E}_0. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Разложим  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  на продольные и поперечные составляющие:

$$\mathbf{E}_0(u, v) = \mathbf{E}_{0tr}(u, v) + \mathbf{E}_{0z}(u, v), \quad (2.5)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0tr} &= \mathbf{e}_u E_{0u}(u, v) + \mathbf{e}_v E_{0v}(u, v); \\ \mathbf{E}_{0z} &= \mathbf{e}_z E_{0z}(u, v), \end{aligned}$$

и

$$\mathbf{H}_0(u, v) = \mathbf{H}_{0tr}(u, v) + \mathbf{H}_{0z}(u, v), \quad (2.6)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{0tr} &= \mathbf{e}_u H_{0u}(u, v) + \mathbf{e}_v H_{0v}(u, v); \\ \mathbf{H}_{0z} &= \mathbf{e}_z H_{0z}(u, v). \end{aligned}$$

После повторного применения формулы (П.11) к  $\text{rot } \mathbf{E}_{0z} = \text{rot}(\mathbf{e}_z E_{0z})$  и к соответствующему выражению для напряженности магнитного поля получим из (2.4) систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} [\mathbf{e}_z, \gamma \mathbf{E}_{0tr} + \text{grad}_{tr} E_{0z}] &= j\omega\mu \mathbf{H}_{0tr}; \\ \text{rot}_z \mathbf{E}_{0tr} &= -j\omega\mu \mathbf{H}_{0z}; \\ [\mathbf{e}_z, \gamma \mathbf{H}_{0tr} + \text{grad}_{tr} H_{0z}] &= -j\omega\varepsilon \mathbf{E}_{0tr}; \\ \text{rot}_z \mathbf{H}_{0tr} &= j\omega\varepsilon \mathbf{E}_{0z}. \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

В данной системе градиенты и роторы также разложены на продольные и поперечные составляющие (следует учитывать, что члены разложения являются векторами, например  $\text{rot}_z \mathbf{E}_{0tr} = \mathbf{e}_z (\text{rot } \mathbf{E}_{0tr})_z$ ). Система уравнений (2.7) определяет общую зависимость между параметрами поля в однородных линиях. Как будет показано ниже, несмотря на общность предположений, при которых была выведена эта система, имеется ряд довольно сильных ограничений, касающихся векторов поля.

### 2.1.3. *E*-, *H*- и *L*-волны

В основу дальнейшего рассмотрения положим следующие три частных случая:

а)  $H_z = 0$ ;  $E_z \neq 0$ ; *E*-волны или *TM* (поперечно-магнитные)-волны;  
 б)  $E_z = 0$ ;  $H_z \neq 0$ ; *H*-волны или *TE* (поперечно-электрические)-волны;

в)  $H_z = E_z = 0$ ; *L*-волны (лехеровы) или *TEM* (поперечно-электромагнитные)-волны.

#### а) *E*-волны

Так как  $H_{0z} = 0$ , то из третьего уравнения системы (2.7) следует:

$$\mathbf{E}_{0tr} = \frac{j\gamma}{\omega\epsilon} [\mathbf{e}_z, \mathbf{H}_{0tr}], \quad (2.8)$$

т. е. поперечные составляющие  $\mathbf{E}_{tr}$  и  $\mathbf{H}_{tr}$  перпендикулярны друг другу и при отсутствии затухания ( $\gamma = j\beta$ ) синфазны;  $\mathbf{E}_{tr}$ ,  $\mathbf{H}_{tr}$  и направление распространения в этой последовательности образуют правую систему. Путем исключения  $\mathbf{H}_{0tr}$  или, соответственно,  $\mathbf{E}_{0tr}$  из первого и третьего уравнений (2.7) определяются поперечные составляющие, выраженные через продольные  $E_{0z}$ :

$$\mathbf{E}_{0tr} = \frac{-\gamma}{\gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu} \text{grad}_{tr} E_{0z}; \quad (2.9)$$

$$\mathbf{H}_{0tr} = \frac{-j\omega\epsilon}{\gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu} [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} E_{0z}]. \quad (2.10)$$

Если исключить  $\mathbf{H}_{0tr}$  из (2.10) и четвертого уравнения (2.7), то

$$\text{rot}_z [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} E_{0z}] + (\gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu) \mathbf{E}_{0z} = 0.$$

С помощью векторной формулы (П.14) получаем

$$\text{rot}_z [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} E_{0z}] = \mathbf{e}_z \text{div grad}_{tr} E_{0z} = \mathbf{e}_z \Delta_{tr} E_{0z},$$

так что для  $E_{0z}$  справедливо волновое уравнение

$$\Delta_{tr} E_{0z} + \kappa^2 E_{0z} = 0, \quad (2.11)$$

где

$$\kappa^2 = \gamma^2 + \omega^2\epsilon\mu. \quad (2.12)$$

При этом

$$\Delta_{tr} = \Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.13)$$

является «поперечным оператором Лапласа» (см., например, [В 7, стр. 9]).

#### б) *H*-волны

С помощью аналогичных операций, как и в случае *E*-волн, из системы уравнений (2.7) при  $E_{0z} = 0$  получаются следующие соотношения:

$$\mathbf{H}_{0tr} = \frac{-j\gamma}{\omega\mu} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{0tr}]; \quad (2.14)$$

$$\mathbf{H}_{0tr} = \frac{-\gamma}{\kappa^2} \text{grad}_{tr} H_{0z}; \quad (2.15)$$

$$\mathbf{E}_{0tr} = \frac{j\omega\mu}{\kappa^2} [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} H_{0z}]; \quad (2.16)$$

$$\Delta_{tr} H_{0z} + \kappa^2 H_{0z} = 0, \quad (2.17)$$

где  $\kappa^2$  определяется выражением (2.12).

В этом случае поперечные составляющие электрического и магнитного полей перпендикулярны друг другу и в той же последовательности, как и для  $E$ -волн, с направлением распространения образуют правую систему и при отсутствии затухания синфазны.

в)  $L$ -волны

Если в уравнениях (2.9) и (2.10)  $E_{0z}$  устремить к нулю, то тангенциальные составляющие будут также стремиться к нулю, т. е. в предельном случае все составляющие поля обращаются в нуль. То же получится, если устремить к нулю  $H_{0z}$  в уравнениях (2.15) и (2.16). В результате, согласно принципу непрерывности, справедливому для макроскопических процессов, могут существовать лишь  $L$ -волны, если знаменатель  $\kappa^2 = \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu$ , одинаковый для всех четырех уравнений, также равен нулю. Следовательно, для  $L$ -волн

$$\gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu = 0$$

или

$$\gamma = j\omega \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (2.18)$$

Из первого и третьего уравнений системы (2.7) при  $E_{0z} = H_{0z} = 0$  для параметров поля получаются следующие выражения:

$$\mathbf{H}_{otr} = \frac{-j\gamma}{\omega\mu} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{otr}]; \quad \mathbf{E}_{otr} = \frac{j\gamma}{\omega\epsilon} [\mathbf{e}_z, \mathbf{H}_{otr}], \quad (2.19)$$

а из второго и четвертого уравнений, с учетом (2.19), после некоторых преобразований

$$\nabla_{tr}^2 \mathbf{E}_{otr} = \nabla_{tr}^2 \mathbf{H}_{otr} = 0. \quad (2.20)$$

Общее состояние поля в линии определяется суперпозицией  $E$ -,  $H$ - и  $L$ -волн. Для важнейших типов линий, например линий с идеально проводящими граничными поверхностями и диэлектриком без потерь, доказано, что любое состояние поля, которое может иметь место в линии, обусловлено  $E$ -,  $H$ - и  $L$ -волнами (т. е. система собственных функций краевой задачи, состоящей из волнового уравнения и краевых условий, является полной; см., например, [В 7]). Определение типов волн, которые могут иметь место в линии, осуществляется с помощью решения волновых уравнений (2.11) и (2.17) с учетом граничных условий. При этом, как правило, решение возможно лишь в том случае, если  $\kappa$  принимает определенные дискретные значения (собственные числа краевой задачи). Каждому собственному числу соответствует система собственных решений для параметров поля.<sup>1</sup> Они определяют тип волны.

Ограничимся указанными общими соображениями и рассмотрим в следующем разделе линию с проводящими граничными поверхностями, имеющую большое практическое значение. Однако в заключение необходимо указать некоторые свойства волн в линиях, которые следуют из выведенных уравнений независимо от типа линии.

а) В случае чистых  $E$ -,  $H$ - или  $L$ -волн, которые образуются с помощью единственного типа волны, поперечные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей перпендикулярны друг другу, а  $\mathbf{E}_{tr}$ ,  $\mathbf{H}_{tr}$ ,  $\mathbf{e}_z$  (направление распространения) образуют в этой последовательности правую систему. Они синфазны, если линия не имеет потерь.

<sup>1</sup> Если одному собственному числу соответствует несколько систем собственных решений, то оно называется вырожденным.



б) В случаях чистых  $E$ -,  $H$ - или  $L$ -волн отношение абсолютных значений поперечных составляющих электрического и магнитного полей в сечении постоянно, если  $\epsilon$  или, соответственно,  $\mu$  постоянны.

в)  $L$ -волна, существующая в линии без потерь, распространяется со скоростью света в диэлектрике:  $v = \omega/\beta = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ .

## 2.2. Теория однородной линии с проводящими граничными поверхностями

### 2.2.1. Краевые задачи для продольных составляющих и общие свойства волн

Особо важный класс линий, различные конструкции которых нашли применение, в частности, в высокочастотной технике, составляют линии, которые ограничены проводящими цилиндрическими поверхностями. На практике наибольшее значение имеют линии, обладающие малыми потерями, т. е. с очень хорошей проводимостью стенок и диэлектриком без потерь или с малыми потерями. Будем считать, что потери отсутствуют, и сформулируем для этого случая следующие предположения и определения (рис. 2.1).

а) Идеально проводящие граничные поверхности образуют в поперечном сечении  $n$ -связную область  $F$ , площадь которой также обозначена  $F$ .

б) Граничные кривые (сечение граничных поверхностей), которые обозначены через  $C$ , должны быть кусочно аналитическими, т. е.  $C$  должно состояться из конечного числа отдельных отрезков таким образом, чтобы каждый отрезок мог быть представлен в соответствующей системе координат с помощью бесконечно дифференцируемой функции. (Это допущение может быть не таким строгим; поскольку мы рассматриваем как физические, так и технические задачи, то сформулированное здесь предположение охватывает, очевидно, все практически возможные случаи.)

в) В любой точке граничной кривой  $C$  (кроме возможных точек излома) единичные векторы нормальный  $\mathbf{n}$  и тангенциальный  $\mathbf{s}$  определены таким образом, что  $\mathbf{n}$  направлен внутрь  $F$ , а  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{e}_z$  в этой последовательности образуют правую систему.

г) Пусть внутренний объем (поперечное сечение  $F$ ) заполнен однородным диэлектриком без потерь с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и магнитной проницаемостью  $\mu$ .

С учетом указанных предположений и граничных условий для продольных составляющих векторов поля на идеально проводящих поверхностях можно сформулировать следующие краевые задачи:

для  $E$ -волны

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} E_{0z} + \kappa^2 E_{0z} &= 0; \\ E_{0z} &= 0 \text{ на } C; \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

для  $H$ -волны

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} H_{0z} + \kappa^2 H_{0z} &= 0; \\ \frac{\partial H_{0z}}{\partial n} &= 0 \text{ на } C. \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

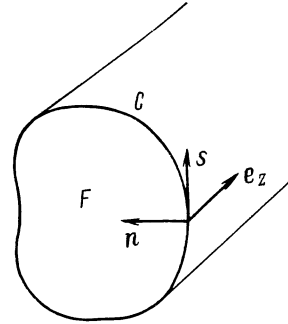


Рис. 2.1. К формулировке краевых задач для продольных составляющих в случае однородной линии с проводящими граничными поверхностями.

Так как поперечные составляющие могут однозначно выражаться через  $E_{0z}$  или, соответственно,  $H_{0z}$ , то в этих граничных условиях уже содержатся все индивидуальные свойства линии.

В случае  $H$ -волны можно вывести характерное свойство продольной составляющей. А именно из формулы Грина для двумерного случая [уравнение (П.33)] с учетом волнового уравнения и граничного условия для  $H_{0z}$  следует:

$$\int_{(F)} H_{0z} dF = 0. \quad (2.23)$$

В случае  $L$ -волны получают две равноценные краевые задачи:

$$\left. \begin{aligned} \nabla_{tr}^2 \mathbf{E}_{0tr} &= 0; \\ (\mathbf{s}, \mathbf{E}_{0tr}) &= 0 \text{ на } C \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \nabla_{tr}^2 \mathbf{H}_{0tr} &= 0; \\ (\mathbf{n}, \mathbf{H}_{0tr}) &= 0 \text{ на } C. \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Решение краевых задач целесообразно производить в такой системе координат  $(u, v)$ , в которой  $C$  совпадает с одной или кусочно с несколькими координатными линиями.

Можно показать, что все собственные решения при заданном положении линии образуют полную ортогональную систему и что любое возможное распределение поля в линии можно представить в виде разложения в ряд по функциям этой ортогональной системы. Следовательно, любое возможное распределение поля в линии может рассматриваться как суперпозиция  $E$ -,  $H$ - и  $L$ -волн (см., например, [В 7]).

Рассмотрим прежде всего условия возникновения  $L$ -волн и для этого запишем краевую задачу (2.24) в более удобном виде. Так как  $H_{0z} = 0$ , то в случае  $L$ -волны второе уравнение системы (2.7) принимает вид

$$\text{rot}_z \mathbf{E}_{0tr} = 0.$$

Поскольку  $\mathbf{E}_{0tr}$  не зависит от  $z$ , то поперечная составляющая  $\text{rot} \mathbf{E}_{0tr}$  также равна нулю, так что  $\mathbf{E}_{0tr}$  как безвихревой вектор внутри  $F$  можно выразить через скалярный потенциал  $\varphi$ :

$$\mathbf{E}_{0tr} = \text{grad}_{tr} \varphi. \quad (2.26)$$

Так как  $E_{0z} = 0$ , то далее справедливо

$$\text{div} \mathbf{E} = \text{div} \mathbf{E}_{tr} = \text{div} \mathbf{E}_{0tr} = 0$$

и с учетом (2.26)

$$\Delta_{tr} \varphi = 0. \quad (2.27)$$

Так как, кроме того,  $\mathbf{E}_{0tr} = \text{grad}_{tr} \varphi$  перпендикулярен к  $C$ , то отрезки кривой  $C$  являются эквипотенциальными линиями. Тем самым граничное условие принимает вид

$$\varphi = \varphi_\nu = \text{const} \text{ на } C_\nu \quad (\nu = 1, 2, \dots, n), \quad (2.28)$$

если  $C$  составлено из  $n$  кривых  $C_\nu$ .

Теперь краевая задача (2.27), (2.28) в случае односвязной области имеет, как известно, лишь тривиальное решение

$$\varphi = \text{const},$$

т. е. в этом случае все составляющие поля тождественно равны нулю. Следовательно,  $L$ -волна при идеальной проводимости стенок линии

существует лишь в том случае, если поперечное сечение линии представляет собой многосвязную область (как, например, в случае концентрической двухпроводной линии). Если поперечное сечение является многосвязной областью, но стенки обладают конечной проводимостью, чистая  $L$ -волна не возникает. Так как поле убывает в направлении токов в стенке, которые протекают в продольном направлении (поскольку  $H_z = 0$ ), то вдоль пути распространения существует электрическая составляющая.

### 2.2.2. Свойства и параметры $E$ - и $H$ -волн

Так как  $L$ -волны (в технике СВЧ) возникают лишь в исключительных случаях, то в дальнейшем будем рассматривать преимущественно  $E$ - и  $H$ -волны.

Из общего представления (2.2) следует, что в случае линии без потерь ( $\gamma = j\beta$ ) скорость распространения какого-либо состояния поля чистой волны (т. е. собственного решения волнового уравнения) в линии определяется фазовой скоростью

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{\beta}. \quad (2.29)$$

Согласно этому длину волны в линии  $\lambda_L$  целесообразно определять с помощью следующего соотношения

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_L}. \quad (2.30)$$

Если положить далее

$$\omega \sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{\omega}{v_{\varepsilon\mu}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\varepsilon\mu}} = k_{\varepsilon\mu}, \quad (2.31)$$

где

$$v_{\varepsilon\mu} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (2.32)$$

скорость распространения, а

$$\lambda_{\varepsilon\mu} = \frac{2\pi v_{\varepsilon\mu}}{\omega} \quad (2.33)$$

длина волны в неограниченной среде с постоянными  $\varepsilon$  и  $\mu$ , то

$$\kappa^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - \beta^2 = k_{\varepsilon\mu}^2 - \beta^2$$

или

$$\beta^2 = k_{\varepsilon\mu}^2 - \kappa^2. \quad (2.34)$$

Следовательно, существование вещественной фазовой постоянной  $\beta$  предполагает, что

$$k_{\varepsilon\mu}^2 > \kappa^2.$$

В противном случае  $\beta$  чисто мнимое:  $\beta = j\beta'$ , следовательно,  $\gamma = -\beta'$ , т. е. поле в направлении оси  $z$  убывает по экспоненциальному закону. Если положить

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_g} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (2.35)$$

и ввести в (2.34) длины волн  $\lambda_L$  и  $\lambda_{\varepsilon\mu}$  согласно (2.30) и (2.31) или, соответственно, длину волны в свободном пространстве  $\lambda_0$ , то получаем

$$\frac{1}{\lambda_L^2} = \frac{1}{\lambda_{\varepsilon\mu}^2} - \frac{\varepsilon_r \mu_r}{\lambda_g^2} = \varepsilon_r \mu_r \left\{ \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right\}. \quad (2.36)$$

Поэтому условие распространения волн гласит:

$$\lambda_0 < \lambda_g. \quad (2.37)$$

На этом основании  $\lambda_g$  называется граничной или критической длиной волны. Если необходимо, чтобы волна распространялась вдоль линии, то длина волны в свободном пространстве  $\lambda_0$  не должна превышать граничную длину волны. Для волны в линии или волноводе из (2.36) находим

$$\lambda_L = \frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}. \quad (2.38)$$

Величина

$$f_g = \frac{c}{\lambda_g} \quad (2.39)$$

называется граничной или критической частотой. Это такая частота, которая не может быть превышена, если должно происходить распространение волн. Следует учитывать, что  $f_g$  и  $\lambda_g$  зависят не только от геометрического строения линии, но и от свойств диэлектрика.

Для любой краевой задачи (2.21) или (2.22) существует последовательность дискретных граничных длин волн  $\lambda_g^{(v)}$ , соответствующих числам  $\kappa_v$ . В случаях, представляющих практический интерес, последовательность собственных чисел неограниченно растет, т. е. последовательность  $\lambda_g^{(v)}$  неограниченно убывает, так что, следовательно, неравенству (2.37) всегда удовлетворяет лишь конечное число  $\lambda_g^{(v)}$ . Тип волны с максимальной граничной длиной в линии, т. е. решение, соответствующее минимальному собственному числу  $\kappa_1$ , называется основной волной (англ.: dominant mode, principal mode). В практике особо важную роль играют волноводы, в которых из-за соотношения их размеров возникает лишь основная волна. Граничная волна может считаться важнейшей характеристикой типа волны.

Для  $L$ -волны  $\kappa = 0$ , т. е.  $\lambda_g = \infty$ .

Другим важным понятием является понятие волнового сопротивления поля. Согласно разд. 2.1.3 отношение поперечных составляющих электрического и магнитного полей для любого типа волны постоянно в поперечном сечении и оба вектора перпендикулярны друг другу. Назовем это отношение, которое имеет размерность сопротивления, волновым сопротивлением поля  $Z_L$  и определим его уравнением

$$Z_L \mathbf{H}_{tr} = [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}]. \quad (2.40)$$

Из сравнения с уравнением (2.8) или, соответственно, (2.14) следует: для  $E$ -волн

$$Z_L^{(E)} = \frac{\gamma}{j\omega\varepsilon}; \quad (2.41)$$

для  $H$ -волн

$$Z_L^{(H)} = \frac{j\omega\mu}{\gamma}. \quad (2.42)$$

При отсутствии затухания получаем

$$Z_L^{(E)} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} = Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{\lambda_L} = Z_{\varepsilon\mu} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}; \quad (2.43)$$

$$Z_L^{(H)} = \frac{\omega\mu}{\beta} = Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_L}{\lambda_{\varepsilon\mu}} = Z_{\varepsilon\mu} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}, \quad (2.44)$$

где

$$Z_{\varepsilon\mu} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \text{ ом}. \quad (2.45)$$

Для  $L$ -волн

$$Z_L = Z_{\varepsilon\mu}. \quad (2.46)$$

(Однако здесь целесообразно применять волновое сопротивление линии; см. раздел 2.4.1.)

При этом всегда выполняются неравенства

$$\left. \begin{aligned} Z_L^{(E)} &< Z_{\varepsilon\mu}; \\ Z_L^{(H)} &> Z_{\varepsilon\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

В предельном случае при стремлении длины волны к нулю

$$Z_L^{(E)} = Z_L^{(H)} = Z_{\varepsilon\mu}. \quad (2.48)$$

В предельном случае  $\lambda_0 = \lambda_g$   $Z_L^{(E)}$  обращается в нуль, в то время как  $Z_L^{(H)}$  становится бесконечно большим.

Волновое сопротивление поля в волноводах и подобных им линиях играет такую же роль, как и волновое сопротивление элементарных линий или линий  $L$ -типа, правда с той лишь разницей, что волновое сопротивление поля является свойством не только линии, но и зависит от типа волны или, соответственно, граничной длины волны и частоты.

Понятие волнового сопротивления в основном применяется в различных задачах согласования линии с нагрузкой. Согласование должно производиться таким образом, чтобы отсутствовало полное или частичное отражение энергии, переносимой волной. Для этого должны быть выполнены определенные условия согласования, т. е. картины поля или соотношения между напряжением и током в соответствующих поперечных сечениях линии при подключенной нагрузке должны быть одинаковы. Так как в случае волноводов, используемых преимущественно в технике СВЧ, короткое замыкание линии осуществляется чаще всего по поверхности или, соответственно, связь между двумя волноводами или волноводом и другим конструктивным элементом происходит главным образом через поля в поперечном сечении, то мерой согласования являются эти поля или отношение напряженностей электрического и магнитного полей в этом сечении. Правда, имеются исключения. Если, например, концентрическую двухпроводную линию подключить к волноводу таким образом, чтобы ее внутренний и внешний проводники соединялись с различными точками поперечного сечения волновода, то мерой согласования в этом случае будет отношение напряжения между этими точками к току в них. В подобных случаях используется волновое сопротивление линии, обычно применяемое в теории элементарных линий.

### 2.2.3. Мощность, передаваемая вдоль линии

Мощность  $P$ , передаваемую в направлении оси  $z$ , можно определить путем интегрирования  $z$ -составляющей вектора Пойнтинга по поперечному сечению линии:

$$P = \int_{(F)} (\mathbf{e}_z, \mathbf{S}) dF = \frac{1}{2} \int_{(F)} (\mathbf{e}_z, [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]) dF = \frac{1}{2} \int_{(F)} |[\mathbf{E}_{tr}, \mathbf{H}_{tr}^*]| dF.$$

Если рассматривать лишь один тип волны и считать, что линия не обладает потерями ( $Z_L$  вещественно), то справедливо соотношение

$$|[\mathbf{E}_{tr}, \mathbf{H}_{tr}^*]| = \frac{1}{Z_L} \|\mathbf{E}_{0tr}\|^2 = Z_L |\mathbf{H}_{0tr}|^2,$$

следовательно,

$$P = \frac{1}{2Z_L} \int_{(F)} |\mathbf{E}_{0tr}|^2 dF = \frac{Z_L}{2} \int_{(F)} |\mathbf{H}_{0tr}|^2 dF. \quad (2.49)$$

Подставим теперь сюда выражение для  $\mathbf{E}_{0tr}$  в случае  $E$ -волны и для  $\mathbf{H}_{0tr}$  в случае  $H$ -волны из выражения (2.9) или, соответственно, (2.15) и при  $\gamma = j\beta$  получим:  
для  $E$ -волны

$$P = \frac{\beta^2}{2Z_L^{(E)} \kappa^4} \int_{(F)} |\text{grad}_{tr} E_{0z}|^2 dF; \quad (2.50)$$

для  $H$ -волны

$$P = \frac{Z_L^{(H)} \beta^2}{2\kappa^4} \int_{(F)} |\text{grad}_{tr} H_{0z}|^2 dF. \quad (2.51)$$

Если с помощью формул

$$\left. \begin{aligned} E_{0z} &= E_{0z}^{(m)} f(u, v); \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} g(u, v) \end{aligned} \right\} \quad (2.52)$$

вести максимальные напряженности продольных полей  $E_{0z}^{(m)}$  или  $H_{0z}^{(m)}$ , предполагая что  $f$  и  $g$  в поперечном сечении принимают максимальные значения, равные единице, то получаем:

для  $E$ -волн

$$E_{0z}^{(m)} = \sqrt{P} \frac{\kappa^2 \sqrt{2Z_L^{(E)}}}{\beta \sqrt{\int_{(F)} |\text{grad}_{tr} f|^2 dF}}; \quad (2.53)$$

для  $H$  волн

$$H_{0z}^{(m)} = \sqrt{P} \frac{\kappa^2 \sqrt{2}}{\beta \sqrt{Z_L^{(H)}} \sqrt{\int_{(F)} |\text{grad}_{tr} g|^2 dF}}. \quad (2.54)$$

Мощность, передаваемая по линии, при наличии нескольких типов волн равна сумме мощностей, переносимых отдельными типами их (см., например, [В 7, стр. 245]).

#### 2.2.4. Фазовая и групповая скорости, скорость распространения сигнала и энергии

С помощью выражения (2.29) была введена фазовая скорость  $v_{\text{фаз}}$  волны в линии как скорость распространения определенного волнового состояния в линии без потерь:

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\lambda_L}{\lambda_{\text{вм}}} v_{\text{вм}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}. \quad (2.55)$$

Так как второй множитель всегда превышает единицу, то фазовая скорость волны всегда больше скорости света в свободной среде с постоянными  $\epsilon$  и  $\mu$ . Само собой разумеется, что это не противоречит теории относительности, так как фазовая скорость является расчетной величиной, которая не идентична скорости распространения энергии или сигнала. До сих пор мы ограничивались рассмотрением лишь стационарного состояния при фиксированной частоте. Хотя таким образом энергию и можно передавать, но нельзя выделить ее отдельных составляющих для измерения их скорости. Для этого необходимо, чтобы имело место изменение во времени передаваемой энергии, т. е. образование сигнала, что требует некоторой полосы частот. В практике никогда не применяются сигналы строго постоянной частоты, так как начало любого процесса передачи связано с изменением во времени.

До сих пор ничего не говорилось о скорости, с которой передается сигнал (например, скачок напряженности поля). Для ответа на этот вопрос рассмотрим две волны одного типа, распространяющиеся в линии в одном направлении, или две соответствующие составляющие  $E_1$  и  $E_2$  с мало различающимися частотами и с одинаковыми амплитудами. Пусть круговая частота и фазовая постоянная составляющей  $E_1$  соответственно  $\omega$  и  $\beta$ , а составляющей  $E_2$  —  $\omega + \Delta\omega$  и  $\beta + \Delta\beta$ . Сигнал, возникающий в результате суперпозиции, будет

$$E = E_1 + E_2 = E_0 e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \{1 + e^{-j\Delta\beta z} e^{j\Delta\omega t}\}.$$

Пусть теперь частотный интервал  $\Delta\omega$  и тем самым  $\Delta\beta$  настолько малы, что можно пренебречь второй и более высокими степенями этих величин по сравнению с единицей. Тогда

$$1 + e^{-j\Delta\beta z} e^{j\Delta\omega t} = 2 - j\Delta\beta z + j\Delta\omega t = 2e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}z} e^{j\frac{\Delta\omega}{2}t}$$

и тем самым

$$E = 2E_0 e^{-j\beta\left(z - \frac{\omega}{\beta}t\right)} e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}\left(z - \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta}t\right)}. \quad (2.56)$$

Из выражения (2.56) следует, что благодаря суперпозиции появляется модулированная волна, которая распространяется с фазовой скоростью  $v_{\text{фаз}} = \omega/\beta$ , причем фаза модулированного колебания распространяется со скоростью  $\Delta\omega/\Delta\beta$ . При малом  $\Delta\beta$  частота модуляции очень мала или, соответственно, период (длина волны) модулированного колебания очень велик. Очевидно, что при таком способе можно говорить о передаче сигнала, хотя на практике используют другие методы. На основании приведенного рассмотрения понятно, почему предельное значение отношения  $\Delta\omega/\Delta\beta$  в этом и во всех подобных случаях называется скоростью сигнала.

В общем случае групповая скорость определяется выражением

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{d\beta}, \quad (2.57)$$

или, так как  $\omega$  может считаться независимой переменной,

$$\frac{1}{v_{\text{гр}}} = \frac{d\beta}{d\omega}. \quad (2.58)$$

Понятие групповой скорости является одним из основных и вне рассматриваемой здесь области. Очевидно, что в нашем случае групповая скорость идентична скорости распространения сигнала. В результате вычислений получается

$$\frac{1}{v_{\text{гр}}} = \frac{d}{d\omega} \left\{ \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \kappa^2} \right\} = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}},$$

т. е.

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}. \quad (2.59)$$

Групповая скорость всегда меньше скорости света в свободной среде. Из (2.55) и (2.59) следует:

$$v_{\text{фаз}} v_{\text{гр}} = \frac{1}{\varepsilon \mu} = v_{\text{св}}^2. \quad (2.60)$$

Это соотношение всегда выполняется. Возникновение двух различных скоростей  $v_{\text{фаз}}$  и  $v_{\text{гр}}$ , как в случае рассматриваемых нами волн в линиях, называется дисперсией. Если  $v_{\text{фаз}} > v_{\text{гр}}$ , то говорят о нормальной дисперсии, в противном случае — об аномальной. При нормальной дисперсии, имеющей место в волноводах и подобных им линиях, групповая скорость идентична скорости распространения сигнала. В предельном случае  $\lambda_0 = \lambda_g$  групповая скорость равна нулю.

Известный недостаток понятия групповой скорости состоит в том, что  $v_{\text{гр}}$  определена для фиксированной частоты, в то время как при распространении сигнала принимают участие частоты всей полосы. Какая из групповых скоростей, соответствующих различным частотам, является скоростью распространения сигнала? На это следует сказать, что групповые скорости, соответствующие содержащимся в сигнале частотам, обычно близко примыкают одна к другой, но при более длинных путях распространения из-за дисперсии фактически происходит изменение формы сигнала, т. е. его «расплывание». Однако на практике в большинстве случаев оно незначительно. Например, для волновода с воздушным заполнением при  $\lambda_g = 4,6 \text{ см}$  групповые скорости, соответствующие  $\lambda_0^{(1)} = 3,2 \text{ см}$  и  $\lambda_0^{(2)} = 3,21 \text{ см}$  (разность частот приблизительно 50 МГц), различаются меньше чем на 3%.

Скоростью распространения энергии обычно называется отношение

$$v_e = \frac{P}{W}, \quad (2.61)$$

где  $P$  — мощность, проходящая через поперечное сечение линии, а  $W$  — энергия поля, содержащаяся в отрезке линии единичной длины (усредненная во времени). Можно показать, что определенная таким образом скорость распространения энергии также равна групповой скорости (см., например, [В 7]). (Следует рассматривать это не как физическое определение, а лишь как признак справедливости введенного выше определения понятия скорости распространения энергии.)



**2.2.5. Линия с потерями.  
Диэлектрические и магнитные потери**

Положим теперь постоянную затухания  $\alpha$  отличной от нуля, что соответствует случаю реальных линий. Согласно определению справедливо

$$\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = \kappa^2 - \omega^2 \epsilon \mu, \quad (2.62)$$

причем правая часть также комплексна. Если предположить теперь, что диэлектрик, заполняющий линию, не имеет потерь, т. е.  $\epsilon$  и  $\mu$  — вещественные величины, то учет затухания, которое в этом случае вызывается, очевидно, лишь потерями тока в проводящих стенках, требует комплексного значения  $\kappa$ . Но  $\kappa$  как собственное число задачи (2.21) или, соответственно, (2.22), вещественно, пока сохраняются указанные выше граничные условия. Изменение граничных условий фактически было бы равносильно учету затухания в стенках, т. е. конечной проводимости последних, так как при конечной проводимости появляется тангенциальная составляющая электрического поля, совпадающая с направлением тока в стенках. Однако точный или лишь до некоторой степени точный учет изменения поля, обусловленного конечной проводимостью стенок, чрезвычайно сложен. С другой стороны, поскольку в линии не происходит больших потерь, можно, как правило, ограничиться случаем незначительного затухания и тем самым для его расчета рассматривать невозмущенное, т. е. возникающее в случае без потерь распределение поля в поперечном сечении линии. Так как  $\kappa$  при этом вещественно, то произведение  $\epsilon \mu$  должно быть комплексным. В действительности это имеет место, а потому можно положить

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_0 (\epsilon'_r - j\epsilon''_r) = \epsilon' (1 - j \operatorname{tg} \delta); \\ \mu &= \mu' - j\mu'' = \mu_0 (\mu'_r - j\mu''_r) = \mu' (1 - j \operatorname{tg} \nu), \end{aligned} \right\} \quad (2.63)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r}, \\ \operatorname{tg} \nu &= \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{\mu''_r}{\mu'_r} \end{aligned} \right\} \quad (2.64)$$

представляют собой тангенсы углов диэлектрических и магнитных потерь среды. Следовательно, в таком понимании проявляются лишь диэлектрические и магнитные потери в веществе. Обусловленное этим затухание можно непосредственно рассчитать по формулам (2.62)—(2.64). Потери в стенках можно, таким образом, рассматривать чисто формально; однако для их расчета необходим еще дальнейший анализ, который будет проведен в следующем разделе.

В дальнейшем распределение поля в поперечном сечении принимается таким же, как и при отсутствии потерь, т. е. считается, что влияние затухания проявляется лишь в убывании поля в направлении распространения. Кроме того, при расчете предполагается  $\alpha \ll \beta$ , а именно, как правило, учитывается лишь первая степень  $\alpha/\beta$ . Это предположение означает, что не только должна быть мала постоянная затухания, но и что необходимо выбирать длину волны, достаточно отличающуюся от граничной. (При приближении к граничной длине волны  $\lambda_L$  неограниченно возрастает, а  $\beta$  стремится к нулю, так что отношение  $\alpha/\beta$  при еще достаточно малом  $\alpha$  становится сколь угодно большим.)

Сравнение (2.62) и (2.63) дает

$$\alpha = \sqrt{\frac{\sqrt{R^2 + I^2} - R}{2}}; \quad (2.65)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\sqrt{R^2 + I^2} + R}{2}}, \quad (2.66)$$

где

$$\left. \begin{aligned} R &= \omega^2 \varepsilon' \mu' - \kappa^2 = \beta'^2; \\ I &= \omega^2 \varepsilon' \mu' (\operatorname{tg} \delta + \operatorname{tg} \nu). \end{aligned} \right\} \quad (2.67)$$

$\beta'$  представляет собой фазовую постоянную при отсутствии потерь. Для  $\alpha \ll \beta$  или, соответственно,  $\alpha \ll \beta'$

$$\alpha = \frac{I}{2\beta'} = \frac{\lambda_L}{\lambda_{\varepsilon\mu}^2} (\operatorname{tg} \delta + \operatorname{tg} \nu); \quad (2.68)$$

$$\beta = \beta' \left\{ 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{\alpha}{\beta'} \right)^2 \right\}. \quad (2.69)$$

При учете лишь первой степени  $\alpha/\beta$  справедливо

$$\beta = \beta', \quad (2.70)$$

т. е. фазовая постоянная и тем самым длина волны в волноводе остаются в первом приближении неизменными. То же самое справедливо и для длины волны  $\lambda_{\varepsilon\mu}$  в свободной среде. На этом основании в приближенном выражении (2.68) для  $\alpha$  полагалось  $\beta' = 2\pi/\lambda_L$  и  $\omega \sqrt{\varepsilon' \mu'} = 2\pi/\lambda_{\varepsilon\mu}$ .

Более точное значение  $\lambda_L$  получается непосредственно из (2.66). Отсюда в качестве приближения второго порядка следует

$$\lambda_L = \lambda'_L \left\{ 1 - \alpha^2 \frac{\lambda_L'^2}{8\pi^2} \right\}, \quad (2.71)$$

где

$$\lambda'_L = \frac{2\pi}{\beta'}.$$

Для волнового сопротивления поля справедливо:  
в случае  $E$ -волн

$$Z_L^{(E)} = \frac{\gamma}{j\omega\varepsilon} = Z_L^{(E)'} \left\{ 1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right\} = Z_L^{(E)'} \left\{ 1 - j \frac{\alpha}{\omega\varepsilon Z_L^{(E)'}} \right\}; \quad (2.72)$$

в случае  $H$ -волн

$$Z_L^{(H)} = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = Z_L^{(H)'} \left\{ 1 + j \frac{\alpha}{\beta} \right\} = Z_L^{(H)'} \left\{ 1 + j \frac{\alpha Z_L^{(H)'}}{\omega\mu} \right\}. \quad (2.73)$$

При этом

$$Z_L^{(E)'} = \frac{\beta}{\omega\varepsilon}, \quad Z_L^{(H)'} = \frac{\omega\mu}{\beta}$$

представляют собой волновые сопротивления при отсутствии потерь.

### 2.2.6. Скин-эффект и поверхностное сопротивление

Для расчета потерь в стенках прежде всего должно быть известно распределение поля или тока в линии на высоких частотах. Для простоты рассмотрим бесконечную линию с плоской граничной поверхностью. Пусть в прямоугольной декартовой системе координат полупространство  $z > 0$  заполнено проводником, а полупространство  $z < 0$  — воздухом или оно является свободным пространством (рис. 2.2). Пусть проводимость  $\sigma$  настолько велика, что справедливо  $\sigma \gg \omega \epsilon$ , т. е. током смещения в проводнике по сравнению с током проводимости можно пренебречь. Уравнения Максвелла для полей в проводнике при таком предположении имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \sigma\mathbf{E}. \end{aligned} \right\} \quad (2.74)$$

Будем считать далее, что изменением поля вдоль поверхности проводника по сравнению с изменением поля в направлении внутренней нормали к поверхности проводника можно пренебречь (на практике это условие в большинстве случаев выполняется).

Тем самым из (2.74) для  $\mathbf{E}$  получается волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - j\omega\mu\sigma\mathbf{E} = 0 \quad (2.75)$$

с решением

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-j\sqrt{j\omega\mu\sigma}z}. \quad (2.76)$$

(Перед корнем в экспоненте должен стоять знак минус, так как в противном случае напряженность поля в проводнике возрастала бы с увеличением расстояния от его поверхности по экспоненциальному закону, что физически невозможно.)

$\mathbf{E}_0$  представляет собой вектор поля на поверхности проводника  $z = 0$ . Если в (2.76) положить

$$\sqrt{j\omega\mu\sigma} = \frac{1+j}{t}, \quad (2.77)$$

где

$$t = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}, \quad (2.78)$$

то

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-(1+j)\frac{z}{t}}. \quad (2.79)$$

Соответственно получаем

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-(1+j)\frac{z}{t}} \quad (2.80)$$

и плотность тока

$$\mathbf{I} = \sigma\mathbf{E} = \mathbf{I}_0 e^{-(1+j)\frac{z}{t}}; \quad (2.81)$$

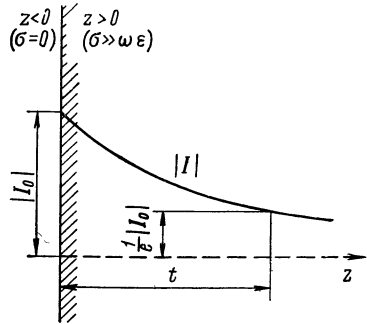


Рис. 2.2. Амплитудное распределение тока вблизи хорошо проводящей граничной поверхности ( $t$  — глубина проникновения).

в частности, справедливо

$$|\mathbf{I}| = |\mathbf{I}_0| e^{-\frac{z}{t}}. \quad (2.82)$$

Плотность тока и напряженности полей убывают по экспоненциальному закону в направлении внутренней нормали к поверхности проводника. При  $z = t$  значение тока и напряженности поля в  $e$  раз меньше значений на поверхности.  $t$  называется глубиной проникновения. Как показывает уравнение (2.78),  $t$  обратно пропорционально корню квадратному из частоты, так что на высоких частотах и при хорошей проводимости весь ток практически концентрируется в тонком слое вдоль поверхности проводника. Это явление называется скин-эффектом.

Пусть теперь  $\mathbf{E}_t$  и  $\mathbf{H}_t$  представляют собой тангенциальные составляющие напряженности полей на поверхности проводника. Если пренебречь напряженностью магнитного поля в проводнике, то справедливо

$$[\mathbf{n}, \mathbf{H}] = [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t] = \mathbf{I}_F \quad (2.83)$$

( $\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный вдоль внешней нормали), причем плотность поверхностного тока  $\mathbf{I}_F$  определяется полным током, отнесенным к поверхности проводника:

$$\mathbf{I}_F = \int_0^{\infty} \mathbf{I} dz = \mathbf{I}_0 \int_0^{\infty} e^{-(1+j)\frac{z}{t}} dz = \mathbf{I}_0 \frac{t}{1+j} = \frac{\sigma t}{1+j} \mathbf{E}_t. \quad (2.84)$$

Следовательно, для тангенциальных составляющих напряженности электрического и магнитного полей справедливо соотношение

$$\mathbf{E}_t = Z_F [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t] \quad (2.85)$$

с поверхностным сопротивлением

$$Z_F = \frac{1+j}{\sigma t} = (1+j) \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}. \quad (2.86)$$

Далее

$$\mathbf{I}_F = \frac{1}{Z_F} \mathbf{E}_t. \quad (2.87)$$

Соотношение, определяемое выражением (2.85), иногда называется практическим граничным условием. При известных  $Z_F$  и  $\mathbf{H}_t$  из него можно определить  $\mathbf{E}_t$ . При этом без существенной ошибки может быть подставлено  $\mathbf{H}_t$ , рассчитанное в предположении идеальной проводимости.

Вещественная часть  $R_F$  величины  $Z_F$  называется поверхностным сопротивлением в узком смысле:

$$R_F = \frac{1}{\sigma t} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}. \quad (2.88)$$

Следует учитывать, что поверхностное сопротивление имеет размерность  $[ом]$ , а не  $[ом/м^2]$ . Мощность, проходящая через единицу поверхности проводника (усредненная во времени), определяется  $z$ -составляющей вектора Пойнтинга. На основании (2.85) получаем

$$\begin{aligned} \bar{P} &= |(\mathbf{n}, \hat{\mathbf{S}})| = \frac{1}{2} |\operatorname{Re} \{(\mathbf{n}, [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*])\}| = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{Z_F |\mathbf{H}_t|^2\} = \\ &= \frac{1}{2} R_F |\mathbf{H}_t|^2 = \frac{1}{2} R_F |\mathbf{I}_F|^2. \end{aligned} \quad (2.89)$$

Согласно этому  $R_F$  представляет собой активное сопротивление поверхности проводника на соответствующей частоте. В согласии с выражением (2.88)  $R_F$  можно истолковать также как сопротивление постоянному току квадрата, вырезанного из поверхностного слоя толщиной  $t$ , через который протекает ток в направлении одной из сторон квадрата, т. е. сопротивление переменному току или, соответственно, высокочастотное сопротивление бесконечного проводника с плоской граничной поверхностью равно сопротивлению постоянному току плоского проводника толщиной  $t$ . С достаточной точностью это справедливо также в случае конечных размеров проводника и искривленной поверхности, за исключе-

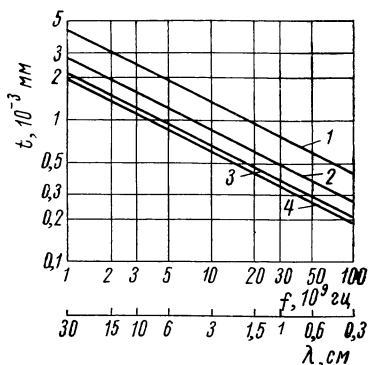


Рис. 2.3. Глубина проникновения  $t$  для различных проводящих материалов в зависимости от частоты.

1 — латунь,  $\sigma = 13 \cdot 10^8$  ом·м; 2 — алюминий,  $\sigma = 33 \cdot 10^8$  ом·м; 3 — медь,  $\sigma = 57 \cdot 10^8$  ом·м; 4 — серебро,  $\sigma = 61 \cdot 10^8$  ом·м.

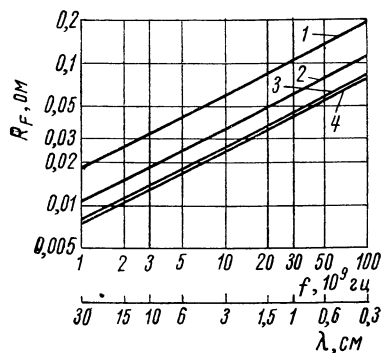


Рис. 2.4. Поверхностное сопротивление  $R_F$  различных проводящих материалов в зависимости от частоты.

1 — латунь; 2 — алюминий; 3 — медь; 4 — серебро.

нием экстремальных случаев (когда толщина проводника или радиус кривизны сравнимы с глубиной проникновения).

На рис. 2.3 представлена зависимость от частоты глубины проникновения, а на рис. 2.4 — поверхностного сопротивления для различных проводящих материалов при  $\mu = \mu_0$ . Эти значения справедливы для гладких поверхностей. Для шероховатых поверхностей  $R_F$  принимает несколько большие значения.

### 2.2.7. Затухание, обусловленное конечной проводимостью стенок. Полное затухание

Мощность, проходящая через поперечное сечение линии в точке  $z$ , в случае линии с затуханием равна

$$P = P_0 e^{-2\alpha z}, \quad (2.90)$$

если  $P_0$  — мощность в точке  $z = 0$ . Так как

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -2\alpha P,$$

то для постоянной затухания получаем

$$\alpha = -\frac{1}{2P} \frac{\partial P}{\partial z}; \quad (2.91)$$

здесь  $\partial P/\partial z$  — изменение мощности на единицу длины в направлении распространения, т. е. значение этой производной со знаком минус равно мощности потерь на единицу длины. Часть мощности потерь, обусловленная конечной проводимостью стенок, может быть определена интегрированием  $P$ , представляемого выражением (2.89), по всему контуру.

Следовательно,

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{2} R_F \int_{(C)} |\mathbf{H}_t|^2 ds. \quad (2.92)$$

Так как мы рассматриваем параметры поля линии без потерь, а в этом случае нормальная составляющая вектора  $\mathbf{H}$  на контуре равна нулю, то на контуре  $C$  имеют место соотношения

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H} = \mathbf{H}_{tr} + \mathbf{H}_z$$

и

$$|\mathbf{H}_t|^2 = |\mathbf{H}_{tr}|^2 + |\mathbf{H}_z|^2 = \{|\mathbf{H}_{otr}|^2 + |\mathbf{H}_{oz}|^2\} e^{-2\alpha z}. \quad (2.93)$$

Тем самым

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{2} R_F e^{-2\alpha z} \int_{(C)} \{|\mathbf{H}_{otr}|^2 + |\mathbf{H}_{oz}|^2\} ds. \quad (2.94)$$

Мощность  $P$  определяется из (2.90) путем замены  $P_0$  значением из (2.49), соответствующим случаю без потерь:

$$P = \frac{Z_L}{2} e^{-2\alpha z} \int_{(F)} |\mathbf{H}_{otr}|^2 dF. \quad (2.95)$$

Следовательно, постоянная затухания

$$\alpha = \frac{R_F}{2Z_L} \frac{\int_{(C)} \{|\mathbf{H}_{otr}|^2 + |\mathbf{H}_{oz}|^2\} ds}{\int_{(F)} |\mathbf{H}_{otr}|^2 dF}. \quad (2.96)$$

Выразим теперь поперечную составляющую  $\mathbf{H}_{otr}$  через продольные составляющие. Прежде всего для  $E$ -волны справедливо

$$\mathbf{H}_{otr} = \frac{-j\omega\epsilon}{\kappa^2} [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} E_{oz}]; \quad \mathbf{H}_{oz} = 0.$$

Тем самым

$$\int_{(C)} \{|\mathbf{H}_{otr}|^2 + |\mathbf{H}_{oz}|^2\} ds = \frac{\omega^2 \epsilon^2}{\kappa^4} \int_{(C)} |\text{grad}_{tr} E_{oz}|^2 ds = \frac{\omega^2 \epsilon^2}{\kappa^4} \int_{(C)} \left( \frac{\partial E_{oz}}{\partial n} \right)^2 ds.$$

(Так как на  $C$  составляющая  $E_{oz} = 0$ , то на этом контуре  $\text{grad}_{tr} E_{oz} = \text{grad}_n E_{oz} = \mathbf{n} \frac{\partial E_{oz}}{\partial n}$ .)

Далее получаем

$$\int_{(F)} |\mathbf{H}_{otr}|^2 dF = \frac{\omega^2 \epsilon^2}{\kappa^4} \int_{(F)} |\text{grad}_{tr} E_{oz}|^2 dF.$$

Для  $H$ -волны справедливо

$$\mathbf{H}_{otr} = \frac{-\gamma}{\kappa^2} \text{grad}_{tr} H_{oz},$$

следовательно,

$$\int_{(C)} (|\mathbf{H}_{0tr}|^2 + |\mathbf{H}_{0z}|^2) ds = \frac{|\gamma|^2}{\kappa^4} \int_{(C)} |\text{grad}_{tr} H_{0z}|^2 ds + \\ + \int_{(C)} |\mathbf{H}_{0z}|^2 ds = \frac{|\gamma|^2}{\kappa^4} \int_{(C)} \left( \frac{\partial H_{0z}}{\partial s} \right)^2 ds + \int_{(C)} H_{0z}^2 ds.$$

(Так как на  $C$   $\frac{\partial H_{0z}}{\partial n} = 0$ , то на этом контуре  $\text{grad}_{tr} H_{0z} = \text{grad}_t H_{0z} =$   
 $= \mathbf{s} \frac{\partial H_{0z}}{\partial s}$ .)

Далее справедливо

$$\int_{(F)} |\mathbf{H}_{0tr}|^2 dF = \frac{|\gamma|^2}{\kappa^4} \int_{(F)} |\text{grad}_{tr} H_{0z}|^2 dF.$$

Если подставить эти выражения в формулу (2.96), то для постоянной затухания получаем:

для  $E$ -волн

$$\alpha = \frac{R_F}{2Z_L^{(E)}} \frac{\int_{(C)} \left( \frac{\partial E_{0z}}{\partial n} \right)^2 ds}{\int_{(F)} |\text{grad}_{tr} E_{0z}|^2 dF} = \\ = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\sigma Z_{\varepsilon\mu} \lambda_{\varepsilon\mu}}} \frac{\int_{(C)} \left( \frac{\partial E_{0z}}{\partial n} \right)^2 ds}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2} \int_{(F)} |\text{grad}_{tr} E_{0z}|^2 dF} \quad (2.97)$$

для  $H$ -волн

$$\alpha = \frac{R_F}{2Z_L^{(H)}} \frac{\int_{(C)} \left( \frac{\partial H_{0z}}{\partial s} \right)^2 ds + \frac{\kappa^4}{\beta^2} \int_{(C)} H_{0z}^2 ds}{\int_{(F)} |\text{grad}_{tr} H_{0z}|^2 dF} = \\ = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\sigma Z_{\varepsilon\mu} \lambda_{\varepsilon\mu}}} \frac{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2} \int_{(C)} \left( \frac{\partial H_{0z}}{\partial s} \right)^2 ds + \frac{(2\pi)^2 \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^4}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_g)^2}} \int_{(C)} H_{0z}^2 ds}{\int_{(F)} |\text{grad}_{tr} H_{0z}|^2 dF}. \quad (2.98)$$

При этом для малых затуханий было введено допустимое приближение  $|\gamma|^2 = \beta^2$ . При  $\lambda_0 \rightarrow \lambda_g$  затухание в обоих случаях становится бесконечно большим (однако при этом сделанные ранее предположения уже не соответствуют действительности). С возрастанием частоты, т. е. с убыванием  $\lambda_0$ , затухание в обоих случаях также неограниченно возрастает, а именно, как и  $\sqrt{\omega}$ , величина  $\alpha$  становится бесконечной. Исключение, однако, составляют  $H$ -волны, у которых  $\frac{\partial H_{0z}}{\partial s}$ , т. е.  $\mathbf{H}_{0tr}$ , на контуре обращается в нуль. В этом случае затухание убывает с увеличением частоты, причем для неограниченно возрастающей частоты справедливо  $\alpha \sim \omega^{-3/2}$ .

(На этом основано, например, применение  $H_{01}$ -волны в круглом волноводе для передачи энергии на большие расстояния при небольшом поглощении.)

При незначительных затуханиях общее затухание складывается из отдельных частей, обусловленных различными факторами. Оно представляет собой сумму электрической и магнитной постоянных затухания, а также постоянной затухания, вызванной потерями в стенках. Если в проводнике имеется диэлектрик, то в области высоких частот, как правило, преобладает затухание, обусловленное потерями в диэлектрике. По этой причине почти всегда в волноводах применяется воздушное заполнение. Формулы (2.97) или, соответственно, (2.98) для затухания в стенках справедливы лишь при идеально гладкой поверхности последних. Даже при незначительных шероховатостях поверхностей, например в случае необработанных волноводов, затухание в стенках возрастает [2.3] [2.18] [2.47].

### 2.2.8. Токи в стенках

При сделанных ранее предположениях (малое затухание, распределение поля в поперечном сечении, как и в случае без потерь) токи в стенках такие же, как и в линии без потерь. Согласно (2.83)

$$\mathbf{I}_F = [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t],$$

причем плотность поверхностного тока  $\mathbf{I}_F$  следует понимать в смысле выражения (2.84).

Так как приняты идеальные граничные условия, то

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_{tr} + \mathbf{H}_z.$$

Применяя соотношения, которые использовались при выводе формул (2.97) и (2.98) [с той разницей, что здесь рассматриваются  $\mathbf{H}_{tr}$  вместо  $\mathbf{H}_{0tr}$  и т. д., т. е. вводится множитель  $\exp(-\alpha z)$ ], получаем: для  $E$ -волн

$$\mathbf{I}_F = \frac{-j\omega\epsilon}{\kappa^2} [\mathbf{n}, [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} E_z]] = \frac{-j\omega\epsilon}{\kappa^2} \frac{\partial E_z}{\partial n} [\mathbf{n}, [\mathbf{e}_z, \mathbf{n}],$$

т. е.

$$\mathbf{I}_F = \mathbf{e}_z \frac{-j\omega\epsilon}{\kappa^2} \frac{\partial E_z}{\partial n}; \quad (2.99)$$

для  $H$ -волн

$$\mathbf{I}_F = \frac{-j\beta}{\kappa^2} \frac{\partial H_z}{\partial s} [\mathbf{n}, \mathbf{s}] + H_z [\mathbf{n}, \mathbf{e}_z],$$

т. е.

$$\mathbf{I}_F = -\mathbf{e}_z \frac{j\beta}{\kappa^2} \frac{\partial H_z}{\partial s} - \mathbf{s} H_z. \quad (2.100)$$

(Необходимо учитывать, что  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{e}_z$  в указанной последовательности образуют правую систему.)

Следовательно, в случае  $E$ -волн имеют место лишь продольные токи, т. е. для передачи этих волн могут, например, применяться цилиндрические линии. Кроме того, волновод, возбуждаемый  $E$ -волнами, может иметь продольную щель в любом месте поперечного сечения (например, для введения измерительного зонда).

В случае  $H$ -волн, для которых  $\frac{\partial H_z}{\partial s}$  или, соответственно,  $\mathbf{H}_{tr}$  на контуре равны нулю (упомянутые ниже типы волн, у которых затухание



убывает с возрастанием частоты), напротив, протекают лишь поперечные токи. В данном случае линия может быть разрезана вдоль поперечного сечения и при этом не будет возникать существенных искажений (расстояние между обеими частями проводника, естественно, должно оставаться малым).

## 2.3. Волноводные линии

### 2.3.1. Волноводная линия с прямоугольным поперечным сечением

Вывод параметров поля в волноводных линиях с прямоугольным и круглым поперечными сечениями (и другими формами поперечного сечения) дается во многих работах (например, [А 16], [А 20], [А 24], [В 7]) и поэтому здесь подробно не рассматривается. Для прямоугольного волновода мы укажем важнейшие этапы решения задачи о нахождении собственных значений, а для других форм поперечного сечения ограничимся приведением окончательного решения.

В случае прямоугольной декартовой системы координат и размеров поперечного сечения волновода, указанных на рис. 2.5, задача нахождения собственных значений может быть записана в следующем виде:

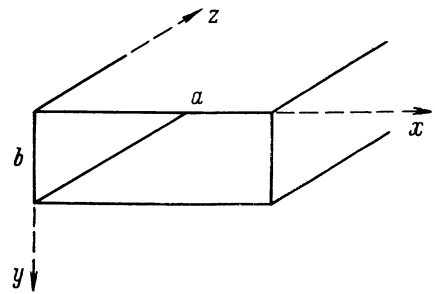


Рис. 2.5. Система координат и основные размеры прямоугольного волновода.

для  $E$ -волн

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} E_{0z} + \kappa^2 E_{0z} &= 0; E_{0z} = E_{0z}(x, y) \quad (0 \leq x \leq a; 0 \leq y \leq b); \\ E_{0z}(0, y) = E_{0z}(a, y) &= E_{0z}(x, 0) = E_{0z}(x, b) = 0; \end{aligned} \right\} \quad (2.101)$$

для  $H$ -волн

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} H_{0z} + \kappa^2 H_{0z} &= 0; H_{0z} = H_{0z}(x, y) \quad (0 \leq x \leq a; 0 \leq y \leq b); \\ \left[ \frac{\partial H_{0z}}{\partial x} \right]_{x=0} = \left[ \frac{\partial H_{0z}}{\partial x} \right]_{x=a} &= \left[ \frac{\partial H_{0z}}{\partial y} \right]_{y=0} = \left[ \frac{\partial H_{0z}}{\partial y} \right]_{y=b} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.102)$$

(Очевидно, что индексы  $x = 0$ ,  $x = a$  и т. д. предполагают математически корректные предельные переходы из внутренней области поперечного сечения к границе после проведения операции дифференцирования.)

В этом случае  $L$ -волны возникать не могут, так как поперечное сечение является односвязной областью.

Представляя  $E_{0z}$  в виде

$$E_{0z} = f(x) g(y) \quad (2.103)$$

(можно показать, что такое представление фактически охватывает все решения задачи), для  $E$ -волны получим уравнение

$$f''(x) g(y) + f(x) g''(y) + \kappa^2 f(x) g(y) = 0$$

или, соответственно,

$$\left\{ \frac{f''(x)}{f(x)} + c_1^2 \right\} + \left\{ \frac{g''(y)}{g(y)} + c_2^2 \right\} = 0, \quad (2.104)$$

где

$$c_1^2 + c_2^2 = \kappa^2. \quad (2.105)$$

Так как  $x$  и  $y$  не зависят друг от друга, то каждое из обоих выражений в скобках в уравнении (2.104) должно быть тождественно равно нулю:

$$f'' + c_1^2 f = 0; \quad g'' + c_2^2 g = 0. \quad (2.106)$$

С помощью линейно независимых частных решений

$$\cos(c_1 x); \quad \sin(c_1 x) \text{ или } \cos(c_2 x); \quad \sin(c_2 x)$$

общее решение с учетом представления (2.103) можно сформировать в следующем виде:

$$E_{0z} = \{A_1 \cos(c_1 x) + B_1 \sin(c_1 x)\} \{A_2 \cos(c_2 y) + B_2 \sin(c_2 y)\}. \quad (2.107)$$

Выполнение граничного условия при  $x = 0$  и  $y = 0$  требует прежде всего  $A_1 = A_2 = 0$ , так что

$$E_{0z} = B_1 B_2 \sin(c_1 x) \sin(c_2 y). \quad (2.108)$$

Кроме того, так как  $E_{0z}$  при  $x = a$  и  $y = b$  должно обращаться в нуль, то

$$c_1 = \frac{m\pi}{a}; \quad c_2 = \frac{n\pi}{b} \quad (m, n = 0, 1, \dots). \quad (2.109)$$

Принимая во внимание (2.105), получим собственные значения:

$$\kappa^2 = \kappa_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (2.110)$$

и тем самым граничные длины  $E$ -волн:

$$\lambda_g = \lambda_{g, mn} = \frac{2\pi}{\kappa} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = \frac{V \varepsilon_r \mu_r}{V \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}. \quad (2.111)$$

Если подставить теперь (2.109) в (2.108), то прежде всего получим  $E_{0z}$  и отсюда, используя (2.9) и (2.10), прочие составляющие поля. Положим еще  $B_1 B_2 = E_{0z}^{(m)}$  и отнесем тем самым все составляющие к максимальному значению продольной составляющей в поперечном сечении. В случае  $E$ -волны формулы для составляющих поля имеют вид

$$\left. \begin{aligned} E_{0x} &= -j E_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_L} \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \\ E_{0y} &= -j E_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_L} \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \\ E_{0z} &= E_{0z}^{(m)} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right); \\ H_{0x} &= j \frac{E_{0z}^{(m)}}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{\pi n}{b} \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right); \\ H_{0y} &= -j \frac{E_{0z}^{(m)}}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{\pi m}{a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right). \end{aligned} \right\} \quad (2.112)$$

Соответствующее решение для  $H$ -волны с учетом граничных условий дает такое же выражение для граничной длины волны:

$$\lambda_g = \lambda_{g, mn} = \frac{V \varepsilon_r \mu_r}{V \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}$$

и следующее представление составляющих поля:

$$\left. \begin{aligned} H_{0x} &= jH_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right); \\ H_{0y} &= jH_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right); \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right); \\ E_{0x} &= jH_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right); \\ E_{0y} &= -jH_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right). \end{aligned} \right\} \quad (2.113)$$

Зависимость от  $z$  при отсутствии потерь определяется множителем  $\exp(-j\beta z)$ .  $E$ - или  $H$ -волны, соответствующие собственным числам  $\kappa_{mn}$ , называются  $E_{mn}$ - или  $H_{mn}$ -волнами.

В случае  $E$ -волн  $m$  и  $n$  должны быть отличны от нуля, так как иначе продольные, а тем самым и прочие составляющие обращаются в нуль. Следовательно, простейшей электрической волной является  $E_{11}$ -волна. Для  $H$ -волн по крайней мере одно из чисел  $m$  или  $n$  должно быть отлично от нуля, так как в противном случае  $H_{0z}$  постоянно, и тем самым поперечные составляющие обращаются в нуль, т. е. передачи энергии не будет. Следовательно, простейшей  $H$ -волной является  $H_{10}$ - или  $H_{01}$ -волна. Как видно из представлений составляющих поля (для любого типа волны),  $m$  определяет число полуволн в направлении оси  $x$  (вдоль стороны  $a$ ), а  $n$  — число полуволн в направлении оси  $y$  (вдоль стороны  $b$ ).

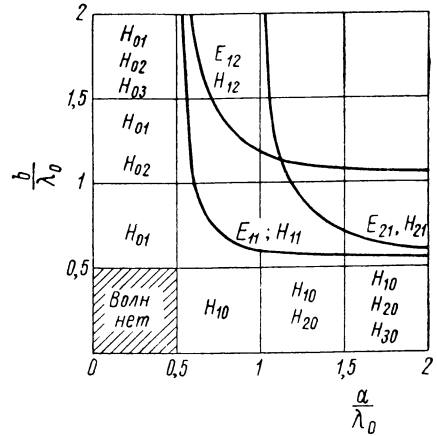


Рис. 2.6. Графическое представление возможности существования простейших типов волн в прямоугольном волноводе.

На рис. 2.6 графически представлены граничные волны простейших типов и возможность их существования при различных поперечных размерах волновода, а на рис. 2.7 и 2.8 — распределения поля для важнейших  $E$ - и  $H$ -волн. Для длины волны в волноводе обоих типов справедливо общее выражение (2.38) при  $\lambda_g$ , определяемом формулой (2.111). Передаваемую по волноводу мощность можно найти, используя выражение (2.50) и (2.51), а максимальное значение напряженности продольного поля — выражение (2.53) или, соответственно, (2.54). Получающиеся при этом интегралы можно легко вычислить.

Для  $E$ -волны имеем

$$P = E_{0z}^{(m)2} \frac{1}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{ab}{8} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} \quad (m, n \neq 0); \quad (2.114)$$

для  $H$ -волны

$$P = H_{0z}^{(m)2} Z_{\varepsilon\mu} \frac{ab}{8} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} \quad (m, n \neq 0) \quad (2.115)$$

или, соответственно,

$$P = H_{0z}^{(m)^2} Z_{\epsilon\mu} \frac{ab}{4} \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right)^2 \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2} \quad (m \neq 0, n = 0 \text{ или } m = 0, n \neq 0). \quad (2.116)$$

С помощью (2.114) и (2.115) или, соответственно, (2.116) по известной мощности можно вычислить абсолютные значения составляющих поля.

Особенно простые зависимости имеют место при таких  $H$ -волнах, у которых либо  $m$ , либо  $n$  равно нулю. В случае  $n = 0$ , т. е. при  $H_{m0}$ -

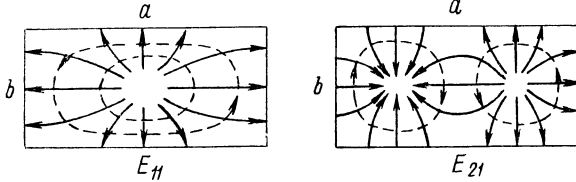


Рис. 2.7. Картины поля простейших  $E$ -волн в прямоугольном волноводе.

волнах, существуют лишь составляющие  $H_{0x}$ ,  $E_{0y}$  и  $H_{0z}$ , и они не зависят от  $b$ . Следовательно, в частности,  $b$  можно выбрать очень малым, т. е. использовать узкий волновод (волновод с плоским профилем). Границы определяются лишь возрастанием затухания и убыванием

удельной мощности (см. ниже). С другой стороны,  $b$  может стать произвольно большим, так что, в частности, в предельном случае  $b \rightarrow \infty$ , т. е. при распространении волн между двумя параллельными проводящими плоскостями получается такое же распределение поля, как и в случае  $H_{m0}$ -волны.

Затухание, обусловленное диэлектрическими и магнитными потерями, определяется формулами (2.65)—(2.69).

Затухание, обусловленное потерями в металлических стенках волновода, определяется формулами (2.97) и (2.98). Входящие в эти формулы

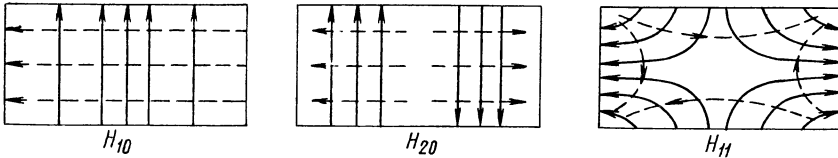


Рис. 2.8. Картины поля простейших  $H$ -волн в прямоугольном волноводе.

интегралы могут быть легко вычислены, причем для  $H$ -волн необходимо особо рассмотреть случай  $m \cdot n = 0$ . Затухание, обусловленное потерями за счет конечной проводимости стенок, определяется следующими выражениями:

для  $E$ -волн

$$\alpha = 2 \frac{R_F}{Z_{\epsilon\mu}} \frac{\frac{m^2}{a^3} + \frac{n^2}{b^3}}{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}}; \quad (2.117)$$

для  $H$ -волн при  $m \neq 0, n \neq 0$

$$\alpha = 2 \frac{R_F}{Z_{\epsilon\mu}} \left\{ \frac{\frac{m^2}{a^2} \frac{1}{b} + \frac{n^2}{b^2} \frac{1}{a}}{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2} + \frac{a+b}{ab} \frac{\left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}} \right\}; \quad (2.118)$$

для  $H$ -волн при  $m \neq 0, n = 0$

$$\alpha = \frac{R_F}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{1 + 2 \frac{b}{a} \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}{b \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}}, \quad (2.119)$$

где

$$\lambda_g = \frac{2a}{m} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

(при  $m = 0$  и  $n \neq 0$   $a$  и  $b$  необходимо поменять местами).

На рис. 2.9 графически представлена зависимость затухания  $H_{m0}$ -волн, обусловленного потерями в металле, от длины волны.

Токи в стенках можно определить из формул (2.99) и (2.100) или при непосредственном использовании соотношения (2.83). При  $E$ -волнах существуют только продольные токи, а при  $H$ -волнах — продольные и поперечные. Особенность  $H_{m0}$ -волн состоит в том, что по стенкам  $x = 0$  и  $x = a$  (обычно узкие стенки) протекают лишь поперечные токи.

В заключение приведем важнейшие соотношения для  $H_{10}$ -волны — основной волны в прямоугольном волноводе при  $a > b$ . Для граничной длины волны, длины волны в линии и волнового сопротивления поля справедливо

$$\lambda_g = 2a \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}; \quad \lambda_L = \frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{2a} \right)^2}}; \quad (2.120)$$

$$Z_L^{(H)} = - \frac{E_{0y}}{H_{0x}} = \frac{Z_{\varepsilon\mu}}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{2a} \right)^2}}. \quad (2.121)$$

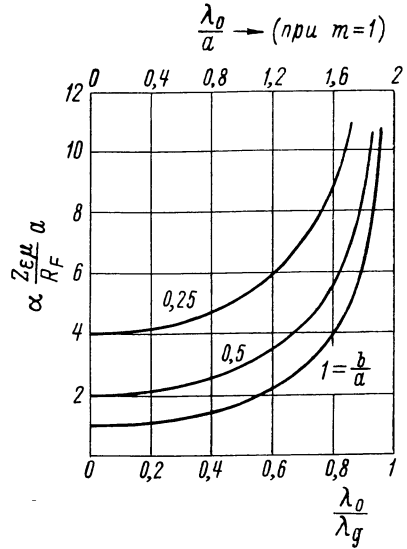


Рис. 2.9. Диаграмма для определения затухания за счет потерь в металле для  $H_{m0}$ -волн в прямоугольном волноводе.

Для волнового сопротивления линии, которое имеет большое значение для некоторых задач согласования, получаем

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{\left| \int_0^b [E_{0y}]_{x=\frac{a}{2}} dy \right|}{\left| \int_0^b [H_F]_{y=0} dx \right|} = \frac{\pi}{2} \frac{b}{a} Z_L. \quad (2.122)$$

Волновое сопротивление линии пропорционально  $b$ . Для волноводов плоского профиля, у которых соотношение сторон  $a : b$  несколько больше 10, оно значительно меньше волнового сопротивления поля. Поэтому волновод плоского профиля легче согласовать с коаксиальным кабелем, волновое сопротивление которого обычно меньше 100 ом.

Для составляющих поля основной волны справедливы следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} H_{0x} &= jH_{0z}^{(m)} \frac{2a}{\lambda_L} \varepsilon_r \mu_r \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right); \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right); \\ E_{0y} &= -jH_{0z}^{(m)} \frac{2a}{\lambda_{\varepsilon\mu}} Z_{\varepsilon\mu} \varepsilon_r \mu_r \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right). \end{aligned} \right\} \quad (2.123)$$

Затухание в стенках определяется формулой (2.119), где

$$\lambda_g = 2a \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}.$$

Для расчета максимальной мощности, которая может передаваться по прямоугольному волноводу с помощью  $H_{10}$ -волны, введем в (2.116) максимально допустимую напряженность электрического поля  $E_{0y}^{(m)}$ . Из (2.123) следует:

$$E_{0y}^{(m)} = \frac{2a}{\lambda_{\varepsilon\mu}} Z_{\varepsilon\mu} H_{0z}^{(m)} \varepsilon_r \mu_r,$$

следовательно,

$$P = \frac{E_{0y}^{(m)2}}{\varepsilon_r^2 \mu_r^2} \frac{1}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{ab}{4} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\varepsilon\mu}}{2a}\right)^2}. \quad (2.124)$$

Если рассматривать волновод с воздушным заполнением и принять значение электрической прочности воздуха

$$E_{0y}^{(m)} = 10^6 \text{ в/м} = 10^4 \text{ в/см},$$

то

$$P = P_{\max} = 6,63 \cdot 10^8 a_m b_m \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \text{ в}a$$

или

$$P_{\max} = 66,3 a_{cm} b_{cm} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \text{ кВт}. \quad (2.125)$$

Мощность, которая может быть передана, пропорциональна стороне  $b$ , так что последняя при больших мощностях не может произвольно уменьшаться.

### 2.3.2. Волноводная линия с круглым поперечным сечением

Для волноводных линий с круглым поперечным сечением, которые кратко называются также круглыми волноводами, задачу нахождения собственных значений целесообразно сформулировать в цилиндрической системе координат  $\varrho, \psi, z$  (рис. 2.10).

Для  $E$ -волны

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} E_{0z} + \kappa^2 E_{0z} &= 0; \\ [E_{0z}]_{\varrho=r} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (2.126)$$

для  $H$ -волны

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{tr} H_{0z} + \kappa^2 H_{0z} &= 0; \\ \left[ \frac{\partial H_{0z}}{\partial \varrho} \right]_{\varrho=r} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.127)$$

$[\Delta_{tr}$  определяется формулами (2.13) и (П.27)].

С помощью представлений

$$E_{0z} = f_1(\rho) g_1(\psi); \quad H_{0z} = f_2(\rho) g_2(\psi)$$

осуществляем разделение волновых уравнений. Решение для  $f_v(\rho)$  получается в виде комбинации цилиндрических функций, а для  $g_v(\psi)$  — в виде комбинации тригонометрических функций, которые с учетом граничных условий и требования конечности значений поля в поперечном сечении упрощаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\rho) &= A_1 J_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right); & f_2(\rho) &= A_2 J_m \left( \zeta'_{mn} \frac{\rho}{r} \right); \\ g_1(\psi) &= B_1 \cos(m\psi); & g_2(\psi) &= B_2 \cos(m\psi); \end{aligned} \right\} \quad (2.128)$$

здесь  $m$  — натуральное число или нуль;

$n$  — натуральное число;

$J_m$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка;

$\zeta_{mn}$  —  $n$ -й положительный корень уравнения  $J_m(\zeta) = 0$ ;

$\zeta'_{mn}$  —  $n$ -й положительный корень уравнения  $J'_m(\zeta) = 0$ .

Для  $E$ -волн

$$\kappa = \kappa_{mn} = \frac{\zeta_{mn}}{r},$$

следовательно,

$$\lambda_g = \frac{2\pi r}{\zeta_{mn}} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}. \quad (2.129)$$

Для  $H$ -волн

$$\kappa = \kappa_{mn} = \frac{\zeta'_{mn}}{r},$$

следовательно,

$$\lambda_g = \frac{2\pi r}{\zeta'_{mn}} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}. \quad (2.130)$$

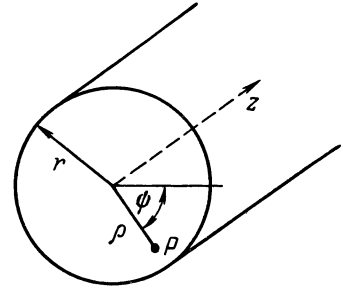


Рис. 2.10. Система координат и основные размеры круглого волновода.

Для того чтобы параметры поля можно было отнести к  $E_{0z}^{(m)}$  или, соответственно, к  $H_{0z}^{(m)}$ , функции Бесселя  $J_m$  должны быть нормированы, т. е. их необходимо поделить на максимальное значение  $J_m$ .

Тем самым составляющие поля принимают следующий вид: для  $E$ -волн

$$\left. \begin{aligned} E_{0\rho} &= -jE_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g}{\lambda_L} \frac{J'_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi); \\ E_{0\psi} &= jE_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{m}{\rho} \frac{J_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right)}{J_m^{(m)}} \sin(m\psi); \\ E_{0z} &= E_{0z}^{(m)} \frac{J_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi); \\ H_{0\rho} &= -jE_{0z}^{(m)} \frac{1}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{m}{\rho} \frac{J_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right)}{J_m^{(m)}} \sin(m\psi); \\ H_{0\psi} &= -jE_{0z}^{(m)} \frac{1}{Z_{\varepsilon\mu}} \frac{\lambda_g}{\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{J'_m \left( \zeta_{mn} \frac{\rho}{r} \right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi); \end{aligned} \right\} \quad (2.131)$$

для  $H$ -волн

$$\left. \begin{aligned}
 H_{0\varphi} &= -jH_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g}{\lambda_L} \frac{J'_m\left(\zeta'_{mn} \frac{\varrho}{r}\right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi); \\
 H_{0\psi} &= jH_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{m}{\varrho} \frac{J_m\left(\zeta'_{mn} \frac{\varrho}{r}\right)}{J_m^{(m)}} \sin(m\psi); \\
 H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} \frac{J_m\left(\zeta'_{mn} \frac{\varrho}{r}\right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi); \\
 E_{0\varphi} &= jH_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{m}{\varrho} \frac{J_m\left(\zeta'_{mn} \frac{\varrho}{r}\right)}{J_m^{(m)}} \sin(m\psi); \\
 E_{0\psi} &= jH_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g}{\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{J'_m\left(\zeta'_{mn} \frac{\varrho}{r}\right)}{J_m^{(m)}} \cos(m\psi).
 \end{aligned} \right\} (2.132)$$

$J_m^{(m)}$  представляет собой максимальное значение, которое принимает функция Бесселя  $J_m$  при положительных аргументах:

$$J_m^{(m)} = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0; \\ J_m(\zeta'_{m1}) & \text{при } m > 0. \end{cases}$$

Типы волн, соответствующие собственным числам  $\kappa_{mn}$ , называются  $E_{mn}$ -или, соответственно,  $H_{mn}$ -волнами. Индекс  $n$  появляется лишь в граничных длинах волн согласно уравнению (2.129) или, соответственно, (2.130). Численные значения первых корней  $\zeta_{mn}$  и  $\zeta'_{mn}$  приведены в табл. 2.1 и 2.2.

Таблица 2.1

Корни  $\zeta_{mn}$  функций Бесселя

$m \backslash n$	1	2	3
0	2,40	5,52	8,65
1	3,83	7,02	10,17
2	5,14	8,42	11,62
3	6,38	9,76	13,02

Таблица 2.2

Корни  $\zeta'_{mn}$  производных функций Бесселя

$m \backslash n$	1	2	3
0	3,83	7,02	10,17
1	1,84	5,33	8,54
2	3,05	6,70	9,96
3	4,30	8,05	11,30

Число  $m$  определяет количество полуволн вдоль концентрической окружности поперечного сечения, а число  $n$  — количество полуволн вдоль радиуса. Все параметры поля, как этого требует круговая симметрия задачи, по азимуту определены лишь до произвольного относительного угла.<sup>1</sup> Типы волн с  $m = 0$ , т. е.  $E_{0n}$ - и  $H_{0n}$ -волны, не зависят от  $\psi$ ; их картины поля обладают круговой симметрией. Поэтому  $H_{0n}$ -волны из-за их относительно хороших характеристик затухания имеют большое значение. Основной волной является  $H_{11}$ -волна с  $\lambda_g = 2\pi r \sqrt{\varepsilon_r \mu_r / \zeta'_{11}}$ . На рис. 2.11 графи-

<sup>1</sup> Собственные значения при  $m \neq 0$  двукратно вырождены.



чески представлены граничные волны простейших типов, на рис. 2.12 и 2.13 — распределения поля для важнейших  $E$ - и  $H$ -волн.

Для мощности, передаваемой по волноводу, и потерь на затухание за счет конечной проводимости стенок справедливы выражения (2.50) и (2.51) или, соответственно, (2.97) и (2.98). Точное вычисление интегралов, входящих в эти уравнения, можно осуществить с помощью выражений для  $E_{0z}$  и  $H_{0z}$  из (2.131) и (2.132). Укажем путь вычисления лишь для поверхностного интеграла (подробности можно найти, например, в [А 16]):

$$\begin{aligned} \int_{(F)} E_{0z}^2 dF &= \frac{E_{0z}^{(m)}}{J_m^{(m)}} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\varrho=0}^r J_m^2 \left( \frac{2\pi\varrho}{\lambda_g} \right) \times \\ &\times \cos^2(m\psi) \varrho d\varrho d\psi = \\ &= \frac{E_{0z}^{(m)}}{J_m^{(m)}} \int_0^{2\pi} \cos^2(m\psi) d\psi \int_0^r J_m^2 \left( \frac{2\pi\varrho}{\lambda_g} \right) \varrho d\varrho = \\ &= \frac{E_{0z}^{(m)}}{J_m^{(m)}} \pi \frac{r^2}{2} J_m'^2(\zeta_{mn}) \text{ для } m \neq 0 \end{aligned}$$

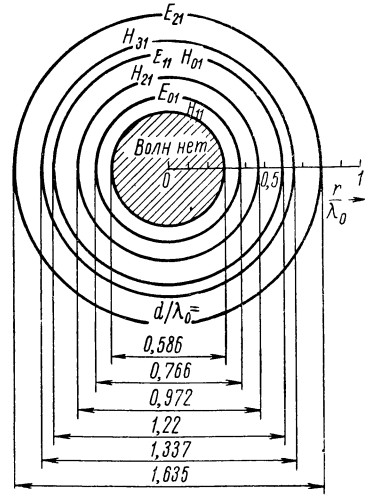


Рис. 2.11. Графическое представление возможности существования простейших типов волн в круглом волноводу.

(см. [В 3, стр. 148, 149]; следует учитывать, что из-за граничного условия в (2.126)  $J_m(2\pi r/\lambda_g) = J_m(\zeta_{mn}) = 0$ ). В случае  $m = 0$  необходимо добавлять множитель 2.

В конечном счете получаются следующие выражения для передаваемой мощности  $P$ :

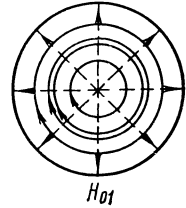
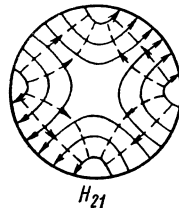
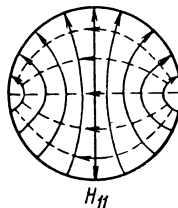
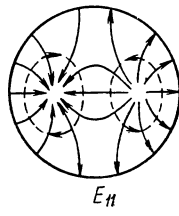
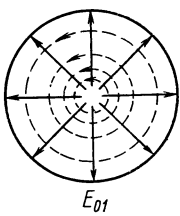


Рис. 2.12. Картины поля простейших  $E$ -волн в круглом волноводу.

Рис. 2.13. Картины поля простейших  $H$ -волн в круглом волноводу.

для  $E$ -волны

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{E_{0z}^{(m)2}}{J_m^{(m)2}} \frac{\pi r^2}{4} \frac{\lambda_g^2}{Z_L \lambda_L^2 \epsilon_r \mu_r} J_m'^2(\zeta_{mn}) \text{ для } m \neq 0; \\ P &= E_{0z}^{(m)2} \frac{\pi r^2}{2} \frac{\lambda_g^2}{Z_L \lambda_L^2 \epsilon_r \mu_r} J_1^2(\zeta_{0n}) \text{ для } m = 0; \end{aligned} \right\} \quad (2.133)$$

для  $H$ -волны

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{H_{0z}^{(m)2}}{J_m^{(m)2}} \frac{\pi r^2}{4} \frac{Z_L \lambda_g^2}{\lambda_L^2 \varepsilon_r \mu_r} J_m^2(\zeta'_{mn}) \left\{ 1 - \left( \frac{m}{\zeta'_{mn}} \right)^2 \right\} \text{ для } m \neq 0; \\ P &= H_{0z}^{(m)2} \frac{\pi r^2}{2} \frac{Z_L \lambda_g^2}{\lambda_L^2 \varepsilon_r \mu_r} J_0^2(\zeta'_{0n}) \text{ для } m = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.134)$$

Затухание, обусловленное конечной проводимостью стенок, определяется выражениями:

для  $E$ -волны

$$\alpha = \frac{R_F}{r Z_{\varepsilon\mu}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}} (m = 0, 1, \dots); \quad (2.135)$$

для  $H$ -волны

$$\alpha = \frac{R_F}{r Z_{\varepsilon\mu}} \frac{m^2 \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2} + \zeta'_{mn} \frac{\left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}}}{\zeta'^2_{mn} - m^2} (m = 0, 1, \dots). \quad (2.136)$$

В частности, для  $H_{0n}$ -волн

$$\alpha = \frac{R_F}{r Z_{\varepsilon\mu}} \frac{\left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}}. \quad (2.137)$$

Токи в стенках определяются из (2.99) и (2.100).

Для  $H_{11}$ -волны, основной волны в круглом волноводе, справедливы следующие соотношения:

$$\lambda_g = \frac{2\pi r}{\zeta'_{11}} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = 2r \cdot 1,71 \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}; \quad (2.138)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{0\varphi} &= -j H_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g}{\lambda_L} \frac{J_1' \left( \zeta'_{11} \frac{\varrho}{r} \right)}{J_1(\zeta'_{11})} \cos \psi; \\ H_{0\psi} &= j H_{0z}^{(m)} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_L} \frac{1}{\varrho} \frac{J_1 \left( \zeta'_{11} \frac{\varrho}{r} \right)}{J_1(\zeta'_{11})} \sin \psi; \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} \frac{J_1 \left( \zeta'_{11} \frac{\varrho}{r} \right)}{J_1(\zeta'_{11})} \cos \psi; \\ E_{0\varphi} &= j H_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g^2}{2\pi \lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{1}{\varrho} \frac{J_1 \left( \zeta'_{11} \frac{\varrho}{r} \right)}{J_1(\zeta'_{11})} \sin \psi; \\ E_{0\psi} &= j H_{0z}^{(m)} Z_{\varepsilon\mu} \frac{\lambda_g}{\lambda_{\varepsilon\mu}} \frac{J_1' \left( \zeta'_{11} \frac{\varrho}{r} \right)}{J_1(\zeta'_{11})} \cos \psi. \end{aligned} \right\} \quad (2.139)$$

Для  $H_{0\psi}$  в случае  $\rho = 0$  необходимо определить граничное значение:

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{J_1\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda_g}\right)}{\rho} = \frac{\pi}{\lambda_g}. \quad (2.140)$$

Для затухания  $H_{11}$ -волны, обусловленного потерями в металле, справедливо

$$\alpha = \frac{R_F}{rZ_{\epsilon\mu}} 0,42 \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} + 3,38 \frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} \right\}. \quad (2.141)$$

Для расчета допустимой мощности необходимо знать максимальное значение напряженности электрического поля в поперечном сечении. Оно получается как экстремальное значение выражения

$$E = E(\rho, \psi) = \sqrt{|E_{0r}|^2 + |E_{0\psi}|^2}.$$

Максимальное значение имеет место при  $\rho = 0$ ,  $\psi = \pi/2$  и равно

$$E_{\max} = [E_{0r}]_{\rho=0; \psi = \frac{\pi}{2}}.$$

Вводя  $E_{\max}$  в (2.134), для максимального значения передаваемой мощности после некоторых преобразований получим

$$P = E_{\max}^2 \frac{0,755}{Z_{\epsilon\mu}} r^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} \quad (2.142)$$

или при воздушном заполнении и  $Z_{\epsilon\mu} = Z_0 = 120\pi \text{ ом}$

$$P = E_{\max}^2 \cdot 2 \cdot 10^{-3} r^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} a \cdot \epsilon \quad (2.143)$$

Если опять принять электрическую прочность воздуха равной  $E_{\max} = 10^4 \text{ в/см}$ , то

$$P = 200r^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2} \text{ квт.} \quad (2.144)$$

Если отнести максимальную передаваемую мощность к поперечному сечению  $\pi r^2$ , то появится численный множитель 63,7, в то время как в случае  $H_{10}$ -волны в прямоугольном волноводе — множитель 66,3. Мощность, которая может быть передана, при одинаковом отношении  $\frac{\lambda_0}{\lambda_g}$  в обоих случаях практически одинакова.

### 2.3.3. Другие формы поперечного сечения

В настоящем разделе мы укажем важнейшие соотношения для основных типов волн в концентрических двухпроводных линиях, в волноводах с эллиптическим поперечным сечением и в волноводах с сечением в виде кругового сектора.

В случае двухпроводной линии поперечное сечение представляет собой двусвязную область и имеет вид кольца (рис. 2.14). Как и для круглого волновода, задача нахождения собственных значений формулируется в цилиндрических координатах. Однако здесь граничные условия должны быть выполнены при  $\rho = r_1$  и  $\rho = r_2$ . Решение волнового уравнения опять может быть представлено с помощью круговых цилиндрических функций, причем теперь наряду с функциями Бесселя  $J_m$  необходимо использовать также функции Неймана  $N_m$  (они были неприменимы в случае цилиндрического волновода, так как для нулевого аргумента обращаются в бесконечность, в то время как поле и в центре поперечного сечения должно оставаться конечным).

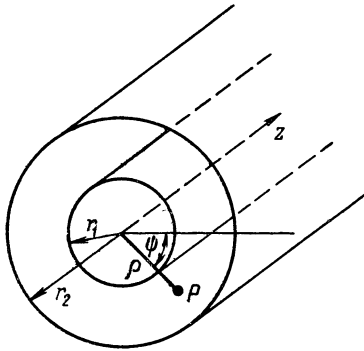


Рис. 2.14. Геометрические параметры, используемые для описания концентрической двухпроводной линии.

Для составляющих поля получаются следующие выражения:  
для  $E$ -волн

$$\left. \begin{aligned} E_{0z} &= -jE_{0z}^{(m)} C_E \frac{\lambda_g}{\lambda_L} \frac{\partial}{\partial Q} Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) \cos(m\psi); \\ E_{0\psi} &= jE_{0z}^{(m)} C_E \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{m}{Q} Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) \sin(m\psi); \\ E_{0z} &= E_{0z}^{(m)} C_E Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) \cos(m\psi); \\ H_{0Q} &= -jE_{0z}^{(m)} C_E \frac{1}{Z_{E\mu}} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{E\mu}} \frac{m}{Q} Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) \sin(m\psi); \\ H_{0\psi} &= -jE_{0z}^{(m)} C_E \frac{1}{Z_{E\mu}} \frac{\lambda_g}{\lambda_{E\mu}} \frac{\partial}{\partial Q} Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) \cos(m\psi); \end{aligned} \right\} (2.145)$$

для  $H$ -волн

$$\left. \begin{aligned} H_{0Q} &= -jH_{0z}^{(m)} C_H \frac{\lambda_g}{\lambda_L} \frac{\partial}{\partial Q} Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) \cos(m\psi); \\ H_{0\psi} &= jH_{0z}^{(m)} C_H \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_L} \frac{m}{Q} Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) \sin(m\psi); \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} C_H Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) \cos(m\psi); \\ E_{0Q} &= jH_{0z}^{(m)} C_H Z_{E\mu} \frac{\lambda_g^2}{2\pi\lambda_{E\mu}} \frac{m}{Q} Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) \sin(m\psi); \\ E_{0\psi} &= jH_{0z}^{(m)} C_H Z_{E\mu} \frac{\lambda_g}{\lambda_{E\mu}} \frac{\partial}{\partial Q} Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) \cos(m\psi). \end{aligned} \right\} (2.146)$$

При этом

$$\left. \begin{aligned} Z_m^{(E)}(Q; \zeta_{mn}) &= J_m\left(\zeta_{mn} \frac{Q}{r_2}\right) - \frac{J_m(\zeta_{mn})}{N_m(\zeta_{mn})} N_m\left(\zeta_{mn} \frac{Q}{r_2}\right); \\ Z_m^{(H)}(Q; \zeta'_{mn}) &= J_m\left(\zeta'_{mn} \frac{Q}{r_2}\right) - \frac{J'_m(\zeta'_{mn})}{N'_m(\zeta'_{mn})} N_m\left(\zeta'_{mn} \frac{Q}{r_2}\right). \end{aligned} \right\} (2.147)$$

$\zeta_{mn}$  означает  $n$ -й положительный корень уравнения  $Z_m^{(E)}(r_1; \zeta) = 0$ ,  $\zeta'_{mn}$  —  $n$ -й положительный корень уравнения  $\left[ \frac{\partial}{\partial \rho} Z_m^{(H)}(\rho; \zeta') \right]_{\rho=r_1} = 0$ .  $C_E$  и  $C_H$  представляют собой нормирующие множители:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{C_E} &= \max \{ Z_m^{(E)}(\rho; \zeta_{mn}) \} \text{ для } r_1 \leq \rho \leq r_2; \\ \frac{1}{C_H} &= \max \{ Z_m^{(H)}(\rho; \zeta'_{mn}) \} \text{ для } r_1 \leq \rho \leq r_2. \end{aligned} \right\} \quad (2.148)$$

Граничная длина волны определяется выражениями:

для  $E$ -волн

$$\lambda_g = \lambda_g^{(mn)} = \frac{2\pi r_2}{\zeta_{mn}} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r};$$

для  $H$ -волн

$$\lambda_g = \lambda_g^{(mn)} = \frac{2\pi r_2}{\zeta'_{mn}} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

(2.149)

( $\zeta_{mn}$  и  $\zeta'_{mn}$  зависят от  $r_1/r_2$ ).

Наибольшей граничной длиной волны обладает  $H_{11}$ -волна, затем следует  $E_{01}$ -волна (как в цилиндрическом волноводе). На рис. 2.15 показаны граничные длины простейших  $E$ - и  $H$ -волн. Верхним пределом всех граничных длин волн является  $\lambda_g = 2\pi r_2$  (предельный случай  $r_1/r_2 \rightarrow 1$  для  $H_{11}$ -волны). Практика показывает, что если длина волны в свободной среде больше внешнего периметра поперечного сечения

линии, то в коаксиальном кабеле может распространяться только волна типа  $L$ .

Для  $L$ -волны в концентрической двухпроводной линии получаем

$$E_{00} = Z_0 H_{0\phi} = E_0^{(m)} \frac{r_1}{\rho}, \quad (2.150)$$

где

$$Z_0 = 120\pi \text{ ом.}$$

Волновое сопротивление линии составляет

$$Z = \frac{|U|}{|I|} = 60 \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \text{ ом.} \quad (2.151)$$

Сведения о других данных (токи в стенках, затухание и т. п.) можно найти, например, в [А 24], [А 26].

Для волновода с эллиптическим поперечным сечением (который может рассматриваться как деформированный волновод с круглым поперечным сечением) задача нахождения собственных значений формулируется в эллиптических цилиндрических координатах. Граничные условия имеют такой же вид, как и в случае круглого поперечного сечения. В решении появляются эллиптические цилиндрические функции (функции Матье; см. [В 3, стр. 279]), которые определены как четные или нечетные частные решения дифференциального уравнения Матье. Вследствие этого, что соот-

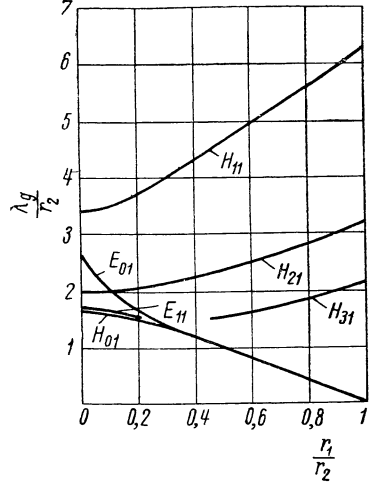


Рис. 2.15. Графическое представление граничных длин простейших  $E$ - и  $H$ -волн в концентрической двухпроводной линии.

ветствует также характеру симметрии поперечного сечения, существуют две группы  $E$ - и  $H$ -волн, которые называются четными и нечетными типами волн (в случае  $E_{0n}$ - и  $H_{0n}$ -волн существуют лишь четные типы). Обозначения выбираются таким образом, чтобы при постепенном переходе эллиптического поперечного сечения в круглое четные и нечетные типы волн переходили в соответствующие волны круглого цилиндрического волновода. На рис. 2.16 в целях сопоставления показаны картины поля для некоторых типов волн в эллиптическом и круглом цилиндрических волноводах. Аналитическое представление параметров поля и волновых параметров можно найти, например, в [А 24, стр. 80].

При рассмотренных типах волн в различных волноводах, как правило, и внутри поперечного сечения имеются линии, на которых выполняются

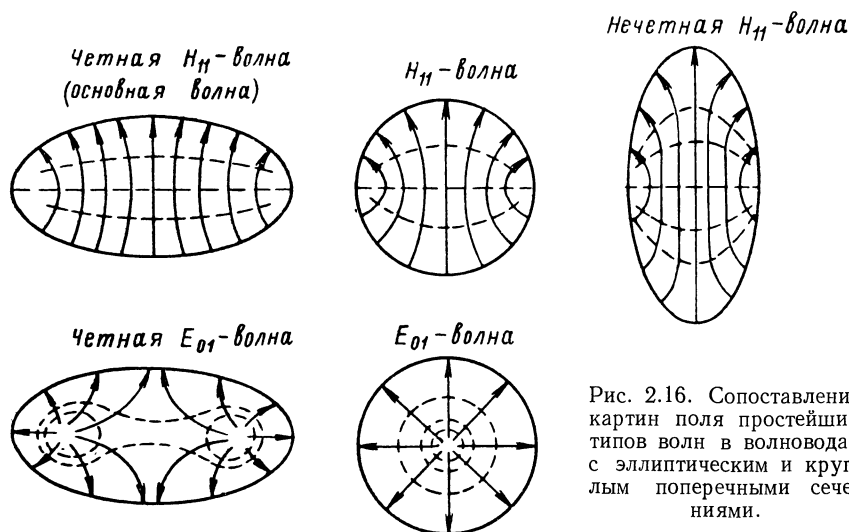


Рис. 2.16. Сопоставление картин поля простейших типов волн в волноводах с эллиптическим и круглым поперечными сечениями.

граничные условия. Вдоль таких линий волновод можно разделить тонкими металлическими стенками, не изменяя картины поля. Таким образом, например, прямоугольный волновод, в котором распространяется  $H_{m0}$ -волна, можно разделить в  $m - 1$  местах

$$x = \frac{a}{m}, \frac{2a}{m}, \dots, \frac{(m-1)a}{m}$$

металлическими стенками на  $m$  отдельных волноводов, в каждом из которых будет распространяться  $H_{10}$ -волна. В общем случае для  $E$ -волн разделение можно производить вдоль узловых линий  $E_{0z} = 0$ , а для  $H$ -волн — вдоль линий  $\frac{\partial H_{0z}}{\partial n} = 0$ . Таким образом получают новые формы поперечных сечений.

В случае круглого волновода с радиальной перегородкой (рис. 2.17, а) могут существовать все  $E$ - и  $H$ -волны круглого цилиндрического волновода при  $m \geq 1$  (причем относительный угол уже не произволен), а также все  $H_{0n}$ -волны. Это непосредственно вытекает из того, что  $E_{0z}$  (для  $E$ -волн) пропорционально  $\cos(m\psi)$  или, соответственно,  $\frac{\partial H_{0z}}{\partial \psi}$  (для  $H$ -волн) пропорционально  $\sin(m\psi)$ , а следовательно, при  $m \geq 1$  всегда имеются углы  $\psi$ , при которых эти величины обращаются в нуль. Для  $H_{0n}$ -волн  $\frac{\partial H_{0z}}{\partial \psi}$  тождественно равно нулю. Но кроме этих типов волн, существующих в полном

круглом цилиндрическом волноводе, здесь имеются также другие типы волн, которые возникают из измененной задачи нахождения собственных значений. Рассмотрим случай цилиндрического волновода, поперечное сечение которого представляет собой круговой сектор. Пусть поперечное сечение определяется сектором, заключенным между углами  $\psi = \psi_0$  и  $\psi = \psi_1$  (рис. 2.17, б).

Как и в случае круглого цилиндрического волновода, с учетом дополнительных граничных условий при  $\psi = \psi_0$  и  $\psi = \psi_1$  получаем:

для  $E$ -волн

$$\left. \begin{aligned} E_{0z} &= E_{0z}^{(m)} C_E J_\alpha \left( \zeta_{\alpha n} \frac{\rho}{r} \right) \sin [\alpha (\psi - \psi_0)]; \\ \text{для } H\text{-волн} \\ H_{0z} &= H_{0z}^{(m)} C_H J_\alpha \left( \zeta'_{\alpha n} \frac{\rho}{r} \right) \cos [\alpha (\psi - \psi_0)]. \end{aligned} \right\} \quad (2.152)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{m\pi}{\psi_1 - \psi_0};$$

$\zeta_{\alpha n}$  —  $n$ -й положительный корень уравнения  $J_\alpha(\zeta) = 0$ ;

$\zeta'_{\alpha n}$  —  $n$ -й положительный корень уравнения  $J'_\alpha(\zeta) = 0$ ;

$C_E, C_H$  — нормирующие множители.

Граничные длины волн определяются следующими выражениями: для  $E$ -волн

$$\left. \begin{aligned} \lambda_g &= \lambda_g^{(mn)} = \frac{2\pi r}{\zeta_{\alpha n}} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}; \\ \text{для } H\text{-волн} \\ \lambda_g &= \lambda_g^{(mn)} = \frac{2\pi r}{\zeta'_{\alpha n}} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \end{aligned} \right\} \quad (2.153)$$

В частном случае  $\psi_1 - \psi_0 = \pi$ , т. е. при поперечном сечении в виде полукруга,

$$\alpha = m$$

и получаются такие же граничные длины волн, а в рассматриваемом полукруге — такие же картины поля, как и в случае круговой цилиндрической линии, однако здесь относительный угол фиксирован. Для  $E$ -волн случай  $m = 0$  выпадает, так как он приводит к равенству нулю всех составляющих.

В случае  $\psi_1 - \psi_0 = 2\pi$ , т. е. для круглого цилиндрического волновода с радиальной перегородкой (рис. 2.17, а),

$$\alpha = \frac{m}{2},$$

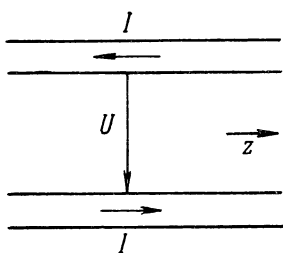
и для целочисленных  $m$  опять получаются все волны круглого цилиндрического волновода (за исключением  $m = 0$  для  $E$ -волны), что соответствует указанным выше соображениям. При этом здесь индекс  $m$  всегда в два раза больше соответствующего индекса для круговой цилиндрической линии (например,  $H_{21}$ -волне соответствует  $H_{11}$ -волна в круглом волноводе).

Однако наряду с этими типами волн существуют еще другие типы, а именно с нечетным  $m$ , у которых  $\alpha$ , т. е. порядок функций Бесселя, уже не является целым числом. Максимальную граничную длину волны для  $E$ -волн имеет  $E_{11}$ -волна с  $\lambda_g = 2r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ , для  $H$ -волн —  $H_{11}$ -волна с  $\lambda_g = 5,42r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ . Наоборот, в круглом цилиндрическом волноводе граничная длина  $H_{11}$ -волны (основная волна) составляет  $\lambda_g = 3,41 r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ . Следовательно, благодаря введению перегородки граничная длина основной волны возрастает, т. е. становится возможной передача типа волны с бóльшим значением граничной длины волны. Если же рассматривать лишь  $E$ -волны, то введение перегородки оказывает обратное действие.  $E_{01}$ -волна с максимальной граничной длиной для  $E$ -волн  $\lambda_g = 2,61r \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ , которая способна распространяться в круглом волноводе без перегородки, при установке такой перегородки уже не может существовать. (Более общая формулировка этого факта приводится в [А 15, стр. 23, 24].)

## 2.4. Рациональное описание процессов распространения в линиях, нагрузочных элементах и звеньях

### 2.4.1. Напряжение, ток и сопротивление в случае двухпроводной линии

$L$ -волна в двухпроводной линии (обычная двухпроводная линия, концентрическая линия и т. п.) в элементарной теории линий описывается в первую очередь с помощью понятий напряжения, тока, сопротивления. Пусть в двухпроводной линии (рис. 2. 18)  $U$  — напряжение между обоими проводниками, а  $I$  — ток в проводнике в точке  $z$ . Их отношение



$$R = \frac{U}{I} \quad (2.154)$$

представляет собой сопротивление линии в этой точке. Если распространение энергии происходит лишь в одном направлении, например в положительном направлении оси  $z$ , то справедливо

Рис. 2.18. Ток и напряжение в линии из параллельных проводников.

$$R = Z = \frac{U_h}{I_h}. \quad (2.155)$$

$Z$  является волновым сопротивлением линии. Индексом  $h$  при напряжении и токе обозначается волна, «бегущая» в направлении оси  $z$ . Волновое сопротивление не зависит от координаты  $z$  и, как характеристический параметр линии, определяет отношение напряжения к току бегущей волны в любой точке линии. В случае линии без потерь  $Z$  вещественно.

Наряду с волновым сопротивлением большое значение имеет постоянная распространения

$$\gamma = \alpha + j\beta. \quad (2.156)$$

$\alpha$  является постоянной затухания, а  $\beta$  — фазовой постоянной.  $Z$  и  $\gamma$  обычно выражаются через погонные индуктивность  $L'$  [ $\text{в} \cdot \text{а}^{-1} \times \text{м}^{-1} \cdot \text{сек}$ ], емкость  $C'$  [ $\text{в}^{-1} \cdot \text{а} \cdot \text{сек} \cdot \text{м}^{-1}$ ], сопротивление  $R'$  [ $\text{в} \cdot \text{а}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ]



и проводимость  $G'$  [ $\text{с}^{-1} \cdot \text{а} \cdot \text{м}^{-1}$ ]. Для них справедливы дифференциальные уравнения

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial U}{\partial z} &= (R' + j\omega L') I; \\ -\frac{\partial I}{\partial z} &= (G' + j\omega C') U, \end{aligned} \right\} \quad (2.157)$$

выведенные с помощью известных законов теории цепей для отрезка линии бесконечно малой длины. Отсюда, исключая  $I$ , получаем телеграфное уравнение для  $U$ :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \gamma^2 U, \quad (2.158)$$

где

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')}. \quad (2.159)$$

Соответствующее уравнение справедливо и для  $I$ .  $\gamma$  представляет собой введенную выше постоянную распространения. Для напряжения и тока волны, бегущей в положительном направлении оси  $z$ , справедливо

$$\left. \begin{aligned} U &= U_h = U_{0h} e^{-\gamma z}; \\ I &= I_h = I_{0h} e^{-\gamma z}. \end{aligned} \right\} \quad (2.160)$$

Так как для распространяющейся волны  $\frac{\partial U}{\partial z} = -\gamma U$ , а  $\frac{\partial I}{\partial z} = -\gamma I$ , то из (2.157) следует:

$$\frac{U_h}{I_h} = Z = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}}. \quad (2.161)$$

При отсутствии потерь

$$\gamma = j\beta = j \frac{2\pi}{\lambda} = j \frac{\omega}{c} = j\omega \sqrt{L'C'}; \quad (2.162)$$

$$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \frac{1}{cC'}. \quad (2.163)$$

( $c$  — скорость света в вакууме). Отсюда следует общая зависимость

$$c = \frac{1}{\sqrt{L'C'}}. \quad (2.164)$$

Общие выражения (для прямой и отраженной волн) для напряжения и тока имеют вид

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{0h} e^{-\gamma z} + U_{0r} e^{\gamma z}; \\ I &= I_{0h} e^{-\gamma z} + I_{0r} e^{\gamma z} = \frac{1}{Z} \{U_{0h} e^{-\gamma z} - U_{0r} e^{\gamma z}\}. \end{aligned} \right\} \quad (2.165)$$

Отсюда для сопротивления следует:

$$R = R(z) = \frac{U_{0h} e^{-\gamma z} + U_{0r} e^{\gamma z}}{I_{0h} e^{-\gamma z} + I_{0r} e^{\gamma z}}$$

или после пересчета при  $\zeta = l - z$  (рис. 2.19):

$$R = R(\zeta) = Z \frac{R_0 \text{ch}(\gamma \zeta) + Z \text{sh}(\gamma \zeta)}{Z \text{ch}(\gamma \zeta) + R_0 \text{sh}(\gamma \zeta)}. \quad (2.166)$$

$R_0$  представляет собой сопротивление в точке  $\zeta = 0$ .

Для сопротивления, отнесенного к волновому,

$$\bar{R} = \frac{R}{Z}$$

справедливо

$$\bar{R} = \bar{R}(\zeta) = \frac{\bar{R}_0 \operatorname{ch}(\gamma\zeta) + \operatorname{sh}(\gamma\zeta)}{\operatorname{ch}(\gamma\zeta) + \bar{R}_0 \operatorname{sh}(\gamma\zeta)}. \quad (2.167)$$

Для линии без потерь

$$\bar{R}(\zeta) = \frac{\bar{R}_0 \cos(\beta\zeta) + j \sin(\beta\zeta)}{\cos(\beta\zeta) + j\bar{R}_0 \sin(\beta\zeta)}. \quad (2.168)$$

Предыдущие уравнения определяют сопротивление линии или, соответственно, ее сопротивление, отнесенное к волновому, как функцию координаты  $\zeta$  точки линии и сопротивления  $R_0$  в этой точке. В частности, в случае линии конечной длины  $R_0$  представляет собой сопротивление нагрузки, а  $\zeta$  — расстояние от конца линии.

Другими понятиями, необходимыми для описания состояния поля в линии, являются коэффициент отражения  $\Gamma$  и коэффициент стоячей волны  $s$ . Оба понятия рассматриваются в следующем разделе.

#### 2.4.2. Волновое представление процессов в линии. Нагрузочные элементы

В СВЧ-линиях понятия напряжения и тока играют второстепенную роль. Основным здесь является понятие электромагнитного поля, в частности распределение поля в поперечном сечении линии. Как было показано в разделе 2.2.2, волновое сопротивление поля  $Z_L$  определяется уравнением

$$Z_L \mathbf{H}_{tr}^{(h)} = [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(h)}], \quad (2.169)$$

где  $\mathbf{E}_{tr}^{(h)}$  и  $\mathbf{H}_{tr}^{(h)}$  — векторы поперечного поля волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$  (прямая волна). Это определение имеет смысл, так как  $Z_L$  в поперечном сечении постоянно. При отсутствии потерь  $Z_L$  вещественно и

$$Z_L = \left| \frac{\mathbf{E}_{tr}^{(h)}}{\mathbf{H}_{tr}^{(h)}} \right|. \quad (2.170)$$

Общее понятие сопротивления, как и в случае  $L$ -волны, можно ввести также для прямой и отраженной волн. В частности, если линия конечной длины нагружена на конце ( $\zeta = 0$ , рис. 2.19) поверхностным сопротивлением  $Z_F = R_0$ , то для этой точки справедливо

$$\mathbf{H}_{tr} = \frac{1}{R_0} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}], \quad (2.171)$$

причем поперечные составляющие складываются из прямых и отраженных волн

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_{tr} &= \mathbf{E}_{tr}^{(h)} + \mathbf{E}_{tr}^{(r)}; \\ \mathbf{H}_{tr} &= \mathbf{H}_{tr}^{(h)} + \mathbf{H}_{tr}^{(r)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.172)$$

Теперь для прямой волны (направление распространения  $+z$ ) справедливо уравнение (2.169):

$$Z_L \mathbf{H}_{tr}^{(h)} = [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(h)}],$$

а для отраженной волны (направление распространения  $-z$ ):

$$Z_L \mathbf{H}_{tr}^{(r)} = -[\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(r)}]. \quad (2.173)$$

Из последних уравнений следует:

$$[\mathbf{E}_{tr}^{(r)}]_{\xi=0} = \frac{R_0 - Z_L}{R_0 + Z_L} [\mathbf{E}_{tr}^{(h)}]_{\xi=0}. \quad (2.174)$$

Для описания поведения волны в линии часто применяется понятие о коэффициенте отражения  $\mathbf{r}$ , определяемом следующим соотношением:

$$\mathbf{E}_{tr}^{(r)} = \mathbf{r} \mathbf{E}_{tr}^{(h)}. \quad (2.175)$$

Согласно (2.174) для коэффициента отражения линии, нагруженной на поверхностное сопротивление  $R_0$ , справедливо

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 = \frac{R_0 - Z_L}{R_0 + Z_L}. \quad (2.176)$$

Если для коэффициента отражения в соответствующем поперечном сечении линии при  $\xi = 0$  положить

$$\mathbf{r}_0 = |\mathbf{r}_0| e^{j\varphi_0}, \quad (2.177)$$

то для полной напряженности электрического поля на расстоянии  $\xi$  от этой точки (опорная точка) при отсутствии потерь справедливо

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{tr} &= \mathbf{E}_{tr}^{(h)} + \mathbf{E}_{tr}^{(r)} = \mathbf{E}_{0tr}^{(h)} e^{j\beta\xi} + \mathbf{E}_{0tr}^{(r)} e^{-j\beta\xi} = \\ &= \mathbf{E}_{0tr}^{(h)} e^{j\beta\xi} \{1 + |\mathbf{r}_0| e^{j(\varphi_0 - 2\beta\xi)}\} \end{aligned} \quad (2.178)$$

и

$$|\mathbf{E}_{tr}|^2 = |\mathbf{E}_{tr}^{(h)}|^2 \{1 + |\mathbf{r}_0|^2 + 2|\mathbf{r}_0| \cos(\varphi_0 - 2\beta\xi)\}. \quad (2.179)$$

Как легко можно видеть, выражение имеет максимумы при

$$\varphi_0 - 2\beta\xi = 2n\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

и минимумы при

$$\varphi_0 - 2\beta\xi = (2n + 1)\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots);$$

здесь  $\beta = 2\pi/\lambda_L$ , а  $\lambda_L$  — длина волны в линии. Следовательно, если  $\xi_{\min}$  — расстояние от первого минимума напряженности поперечного электрического поля до точки  $\xi = 0$ , то фаза  $\varphi_0$  коэффициента отражения при  $\xi = 0$  определяется (до кратного  $2\pi$ ) выражением

$$\varphi_0 = \left(1 + 4 \frac{\xi_{\min}}{\lambda_L}\right) \pi. \quad (2.180)$$

Далее из (2.179) следует:

$$\frac{|\mathbf{E}_{tr}|_{\max}}{|\mathbf{E}_{tr}|_{\min}} = s = \frac{1 + |\mathbf{r}_0|}{1 - |\mathbf{r}_0|}. \quad (2.181)$$

$s$  называется коэффициентом стоячей волны. Для модуля  $\mathbf{r}_0$  получаем

$$|\mathbf{r}_0| = \frac{s - 1}{s + 1}. \quad (2.182)$$

При хорошем согласовании ( $|\mathbf{r}_0| \ll 1$ ) справедливы следующие приближенные равенства:

$$s = 1 + 2|\mathbf{r}_0|; \quad (2.183)$$

$$|\mathbf{r}_0| = \frac{s-1}{2}. \quad (2.184)$$

$\mathbf{r}_0$  — полностью определяется формулами (2.180) и (2.182) и выражается через параметры  $s$  и  $\zeta_{\min}$ , которые легко могут быть вычислены, например, с помощью измерительной линии.

Так как опорная точка выбиралась произвольно, то, согласно изложенному, любой точке линии соответствует коэффициент отражения  $\mathbf{r}$ . Абсолютная величина  $\mathbf{r}$  при отсутствии потерь вдоль линии постоянна. Для коэффициента отражения  $\mathbf{r}$  на расстоянии  $\zeta$  от опорной точки справедливо

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 e^{-j4\pi \frac{\zeta}{\lambda_L}}. \quad (2.185)$$

При нагрузке линии поверхностным сопротивлением  $R_0$  коэффициент  $\mathbf{r}_0$  на конце ее определяется уравнением (2.176). В частности, для  $R_0 = Z_L$  коэффициент отражения

$$\mathbf{r}_0 = 0,$$

т. е. отраженная волна отсутствует (нагрузка, не вызывающая отражения, случай полного согласования).

При коротком замыкании ( $R_0 = 0$ )

$$\mathbf{r}_0 = -1,$$

а при электрически разомкнутой линии ( $R_0 = \infty$ )

$$\mathbf{r}_0 = 1.$$

При  $\mathbf{r}_0 = -1$ , т. е.  $|\mathbf{r}_0| = 1$  и  $\varphi_0 = \pi$ , поперечная составляющая электрического поля в (2.179) для  $\zeta = 0$  обращается в нуль. Вследствие этого любое нулевое значение напряженности поперечного электрического поля в случае стоячей волны может рассматриваться как короткое замыкание линии.

Хотя состояние поля в линии в основном описывается с помощью коэффициента отражения, иногда целесообразно использовать понятие сопротивления. Согласно (2.176) поперечному сечению линии с коэффициентом отражения  $\mathbf{r}$  соответствует сопротивление

$$R = Z_L \frac{1+\mathbf{r}}{1-\mathbf{r}}. \quad (2.186)$$

В этих случаях целесообразно использовать также сопротивление, отнесенное к волновому:

$$\bar{R} = \frac{R}{Z_L}.$$

Конструктивный элемент, расположенный на конце линии, называется нагрузочным элементом. Он представляет собой двухполюсник. Согласно приведенным выше рассуждениям нагрузочный элемент с точки зрения структуры поля в линии, обусловленной этим элементом, определяется коэффициентом отражения от места его включения.

### 2.4.3. Описание процессов в звеньях

Конструктивный элемент, к которому подходят две или несколько линий, связанных с ним характерным для данного элемента способом, называется ячейкой или звеном. При  $n$  линиях говорят также об  $n$  входах. При этом в каждой линии рассматривается лишь один тип волны. (Если необходимо рассмотреть несколько не связанных друг с другом типов волн, то для каждого из них должна быть взята своя линия.) Элемент с  $n$  входами соответствует  $2n$ -полюснику.

Рассмотрим прежде всего четырехполюсник, который ограничен поперечными сечениями  $I$  и  $II$  (рис. 2.20) линий 1 и 2. Линии по обе стороны сечений или, соответственно, типы волн могут быть неодинаковы. Пусть в линиях отсутствуют потери (это не ограничивает анализа переходного элемента, так как принципиально можно рассматривать сколь угодно короткий отрезок линии).

Для обобщения волнового представления, введенного для простой линии, нагруженной сопротивлением, рассмотрим здесь также волны

в обеих линиях, входящие в звено и выходящие из него (см., например, [2.5]). Волны можно представлять векторами поперечного электрического поля, или, соответственно, их комплексными амплитудами. Однако это лишено смысла, когда обе линии и типы волн одинаковы, так как тогда также имеет место пропорциональность между составляющими магнитного поля. При неодинаковых линиях или, соответственно, типах волн, в особенности при различных волновых сопротивлениях, следует обязательно рассматри-

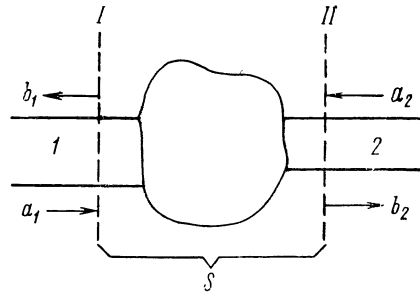


Рис. 2. 20. Схематичное представление четырехполюсника.

вать векторы электрического поля или их комплексные амплитуды, в частности в тех случаях, когда необходимо получить данные о передаче мощности. Волны, входящие в четырехполюсник, — точнее комплексные амплитуды векторов их поперечного электрического поля, — в опорном поперечном сечении обозначим через  $a_1$  и  $a_2$ , а выходящие волны через  $b_1$  и  $b_2$ .

Будем рассматривать лишь линейные звенья, т. е. элементы, для которых справедлива линейная зависимость между составляющими волн.

Тогда, в частности, выполняются соотношения

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= s_{11}a_1 + s_{12}a_2; \\ b_2 &= s_{21}a_1 + s_{22}a_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.187)$$

или в матричном представлении

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (2.188)$$

Матрица  $S = [s_{\mu\nu}]$  называется матрицей рассеяния (или матрицей отражения; англ.: scattering matrix) четырехполюсника. С помощью матрицы рассеяния отраженные волны представляются волнами, входящими в переходный элемент.

Как легко видеть из (2.187), элементы матрицы рассеяния обладают следующими значениями:

$$s_{11} = r_1 = \left[ \frac{b_1}{a_1} \right]_{a_2=0} \text{ — коэффициент отражения в поперечном сече-}$$

нии  $I$ , если  $a_2$  равно нулю, т. е. коэффициент отражения, отнесенный в линии  $I$  к поперечному сечению  $I$ , который измеряется при подключении без отражений линии  $2$ ;

$s_{22} = r_2 = \left[ \frac{b_2}{a_2} \right]_{a_1=0}$  — соответствующий коэффициент отражения в поперечном сечении  $II$ , если линия  $1$  подключается без отражений;

$s_{12} = u_{21} = \left[ \frac{b_1}{a_2} \right]_{a_1=0}$  — коэффициент передачи в направлении  $2 \rightarrow 1$ ;

$s_{21} = u_{12} = \left[ \frac{b_2}{a_1} \right]_{a_2=0}$  — коэффициент передачи в направлении  $1 \rightarrow 2$ .

Тем самым матрица рассеяния принимает вид

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r_1 & \ddot{u}_{21} \\ \ddot{u}_{12} & r_2 \end{bmatrix}. \quad (2.189)$$

В дальнейшем линии  $1$  и  $2$  считаются одинаковыми, так что в частности справедливо

$$Z_{L1} = Z_{L2} = Z_L.$$

Если матрица рассеяния симметрична,

$$\ddot{u}_{12} = \ddot{u}_{21} = \ddot{u},$$

то звено называется обратимым. В этом случае передающие свойства в обоих направлениях одинаковы. Обычные пассивные конструктивные элементы СВЧ (в частности, не содержащие ферритовых элементов) всегда обратимы.

Если, кроме того,

$$r_1 = r_2 = r,$$

то звено называется симметричным. В этом случае оба входа электрически одинаковы. Любой обратимый четырехполюсник без потерь при соответствующем выборе опорного поперечного сечения является симметричным.

Пусть теперь, кроме равенства обеих линий, предполагается отсутствие потерь в звене. Однако звено может быть необратимым. В этом случае справедливо соотношение

$$|b_1|^2 + |b_2|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2. \quad (2.190)$$

Если положить  $a_2 = \sigma a_1$  и ввести элементы матрицы рассеяния, то получим

$$|r_1 + \sigma \ddot{u}_{21}|^2 + |\ddot{u}_{12} + \sigma r_2|^2 = 1 + |\sigma|^2.$$

Так как это уравнение должно быть справедливо для любого комплексного  $\sigma$ , то (например, путем подстановки различных соответствующих значений  $\sigma$ ) получаем

$$|r_1|^2 + |\ddot{u}_{21}|^2 = |r_2|^2 + |\ddot{u}_{12}|^2 = 1; \quad (2.191)$$

$$r_1 \ddot{u}_{12}^* + \ddot{u}_{21} r_2^* = 0. \quad (2.192)$$

Это — условие единственности для матрицы рассеяния, т. е. матрица рассеяния переходного элемента без потерь унитарна. И наоборот, можно показать, что переходный элемент с унитарной матрицей рассеяния не обладает потерями. [Матрица  $\mathbf{S}$  согласно определению унитарна в том случае, если  $\mathbf{S} \cdot \mathbf{S}'^* = \mathbf{1}$ ;  $\mathbf{1}$  является единичной матрицей;  $\mathbf{S}'$  — транспонированная матрица (строки и столбцы поменялись местами);  $\mathbf{S}^*$  — сопряженная комплексная матрица.]

В случае обратимости ( $\ddot{u}_{21} = \ddot{u}_{12}$ ) из (2.191) следует:

$$|r_1| = |r_2|.$$

В общем случае необратимого четырехполюсника положим

$$\frac{\ddot{\mathbf{u}}_{21}}{\mathbf{u}_{12}} = q.$$

Тогда из (2.191) следует:

$$\left| \frac{\mathbf{r}_1}{\mathbf{r}_2} \right|^2 = \frac{1 - |q|^2 |\ddot{\mathbf{u}}_{12}|^2}{1 - |\mathbf{u}_{12}|^2}$$

и из (2.192)

$$\left| \frac{\mathbf{r}_1}{\mathbf{r}_2} \right|^2 = |q|^2.$$

Оба уравнения не противоречат друг другу, если

$$|q| = 1, \text{ т. е. } |\ddot{\mathbf{u}}_{21}| = |\ddot{\mathbf{u}}_{12}|. \quad (2.193)$$

Следовательно, четырехполюсник без потерь может быть необратимым лишь относительно электрической длины или, соответственно, фазы коэффициентов передачи (см. также [1.10]). Абсолютные величины коэффициентов передачи, т. е. амплитудные изменения, возникающие при передаче, в обоих направлениях одинаковы. Так как из (2.191) и (2.193) далее следует, что

$$|\mathbf{r}_1| = |\mathbf{r}_2|, \quad (2.194)$$

то модули коэффициентов отражения также равны. В частности, из (2.193) вытекает, что необратимые конструктивные элементы, которые в обоих направлениях прохождения обладают существенно различными коэффициентами передачи, всегда обладают потерями. (Следовательно, «односторонний отражатель», т. е. четырехполюсник, который в одном направлении беспрепятственно пропускает волну, а в другом полностью ее отражает, невозможен.)

Определение элементов матрицы рассеяния в принципе можно свести к измерению коэффициента отражения на входе в условиях, когда на другой стороне четырехполюсник соответствующим образом загружается. Коэффициенты отражения  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  согласно их определению измеряются как коэффициенты отражения в поперечных сечениях *I* и *II*, если другая линия подключена согласованно (без отражений). Простое измерение коэффициентов передачи возможно лишь в обратимом случае ( $\ddot{\mathbf{u}}_{12} = \ddot{\mathbf{u}}_{21} = \ddot{\mathbf{u}}$ ). Например, в поперечном сечении *II* (или на расстоянии  $n\lambda/2$  за ним в линии 2) производится короткое замыкание. Так как оно эквивалентно коэффициенту отражения, равному  $-1$ , то  $a_2 = -b_2$ . Тогда из линейной зависимости для отдельных волн следует:

$$\frac{b_1}{a_1} = \mathbf{r}_1 - \frac{\ddot{\mathbf{u}}^2}{1 + \mathbf{r}_2}. \quad (2.195)$$

При этом  $\frac{b_1}{a_1}$  представляет собой коэффициент отражения в линии *I*, отнесенный к поперечному сечению *I* и измеренный при указанном условии (короткое замыкание в поперечном сечении *II*). Если этот коэффициент отражения обозначить через  $\mathbf{r}'_1$ , то для коэффициента передачи из (2.195) получаем

$$\ddot{\mathbf{u}}^2 = (1 + \mathbf{r}_2) (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1). \quad (2.196)$$

Рассмотрение переходных элементов с несколькими входами (элементы с  $n$  входами, где  $n > 2$ ) производится как и для четырехполюсника.

Отраженные волны  $b_\mu$  с помощью матрицы рассеяния  $S = [s_{\mu\nu}]$  выражаются через входящие волны  $a_\nu$  (рис. 2.21):

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & \dots & s_{1n} \\ s_{21} & s_{22} & \dots & s_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ s_{n1} & s_{n2} & \dots & s_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}. \quad (2.197)$$

$a_\nu$  и  $b_\mu$  опять означают напряженности электрического поля в определенных опорных поперечных сечениях, которые ограничивают переходный элемент.

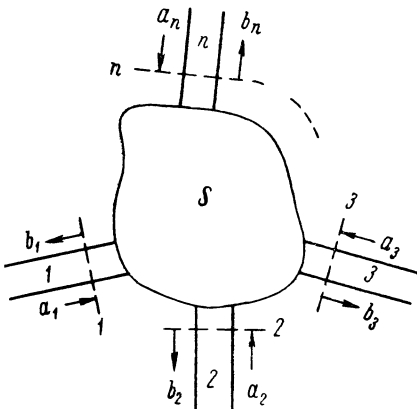


Рис. 2.21. Схематическое представление элемента с  $n$  входами.

Если все  $a_\nu$  при  $\nu \neq \sigma$  равны нулю и лишь  $a_\sigma \neq 0$ , то

$$s_{\mu\sigma} = \left[ \frac{b_\mu}{a_\sigma} \right]_{a_\nu=0; (\nu \neq \sigma)}.$$

Это реализуется согласованным подключением всех ветвей, в том числе и ветви  $\sigma$ , которой осуществляется питание. В этом случае  $s_{\mu\nu}$  представляет собой отношение волны, выходящей из ветви  $\mu$ , к волне, входящей в ветвь  $\sigma$ .

При  $\mu = \sigma$  справедливо

$$s_{\sigma\sigma} = \left[ \frac{b_\sigma}{a_\sigma} \right]_{a_\nu=0; (\nu \neq \sigma)},$$

т. е.  $s_{\sigma\sigma}$  — коэффициент отражения на входе ветви  $\sigma$  при согласованном подключении (без отражений) всех других ветвей.

Если матрица рассеяния симметрична ( $s_{\mu\nu} = s_{\nu\mu}$ ), то элемент с  $n$  входами называется обратимым. Обычные пассивные СВЧ-элементы с  $n$  входами (без ферритовых конструктивных элементов и т. д.) обратимы.

Если звено не обладает потерями, то на основании энергетического рассмотрения, как и в случае четырехполюсника, можно показать, что матрица рассеяния унитарна, и наоборот, что любую унитарную матрицу можно считать матрицей рассеяния переходного элемента без потерь.

Измерение элементов матрицы рассеяния в обратимом случае можно свести к измерению четырехполюсников, т. е. в конечном счете — к измерению коэффициентов отражения. Для этого рассматриваются два входа  $\sigma$ ,  $\tau$ , а остальные подключаются в согласованном режиме (без отражений), так что  $a_\nu = 0$  при  $\nu \neq \sigma$ ,  $\nu \neq \tau$ . Тогда справедливо

$$\begin{bmatrix} b_\sigma \\ b_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{\sigma\sigma} & s_{\sigma\tau} \\ s_{\sigma\tau} & s_{\tau\tau} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_\sigma \\ a_\tau \end{bmatrix},$$

и измерение указанных четырех элементов (из которых из-за обратимости лишь три отличаются друг от друга) производится так же, как и в случае четырехполюсника.



Примером элемента с тремя входами без потерь является трехветвевой циркулятор, в котором волна, входящая в ветвь 1, полностью поступает в ветвь 2, входящая в ветвь 2 — в ветвь 3, а входящая в ветвь 3 — в ветвь 1. Его матрица рассеяния имеет вид

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.198)$$

### 3. Теория антенных систем из дискретных излучающих элементов

#### 3.1. Основные определения и принципы расчета

##### 3.1.1. Система из точечных излучателей

В разделе 1.3.1 было показано, что любое электромагнитное поле излучения, создаваемое заданным распределением тока, асимптотически, т. е. на очень большом расстоянии от источников, ведет себя как сферическая волна, причем распределение поля по амплитуде и фазе задается характеристикой излучения. Согласно этому любое распределение тока или, соот-

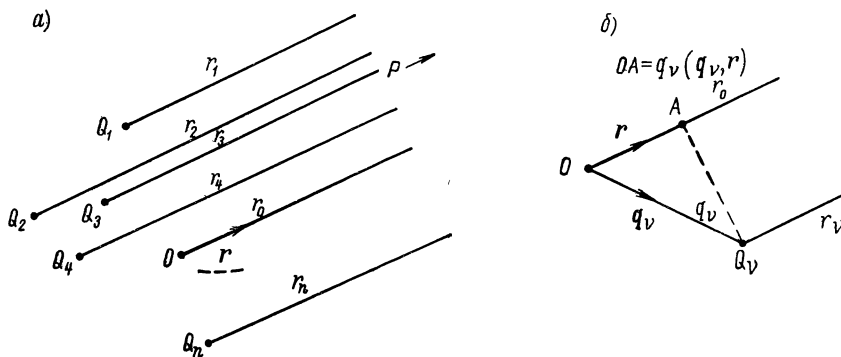


Рис. 3.1. а — система из  $n$  точечных излучателей, расположенных в точках  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ ; б — к расчету  $r_0-r_v$  для дальнего поля.

ветственно, любая антенна в случае, если представляет интерес только дальнее поле, может рассматриваться как точечный источник излучения. Когда имеется несколько таких точечных излучателей, то на основании принципа суперпозиции дальние поля, создаваемые отдельными излучателями, можно складывать, учитывая пространственное расположение, фазовые сдвиги и характеристики отдельных излучателей. Поскольку целый ряд важных типов антенн целесообразно рассматривать в указанном смысле как системы из дискретных точечных излучателей, выведем общие соотношения, характеризующие свойства подобных систем.

Пусть в точках  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$  расположены  $n$  точечных излучателей (рис. 3.1, а). Если  $E_{0v}(r_v)$  — характеристика излучения  $v$ -го излучателя, то создаваемая им в дальней точке  $P$  напряженность электрического поля определяется выражением

$$E_v = E_{0v}(r_v) \frac{e^{-jkr_v}}{r_v}.$$

При этом  $r_\nu$  — расстояние  $Q_\nu P$  и  $\mathbf{r}_\nu$  — единичный вектор, совпадающий с направлением  $Q_\nu P$ . Если мы выберем вблизи излучателя точку  $O$  в качестве начала системы координат и обозначим единичный вектор с направлением  $OP$  через  $\mathbf{r}$ , а расстояние  $OP$  — через  $r_0$ , то с обычным для зоны дальнего поля приближением справедливо также выражение

$$\mathbf{E}_\nu = \mathbf{E}_{0\nu}(\mathbf{r}) \frac{e^{-jkr_\nu}}{r_0}. \quad (3.1)$$

Поле в точке  $P$ , создаваемое системой в целом, представляет собой сумму отдельных полей:

$$\mathbf{E} = \sum_{\nu=1}^n \mathbf{E}_{0\nu}(\mathbf{r}) \frac{e^{-jkr_\nu}}{r_0} = \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \sum_{\nu=1}^n \mathbf{E}_{0\nu}(\mathbf{r}) e^{-jk(r_\nu - r_0)}. \quad (3.2)$$

Таким образом, согласно (1.45) характеристика излучения системы выражается формулой

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \sum_{\nu=1}^n \mathbf{E}_{0\nu}(\mathbf{r}) e^{-jk(r_\nu - r_0)}. \quad (3.3)$$

При этом в отдельных характеристиках излучения необходимо учитывать фазы излучающих элементов. Особый интерес представляет случай, когда все характеристики излучения в основном одинаковы, т. е. различаются лишь по амплитуде и фазе. Тогда можно положить

$$\mathbf{E}_{0\nu}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) E_\nu, \quad (3.4)$$

где

$$E_\nu = |E_\nu| e^{j\varphi_\nu}. \quad (3.5)$$

Амплитуда и фаза  $\nu$ -го излучателя заданы и не зависят от направления  $\mathbf{r}$ . Тем самым формула (3.3) переходит в следующую:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) E_0^{(g)}(\mathbf{r}), \quad (3.6)$$

где

$$E_0^{(g)}(\mathbf{r}) = \sum_{\nu=1}^n E_\nu e^{-jk(r_\nu - r_0)}; \quad (3.7)$$

$\mathbf{E}_0^{(e)}$  называется одиночной характеристикой, а  $E_0^{(g)}$  — групповой характеристикой или характеристикой системы.

Таким образом, для случая системы излучателей проведено такое же разложение характеристики излучения, как и в частном случае, рассмотренном в разделе 1.3.2 [формула (1.62)]. Одиночной характеристикой здесь также описываются в основном поляризационные свойства, в то время как групповая характеристика главным образом определяет амплитуду и фазу результирующей характеристики.

Групповая характеристика описывает излучающие свойства системы, независимо от излучающих свойств отдельных излучателей. Эта характеристика определяется геометрическим расположением и амплитудными и фазовыми соотношениями в элементах. Так как комплексная амплитуда  $E_\nu$   $\nu$ -го излучателя пропорциональна току  $I_\nu$  в любой точке этого излучателя, то групповая характеристика может быть выражена также с помощью токов в антенне, если заменить  $E_\nu$  на  $I_\nu$ . В случае простых излучающих элементов, поляризационные свойства которых могут быть легко заданы,

обычно оперируют со скалярной одиночной характеристикой, определяющей лишь амплитуду и фазу дальнего поля, создаваемого одним излучателем, в зависимости от направления излучения. Дальнейшее исследование относится прежде всего к установлению связи между групповой характеристикой и распределением тока на излучающей системе, заданным через  $E_v$  или  $I_v$ .

Введем для разности  $r_v - r_0$  в экспоненте выражения (3.7) приближение, справедливое для дальнего поля. Если  $\mathbf{Q}_v = \mathbf{q}_v q_v$  является вектором, направленным от начала координат к точке источника  $Q_v$  ( $q_v$  — расстояние  $OQ_v$ ,  $\mathbf{q}_v$  — единичный вектор в этом направлении), то справедливо выражение (рис. 3.1, б):

$$r_0 - r_v = (\mathbf{Q}_v, \mathbf{r}) = q_v (\mathbf{q}_v, \mathbf{r}). \quad (3.8)$$

В результате групповая характеристика принимает следующий вид:

$$E_0^{(g)} = \sum_{v=1}^n E_v e^{ikq_v (\mathbf{q}_v, \mathbf{r})}. \quad (3.9)$$

### 3.1.2. Решетчатые системы

Взяв за основу прямоугольную декартову систему координат, рассмотрим прежде всего случай, когда излучающие элементы распределены в виде пространственной решетки, ориентированной параллельно осям координат (рис. 3.2). Пусть начало координат совпадает с одной из вершин решетки. Предположим, что в направлении  $x$  расположены  $m$ ,

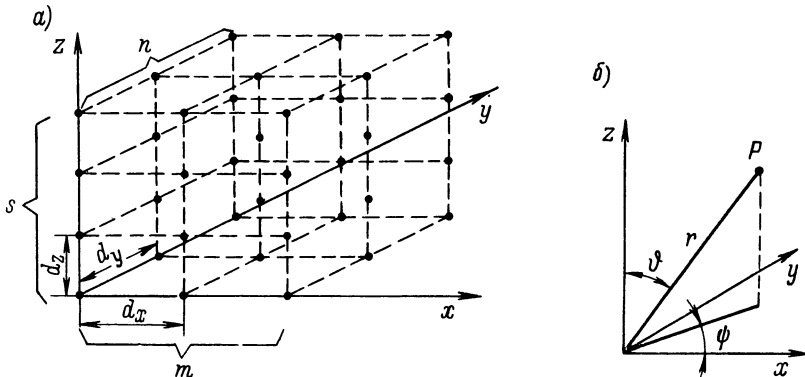


Рис. 3.2. а — пространственная решетка из точечных излучателей; б — сферическая система координат для описания характеристики излучения.

в направлении  $y$  —  $n$  и в направлении  $z$  —  $s$  элементов, расстояния между которыми составляют в каждом направлении соответственно  $d_x$ ,  $d_y$ ,  $d_z$ . Предположим, что все одиночные характеристики идентичны. Если обозначить каждый элемент в соответствии с его положением тройным индексом  $\mu\nu\sigma$ , то для групповой характеристики получаем

$$E_0^{(g)} = \sum_{\mu=1}^m \sum_{\nu=1}^n \sum_{\sigma=1}^s E_{\mu\nu\sigma} e^{ik(\mathbf{Q}_{\mu\nu\sigma}, \mathbf{r})}. \quad (3.10)$$

Если теперь предположить, что излучающие элементы в любой плоскости, перпендикулярной оси  $x$ , обладают равными относительными

амплитудным и фазовым распределениями, а также и в любой плоскости, перпендикулярной осям  $y$  и  $z$ , то можно записать:

$$E_{\mu\nu\sigma} = E_\mu E_\nu E_\sigma. \quad (3.11)$$

Далее, если

$$\mathbf{Q}_{\mu\nu\sigma} = \mathbf{e}_x (\mu - 1) d_x + \mathbf{e}_y (\nu - 1) d_y + \mathbf{e}_z (\sigma - 1) d_z$$

и

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_x \frac{x}{r} + \mathbf{e}_y \frac{y}{r} + \mathbf{e}_z \frac{z}{r},$$

для скалярного произведения  $(\mathbf{Q}_{\mu\nu\sigma}, \mathbf{r})$  получаем выражение

$$\begin{aligned} (\mathbf{Q}_{\mu\nu\sigma}, \mathbf{r}) &= (\mu - 1) d_x \frac{x}{r} + (\nu - 1) d_y \frac{y}{r} + (\sigma - 1) d_z \frac{z}{r} = \\ &= (\mu - 1) d_x \cos \psi \sin \vartheta + (\nu - 1) d_y \sin \psi \sin \vartheta + (\sigma - 1) d_z \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (3.12)$$

При этом с помощью формул

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \psi \sin \vartheta; \\ y &= r \sin \psi \sin \vartheta; \\ z &= r \cos \vartheta \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

введены пространственные полярные координаты (рис. 3.2, б). Если подставить (3.11) и (3.12) в (3.10), то тройная сумма может быть представлена как произведение трех простых сумм, и для групповой характеристики получаем

$$E_0^{(g)} = E_{0x}^{(g)} E_{0y}^{(g)} E_{0z}^{(g)}, \quad (3.14)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0x}^{(g)} &= \sum_{\mu=1}^m E_\mu e^{jk(\mu-1) d_x \cos \psi \sin \vartheta}; \\ E_{0y}^{(g)} &= \sum_{\nu=1}^n E_\nu e^{jk(\nu-1) d_y \sin \psi \sin \vartheta}; \\ E_{0z}^{(g)} &= \sum_{\sigma=1}^s E_\sigma e^{jk(\sigma-1) d_z \cos \vartheta}. \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

При этом одному или двум сомножителям можно приписать свойства одиночных характеристик, что позволяет всю решетку разбить на линейные или плоские группы элементов

### 3.1.3. Линейные системы. Понятие о диаграмме излучения

Линейные системы играют важную роль, поскольку, основываясь на разложении групповой характеристики (3.14), представляется возможным с их помощью исследовать при относительно малых затратах на вычисления многие явления, возникающие также в случае плоских и пространственных систем.

Пусть линейная система расположена вдоль оси  $x$  ( $n = s = 1$ , см. раздел 3.1.2). Групповая характеристика для этого случая имеет простой вид

$$E_0^{(g)} = \sum_{\mu=1}^m E_\mu e^{jk(\mu-1) d \cos \psi \sin \vartheta}. \quad (3.16)$$

Если элементы представляют собой сферические излучатели, то (3.16) одновременно является результирующей характеристикой.

В частности, для распределения излучения в плоскости  $\psi = 0$  (для упрощения, отходя от первоначального определения, установим для  $\psi$  область изменения  $-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq +\frac{\pi}{2}$ ) справедливо выражение

$$E_0^{(g)} = \sum_{\mu=1}^m E_{\mu} e^{jk(\mu-1)d \sin \psi} \quad (3.17)$$

(рис. 3.3).

Вследствие симметрии системы аналогичная зависимость имеет место в любой плоскости, проходящей через ряд излучателей. Подобное сечение характеристики излучения, которая определяется только одной независимой переменной, называется диаграммой излучения. Характеристика излучения в ее самых существенных чертах на практике часто заменяется двумя соответствующими диаграммами излучения. При этом кривая в сечении не обязательно должна лежать в плоскости, в некоторых случаях она может определяться сферой.

В более узком смысле диаграммой излучения называется выражение (3.17) или его графическое представление.

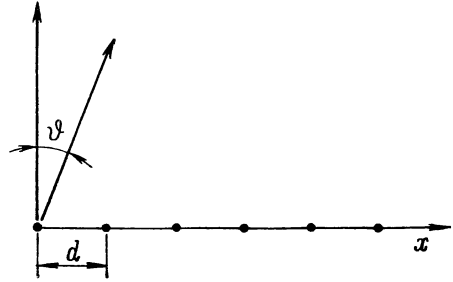


Рис. 3.3. Линейная система излучателей с равными расстояниями между элементами.

Плоскость рисунка является плоскостью  $\psi=0$ .

### 3.1.4. Присоединенный полином

Из выражения (3.17) для групповой диаграммы излучения линейной системы с равными расстояниями между элементами и идентичными одиночными характеристиками следует, что ее можно представить в виде полинома.

Если положить

$$z = e^{jkd \sin \psi}, \quad (3.18)$$

то

$$E_0^{(g)} = \sum_{\mu=1}^m E_{\mu} z^{\mu-1}. \quad (3.19)$$

При этом  $z$  — комплексная переменная, которая определена на единичном круге. Это представление, введенное Щелкуновым в 1943 г. [3. 44 ], весьма удобно для некоторых исследований. Так как любой полином можно записать в виде произведения, справедливо также

$$E_0^{(g)} = E_m (z - z_1) (z - z_2) \dots (z - z_{m-1}); \quad (3.20)$$

$z_{\mu}$  — корни полинома, число которых  $(m - 1)$ .

Таким образом, подставляя для  $z_{\mu}$  определенные значения на единичном круге, можно получать диаграммы излучения с заданными значениями корней полинома.

## 3.2. Линейные системы

### 3.2.1. Поперечный и продольный излучатели. Понятия, характеризующие диаграмму излучения

Относительно рассматриваемых ниже линейных систем мы предполагаем прежде всего, что расстояния между элементами одинаковы и их одиночные характеристики идентичны и, кроме того, что разность фаз между соседними излучателями постоянна. Тогда комплексная амплитуда  $\nu$ -го излучателя получит следующий вид:

$$E_\nu = A_\nu e^{j(\nu-1)\varphi}, \quad (3.21)$$

где  $A_\nu \geq 0$  — амплитуда  $\nu$ -го излучателя,  $\varphi$  — разность фаз между соседними излучателями (отрицательная амплитуда учитывается этим выражением с помощью изменения фазы на  $\pi$ ).

Тем самым для групповой характеристики получаем

$$E_0^{(g)} = \sum_{\nu=1}^n A_\nu e^{j(\nu-1)(\varphi + kd \sin \vartheta)}. \quad (3.22)$$

Полагая для краткости в (3.22)

$$u = \varphi + kd \sin \vartheta, \quad (3.23)$$

находим

$$E_0^{(g)} = g(u) = \sum_{\nu=1}^n A_\nu e^{j(\nu-1)u}. \quad (3.24)$$

Для групповой характеристики справедливо неравенство, которое часто представляет самостоятельный интерес,

$$|g(u)| \leq \sum_{\nu=1}^n A_\nu. \quad (3.25)$$

При этом знак равенства имеет место лишь при

$$u = \pm 2\pi p \quad (p = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.26)$$

В этих точках значение групповой характеристики достигает максимума. Тем самым с учетом (3.23) направления главного излучения  $\vartheta_m$  определяются из уравнения

$$\sin \vartheta_m = -\frac{\lambda}{d} \left( \frac{\varphi}{2\pi} \pm p \right). \quad (3.27)$$

Имеются два важных частных случая. Первым из них является случай, когда направление главного излучения перпендикулярно линейному размеру системы ( $\vartheta_m = 0^\circ$ ). Такая система называется поперечным излучателем.

Так как  $\sin \vartheta_m = 0$ , то

$$\varphi = \pm 2\pi p.$$

Следовательно, если отказаться от кратности  $2\pi$ , то поперечный излучатель характеризуется условием

$$\varphi = 0, \quad (3.28)$$

т. е. все излучающие элементы возбуждаются синфазно. Для того чтобы существовало только одно направление главного излучения, уравнение

$$\sin \vartheta_m = \mp \frac{\lambda}{d} p \quad (p = 0, 1, 2, \dots)$$

при  $-\frac{\pi}{2} \leq \vartheta_m \leq +\frac{\pi}{2}$  должно быть разрешимо однозначно, т. е. лишь для  $p = 0$ . Это справедливо для случая

$$d < \lambda. \quad (3.29)$$

Следовательно, для того чтобы излучение происходило в основном лишь перпендикулярно к линейной системе и не возникало так называемых вторичных главных лепестков, расстояния между элементами у поперечного излучателя должны быть меньше длины волны. Это вытекает также из простого геометрического рассуждения. На рис. 3.4 показан поперечный излучатель с одним максимумом излучения. Так как гипотенуза в прямоугольном треугольнике  $ABC$  всегда больше любого катета, синфазное сложение отдельных волн, кроме  $\vartheta = 0$ , может возникать лишь в том случае, если  $\lambda < d$ . Иногда о поперечном излучателе говорят еще и тогда,

когда направление главного излучения лишь приблизительно перпендикулярно линейному размеру системы, т. е. если  $\vartheta_m$  только незначительно отличается от нуля. Необходимое для этого несинфазное возбуждение с малой разностью фаз  $\varphi$  соседних излучателей при системах питания, обычно используемых в технике СВЧ, часто можно реализовать легче, чем синфазное (синфазное возбуждение в большинстве случаев позволяет получить очень малую полосу пропускания относительно частоты согласования).

Вторым частным случаем является случай, когда направление главного излучения совпадает с направлением расположения излучателей ( $\vartheta_m = \pm \frac{\pi}{2}$ ). Такую излучающую систему называют продольным излучателем.

Так как  $\sin \vartheta_m = \pm 1$ , то в этом случае

$$\frac{\varphi}{2\pi} \pm p = \pm \frac{d}{\lambda}.$$

Из-за периодичности  $\varphi$  опять достаточно рассмотреть лишь значение  $p = 0$ , так что

$$\varphi = \pm 2\pi \frac{d}{\lambda} = \pm kd. \quad (3.30)$$

Случаю  $\vartheta_m = +\frac{\pi}{2}$  соответствует знак минус. В частном случае  $d = \frac{\lambda}{2}$  разность фаз между соседними излучателями составляет  $180^\circ$ .

Если амплитуды всех излучающих элементов равны, то возможно замкнутое представление групповой характеристики или, соответственно, групповой диаграммы. Полагая  $A_n = A$ , из (3.24) после применения формулы суммирования получим для суммы геометрической прогрессии

$$g(u) = A \frac{1 - e^{jnu}}{1 - e^{ju}} = A e^{j \frac{n-1}{2} u} \frac{\sin\left(n \frac{u}{2}\right)}{\sin\left(\frac{u}{2}\right)}. \quad (3.31)$$

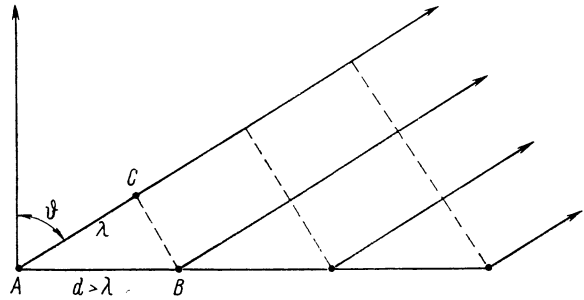


Рис. 3.4. Возникновение вторичных главных лепестков в случае поперечной системы излучателей из синфазно возбуждаемых элементов с  $d > \lambda$ .

Для модуля справедливо

$$|g(u)| = A \left| \frac{\sin\left(n \frac{u}{2}\right)}{\sin\left(\frac{u}{2}\right)} \right|. \quad (3.32)$$

На рис. 3.5 представлены в полярных координатах некоторые типичные диаграммы излучения поперечных излучателей, а на рис. 3.6 — диаграмма

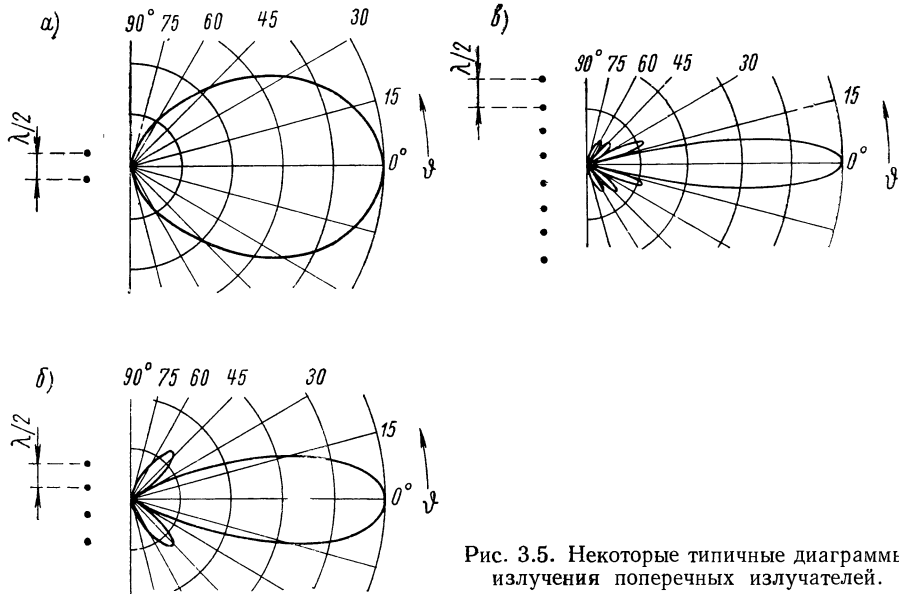


Рис. 3.5. Некоторые типичные диаграммы излучения поперечных излучателей.

продольного излучателя. Области, расположенные между отдельными нулевыми значениями диаграммы, называются лепестками диаграммы излучения. В частности, различают основной и боковые, или побочные, лепестки. Для характеристики остроты направленности, т. е., грубо говоря,

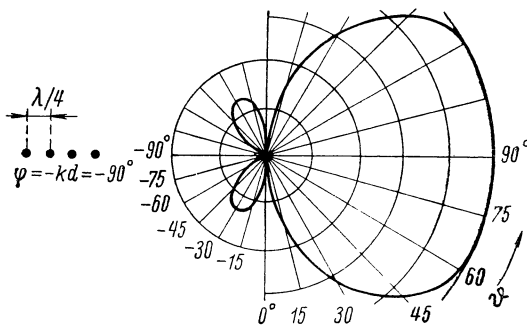


Рис. 3.6. Типичная диаграмма излучения продольного излучателя.

величины угловой области, в которой в основном сконцентрировано главное излучение, используют преимущественно понятия ширины основного лепестка по половинному уровню или ширины по нулевым значениям.

Ширина по половинному уровню  $2\theta_H$  определяется углом между двумя направлениями по обе стороны от направления главного излучения, на которых плотность потока излучения уменьшается до половины своего максимального значения.

Так как плотность излучения пропорциональна квадрату напряженности поля, то это — угол между двумя направлениями, на которых диаграмма излучения равна  $\sqrt{2}/2 = 0,707$  . . своего максимального значения. Под шириной по нулевым значениям понимают угол между



двумя нулевыми значениями диаграммы, ограничивающими основной лепесток (рис. 3.7). Наряду с этим иногда используют понятие ширины основного лепестка на уровне  $n$  дб. Под ней понимают угол между двумя направлениями по обе стороны от направления главного излучения, в которых плотность излучения уменьшается на  $n$  дб относительно главного излучения. Ширина по половинному уровню при таком способе выражения

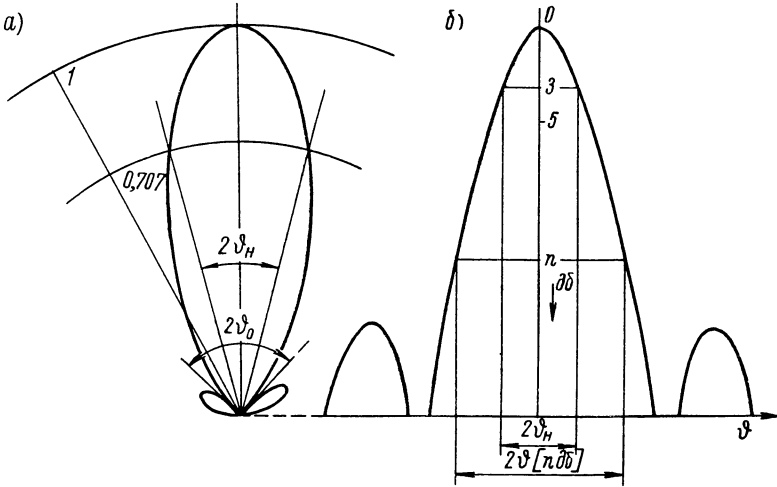


Рис. 3.7. К объяснению понятий ширины диаграммы излучения по половинному уровню, по нулевым значениям и по уровню  $n$  дб: *a* — представление диаграммы в полярных координатах; *б* — представление диаграммы в декартовых координатах с логарифмическим масштабом по оси ординат (в дб).

называется шириной на уровне 3 дб. Наряду с этим часто указывается ширина на уровне 10 дб.

Понятия ширины основного лепестка по половинному уровню, по нулевым значениям и т. д. относятся к диаграмме излучения, а не к пространственной характеристике излучения.

### 3.2.2. Усиление поперечных излучателей

Групповая характеристика поперечного излучателя обладает симметрией вращения относительно оси системы. Односторонняя направленность может быть получена только с помощью соответственно подобранных одиночных характеристик излучающих элементов.

Это широко используется в технике антенн СВЧ. Для простоты предположим, что элементами системы являются сферические излучатели. Чтобы упростить расчет усиления, положим, кроме того, что линейная система расположена вдоль оси  $z$ . Вследствие этого характеристика излучения делается независимой от  $\psi$ . Результирующая характеристика описывается последней групповой характеристикой в (3.15), причем число излучателей мы опять обозначаем через  $n$ , а индекс — через  $\nu$ :

$$E_0 = E_0(\vartheta) = \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} e^{jk(\nu-1)d \cos \vartheta} \quad (3.33)$$

Так как речь идет об одном поперечном излучателе,  $A_{\nu}$  являются вещественными [см. (3.21)]. Поскольку, далее, в соответствии со сделанным предположением сумма (3.33) равна сумме векторных результирующих

характеристик, для усиления в направлении  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  ( $\psi$  произвольно) согласно (1.106) получаем

$$G = \frac{4\pi \left| E_0 \left( \frac{\pi}{2} \right) \right|^2}{\int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} |E_0(\vartheta)|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\psi}. \quad (3.34)$$

Так как  $E_0$  не зависит от  $\psi$ , это выражение упрощается следующим образом:

$$G = \frac{2 \left| E_0 \left( \frac{\pi}{2} \right) \right|^2}{\int_0^{\pi} |E_0(\vartheta)|^2 \sin \vartheta d\vartheta}.$$

Подставим в это выражение (3.33) и одновременно введем новую переменную интегрирования

$$\xi = \cos \vartheta.$$

Тем самым получим

$$G = \frac{2 \left| \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} \right|^2}{\int_{-1}^{+1} \left| \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} e^{jk d (\nu-1) \xi} \right|^2 d\xi}. \quad (3.35)$$

Так как  $A_{\nu}$  вещественны, интеграл в знаменателе может быть вычислен следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_{-1}^{+1} \left| \sum_{\nu} \dots \right|^2 d\xi &= \int_{-1}^{+1} \left\{ \sum_{\nu} \dots \right\} \left\{ \sum_{\mu} \dots \right\}^* d\xi = \\ &= \int_{-1}^{+1} \sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu} \cos [kd(\nu - \mu) \xi] d\xi = 2 \sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu} \frac{\sin [kd(\nu - \mu)]}{kd(\nu - \mu)}. \end{aligned}$$

Таким образом, для усиления справедливо выражение

$$G = \frac{\left( \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} \right)^2}{\sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu} s_{\nu\mu}} = \frac{\sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu}}{\sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu} s_{\nu\mu}}, \quad (3.36)$$

где

$$s_{\nu\mu} = \frac{\sin [kd(\nu - \mu)]}{kd(\nu - \mu)} = \text{sp} [kd(\nu - \mu)]. \quad (3.37)$$

Расстояния между элементами должны составлять  $d = m\lambda/2$  ( $m = 1, 2, \dots$ ). Тем самым

$$kd(\nu - \mu) = m\pi(\nu - \mu)$$

и

$$s_{\nu\mu} = \begin{cases} 1 & \text{для } \nu = \mu; \\ 0 & \text{для } \nu \neq \mu. \end{cases}$$

В соответствии с этим выражение для усиления упрощается следующим образом:

$$G = \frac{\sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{\nu} A_{\mu}}{\sum_{\nu=1}^n A_{\nu}^2} = \frac{\left\{ \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} \right\}^2}{\sum_{\nu=1}^n A_{\nu}^2}. \quad (3.38)$$

Выясним теперь, какие необходимо выбрать амплитуды  $A_{\nu}$ , чтобы усиление достигло максимума. Для этого образуем

$$\frac{\partial G}{\partial A_{\sigma}} = 2 \sum_{\nu=1}^n A_{\nu} \frac{\sum_{\nu=1}^n A_{\nu}^2 - A_{\sigma} \sum_{\nu=1}^n A_{\nu}}{\left\{ \sum_{\nu=1}^n A_{\nu}^2 \right\}^2}. \quad (3.39)$$

Необходимое условие достижения максимума заключается в том, чтобы это выражение при любом  $\sigma$  обращалось в нуль. Следовательно, амплитуды  $A_{\sigma}$ , при которых усиление достигает максимума, должны удовлетворять следующим уравнениям, получающимся после приравнивания нулю числителя выражения (3.39):

$$\sum_{\nu=1}^n A_{\nu} (A_{\nu} - A_{\sigma}) = 0 \quad (\sigma = 1, 2, \dots, n).$$

Эти уравнения справедливы только тогда, когда все  $A_{\nu}$  равны. Можно показать, что в этом случае вторые производные отрицательны, следовательно, действительно имеет место максимум. Таким образом, при синфазно возбуждаемой линейной системе из дискретных излучателей с расстоянием между ними  $\lambda/2$  максимальное усиление возникает в том случае, если амплитуды равны. Распределение с равными фазами и амплитудами называется однородным. При  $A_{\nu} = A$  получаем максимальное усиление

$$G = n, \quad (3.40)$$

т. е. усиление однородно возбуждаемой линейной системы из сферических излучателей с расстоянием между элементами  $\lambda/2$  равно числу излучателей. Для такой же системы при синфазном возбуждении, но неодинаковых амплитудах усиление всегда меньше числа излучателей.

Если рассмотреть однородно возбуждаемую линейную систему из  $n$  элементов, расстояния между которыми равны, но не обязательно половине длины волны, то усиление, кроме числа излучателей, зависит еще и от расстояния между элементами. При  $A_{\nu} = 1$  числитель в выражении (3.36) становится равным  $n^2$ , в то время как знаменатель принимает вид  $\sum_{\nu=1}^n \sum_{\mu=1}^n s_{\nu\mu}$ .

В этом выражении все  $s_{\nu\mu}$ , у которых разность индексов суммирования одинакова, идентичны. Разность, равная нулю (т. е. члены вида  $s_{\nu\nu}$ ), появляется  $n$  раз. Разность индексов  $\sigma$  встречается  $(n - \sigma)$  раз, разность  $-\sigma$  — столько же раз, так что  $2(n - \sigma)$  членов могут быть объединены. Следовательно, знаменатель принимает следующий вид:

$$n + 2 \sum_{\sigma=1}^{n-1} (n - \sigma) s_{\sigma 0}.$$

Тем самым величина, обратная усилению линейной системы из  $n$  элементов с расстоянием между элементами  $d$ , обладающей однородным распределением, определяется выражением

$$\frac{1}{G} = \frac{1}{n} + \frac{2}{n^2} \sum_{\sigma=1}^{n-1} (n - \sigma) \operatorname{sp}(k d \sigma). \quad (3.41)$$

На рис. 3.8 показана зависимость усиления от расстояния между элементами для различного числа излучателей. Как видно из рисунка, усиление принимает максимальное значение практически независимо от  $n$  при  $d \approx 0,9\lambda$ .

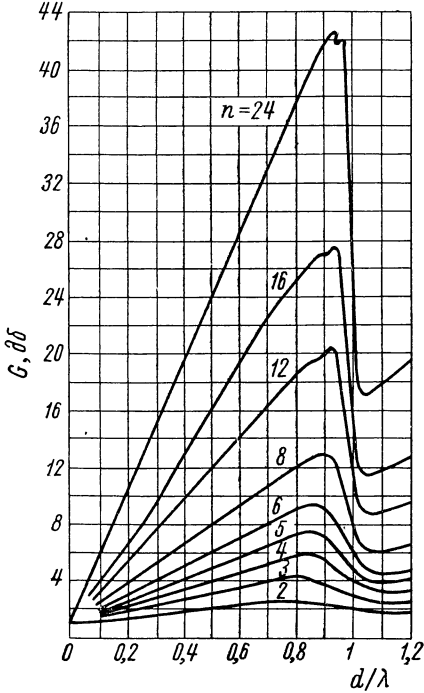


Рис. 3.8. Усиление однородно возбуждаемой линейной дискретной системы с одинаковыми расстояниями между элементами в зависимости от этого расстояния для различного числа излучателей.

Если в (3.41) положить  $d\sigma = x$ ,  $d(n - l) = l$ ,  $d = \Delta x$  и при постоянной длине излучателя  $l$  неограниченно увеличивать число излучателей  $n$  (тем самым  $d \rightarrow 0$ ,  $\Delta x \rightarrow dx$ ), то в качестве предельного значения величины, обратной усилению непрерывного линейного источника с однородным распределением, получается следующее выражение:

$$\frac{1}{G} = \frac{2}{l^2} \int_0^l (l - x) \operatorname{sp}(kx) dx.$$

Интеграл легко может быть сведен к известным функциям.

Таким образом,

$$\frac{1}{G} = 2 \frac{\operatorname{si}(kl)}{kl} - \frac{\sin^2\left(\frac{kl}{2}\right)}{\left(\frac{kl}{2}\right)^2}$$

или

$$G = \frac{k^2 l^2}{2kl \operatorname{si}(kl) - 4 \sin^2\left(\frac{kl}{2}\right)}. \quad (3.42)$$

При очень большом  $l/\lambda$  в первом приближении получаем

$$G = 2 \frac{l}{\lambda}. \quad (3.43)$$

[При неограниченном возрастании  $kl$  интегральный синус  $\operatorname{si}(kl)$  полагался равным его предельному значению  $\pi/2$ ; квадратом синуса по сравнению с  $kl$  пренебрегалось.]

При дискретном распределении и конечной длине излучателя усиление несколько меньше. Х. Е. Кинг [3.29] в качестве эмпирической формулы приводит

$$G = 1,9 \frac{l}{\lambda}. \quad (3.44)$$

Теорема о том, что для получения максимального усиления излучатели должны возбуждаться с одинаковыми амплитудами, была выведена лишь в предположении, что имеется синфазность и расстояние между элементами составляет  $\lambda/2$ .

Если эти ограничивающие предположения не вводятся или считается выполненным лишь одно из них, то могут быть указаны расположения излучателей, которые приводят к усилению, большему, чем при однородном распределении. В этом случае говорят о сверхусилении. Антенны со сверхусилением, которые подробно будут рассмотрены далее, практически не используются, так как они имеют незначительную полосу пропускания, обладают высокой чувствительностью к механическим и электрическим погрешностям, а также создают значительные напряженности поля в непосредственной близости от антенны (вследствие этого имеют место большие токи в антенне, что при конечном сопротивлении потерь приводит к значительному снижению к. п. д.).

### 3.2.3. Амплитудное распределение Дольфа—Чебышева

Одной из главных задач антенной техники является стремление получить возможно более острую направленность излучения в заданном направлении. При этом практически всегда существующие боковые лепестки диаграммы излучения должны быть во избежание помех по возможности малы. Значительное ослабление боковых лепестков при постоянной длине антенны, как правило, может быть достигнуто только за счет остроты направленности, т. е. из всех диаграмм излучения некоторой системы излучателей, полученных с помощью

различных амплитудных распределений, диаграммы с малой шириной по половинному уровню обладают относительно большими боковыми лепестками, и наоборот.

Возникает вопрос, какое нужно выбрать амплитудное распределение при заданной системе излучателей (с синфазным возбуждением и одинаковыми расстояниями между элементами), чтобы при заданной ширине по половинному уровню (точнее — при заданной ширине по нулевым значениям) ослабление боковых лепестков было максимальным. Это амплитудное распределение решает и обратную задачу, т. е. при заданном ослаблении боковых лепестков оно дает диаграмму излучения с минимальной шириной по нулевым значениям.

Из соображений симметрии амплитудное распределение можно также принять симметричным. Пронумеруем излучатели иначе, чем до сих пор, соединив два симметрично расположенных излучателя в одну пару (рис. 3.9), и применим для диаграммы излучения уравнение (3.24). При четном числе излучателей  $n = 2p$  получим

$$g(u) = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^p A'_v \left\{ e^{j(2v-1)\frac{u}{2}} + e^{-j(2v-1)\frac{u}{2}} \right\} = \sum_{v=1}^p A'_v \cos \left( (2v-1)\frac{u}{2} \right). \quad (3.45)$$

При нечетном числе излучателей  $n = 2p + 1$

$$g(u) = \frac{1}{2} A'_0 + \sum_{v=1}^p A'_v \cos \left( 2v\frac{u}{2} \right). \quad (3.46)$$

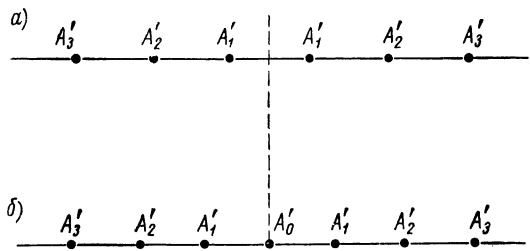


Рис. 3.9. Условное обозначение одиночных излучателей в симметричных линейных системах: *a* — с четным числом излучателей; *b* — с нечетным числом излучателей.

В этих выражениях каждая  $\cos$ -функция с аргументом, кратным  $u/2$ , может быть представлена суммой степеней функции  $\cos(u/2)$ . Так как при разложении  $\cos\left(m \frac{u}{2}\right)$  появляются лишь показатели  $m, m-2, \dots$ , то при четном числе излучателей

$$g(u) = \sum_{\nu=1}^p B_{\nu} \cos^{2\nu-1}\left(\frac{u}{2}\right); \quad (3.47)$$

при нечетном числе

$$g(u) = \sum_{\nu=0}^p B_{\nu} \cos^{2\nu}\left(\frac{u}{2}\right). \quad (3.48)$$

Самой высокой степенью функции  $\cos\left(\frac{u}{2}\right)$  в обоих случаях является  $n-1$ . Если ввести теперь в качестве новой переменной величину

$$x = x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right),$$

то при четном числе излучателей

$$g(u) = \sum_{\nu=1}^p D_{\nu} x^{2\nu-1}; \quad D_{\nu} = B_{\nu} x_0^{1-2\nu}; \quad (3.49)$$

при нечетном числе

$$g(u) = \sum_{\nu=0}^p D_{\nu} x^{2\nu}; \quad D_{\nu} = B_{\nu} x_0^{-2\nu}. \quad (3.50)$$

В дальнейшем предполагается, что  $x$  имеет величину, не меньшую чем  $-1$ . Чтобы это предположение безусловно выполнялось при любом значении  $x_0$ , ограничимся положительными значениями  $x$ . Для этого должно быть

$$\frac{u}{2} = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \vartheta \leq \frac{\pi}{2},$$

т. е.

$$d \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (3.51)$$

Тогда  $x$  изменяется в пределах  $0 \leq x \leq x_0$ . Направление главного излучения характеризуется значением  $x = x_0$ .

С помощью выражений (3.49) или, соответственно, (3.50) функция  $g(u)$  представляется полиномом  $(n-1)$ -й степени по  $x$ . Тем самым задача получения при заданной ширине главного лепестка (ширине по нулевым значениям) максимально возможного ослабления боковых лепестков сводится к следующему. При постоянном расстоянии от  $x_0$  до первого нулевого значения, меньшего  $x_0$ , необходимо найти такой полином по  $x$  степени  $(n-1)$ , который при убывании от  $x_0$  до  $x$  изменяется монотонно и до значения  $x=0$  лучше всего аппроксимирует нулевое значение. При этом под наилучшей аппроксимацией следует понимать аппроксимацию в смысле Чебышева, т. е. максимальное отличие полинома от значения, равного нулю, должно быть возможно меньшим. Известно, что эта задача решается полиномом Чебышева степени  $(n-1)$ .

Полиномы Чебышева (или функции Чебышева 1-го рода) — это такие полиномы по  $x$ , которые в интервале  $-1 \leq x \leq +1$  аппроксимируют функцию  $f(x) \equiv 0$  в смысле Чебышева, т. е. таким образом, чтобы максимальные отклонения от суммы были одинаковы. Они обозначаются символом  $T_m(x)$ .

Полиномами Чебышева являются:

$$T_0(x) = 1;$$

$$T_1(x) = x;$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1;$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x;$$

$$T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1;$$

$$T_5(x) = 16x^5 - 20x^3 + 5x;$$

$$T_6(x) = 32x^6 - 48x^4 + 18x^2 - 1;$$

$$T_7(x) = 64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x;$$

$$T_8(x) = 128x^8 - 256x^6 + 160x^4 - 32x^2 + 1;$$

$$T_9(x) = 256x^9 - 576x^7 + 432x^5 - 120x^3 + 9x;$$

$$T_{10}(x) = 512x^{10} - 1280x^8 + 1120x^6 - 400x^4 + 50x^2 - 1.$$

Из всех аналитических форм представления полиномов Чебышева наиболее употребительными являются следующие три:

$$T_m(x) = \cos(m \arccos x); \quad (3.52)$$

$$T_m(x) = \begin{cases} \cos(mt), & \text{где } x = \cos t \text{ при } |x| < 1; \\ \operatorname{ch}(mt), & \text{где } x = \operatorname{ch} t \text{ при } |x| > 1; \end{cases} \quad (3.53)$$

$$T_m(x) = \frac{1}{2} \{ (x + \sqrt{x^2 - 1})^m + (x - \sqrt{x^2 - 1})^m \}. \quad (3.54)$$

На рис. 3.10 изображено несколько полиномов Чебышева.

На рис. 3.11 показано более точное графическое представление полинома  $T_5(x)$ .

Таким образом, задача определения оптимальной диаграммы излучения в отношении остроты направленности и ослабления боковых лепестков решается с помощью функции

$$g(u) = T_{n-1}(x), \quad (3.55)$$

где

$$x = x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right) \quad (3.56)$$

(этот метод впервые применил Дольф [3.15]).

Для направления главного излучения справедливо

$$g(0) = T_{n-1}(x_0).$$

Боковые лепестки определены максимумами и минимумами для  $|x| < 1$  и имеют значения, равные 1. Следовательно, имеет место соотношение

$$T_{n-1}(x_0) = Q = \frac{\text{Напряженность поля в главном максимуме}}{\text{Напряженность поля в одном из боковых максимумов}}. \quad (3.57)$$

Ослабление боковых лепестков в децибелах определяется выражением

$$20 \log Q = 20 \log \{T_{n-1}(x_0)\}.$$

$x_0$  при заданном  $Q$  определяется формулой

$$x_0 = \frac{1}{2} \left\{ (Q + \sqrt{Q^2 - 1})^{\frac{1}{n-1}} + (Q - \sqrt{Q^2 - 1})^{\frac{1}{n-1}} \right\}. \quad (3.58)$$

При большом  $Q$  для  $x_0$  справедливо приближенное равенство

$$2x_0 = (2Q)^{\frac{1}{n-1}} + (2Q)^{-\frac{1}{n-1}} - \frac{1}{n-1} (2Q)^{\frac{3-2n}{n-1}}. \quad (3.59)$$

Последним членом при большом числе излучателей можно пренебречь.

На практике число излучателей  $n$  и требуемое ослабление боковых лепестков  $20 \log Q$  обычно бывают заданы, и задача состоит в том, чтобы найти амплитудное распределение, которое создает необходимую оптимальную диаграмму излучения. Для решения этой задачи нужно вычислить прежде всего величину  $x_0$  из выражений (3.58) или (3.59). Для определения амплитуд  $A'_\nu$  исходим из следующих формул:

для четного числа излучателей ( $n = 2p$ )

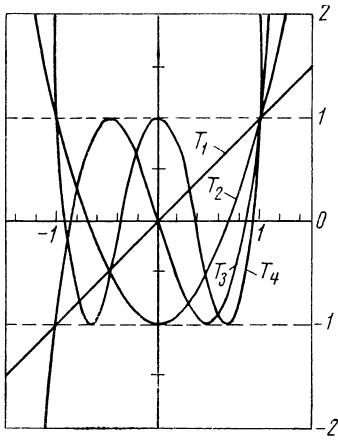


Рис. 3.10. Графическое представление некоторых полиномов Чебышева.

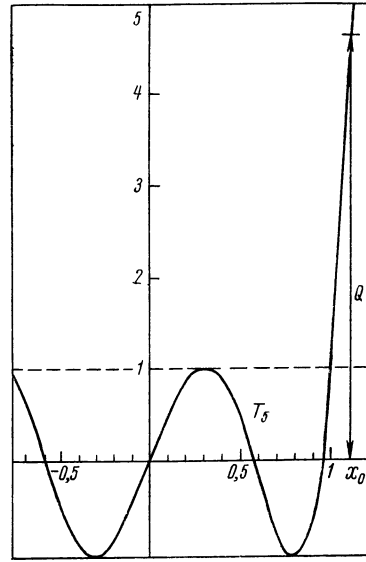


Рис. 3.11. Полином  $T_5(x)$  в более детальном представлении.

$$g(u) = \sum_{\nu=1}^p A'_\nu \cos \left[ (2\nu - 1) \frac{u}{2} \right] = \sum_{\nu=1}^p D_\nu x^{2\nu-1} = T_{n-1}(x); \quad (3.60)$$

для нечетного числа излучателей ( $n = 2p + 1$ )

$$g(u) = \frac{1}{2} A'_0 + \sum_{\nu=1}^p A'_\nu \cos \left( 2\nu \frac{u}{2} \right) = \sum_{\nu=0}^p D_\nu x^{2\nu} = T_{n-1}(x), \quad (3.61)$$

где

$$x = x_0 \cos \left( \frac{u}{2} \right). \quad (3.62)$$

Для того чтобы было возможно выразить амплитуды  $A'_\nu$  через коэффициенты  $D_\nu$  полинома Чебышева  $(n - 1)$ -й степени, необходимы следующие



формулы, с помощью которых степени функции косинуса выражаются через функции косинуса от кратного аргумента:

$$\left. \begin{aligned} \cos^{2v-1} \left( \frac{u}{2} \right) &= 4^{1-v} \sum_{\mu=0}^{v-1} \binom{2v-1}{\mu} \cos \left[ (2v-2\mu-1) \frac{u}{2} \right]; \\ \cos^{2v} \left( \frac{u}{2} \right) &= 2^{-2v} \binom{2v}{v} + 2^{1-2v} \sum_{\mu=0}^{v-1} \binom{2v}{\mu} \cos \left[ 2(v-\mu) \frac{u}{2} \right]. \end{aligned} \right\} (v \geq 1) \quad (3.63)$$

Если ввести эти выражения в (3.60) или, соответственно, в (3.61), то после приравнивания коэффициентов получим для амплитуд излучателей: при четном числе излучателей ( $n = 2p$ )

$$A'_v = \frac{4}{x_0} \left( \frac{x_0^2}{4} \right)^v \sum_{\mu=0}^{p-v} \left( \frac{x_0^2}{4} \right)^\mu D_{v+\mu} \binom{2v+2\mu-1}{\mu}; \quad (3.64)$$

при нечетном числе излучателей ( $n = 2p + 1$ )

$$A'_v = 2 \left( \frac{x_0^2}{4} \right)^v \sum_{\mu=0}^{p-v} \left( \frac{x_0^2}{4} \right)^\mu D_{v+\mu} \binom{2v+2\mu}{\mu}. \quad (3.65)$$

Тем самым амплитуды  $A'_v$  при заданном числе излучателей выражены через  $x_0$  и коэффициенты полинома Чебышева  $(n-1)$ -й степени. Теперь для полинома Чебышева  $(n-1)$ -й степени справедливо следующее представление в виде суммы:

$$T_{n-1}(x) = \frac{n-1}{2} \sum_{\mu=0}^{\left[ \frac{n-1}{2} \right]} (-1)^\mu \frac{(n-\mu-2)!}{\mu! (n-2\mu-1)!} (2x)^{n-2\mu-1}. \quad (3.66)$$

При этом символ  $[y]$ , стоящий в верхнем пределе суммы, означает наибольшее натуральное число, которое не превосходит значения  $y$  (при четном  $n$ :  $\left[ \frac{n-1}{2} \right] = \frac{n}{2} - 1$ , при нечетном  $n$ :  $\left[ \frac{n-1}{2} \right] = \frac{n-1}{2}$ ).

Следовательно, коэффициенты  $D_v$  могут быть представлены следующим образом:

при четном  $n$  ( $n = 2p$ )

$$D_v = D_v^{(p)} = (-1)^{p-v} 4^{v-1} (2p-1) \frac{(p+v-2)!}{(p-v)!(2v-1)!}; \quad (3.67)$$

при нечетном  $n$  ( $n = 2p + 1$ )

$$D_v = D_v^{(p)} = (-1)^{p-v} 4^v p \frac{(p+v-1)!}{(p-v)!(2v)!}. \quad (3.68)$$

Если подставить эти выражения в (3.64) или, соответственно, в (3.65), то для амплитуд излучателей получаются следующие выражения: при четном числе излучателей ( $n = 2p$ )

$$A'_v = (2p-1) x_0^{2v-1} \sum_{\mu=0}^{p-v} (-1)^{p-v-\mu} x_0^{2\mu} \frac{(p+v+\mu-2)!}{\mu! (2v+\mu-1)! (p-v-\mu)!}; \quad (3.69)$$

при нечетном числе излучателей ( $n = 2p + 1$ )

$$A'_v = 2px_0^{2v} \sum_{\mu=0}^{p-v} (-1)^{p-v-\mu} x_0^{2\mu} \frac{(p+v+\mu-1)!}{\mu! (2v+\mu)! (p-v-\mu)!}. \quad (3.70)$$

Тем самым амплитуды выражены только через величину  $x_0$  (характеризующую ослабление боковых лепестков) и число излучателей, причем в виде, удобном для расчета на машине.

Другой метод расчета базируется на следующих представлениях функций излучения:

при четном числе излучателей ( $n = 2p$ )

$$g(u) = T_{n-1}(x_0 z) = \sum_{v=1}^p A'_v T_{2v-1}(z); \quad (3.71)$$

при нечетном числе излучателей ( $n = 2p + 1$ )

$$g(u) = T_{n-1}(x_0 z) = \sum_{v=0}^p A'_v T_{2v}(z) \quad (3.72)$$

(здесь  $\frac{1}{2} A'_0$  заменена на  $A'_0$ ). При этом

$$z = \cos\left(\frac{u}{2}\right). \quad (3.73)$$

Так как

$$\left. \begin{aligned} T_{2v-1}(z) &= \cos\left[(2v-1)\frac{u}{2}\right], \\ T_{2v}(z) &= \cos\left(2v\frac{u}{2}\right), \end{aligned} \right\} \quad (3.74)$$

то эти представления идентичны (3.60) и (3.61). Задача определения коэффициентов этих разложений содержится, например, в работах [3.10], [3.17], [3.42].

В заключение рассмотрим следующий пример амплитудного распределения Дольфа—Чебышева (по [А 21]).

Нужно определить оптимальную диаграмму излучения и необходимое для этого амплитудное распределение в линейной системе из 8 отдельных излучателей при требуемом ослаблении боковых лепестков в 26 дБ.

Диаграмма излучения задана в виде

$$g(u) = T_7(x) = \sum_{v=1}^4 D_v x^{2v-1},$$

где  $x = x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right)$ .

При  $Q = 20$  из выражения (3.59) следует:  $x_0 = 1,15$ .

Коэффициенты  $D_v$  полинома  $T_7$  вычисляются с помощью уравнения (3.67) при  $p = 4$ . Амплитуды излучателей определяются из (3.69) при  $p = 4$  и вычисленном  $x_0$ . Получаем следующие относительные величины (от краев к середине): 1; 1,7; 2,6; 3,1.

**3.2.4. Распределение излучения Дольфа—Чебышева при неограниченно возрастающем числе излучателей и постоянном размере системы**

Пусть длина системы излучателей

$$l = (n - 1) d = md; \quad m = n - 1. \quad (3.75)$$

Определим распределение излучения, которое возникает при амплитудном распределении Дольфа — Чебышева, если число излучателей неограниченно растет, а общая длина  $l$  остается постоянной. В этом случае одновременно расстояние между излучателями  $d \rightarrow 0$ . Положим

$$\varepsilon = \frac{1}{n-1} = \frac{1}{m} = \frac{d}{l} \quad (3.76)$$

и исследуем полиномы Чебышева  $T_m(x)$  при  $m \rightarrow \infty$  или  $\varepsilon \rightarrow 0$ . При этом будем учитывать малые величины до второго порядка малости. Предельное рассмотрение проводим не полностью, а указываем лишь наиболее существенные промежуточные действия.

Из (3.58) прежде всего следует:

$$x_0 = 1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \ln^2(Q + \sqrt{Q^2 - 1}).$$

Далее из уравнения (3.23) при  $\varphi = 0$  получаем

$$\cos\left(\frac{u}{2}\right) = 1 - \frac{\varepsilon^2}{2} \pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2} \sin^2 \vartheta.$$

Тем самым

$$x = x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right) = 1 + \varepsilon^2 A = 1 + \frac{A}{m^2}, \quad (3.77)$$

где

$$2A = \ln^2(Q + \sqrt{Q^2 - 1}) - \left(\frac{\pi l}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \vartheta. \quad (3.78)$$

Следовательно, мы должны исследовать функцию  $T_m\left(1 + \frac{A}{m^2}\right)$  при неограниченно возрастающем  $m$ . Для этого в соответствии с представлением (3.54) для  $T_m(x)$  рассмотрим функции

$$F_{\pm}(m) = \{x \pm \sqrt{x^2 - 1}\}^m = \left\{1 + \frac{A}{m^2} \pm \frac{\sqrt{2A}}{m} \sqrt{1 + \frac{A}{2m^2}}\right\}^m.$$

Для логарифма  $F_{\pm}(m)$  после применения разложения в ряд логарифма и биномиального закона получаем:

$$\ln F_{\pm}(m) = \pm \sqrt{2A} \left\{1 - \frac{A}{12m^2}\right\},$$

причем более высокие степени  $1/m$  опущены. Тем самым

$$\begin{aligned} T_m\left(1 + \frac{A}{m^2}\right) &= \frac{1}{2} \{F_+ + F_-\} = \frac{1}{2} \left\{e^{\sqrt{2A}\left(1 - \frac{A}{12m^2}\right)} + e^{-\sqrt{2A}\left(1 - \frac{A}{12m^2}\right)}\right\} = \\ &= \operatorname{ch} \left\{\sqrt{2A}\left(1 - \frac{A}{12m^2}\right)\right\} = \operatorname{ch} \sqrt{2A} - \frac{A \sqrt{2A}}{12m} \operatorname{sh} \sqrt{2A}. \end{aligned}$$

Если теперь положить

$$\frac{l}{\lambda} \sin \vartheta = u'; \quad \ln(Q + \sqrt{Q^2 - 1}) = \operatorname{arccch} Q = \pi a, \quad (3.79)$$

то с учетом  $2A = \pi^2 (a^2 - u'^2)$  получаем представление функции излучения, справедливое для больших  $m = n - 1$ :

$$g(u) = T_m \left( 1 + \frac{A}{m^2} \right) = \\ = \cos(\pi \sqrt{u'^2 - a^2}) - \frac{1}{m^2} \frac{\pi^4}{24} (u'^2 - a^2)^2 \frac{\sin(\pi \sqrt{u'^2 - a^2})}{\pi \sqrt{u'^2 - a^2}}. \quad (3.80)$$

При этом

$$\operatorname{ch}(\pi a) = Q. \quad (3.81)$$

В частности, при переходе к непрерывному распределению тока ( $d \rightarrow 0$ )

$$g(u) = \cos(\pi \sqrt{u'^2 - a^2}). \quad (3.82)$$

Впервые уравнение (3.82) было получено Маасом [3.32].

### 3.2.5. Оптимальная диаграмма излучения при двустороннем распространении энергии

При передаче электромагнитной энергии между двумя одинаковыми антеннами, максимум излучения или приема которых совпадает с линией, соединяющей обе антенны, принимаемая мощность пропорциональна квадрату действующей площади антенн или, соответственно, квадрату их усиления (см. раздел 1.5.7). Если обе антенны идентичны, как это имеет место в устройствах с общей передающей и приемной антенной, работающих радиолокационным методом, то сказанное справедливо и для этого случая.

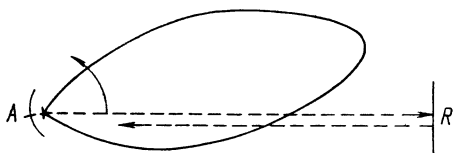


Рис. 3.12. Пояснение принципа двустороннего распространения энергии.

Следовательно, напряжение на входе антенны, которое использовалось для определения характеристики направленности антенны в режиме приема, в этих случаях пропорционально усилению или, соответственно,

квадрату характеристики излучения (предполагается справедливость принципа взаимности). На рис. 3.12 показан принцип такой передачи энергии, который в противоположность простой передаче между двумя точками (односторонняя передача или одностороннее распространение энергии) называется двусторонней передачей или двусторонним распространением энергии. Если  $R$  — объект, частично отражающий радиоволны в направлении на антенну  $A$ , и антенна вращается, например, по часовой стрелке таким образом, что основной лепесток диаграммы направленности движется в плоскости рисунка, то принимаемое антенной напряжение, обусловленное отраженным излучением, пропорционально квадрату значения характеристики излучения. Следовательно, при двустороннем распространении эксплуатационные свойства антенны определяются не непосредственно функцией излучения  $g(u)$ , а квадратом этой величины:

$$\gamma(u) = [g(u)]^2. \quad (3.83)$$

Назовем  $\gamma(u)$  действующей функцией излучения системы двустороннего действия.

Если  $g(u)$  выбрана оптимальной согласно выводам раздела 3.2.3, а следовательно (при  $n$  излучающих элементах)

$$g(u) = T_{n-1}(x),$$

то

$$\gamma(u) = g^2(u) = T_{n-1}^2(x) = T_m^2(x); \quad m = n - 1. \quad (3.84)$$

$T_m^2(x)$  является полиномом степени  $2m$ , который не определяет оптимальную действующую функцию излучения. Напротив, она определяется выражением

$$\gamma_{\text{опт}}(u) = T_{2m}(x). \quad (3.85)$$

Таким образом, для реализации оптимальной функции излучения  $\gamma_{\text{опт}}(u)$  необходимо функцию  $g(u)$  в отличие от оптимального вида ее при одностороннем распространении выбирать равной функции

$$g_{\text{опт}}(u) = \sqrt{T_{2m}(x)}. \quad (3.86)$$

Из-за справедливости соотношения

$$T_{2m} = 2T_m^2 - 1 \quad (3.87)$$

$g_{\text{опт}}(u)$  отлична от  $T_m$ . Для непрерывного распределения имеет место подобное же соотношение

$$g_{\text{опт}}(u) = \sqrt{\cos(2\pi \sqrt{u'^2 - a^2})} \neq \cos(\pi \sqrt{u'^2 - a^2}), \quad (3.88)$$

так как и в этом случае

$$\cos(2\pi \sqrt{u'^2 - a^2}) = 2 \cos^2(\pi \sqrt{u'^2 - a^2}) - 1. \quad (3.89)$$

Однако, как показал Маттинли [3.33], оптимальная функция системы может быть реализована другим способом, если рассматривать необратимые антенны.

Для действующей функции излучения согласно (3.87) справедливо

$$\gamma(u) = T_{2m}(u) = 2 \left\{ T_m(u) + \frac{\sqrt{2}}{2} \right\} \left\{ T_m(u) - \frac{\sqrt{2}}{2} \right\}. \quad (3.90)$$

Эта зависимость возникает, например, в случае необратимой антенны, передающие свойства которой в излучении определяются функцией излучения

$$g_s(u) = T_m(u) + \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad (3.91)$$

а приемные свойства — «функцией приема»

$$g_e(u) = T_m(u) - \frac{\sqrt{2}}{2}. \quad (3.92)$$

Такая антенна может быть реализована, например, если излучатель соответствующим образом питается с помощью ферритового направленного аттенюатора или используется другой необратимый вспомогательный излу-

читель (более подробные данные содержатся в работе [3.33]). То же самое справедливо и для случая непрерывного распределения. При этом имеем

$$\gamma(u) = \cos(2\pi \sqrt{u^2 - a^2}) = 2g_s(u) g_e(u), \quad (3.93)$$

где

$$\left. \begin{aligned} g_s(u) &= \cos(\pi \sqrt{u^2 - a^2}) + \frac{\sqrt{2}}{2}; \\ g_e(u) &= \cos(\pi \sqrt{u^2 - a^2}) - \frac{\sqrt{2}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.94)$$

### 3.2.6. Биномиальное и угловое распределения. Метод умножения диаграмм

Рассмотрим два частных случая оптимальной функции излучения Дольфа для  $Q = \infty$  и  $Q = 1$  (см. раздел 3.2.3), т. е. случай, когда боковые лепестки отсутствуют, и случай, когда «боковые» лепестки равны главному.

Так как для  $Q \rightarrow \infty$  при конечном числе излучателей и  $x_0 \rightarrow \infty$ , а тем самым неограниченно растет и  $T_{n-1}(x)$ , то для того, чтобы функции распределения и излучения оставались конечными, необходимо добавить соответствующий множитель, неограниченно убывающий при возрастании  $Q$ .

Положим

$$\bar{g}(u) = \frac{1}{Q} T_{n-1}\left(x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right)\right). \quad (3.95)$$

Легко показать, что для больших значений  $Q$  и  $\omega$  равенства

$$x_0 = \frac{1}{2} (2Q)^{\frac{1}{n-1}}; \quad (3.96)$$

$$T_{n-1}(\omega) = \frac{1}{2} (2\omega)^{n-1} \quad (3.97)$$

асимптотически выполняются. Для  $\omega = x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right)$  получаем

$$T_{n-1}\left(x_0 \cos\left(\frac{u}{2}\right)\right) = Q \cos^{n-1}\left(\frac{u}{2}\right),$$

следовательно,

$$\bar{g}(u) = \cos^{n-1}\left(\frac{u}{2}\right). \quad (3.98)$$

Диаграмма принимает нулевые значения при

$$u = kd \sin \vartheta = (2s + 1) \pi \quad (s = 0, \pm 1, \dots).$$

Таким образом, имеют место следующие три случая:

$$kd < \pi: \bar{g}(u) > 0 \text{ для } -\frac{\pi}{2} \leq \vartheta \leq +\frac{\pi}{2};$$

$$kd = \pi: \bar{g}(u) = 0 \text{ для } \vartheta = \pm \frac{\pi}{2};$$

$$kd > \pi: \bar{g}(u) = 0 \text{ при } |\vartheta| < \frac{\pi}{2},$$

т. е. в последнем случае возникают боковые лепестки.

Следовательно, для того чтобы диаграмма не имела боковых лепестков, должно быть  $kd \leq \pi$ , т. е.

$$d \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (3.99)$$

При этом излучение во всех направлениях отлично от нуля, за исключением случая  $d = \frac{\lambda}{2}$ , когда нулевые значения имеют место при  $\pm \frac{\pi}{2}$ .

Какое амплитудное распределение должна иметь такая излучающая система? Для ответа на этот вопрос проведем следующее преобразование:

$$\begin{aligned} 2^{n-1} \cos^{n-1} \left( \frac{u}{2} \right) &= \{e^{j(u/2)} + e^{-j(u/2)}\}^{n-1} = \\ &= e^{-j(n-1)(u/2)} \{1 + e^{ju}\}^{n-1} = \\ &= e^{-j(n-1)(u/2)} \sum_{v=0}^{n-1} \binom{n-1}{v} e^{jvu}. \end{aligned}$$

Следовательно, до постоянного вещественного множителя и меняющейся фазы общая диаграмма получается в виде

$$\bar{g}(u) = \sum_{v=1}^n \binom{n-1}{v-1} e^{j(v-1)u}. \quad (3.100)$$

Сравнение с выражением (3.24) показывает, что (теперь опять непрерывная нумерация) амплитуда  $v$ -го излучателя равна биномиальному коэффициенту разложения в ряд бинома  $(n-1)$ -й степени:

$$A_v = \binom{n-1}{v-1} = \frac{(n-1)!}{(n-v)!(v-1)!}. \quad (3.101)$$

Как известно, биномиальные коэффициенты можно расположить в виде треугольника Паскаля, так что для первых значений числа излучателей получается следующее относительное амплитудное распределение:

			1							
$n = 1:$			1	1						
$n = 2:$			1	2	1					
$n = 3:$			1	3	3	1				
$n = 4:$			1	4	6	4	1			
$n = 5:$			1	5	10	10	5	1		
$n = 6:$			1	6	15	20	15	6	1	
$n = 7:$			1	7	21	35	35	21	7	1

Биномиальное распределение, которое впервые было предложено Стоуном (патенты США 1 643 323 и 1 715 433), для практики большого значения не имеет. Направленность получается слишком слабая, кроме того, могут появляться боковые лепестки (хотя в некоторых случаях и с очень сильным ослаблением), так что целесообразно выбирать другое распределение излучения. Помимо этого, чрезвычайно трудно реализовать большие различия по амплитудам, необходимые при биномиальном распределении, особенно когда число излучателей велико. Последнее замечание касается также большинства случаев распределения Дольфа—Чебышева.

Рассмотрим теперь предельный случай, когда главный и боковые лепестки равны по величине, т. е. случай  $Q = 1$ . Согласно (3.58) при этом  $x_0 = 1$  и тем самым

$$g(u) = T_{n-1}\left(\cos\left(\frac{u}{2}\right)\right) = \cos\left[(n-1)\frac{u}{2}\right]. \quad (3.102)$$

Сравнение с выражениями (3.45) или (3.46) дает:

$$A'_v = 0 \text{ для } v = 0, 1, \dots, p-1;$$

$$A'_p = 1.$$

Следовательно, большие одинаковые по величине лепестки диаграммы излучения возникают в том случае, когда возбуждаются только два крайних излучателя, расстояние между которыми составляет  $(n-1)d$  или,

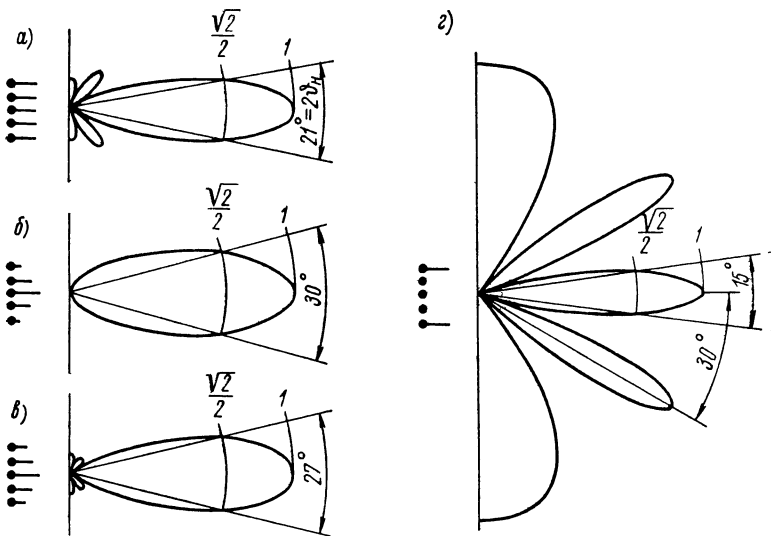


Рис. 3.13. Нормированные диаграммы излучения синфазно возбуждаемых линейных дискретных систем излучателей (поперечных излучателей), состоящих из пяти элементов, которые считаются сферическими. Расстояние между излучателями  $d = \frac{\lambda}{2}$ .

*a* — равномерное распределение (максимальное усиление); *б* — биномиальное амплитудное распределение (боковые лепестки отсутствуют); *в* — оптимальное амплитудное распределение по Дольфу—Чебышеву, обеспечивающее ослабление боковых лепестков на 20 дБ; *г* — «угловое» распределение (боковые лепестки имеют тот же уровень, что и главный).

соответственно, когда имеются только два излучателя, отстоящие друг от друга на расстоянии, большем длины волны. Так как при таком распределении излучения  $x_0 = 1$ , то при этом суммы в формулах (3.69) и (3.70) при  $v < p$  обращаются в нуль.

На рис. 3.13 показаны диаграммы излучения линейных систем из пяти элементов с равномерным распределением, биномиальным распределением, распределением Дольфа—Чебышева и «угловым» распределением. Справедливо общее правило, согласно которому с увеличением остроты направленности (следовательно, с уменьшением ширины основного лепестка по половинному уровню) боковые лепестки увеличиваются.

Диаграмму излучения, создаваемую биномиальным распределением, можно получить также другим методом. Для этого обратимся к разделу



3.1.4 и, изменив обозначения, запишем выражение (3.19) в следующем виде:

$$g(u) = \sum_{v=1}^n A_v z^{v-1}, \quad (3.103)$$

где

$$z = e^{iu}; \quad u = kd \sin \vartheta. \quad (3.104)$$

Если  $g(u)$  как полином  $(n - 1)$ -й степени выбирается таким образом, что при  $z = -1$  возникает лишь одно нулевое значение кратности  $(n - 1)$  и  $u$  ограничивается значением, меньшим или равным  $\pi$  (это соответствует уже введенному условию  $d \leq \lambda/2$ ), то очевидно, что диаграмма излучения не имеет никаких боковых лепестков. Чтобы все нулевые значения при  $z = -1$  совпадали, необходимо положить

$$g(u) = A(1 + z)^{n-1} = A \sum_{v=0}^{n-1} \binom{n-1}{v} z^v. \quad (3.105)$$

Это выражение с точностью до постоянного множителя  $A$  совпадает с (3.100) (при замене  $v$  на  $v - 1$  индекс суммирования изменяется от 1 до  $n$ ).

Тот факт, что функция излучения  $g(u)$  может быть представлена в виде полинома, можно использовать для получения диаграмм излучения с заданными свойствами (в определенных границах). Если обозначить полином степени  $m$  по  $z$  через  $P_m(z)$ , то функцию излучения можно представить в виде

$$g(u) = P_{n-1}(z) = P_{m_1} P_{m_2} \dots P_{m_s}, \quad (3.106)$$

где  $m_1 + m_2 + \dots + m_s = n - 1$ .

Соответствующим выбором  $s$  полиномов от  $P_{m_1}$  до  $P_{m_s}$  могут быть заданы в определенных границах свойства функции излучения. Амплитуды определяются перемножением, как коэффициенты (3.103). Этот метод синтеза характеристик направленности называется умножением диаграмм. Пользуясь этим методом, можно, в частности, произвольным образом задавать нулевые значения диаграммы.

### 3.2.7. Линейные антенные системы с неодинаковым расстоянием между излучателями

Из последнего раздела следует, что для достижения существенного ослабления боковых лепестков, как правило, требуется амплитудное распределение линейной дискретной системы, спадающее к краям. Однако в некоторых случаях оказывается трудно выбрать такие различные амплитуды токов в отдельных излучателях, при которых обеспечивается требуемое распределение излучения. Поэтому были сделаны попытки вместо неравномерного амплитудного распределения при одинаковых расстояниях между элементами (как это предполагалось ранее) осуществить требуемое распределение излучения с достаточным ослаблением боковых лепестков при помощи дискретной системы с различными расстояниями между элементами, которые возбуждаются равными фазами и амплитудами. Такая система во многих случаях чрезвычайно облегчает ее питание. Идея замены неравномерного амплитудного распределения неодинаковыми расстояниями между элементами с равномерным возбуждением возникла потому, что плотность потока энергии в ближнем поле непосредственно

перед антенной с увеличением расстояния между излучателями, возбуждаемыми с одинаковой амплитудой, уменьшается так же, как с уменьшением амплитуд возбуждения. По меньшей мере это справедливо в тех случаях, когда расстояния между излучателями малы по сравнению с длиной волны, так как в противном случае однородность поля в ближней зоне уже не обеспечивается.

Необходимо заметить, что математическое рассмотрение дискретных линейных систем с неодинаковыми расстояниями между элементами принципиально может быть проведено с помощью уже указанных методов, при условии, если расстояния между излучателями находятся в рациональных соотношениях (что практически всегда выполняется с достаточной степенью точности). В этом случае наименьший общий делитель всех расстояний может рассматриваться как расстояние между элементами эквивалентной дискретной системы излучателей с одинаковыми расстояниями между ними, у которой амплитуды частично равны нулю. Для наглядности на рис. 3.14 представлена линейная дискретная система с неодинаковыми расстояниями между элементами, которая может рассматриваться как система с одинаковыми расстояниями  $d_0$  и у которой

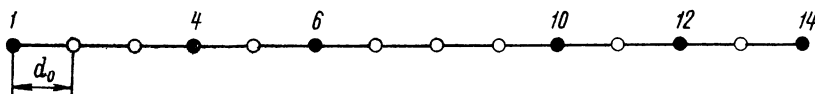


Рис. 3.14. Линейная система излучателей с неодинаковыми расстояниями между элементами, рассматриваемая как система с одинаковыми расстояниями между элементами, часть которых имеет амплитуды возбуждения, равные нулю.

амплитуды 1, 4, 6, 10, 12 и 14-го излучателей отличны от нуля, а амплитуды остальных излучателей равны нулю.

Рациональным принципом исследования дискретной системы с неравными расстояниями между элементами является метод умножения диаграмм, рассмотренный в предыдущем разделе. Если образовать произведение из нескольких полиномов по  $z$  и позаботиться о том, чтобы коэффициенты всех появляющихся при этом степеней были равны единице, то получим функцию излучения дискретной системы, возбуждаемой одинаковыми амплитудами, расстояния между элементами которой равны лишь в том случае, если полином содержит все степени. В противном случае мы имеем дело с неодинаковыми расстояниями. Чтобы все коэффициенты произведения полиномов равнялись единице, отдельные множители должны содержать лишь показатели степени, превышающие сумму высших показателей всех предыдущих множителей (в дальнейшем используются выводы работы [3.6]), а их разности должны превосходить эту сумму. Чтобы в произведении полиномов

$$P_3 P_r = (1 + z + z^2 + z^3) (1 + z^p + z^r) = 1 + z + z^2 + z^3 + z^p + z^{p+1} + z^{p+2} + z^{p+3} + z^r + z^{r+1} + z^{r+2} + z^{r+3}$$

все указанные степени были различны, должно быть, например,  $p > 3$  и  $r > p + 3$ . Соответствующая дискретная система состоит из 12 излучателей, расстояния между которыми соответственно равны

$$d_0, d_0, d_0, (p - 3) d_0, d_0, d_0, d_0, (r - p - 3) d_0, d_0, d_0, d_0.$$

Наиболее простые соотношения получаются, если множители выбрать в виде

$$g_v(u) = \bar{g}_v(z) = 1 + z^{m_v}. \quad (3.107)$$

Тогда при  $z = \exp(ju)$  для  $\nu$ -го множителя функции излучения справедливо

$$g_\nu(u) = e^{jm_\nu(u/2)} (e^{jm_\nu(u/2)} + e^{-jm_\nu(u/2)}) = 2e^{jm_\nu(u/2)} \cos\left(m_\nu \frac{u}{2}\right),$$

так что модуль общей функции излучения (с точностью до множителя  $2^s$ ) получается в следующем виде:

$$|g(u)| = \cos\left(m_1 \frac{u}{2}\right) \cos\left(m_2 \frac{u}{2}\right) \dots \cos\left(m_s \frac{u}{2}\right). \quad (3.108)$$

Нули функций косинуса дают возможность сразу же указать нулевые значения диаграммы излучения, что позволяет реализовать диаграмму излучения с заданными нулевыми значениями. Пусть, например,  $m_1 = m$ ;  $m_2 = m + 1$ ;  $m_3 = m + 2$ . Тогда

$$|g(u)| = \cos\left(m \frac{u}{2}\right) \cos\left[(m + 1) \frac{u}{2}\right] \times \cos\left[(m + 2) \frac{u}{2}\right]. \quad (3.109)$$

Для  $m = 5$  получается диаграмма, представленная на рис. 3.15. На рисунке показан, кроме того, принцип построения диаграммы излучения с помощью трех функций косинуса. Эта диаграмма создается дискретной антенной системой, состоящей из 8 отдельных излучателей с неодинаковыми расстояниями между ними. При  $m$  излучателях эти расстояния составляют  $md_0, d_0, d_0, (m - 1)d_0, d_0, d_0, md_0$ .

Метод равномерной аппроксимации нуля в смысле Чебышева с помощью функции излучения, т. е. аналог распределения Дольфа—Чебышева при одинаковых расстояниях между элементами описан в [3.6] (преимущественно для малого числа излучателей). Эти вопросы обсуждаются также в [3.4], [3.21], [3.28], [3.43], [3.51].

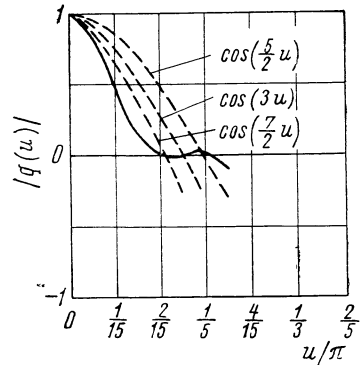


Рис. 3.15. Диаграмма излучения по (3.109) для  $m = 5$ , которая создается системой из 8 элементов с неодинаковыми расстояниями между ними (по Бауэру).

### 3.2.8. Замена дискретного распределения непрерывным для упрощения анализа диаграмм

Общий вид (3.24) функции излучения может быть представлен замкнутым выражением лишь в некоторых случаях (например, при однородном распределении). При большом числе излучателей  $n$  (что характерно для техники антенн СВЧ) расчеты обычно становятся очень трудоемкими. Поэтому в этих случаях целесообразно перейти к приближенному расчету функции излучения, заключающемуся в том, что амплитуды  $A_\nu$   $n$  излучателей (с одинаковыми расстояниями между элементами  $d$ ) рассматривают как значения непрерывно определенной функции  $f(x)$  в точках  $x_\nu = (\nu - 1)d$ , а диаграмму описывают функцией излучения непрерывного распределения, заданного функцией  $f(x)$ . Благодаря этому для многих практически важных распределений удастся получить замкнутое представление функции излучения  $g(u)$ . Применение этого метода в технике антенн СВЧ оправдывается, в частности, тем, что излучатели здесь в большин-

стве случаев не могут считаться точечными вследствие конструкции антенн, обусловленной стремлением увеличить направленность (стенки рупора или диэлектрический пластинчатый излучатель при волноводно-щелевых антеннах). Методика расчета функций излучения линейных источников с непрерывным распределением приводится в разделе 4.3. Указанные там методы в известной мере могут быть использованы и для систем из дискретных излучателей. Предполагается, что система последних без труда может быть дополнена до непрерывного распределения. Это условие практически всегда выполняется. И наоборот, с помощью теоремы отсчетов, применяемой в теории информации, при известных условиях непрерывную функцию можно выразить через ее значения в дискретных точках. Исходя из этого, с помощью средств функционального анализа по дискретным амплитудам излучающей системы можно определить функцию излучения [3.13] [3.27].

### **3.3. Влияние случайных погрешностей на излучение**

#### **3.3.1. Вводные замечания. Основы математической статистики**

Исследование влияния механических и электрических погрешностей, имеющих место в дискретной системе, осуществляется методами математической статистики. Приведем поэтому прежде всего основные определения и теоремы, необходимые в дальнейшем.

При описании дискретных систем ограничимся случаем статистической независимости всех погрешностей, т. е., иначе говоря, будем полагать, что погрешности совершенно некоррелированы. При этом не учитывается, например, влияние связи соседних излучающих элементов, так что полученные результаты неприменимы, в частности, для малых расстояний между излучателями, и предельный переход к непрерывному возбуждению лишен физического смысла. По этой причине при рассмотрении чувствительности поверхностных антенн к погрешностям или вообще при непрерывном возбуждении применяются методы корреляционного анализа (см. раздел 4.3.6).

Проблемы чувствительности к погрешностям дискретных систем приобретают все большее значение, так как для современных высококачественных антенн стремятся достигнуть теоретического оптимума их свойств. Вследствие этого неизбежными погрешностями при изготовлении антенн нельзя пренебрегать, поскольку они оказывают существенное влияние на процесс излучения. Из экономических соображений интересен также вопрос о необходимой точности изготовления, если заданное количество (например, 95%) большого числа изготовленных антенн должно обладать требуемыми эксплуатационными свойствами. Дальнейшее изложение имеет целью объяснить способы применения статистических методов, указать литературу по данному вопросу и привести некоторые важные результаты.

Последующие определения и теоремы, на которых мы останавливаемся лишь вкратце, подробно изложены в соответствующей литературе (см., например, [B 1], [B 7]).

Если  $p(X) dX$  представляет собой вероятность того, что величина  $X$  заключена в интервале от  $X$  до  $X + dX$  своей области определения, то  $p(X)$  называется плотностью вероятности случайной переменной  $X$ .

Так как  $X$  наверняка (с вероятностью, равной 1) принимает значения в своей области задания, то

$$\int p(X) dX = 1, \quad (3.110)$$

если интегрирование проводится по всей области значений  $X$ .

Средним или ожидаемым значением  $X$  называется величина

$$\bar{X} = \int X p(X) dX. \quad (3.111)$$

Разность  $X - \bar{X}$  характеризует отклонение случайной величины  $X$  от ее среднего значения в конкретном случае. Если  $f(X)$  — произвольная (интегрируемая) функция от  $X$ , то для ее среднего статистического значения справедливо

$$\overline{f(X)} = \int f(X) p(X) dX. \quad (3.112)$$

В частности,

$$\bar{X}^2 = \int X^2 p(X) dX \quad (3.113)$$

является среднеквадратичным значением, или моментом второго порядка случайной величины  $X$ . Дисперсией величины  $X$  называется выражение

$$\sigma^2 = \int (X - \bar{X})^2 p(X) dX = \overline{(X - \bar{X})^2} = \bar{X}^2 - (\bar{X})^2. \quad (3.114)$$

$\sigma$  называют средним квадратичным отклонением. С помощью  $\sigma$  описывается ожидаемое в среднем отклонение от среднего значения исследуемой величины. Если  $X$  и  $Y$  — две случайные переменные с одинаковой областью задания, то справедливо

$$\overline{X + Y} = \bar{X} + \bar{Y}. \quad (3.115)$$

В частности, если  $X$  и  $Y$  статистически независимы, то имеет место соотношение

$$\overline{XY} = \bar{X}\bar{Y}. \quad (3.116)$$

Относительно плотности вероятности в дальнейшем мы предполагаем, что она соответствует нормальному или гауссову распределению, т. е.  $p(t)$  ( $t$  — вещественная величина) при заданной дисперсии  $\sigma^2$  должна иметь вид

$$p(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(t^2/2\sigma^2)}. \quad (3.117)$$

### 3.3.2. Влияние на процесс излучения случайных механических и электрических погрешностей

Впервые, по-видимому, проблемой влияния случайных погрешностей на излучение дискретных систем занимался Руце [3.40]. Он исследовал влияние электрических погрешностей на распределение излучения в предположении, что погрешности токов по модулю одинаковы и все возможные фазовые отклонения равновероятны. Ашмед [3.1] продолжил исследования, но сделал более реальное предположение, допустив, что абсолютные величины погрешностей токов пропорциональны их номинальным значениям. Впервые объяснение электрических погрешностей неточностью изготовления дали Байлин и Эрлих [3.3], исследуя волноводно-щелевую антенну, возбуждаемую стоячими волнами, и рассматривая влияние

неточностей положения и длины щелей на излучение (см. также [3.34]). Гильберт и Морган [3.19] взяли за основу пространственную дискретную систему из одинаковых и равнонаправленных отдельных излучателей, которая обладала погрешностями в расположении элементов и токов возбуждения. При этом одиночные характеристики считались свободными от погрешностей. Мерой чувствительности системы к погрешностям служил характерный для системы параметр  $K$ . Наименее чувствительными к погрешностям оказались системы с «нормальным» возбуждением (см. стр. 127). Кроме того, в этой работе определялось максимально возможное усиление в заданном направлении для конкретной пространственной дискретной системы, которое может быть получено изменением токов возбуждения, и находилось необходимое для этого распределение тока. На этой проблеме мы не останавливаемся. Эллиот [3.18] рассматривает плоскую дискретную систему с погрешностями в расположении и возбуждении элементов и в их ориентации (например, отклонения в осевом направлении у диполей). Он указывает формулу для расчета влияния погрешностей на боковые лепестки при электрическом качании луча. В частности, с помощью диаграммы исследуется влияние погрешностей на степень ослабления боковых лепестков для систем с амплитудным распределением Дольфа—Чебышева. Во всех работах предполагается статистическая независимость погрешностей, так что полученные результаты не могут быть перенесены на антенны с непрерывным возбуждением. Влияние погрешностей изготовления волноводно-щелевых антенн рассматривается также в [3.23] и [3.35]. В этих работах исследовалось несколько случаев, связанных с конкретными погрешностями, которые были выбраны из возможного распределения погрешностей, и приведены соответствующие диаграммы излучения. Расчеты, произведенные с помощью электронной вычислительной машины «Deuce», позволили получить интересные выводы о статистических закономерностях (см., кроме того, [3.39]).

Для исследования чувствительности излучающих систем к погрешностям рассмотрим систему, состоящую из  $n$  излучающих элементов с одинаковыми одиночными характеристиками  $E^{(e)}(\mathbf{r})$ , расположенных в точках  $P_\nu(x_\nu, y_\nu, z_\nu)$  ( $\nu = 1, 2, \dots, n$ ) в любой последовательности. Для характеристики излучения справедливо выражение

$$E(\mathbf{r}) = E^{(e)}(\mathbf{r}) E^{(g)}(\mathbf{r}), \quad (3.118)$$

где

$$E^{(g)}(\mathbf{r}) = \sum_{\nu=1}^n A_\nu e^{j(\mathbf{R}_\nu, \mathbf{r})} \quad (3.119)$$

представляет собой групповую характеристику. Комплексная амплитуда  $A_\nu$  характеризует амплитуду и фазу возбуждения  $\nu$ -го излучателя. Выражение

$$\mathbf{R}_\nu = k\mathbf{Q}_\nu = e_x \xi_\nu + e_y \eta_\nu + e_z \zeta_\nu \quad (3.120)$$

определяет положение соответствующих элементов.

Предполагается, что одиночная характеристика не имеет погрешностей. Погрешности в расположении элементов и в их возбуждении выразим следующим образом:

$$A_\nu = A_{0\nu} + A'_\nu = A_{0\nu} (1 + A''_\nu) e^{j\varphi'_\nu}; \quad (3.121)$$

$$\mathbf{R}_\nu = \mathbf{R}_{0\nu} + \mathbf{R}'_\nu; \quad (3.122)$$

$A_{0\nu}$  и  $\mathbf{R}_{0\nu}$  — номинальные значения для дискретной системы, свободной от погрешностей,  $A'_\nu$  и  $\mathbf{R}'_\nu$  — величины погрешностей,  $A_\nu$  и  $\mathbf{R}_\nu$  — истин-

ные значения. Для представления комплексной амплитуды введены, кроме того, относительная погрешность амплитуды  $A_v''$  и фазовая погрешность  $\varphi_v'$ . Полагая, что все погрешности по абсолютной величине малы по сравнению с единицей, с учетом (3.121) и (3.122) для групповой характеристики получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 E^{(g)}(\mathbf{r}) &= \sum_{v=1}^n (A_{0v} + A_v') e^{j(\mathbf{R}_{0v} + \mathbf{R}_v', \mathbf{r})} = \\
 &= \sum_{v=1}^n (A_{0v} + A_v') \{1 + j(\mathbf{R}_v', \mathbf{r})\} e^{j(\mathbf{R}_{0v}, \mathbf{r})} = \\
 &= \sum_{v=1}^n \{A_{0v} + A_{0v} [A_v'' + j\varphi_v' + j(\mathbf{R}_v', \mathbf{r})]\} e^{j(\mathbf{R}_{0v}, \mathbf{r})} = \\
 &= E_0^{(g)}(\mathbf{r}) + E^{(g)'}(\mathbf{r}).
 \end{aligned} \tag{3.123}$$

Следовательно, групповая характеристика (при малых отклонениях от номинальных значений) представляет собой сумму свободной от погрешностей характеристики  $E_0^{(g)}$  и характеристики  $E^{(g)'}$ , обусловленной отклонениями. Для последней справедливо

$$E^{(g)'}(\mathbf{r}) = \sum_{v=1}^n A_{0v} \{A_v'' + j\varphi_v' + j(\mathbf{R}_v', \mathbf{r})\} e^{j(\mathbf{R}_{0v}, \mathbf{r})}. \tag{3.124}$$

Из этого равенства устанавливаем прежде всего, что погрешность  $\mathbf{R}_v'$  расположения  $v$ -го элемента относительно направления  $\mathbf{r}$  излучения может быть заменена эквивалентной фазовой погрешностью  $\varphi_v' = (\mathbf{R}_v', \mathbf{r})$ . Если теперь погрешности рассматривать как случайные переменные, описывающие распределение погрешностей при большом числе подобных антенных систем, то для среднеквадратичного значения модуля характеристики, обусловленной погрешностями, имеем

$$\begin{aligned}
 \overline{|E^{(g)'}(\mathbf{r})|^2} &= \overline{E^{(g)'}(\mathbf{r}) E^{(g)'}{}^*(\mathbf{r})} = \\
 &= \sum_{v=1}^n \sum_{\mu=1}^n A_{0v} A_{0\mu}^* \overline{\{A_v'' + j\varphi_v' + j(\mathbf{R}_v', \mathbf{r})\} \{A_\mu'' - j\varphi_\mu' - j(\mathbf{R}_\mu', \mathbf{r})\}} \times \\
 &\quad \times e^{j(\mathbf{R}_{0v} - \mathbf{R}_{0\mu}, \mathbf{r})}.
 \end{aligned} \tag{3.125}$$

Положим теперь средние значения всех погрешностей равными нулю ( $\overline{A_v''} = 0$  и т. д.), а все различные погрешности статистически независимыми ( $\overline{A_\mu'' \varphi_\nu'} = 0$  и т. д.). Тогда в (3.125) «смешанные» произведения обращаются в нуль, и для «уровня искажений» получается простое представление

$$\overline{|E^{(g)'}(\mathbf{r})|^2} = \sum_{v=1}^n |A_{0v}|^2 \{\overline{A_v''^2} + \overline{\varphi_v'^2} + \overline{(\mathbf{R}_v', \mathbf{r})^2}\}. \tag{3.126}$$

Положим среднеквадратичные значения в этом выражении независимыми от  $v$ . Это означает, между прочим, что в процентном отношении амплитудные погрешности во всех элементах обладают одинаковым среднеквадратичным отклонением относительно их среднего значения,

равного нулю. Для дисперсий вводятся следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \overline{A_v'^2} &= \sigma_A^2; \\ \overline{\Phi_v'^2} &= \sigma_p^2; \\ \overline{(\mathbf{R}'_v, \mathbf{r})^2} &= \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \overline{(x'_v r_x + y'_v r_y + z'_v r_z)^2} = \sigma_L^2(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (3.127)$$

При статистической независимости координат  $x'_v, y'_v, z'_v$ , обусловленных погрешностями, будем иметь

$$\sigma_L^2(\mathbf{r}) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (\sigma_x^2 r_x^2 + \sigma_y^2 r_y^2 + \sigma_z^2 r_z^2). \quad (3.128)$$

Если далее дисперсии  $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_z^2$  координат расположения элементов принимаются равными, то

$$\sigma_L^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sigma_x^2 = \text{const}. \quad (3.129)$$

При введенных обозначениях выражение для ожидаемого значения уровня искажений принимает следующий вид:

$$\overline{|E^{(g)'}(\mathbf{r})|^2} = \delta^2 \sum_{v=1}^n |A_{0v}|^2, \quad (3.130)$$

где  $\delta^2 = \sigma_A^2 + \sigma_p^2 + \sigma_L^2$ .

Таким образом, функция погрешности результирующей характеристики определяется выражением

$$\overline{|E'(\mathbf{r})|^2} = \delta^2 |\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r})|^2 \sum_{v=1}^n |A_{0v}|^2. \quad (3.131)$$

Введем теперь относительный уровень искажений  $q$ , представляющий практический интерес, отнеся (3.131) к уровню излучения в направлении  $\mathbf{r}_0$ :

$$q = \frac{\overline{|E'(\mathbf{r})|^2}}{|\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0)|^2} = \delta^2 \frac{1}{n} \frac{|\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r})|^2}{|\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}_0)|^2} K', \quad (3.132)$$

где

$$K' = n \frac{\sum_{v=1}^n |A_{0v}|^2}{|\mathbf{E}_0^{(g)}(\mathbf{r}_0)|^2}. \quad (3.133)$$

Это выражение означает следующее. Угловая зависимость относительного уровня искажений в случае постоянства только одной  $\sigma_L$  определяется в основном одиночной характеристикой. При постоянном числе излучателей  $n$  уровень искажений зависит от параметра  $K'$ .  $K'$  является мерой чувствительности антенной системы к погрешностям. Можно показать (см. [3.19], где вместо  $K'$  рассматривается величина  $K = K'/n$ ), что  $K'$  как функция амплитуд возбуждения  $A_{0v}$  (при фиксированном расположении элементов) не может быть меньше единицы:

$$K' = K' \{A_{0v}\} \geq 1. \quad (3.134)$$



Знак равенства справедлив при нормальном возбуждении, т. е. при таком возбуждении элементов с одинаковыми амплитудами, когда в направлении  $\mathbf{r}_0$  происходит синфазное сложение всех отдельных значений. При нормальном возбуждении комплексные амплитуды имеют следующий вид:

$$A_{0\nu} = e^{-j(R_{0\nu}, \mathbf{r}_0)}. \quad (3.135)$$

Следовательно, система с нормальным возбуждением менее всего чувствительна к погрешностям возбуждения и расположения элементов. Наряду с этим при синфазном сложении она обладает максимальным усилением, как было показано в разделе 3.2.2 для специального класса дискретных систем.

Если возбуждение производится таким образом, что отдельные волны в направлении  $\mathbf{r}_0$  складываются в фазе или в противофазе, то

$$A_{0\nu} = \hat{A}_{0\nu} e^{-j(R_{0\nu}, \mathbf{r}_0)} \quad (3.136)$$

и

$$E_0^{(g)}(\mathbf{r}_0) = \sum_{\nu=1}^n \hat{A}_{0\nu}, \quad (3.137)$$

где  $\hat{A}_{0\nu}$  — вещественная величина. Тогда параметр  $K'$  может быть представлен следующим образом:

$$K' = \frac{\frac{1}{n} \sum_{\nu=1}^n |\hat{A}_{0\nu}|^2}{\left| \frac{1}{n} \sum_{\nu=1}^n \hat{A}_{0\nu} \right|^2} \geq 1. \quad (3.138)$$

Это справедливо для большинства антенных систем, в частности для линейных или плоских, действующих как поперечный излучатель. Формула (3.138) показывает, что  $K'$  при существенно различном возбуждении элементов может достигать довольно больших значений. Это имеет место особенно в том случае, если величины  $\hat{A}_{0\nu}$  часто меняют знак, что присуще некоторым антеннам со сверхусилением. Такое специальное возбуждение, с помощью которого можно создавать (теоретически!) самые различные диаграммы излучения, в частности диаграммы с направленностью большей, чем в случае нормально возбуждаемой системы (антенны со сверхусилением), обладает, следовательно, повышенной чувствительностью к рассмотренным погрешностям. Более подробно мы остановимся на этом в разделах 4.3.6 и 4.3.7.

Другая замечательная связь существует между чувствительностью к погрешностям и коэффициентом полезного действия или, соответственно, эффективным усилением антенной системы, возбуждаемой токами проводимости. Если для простоты принять, что элементами антенны являются сферические излучатели, то усиление свободной от погрешностей дискретной системы в направлении  $\mathbf{r}_0$  [ср. формулы (1.98) и (1.100)] составляет

$$G_0 = \frac{|E_0^{(g)}(\mathbf{r}_0)|^2}{60\Omega P_s}. \quad (3.139)$$

При этом  $P_s$  — общая мощность излучения, а  $E_0$  согласно разделу 1.3.1 имеет размерность напряжения. Если, кроме того,  $R_v$  — сопротивление потерь излучающего элемента, отнесенное к той же точке проводника,

к которой отнесена и амплитуда тока, то для полной мощности потерь системы справедливо

$$P_v = R_v \sum_{v=1}^n |A_{0v}|^2.$$

Отсюда с учетом (3.133) и (3.139) следует:

$$\frac{P_v}{P_s} = 60\Omega R_v K' \frac{G_0}{n} \quad (3.140)$$

и

$$G_{\text{эфф}} = G_0 \eta = G_0 \frac{P_s}{P_s + P_v} = \frac{G_0}{1 + 60\Omega R_v K' \frac{G_0}{n}}. \quad (3.141)$$

Следовательно, при конечном сопротивлении потерь  $R_v$  эффективное усиление тем меньше, чем больше чувствительность системы к погрешностям, выраженная через  $K'$ . Так как, с другой стороны, при усилении антенны выше нормального (точнее: при усилении излучения выше нормального)  $K'$  также велико, то в этих случаях эффективное усиление значительно меньше, чем усиление излучения; поэтому практическое значение антенн со сверхусилением по меньшей мере очень сомнительно.

При нормальном возбуждении  $K' = 1$  и  $G_0 = n$ , так что в этом случае

$$G_{\text{эфф}} = \frac{G_0}{1 + R_v \cdot 60\Omega}. \quad (3.142)$$

Поясним результаты следующим примером. Пусть дана дискретная система из  $n$  элементов с нормальным возбуждением, так что  $K' = 1$ . Для простоты положим, что элементы являются сферическими излучателями. Тогда в соответствии с (3.132)

$$q = \frac{\delta^2}{n}, \quad (3.143)$$

где  $\delta^2 = \sigma_A^2 + \sigma_p^2 + \sigma_L^2$ .

Пусть далее дисперсии погрешностей расположения элементов в трех координатных направлениях равны

$$\sigma_L = 2\pi \frac{\sigma_x}{\lambda}.$$

Значение дисперсии можно установить из следующих соображений. При гауссовом распределении с плотностью  $p(t)$ , определяемой выражением (3.117), имеет место соотношение

$$\int_{-x}^{+x} p(t) dt = \int_0^{x/(\sigma\sqrt{2})} e^{-t^2} dt = E_2\left(\frac{x}{\sigma\sqrt{2}}\right). \quad (3.144)$$

Здесь  $E_2(x/\sigma\sqrt{2})$  — так называемый интеграл ошибок (см., например, [В 3, стр. 23 и сл.]). Известно, что  $E_2(\infty) = 1$ . Согласно (3.144)  $E_2(x/\sigma\sqrt{2})$  представляет вероятность того, что в данном конкретном случае погрешность не превышает  $x$ . Другими словами, это означает, что если  $x$  — некоторая абсолютная погрешность рассматриваемой величины, то для относительного числа случаев, определяемого выражением  $E_2\left(\frac{x}{\sigma\sqrt{2}}\right) 100\%$ , погрешность меньше или равна  $x$ . При  $x = \sigma$

$$E_2 = \left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right) 100\% = 68\%.$$

Таким образом, при принятом нами распределении Гаусса  $\sigma$  представляет собой то отклонение, которое не превышает в 68% всех случаев.

На рис. 3.16 представлена функция  $p(t)$  согласно (3.117), а на рис. 3.17 —  $E_2$  в зависимости от  $x/\sigma$  в соответствии с (3.144). Считают, что для  $x = 2\sigma E_2 \approx 0,95$ , т. е. в 95% всех случаев фактические погрешности меньше значения  $2\sigma$ .

Пусть в нашем примере

$$\sigma_A^2 = \sigma_p^2 = \sigma_L^2 = 0,01,$$

т. е. пусть величины  $A_v''$ ,  $\varphi_v'$ ,  $2\pi x'/\lambda$  и т. д. в 95% всех случаев меньше 0,2. При этих значениях  $\delta^2 = 0,03$ . Это означает, что, например, при числе излучателей  $n = 20$  на характеристику по мощности накладывается относительный уровень искажений, среднее значение которого

$$q = \frac{0,03}{20} = 0,0015.$$

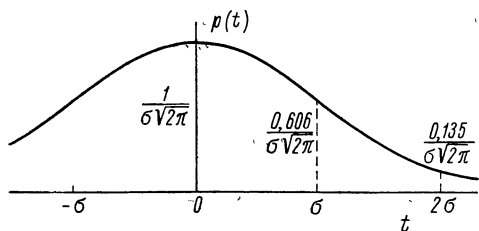


Рис. 3.16. Плотность вероятности  $p(t)$  для распределения Гаусса [по (3.117)].

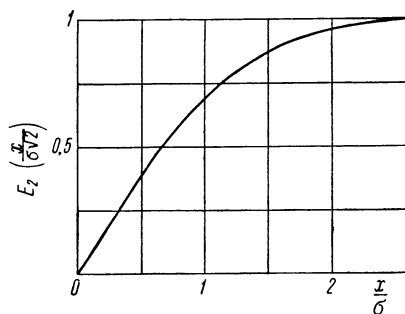


Рис. 3.17. Интеграл ошибок  $E_2$  [по (3.144)].

Следовательно, средний уровень искажений меньше основного излучения приблизительно на 28 дб. Пример показывает, что при нормальном возбуждении влияние погрешностей незначительно.

При возбуждении, отличном от нормального, влияние погрешностей становится более заметным. Эллиот [3.18] приводит кривые, характеризующие степень ослабления боковых лепестков при амплитудном распределении Дольфа—Чебышева.

В случае биномиального распределения (раздел 3.2.6)

$$A_{ov} = \binom{n-1}{v-1}.$$

Тем самым

$$|E_0^{(g)}(\mathbf{r}_0)|^2 = \left| \sum_{v=1}^n A_{ov} \right|^2 = \left| \sum_{v=1}^n \binom{n-1}{v-1} \right|^2 = (1+1)^{2(n-1)} = 4^{n-1}$$

и

$$\sum_{v=1}^n |A_{ov}|^2 = \sum_{v=1}^n \binom{n-1}{v-1}^2 = \binom{2n-2}{n-1} = \frac{(2n-2)!}{(n-1)!^2}.$$

Следовательно, согласно (3.133)

$$K' = \frac{n(2n-2)!}{4^{n-1}(n-1)!^2}. \quad (3.145)$$

Если в этом выражении факториалы выразить с помощью формулы Стирлинга, справедливой при больших  $n$ ,

$$x! = \sqrt{2\pi x} x^x e^{-x},$$

то

$$K' = \frac{n}{\sqrt{\pi(n-1)}} \approx \sqrt{\frac{n}{\pi}}. \quad (3.146)$$

Таким образом, при биномиальном распределении параметр  $K'$  не является постоянной величиной и при большом числе излучателей пропорционален  $\sqrt{n}$ , т. е. в этом случае чувствительность к погрешностям с увеличением числа излучателей возрастает.

## 4. Теоретические основы и методы расчета поверхностных антенн

### 4.1. Дифракционная задача

#### 4.1.1. Постановка задачи теории дифракции

Задача определения электромагнитного поля излучения по заданному распределению источников не всегда соответствует действительному положению вещей, так как во многих случаях распределение источников неизвестно. Источники, возникающие, например, на поверхностях неоднородности среды в виде поверхностных токов и зарядов, связаны с полем и в большинстве задач не могут считаться заданными. В связи с этим целесообразно различать первичные и вторичные источники. Под первичными источниками мы понимаем те токи или поля, которые при поставленной задаче считаются заданными. К ним относятся, например, токи на клеммах антенны, токи на антенне (если их можно задать с достаточной точностью) или поля на поверхности, окружающей антенну. Вторичными источниками мы назовем те, которые из-за особого распределения среды в окрестности первичных источников связаны с создаваемым последними полем и не рассматриваются с самого начала как заданные. Это, например, поля на поверхности раздела различных сред или поверхностные токи, возникающие из-за граничных условий. Деление на первичные и вторичные источники произвольно. В каждом конкретном случае оно выбирается таким образом, чтобы, с одной стороны, результат был по возможности более точным (представление распределения излучения), а с другой стороны, затраты на расчет оставались в допустимых пределах. При значительном ограничении числа первичных источников (рассматривая, например, только клеммы антенны или поперечное сечение линии ее питания) затраты на вычисления при определении поля излучения, если принять во внимание граничные условия на поверхностях разрыва, чрезвычайно велики; с другой стороны, при слишком большом числе первичных источников (если, например, распределение поля на поверхности, окружающей антенну, принимается заданным) уже в самом подходе к решению задачи содержатся погрешности, снижающие точность результатов до такой степени, которая недопустима во многих задачах.

В уравнениях Максвелла первичными источниками считаются токи  $\mathbf{I}$ ,  $\mathbf{I}_m$ , а вторичные источники выражаются с помощью комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\frac{\sigma}{\omega}; \quad \mu = \mu' - j\frac{\sigma_m}{\omega}. \quad (4.1)$$

Следовательно, ограничиваясь процессами с гармонической зависимостью от времени, мы берем за основу систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mathbf{I}_m - j\omega\mu\mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{I} + j\omega\varepsilon\mathbf{E}, \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

где  $\varepsilon$  и  $\mu$  определяются формулами (4.1).

Проблема теории дифракции заключается в определении распределения поля по заданным распределениям первичных источников  $\mathbf{I}$ ,  $\mathbf{I}_m$  и параметрам среды  $\varepsilon$ ,  $\mu$  в рассматриваемой области пространства [А 12] [А 27] [А 38]. Поскольку из этой общей формулировки практически не следует новых выводов, необходимых для решения задачи, мы рассмотрим частный случай, когда параметры среды  $\varepsilon$  и  $\mu$  локально постоянны. Тогда в любой области пространства вне первичных источников с постоянными  $\varepsilon$  и  $\mu$  выполняются уравнения

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega\varepsilon\mathbf{E}. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

На граничных поверхностях в случае равенства нулю поверхностных токов и зарядов должны быть выполнены краевые условия:

$$\left. \begin{aligned} [\mathbf{n}, \mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1] &= 0; \\ [\mathbf{n}, \mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1] &= 0; \\ (\mathbf{n}, \varepsilon_2\mathbf{E}_2 - \varepsilon_1\mathbf{E}_1) &= 0; \\ (\mathbf{n}, \mu_2\mathbf{H}_2 - \mu_1\mathbf{H}_1) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

т. е. тангенциальные составляющие  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  и нормальные составляющие  $\varepsilon\mathbf{E}$  и  $\mu\mathbf{H}$  должны быть постоянными. Обычно обходятся двумя первыми условиями, так как два других легко могут быть выведены из первого уравнения Максвелла. Для расчета антенн особенно важен тот случай, когда в качестве поверхностей неоднородности фигурируют только поверхности раздела сред с очень большой и с бесконечно малой проводимостями. В этом случае на граничной поверхности выполняется краевое условие

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = 0. \quad (4.5)$$

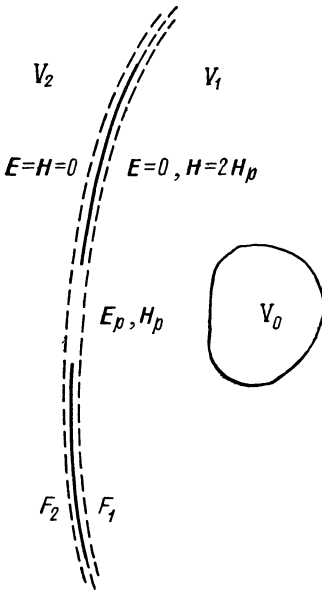
Можно показать, что благодаря этому условию, которое требует равенства нулю тангенциальной составляющей напряженности электрического поля, решения уравнений (4.3) определяются однозначно для пространства вне тела, проводимость которого принимается бесконечно большой (см., например, [А 12]). В случае, если граничная поверхность имеет углы или ребра, электромагнитная энергия в окрестности этих мест для обеспечения однозначности должна предполагаться конечной (граничное условие, см., например, [А 12, стр. 14]).

#### 4.1.2. Приближенный метод теории дифракции Кирхгофа

Строгое решение задачи дифракции даже при локально постоянных параметрах среды может быть получено только в исключительных случаях. Поэтому, как правило, ограничиваются приближенными методами.

Самым известным из них является приближенный метод теории дифракции Кирхгофа [А 12] [А 31] [А 38] [А 44] [4.43] [4.44] [4.47] [4.84] [4.7]. В этом методе для расчета поля дифракции за основу берутся вытекающие из геометрической оптики невозмущенные значения первичного поля волны, падающей на граничную поверхность.

Для пояснения метода рассмотрим пример, лежащий в основе многих методов расчета, применяемых в антенной технике. Пусть задан бесконечный экран с бесконечно большой проводимостью, который имеет некоторое число отверстий. На рис. 4.1 представлен разрез части экрана с отверстием. Экран делит все пространство на области  $V_1$  и  $V_2$ . Пусть в ограниченной области пространства  $V_0$ , расположенной в  $V_1$ , содержится источники (точнее первичные источники). Если принять за основу теорию Кирхгофа, поле излучения рассчитывается следующим образом. Представим себе две поверхности  $F_1$  и  $F_2$ , плотно прилегающие к экрану. За вторичные источники в отверстиях экрана как на поверхности  $F_1$ , так и на поверхности  $F_2$  мы принимаем первичные поля  $E_p$  и  $H_p$ , а на сплошных участках экрана на поверхности  $F_1$   $E_t = 0$ ,  $H_t = 2H_{pt}$  и на поверхности  $F_2$   $E = H = 0$ , как это следует из законов геометрической оптики, если предположить, что экран обладает бесконечно большой проводимостью. Для расчета поля излучения можно использовать формулы Кирхгофа.



Однако предпочтительнее воспользоваться формулами (1.16), (1.17):

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}(P) &= -\operatorname{rot} \mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}; \\ \mathbf{H}(P) &= \operatorname{rot} \mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{F}, \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Рис. 4.1. К пояснению приближенного метода Кирхгофа.

так как они в противоположность формулам Кирхгофа справедливы и при дискретном распределении источников (при использовании формул Кирхгофа для более точных расчетов необходимо вводить поправки). При этом для векторного потенциала в области  $V_1$  справедливы следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A}_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F_1)} \mathbf{I}_F \chi dF = \frac{1}{4\pi} \int_{(F_1)} [\mathbf{n}, \mathbf{H}] \chi dF, \\ \mathbf{F}_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F_1)} \mathbf{I}_m \chi dF = -\frac{1}{4\pi} \int_{(F_1)} [\mathbf{n}, \mathbf{E}] \chi dF. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Так как поля в отверстии экрана не вносят никакого вклада во вторичное поле в области  $V_1$ , можно ограничиться интегрированием по сплошным участкам. На оставшейся поверхности, которую мы обозначим  $F'_1$ , поверхностный магнитный ток равен нулю, поскольку тангенциальная составляющая электрического поля обращается в нуль, так что  $F_1$  также равно нулю. Тем самым вторичное поле в области  $V_1$  определяется выражениями

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_{1s} &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_1; \\ \mathbf{H}_{1s} &= \operatorname{rot} \mathbf{A}_1, \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

где

$$\mathbf{A}_1 = \frac{1}{2\pi} \int_{(F_1)} [\mathbf{n}, \mathbf{H}_p] \chi dF. \quad (4.9)$$

Общее поле в объеме  $V_1$  составляется из первичного и вторичного полей

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_{1s}; \quad \mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_{1s}. \quad (4.10)$$

Для расчета поля в области  $V_2$  достаточно проинтегрировать по участку  $F_2''$  поверхности  $F_2$ , который совпадает с отверстием экрана.

Недостатком теории Кирхгофа является то, что при таком способе расчета полей излучения не воспроизводятся граничные значения, заданные на экране. Теория Кирхгофа и для предельного случая исчезающе малой длины волны (предельный случай в оптике) не позволяет определить точные значения поля. Оправданием ее в основном служит то, что в большинстве практически важных случаев она дает достаточно хорошую аппроксимацию, что подтверждается экспериментом и сравнением с точными решениями.

Более существенный недостаток теории Кирхгофа состоит в том, что она нарушает краевое условие. Согласно приближению Кирхгофа плотность потока энергии на границе не принимает конечного значения. Для устранения этого недостатка метод Кирхгофа был видоизменен Браунбеком (1950; [4.13] [4.24]) следующим образом. Каждый линейный элемент границы рассматривается так же, как и в точной теории дифракции Зоммерфельда у края полуплоскости [4.89]. Это приближение тем точнее, чем меньше кривизна границы или, соответственно, чем меньше длина волны. В предельном случае при  $\lambda \rightarrow 0$  этот метод становится точным.

Простым следствием из теории Кирхгофа является принцип Бабинне [А 12] [А 4] [4.71].

Если замкнутая поверхность  $F$ , охватывающая все источники, разбивается на две поверхности  $F'$  и  $F''$ , а  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{H}'$  — поля, возникающие во внешнем пространстве при наличии только  $F'$ , или, соответственно,  $\mathbf{E}''$ ,  $\mathbf{H}''$  — поля во внешнем пространстве при наличии только  $F''$ , то сумма обоих полей, определяемых по теории Кирхгофа, равна невозмущенному первичному полю:

$$\mathbf{E}' + \mathbf{E}'' = \mathbf{E}_p; \quad \mathbf{H}' + \mathbf{H}'' = \mathbf{H}_p. \quad (4.11)$$

То же самое справедливо и для случая, когда поверхность  $F$  устремляется в бесконечность, а все источники расположены на одной стороне поверхности. В несколько другой формулировке принцип Бабинне гласит, что дифракционные поля на дополняющих друг друга поверхностях<sup>1</sup>  $F'$  и  $F''$  равны по величине и противоположны по знаку. Степень приближения, при которой справедлив принцип Бабинне, такая же, как и в случае теории Кирхгофа. Принцип Бабинне строго выполняется для идеально отражающего плоского экрана.

#### 4.1.3. Интегральное представление поля с помощью источников на незамкнутой поверхности

При объяснении принципа Кирхгофа мы представляли дифракционное поле параметрами, рассчитанными средствами геометрической оптики на поверхности дифракции с помощью векторного потенциала. Эти формулы справедливы в предположении локальной регулярности токов и вследствие

<sup>1</sup> Дополняющими называются поверхности (экраны), для которых отверстия в одном экране соответствуют непрозрачным частям в другом, и наоборот. *Примечание редактора.*

этого могут быть применены к любому физически возможному распределению источников. В частности, эти формулы справедливы также, если заданы поверхностные токи на незамкнутой поверхности.

В противоположность этому интегральные представления, введенные в разделе 1.2, справедливы лишь в предположении, что токи в рассматриваемой области пространства или, соответственно, на положенной в основу замкнутой поверхности дважды непрерывно дифференцируемы. Их применение к распределению тока на незамкнутой поверхности, вообще говоря, невозможно без дополнительной коррекции. Теперь мы укажем две формы интегрального представления, которые справедливы и для незамкнутых поверхностей. Они получаются из уравнений (1.38) и (1.41) путем добавления поправочных членов. Для упрощения мы указываем только выражение для электрического вектора. Магнитный вектор можно получить, заменяя в этих выражениях  $\mathbf{E}$  на  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{H}$  на  $-\mathbf{E}$ ,  $\epsilon$  на  $\mu$  и  $\mu$  на  $\epsilon$ .

Если  $F$  — регулярная (в частности, незамкнутая) поверхность, ограниченная кривой  $C$ , то вектор электрического поля излучения, создаваемого источниками на поверхности  $F$ , в свободном от зарядов изотропном пространстве вне  $F$  может быть представлен следующим образом:

$$а) \quad \mathbf{E} = -\operatorname{rot} \mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (4.12)$$

$$\text{где } \mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F')} \chi[\mathbf{n}, \mathbf{H}] dF; \quad \mathbf{F} = -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \chi[\mathbf{n}, \mathbf{E}] dF;$$

$$б) \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{j\omega\mu\chi[\mathbf{n}, \mathbf{H}] - [[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \operatorname{grad}' \chi] - (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \operatorname{grad}' \chi\} dF - \\ - \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \oint_{(C)} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) \operatorname{grad}' \chi ds; \quad (4.13)$$

$$в) \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ \chi \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n} - \mathbf{E} \frac{\partial \chi}{\partial n} \right\} dF - \frac{1}{4\pi} \oint_{(C)} [\mathbf{E}, \boldsymbol{\tau}] \chi ds - \\ - \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \oint_{(C)} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) \operatorname{grad}' \chi ds. \quad (4.14)$$

При этом справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \frac{e^{-jkr}}{r}; \quad k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}; \\ r &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}; \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

здесь  $x, y, z$  являются координатами точки  $P$ , в которой определяется поле, а  $x', y', z'$  — координатами точки интегрирования по  $F$ . Операции векторного дифференцирования, обозначенные штрихом, относятся к переменной точке интегрирования.  $\mathbf{n}$  представляет собой единичный вектор, нормальный к  $F$ , а  $\boldsymbol{\tau}$  — единичный вектор, касательный к  $C$ , имеющий направление по часовой стрелке, если смотреть вдоль нормали  $\mathbf{n}$  (рис. 4.2).

Как показывает второе выражение, при представлении поля в зависимости от распределения его на незамкнутой поверхности добавляется криволинейный интеграл по контуру, который отсутствует в случае замкнутых поверхностей. Этот интеграл называют поправкой Коттлера [4.53]. Он был введен Коттлером, предположившим такое равномерное распределение электрических зарядов вдоль контура незамкнутой поверхности,



при котором решения удовлетворяют уравнениям Максвелла или волновым уравнениям. В третьем выражении, являющемся обобщением формулы Кирхгофа на незамкнутые поверхности, наряду с поправкой Коттлера появляется еще один криволинейный интеграл по контуру. Этот интеграл физического смысла не имеет, а вытекает из преобразования поверхностного интеграла в б) и в). Для доказательства совпадения трех представлений поля мы образуем

$$-\text{rot } \mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \text{rot} \{ \chi [\mathbf{n}, \mathbf{E}] \} dF.$$

Так как ротор содержит лишь дифференциальные отношения для координат  $x, y, z$ , то  $\mathbf{E}$  можно считать постоянным.

Согласно уравнению (П.11)

$$\text{rot} \{ \chi [\mathbf{n}, \mathbf{E}] \} = - [[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \text{grad } \chi] = [[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \text{grad}' \chi],$$

так как справедливо соотношение  $\text{grad}' \chi = -\text{grad } \chi$  [см. (1.29)].

Следовательно, имеет место уравнение

$$-\text{rot } \mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} [[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \text{grad}' \chi] dF. \quad (4.16)$$

Теперь образуем

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \text{rot rot} \{ \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] \} dF.$$

Так как вектор  $\mathbf{H}$  постоянен относительно  $x, y, z$ , то

$$\text{rot} \{ \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] \} = - [[\mathbf{n}, \mathbf{H}], \text{grad } \chi] = [[\mathbf{n}, \mathbf{H}], \text{grad}' \chi]$$

и

$$\text{rot rot} \{ \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] \} = ([\mathbf{n}, \mathbf{H}], \text{grad}') \text{grad}' \chi - [\mathbf{n}, \mathbf{H}] \Delta \chi.$$

Поскольку вне поверхности  $F$  справедливо волновое уравнение

$$\Delta \chi + k^2 \chi = 0,$$

то  $\Delta \chi = -k^2 \chi$ , так что мы получаем

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ k^2 \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] + ([\mathbf{n}, \mathbf{H}], \text{grad}') \text{grad}' \chi \} dF. \quad (4.17)$$

Преобразуем теперь криволинейный интеграл во втором представлении. Справедливо следующее равенство:

$$\begin{aligned} \oint_{(C)} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) \text{grad}' \chi ds &= \mathbf{e}_x \oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial x'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds + \mathbf{e}_y \oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial y'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds + \\ &+ \mathbf{e}_z \oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial z'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds. \end{aligned}$$

По формуле Стокса первый интеграл может быть записан в виде

$$\oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial x'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds = \int_{(F)} (\mathbf{n}, \text{rot}' \left\{ \mathbf{H} \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right\}) dF.$$

Так как

$$\text{rot}' \left\{ \mathbf{H} \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right\} = \frac{\partial \chi}{\partial x'} \text{rot } \mathbf{H} - \left[ \mathbf{H}, \text{grad}' \left( \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right) \right],$$

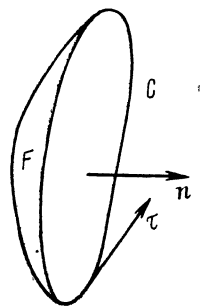


Рис. 4.2. К объяснению величин в выражениях (4.12) — (4.14).

то

$$\oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial x'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds = \int_{(F)} \left\{ (\mathbf{n}, \operatorname{rot} \mathbf{H}) \frac{\partial \chi}{\partial x'} - (\mathbf{n}, [\mathbf{H}, \operatorname{grad}' \left( \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right)]) \right\} dF.$$

В соответствии с первым уравнением Максвелла заменим в этом уравнении  $\operatorname{rot} \mathbf{H}$  на  $j\omega \varepsilon \mathbf{E}$  и согласно правилу замены при смешанном произведении запишем:

$$(\mathbf{n}, [\mathbf{H}, \operatorname{grad}' \left( \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right)]) = ([\mathbf{n}, \mathbf{H}], \operatorname{grad}' \left( \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right)).$$

Таким образом, мы получаем

$$\oint_{(C)} \frac{\partial \chi}{\partial x'} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) ds = \int_{(F)} \left\{ j\omega \varepsilon (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \frac{\partial \chi}{\partial x'} - ([\mathbf{n}, \mathbf{H}], \operatorname{grad}' \left( \frac{\partial \chi}{\partial x'} \right)) \right\} dF.$$

Проделав аналогичные операции над двумя другими интегралами и произведя сложение, получаем окончательно

$$\begin{aligned} \oint_{(C)} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) \operatorname{grad}' \chi ds &= \int_{(F)} j\omega \varepsilon (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \operatorname{grad}' \chi dF - \\ &- \int_{(F)} ([\mathbf{n}, \mathbf{H}], \operatorname{grad}') \operatorname{grad}' \chi dF. \end{aligned}$$

Разрешим это уравнение относительно второго интеграла по поверхности и результат подставим в (4.17); в итоге получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ k^2 \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] + j\omega \varepsilon (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \operatorname{grad}' \chi \} dF - \\ &- \frac{1}{4\pi} \oint_{(C)} (\mathbf{H}, \boldsymbol{\tau}) \operatorname{grad}' \chi ds. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Из (4.16) и (4.18) вытекает совпадение первого и второго представлений поля, т. е. выражений (4.12) и (4.13).

Для доказательства совпадения представлений б) и в) преобразуем поверхностный интеграл в (4.13).

Прежде всего справедливо

$$j\omega \mu \chi [\mathbf{n}, \mathbf{H}] = -\chi [\mathbf{n}, \operatorname{rot}' \mathbf{E}]$$

и

$$-[[\mathbf{n}, \mathbf{E}], \operatorname{grad}' \chi] = (\mathbf{E}, \operatorname{grad}' \chi) \mathbf{n} - (\mathbf{n}, \operatorname{grad}' \chi) \mathbf{E}.$$

Тем самым

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ \dots \} dF = I_1 + I_2,$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ -\chi [\mathbf{n}, \operatorname{rot}' \mathbf{E}] + (\mathbf{E}, \operatorname{grad}' \chi) \mathbf{n} - (\mathbf{n}, \mathbf{E}) \operatorname{grad}' \chi + \\ &+ \chi \mathbf{n} \operatorname{div}' \mathbf{E} - \chi (\mathbf{n}, \operatorname{grad}') \mathbf{E} \} dF \end{aligned}$$

и

$$I_2 = -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \{ -(\mathbf{n}, \operatorname{grad}' \chi) \mathbf{E} - \chi \mathbf{n} \operatorname{div}' \mathbf{E} + \chi (\mathbf{n}, \operatorname{grad}') \mathbf{E} \} dF.$$

При этом в первом интеграле оба последних члена добавлялись, а во втором вычитались. Для вычисления первого интеграла используем следующие уравнения, которые получаются из векторных формул, указанных в приложении:

$$\begin{aligned}(\mathbf{n}, \text{grad}')(\chi\mathbf{E}) &= \chi(\mathbf{n}, \text{grad}')\mathbf{E} + (\mathbf{n}, \text{grad}'\chi)\mathbf{E}; \\ [\mathbf{n}, \text{rot}'(\chi\mathbf{E})] &= [\mathbf{n}, \chi\text{rot}'\mathbf{E} - [\mathbf{E}, \text{grad}'\chi]] = \chi[\mathbf{n}, \text{rot}'\mathbf{E}] - \\ &\quad - (\mathbf{n}, \text{grad}'\chi)\mathbf{E} + (\mathbf{n}, \mathbf{E})\text{grad}'\chi; \\ \mathbf{n} \text{div}'(\chi\mathbf{E}) &= +\mathbf{n}(\mathbf{E}, \text{grad}'\chi) + \mathbf{n}\chi \text{div}'\mathbf{E}.\end{aligned}$$

Тем самым после применения других векторных тождеств подынтегральное выражение в  $I_1$  принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}\{ \dots \} &= -(\mathbf{n}, \text{grad}')(\chi\mathbf{E}) - [\mathbf{n}, \text{rot}'(\chi\mathbf{E})] + \mathbf{n}, \text{div}'(\chi\mathbf{E}) = \\ &= -\nabla(\chi\mathbf{E}, \mathbf{n}_c) + \mathbf{n}(\nabla, \chi\mathbf{E}) = -[[\mathbf{n}, \nabla]\chi\mathbf{E}].^1\end{aligned}$$

Если теперь применить к  $I_1$  формулу Стокса в векторной форме, то

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} [[\mathbf{n}, \nabla], \chi\mathbf{E}] dF = -\frac{1}{4\pi} \oint_{(C)} [\mathbf{E}, \tau] \chi ds.$$

Следовательно,  $I_1$  равен первому криволинейному интегралу в выражении (4.14). Если далее подставить в  $I_2$

$$\begin{aligned}(\mathbf{n}, \text{grad}'\chi) &= \frac{\partial\chi}{\partial n}, \\ (\mathbf{n}, \text{grad}')\mathbf{E} &= \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial n}\end{aligned}$$

и считать поверхность  $F$  свободной от зарядов, так что  $\text{div}\mathbf{E} = 0$ , то  $I_2$  становится равным поверхностному интегралу в (4.14). Тем самым доказано совпадение второго и третьего представлений — выражений (4.13) и (4.14).

При решении задач об излучении в случае поверхностных антенн часто применяют представления б) и в) без криволинейных интегралов. Обсуждение этих и других известных приближенных формул, а также их сравнение в отношении степени приближения к результатам эксперимента содержатся в работе [4.47]. В основу наших исследований положим первое представление, т. е. представление с помощью векторного потенциала. В этом случае, кроме погрешностей, уже содержащихся в принятом распределении источников, никакие другие погрешности не возникают.

## 4.2. Приближенные методы расчета поверхностных антенн

### 4.2.1. Общие замечания относительно применяемых приближенных методов

Очень многие антенны СВЧ можно рассматривать как поверхностные излучатели, т. е. их поле излучения рассчитывается по распределению тока или поля на поверхности, лежащей в ближнем поле антенны. Примерами таких антенн являются рупорный излучатель, зеркальные и линзовые антенны.

<sup>1</sup> Индекс при  $\mathbf{n}_c$  указывает, что при применении оператора  $\nabla$  (дифференцирование)  $\mathbf{n}$  следует считать постоянным.

Для расчета излучения поверхностных антенн прежде всего должны быть заданы определяемые питанием или конструкцией антенны первичные источники, по которым рассчитываются вторичные источники и поле излучения.

Питание, как правило, осуществляется таким образом, чтобы можно было достаточно точно указать путь распространения электромагнитной энергии через линию питания и собственно антенну в пространство излучения.

Если мы применим наши рассуждения к зеркальной антенне, изображенной на рис. 4.3, то увидим, что (в режиме излучения) энергия подводится с помощью линии питания к первичному излучателю (в нашем примере — рупорному излучателю), отражается далее от зеркала и с определенным распределением попадает в окружающее пространство. Задача состоит теперь в том, чтобы по известному распределению тока или поля

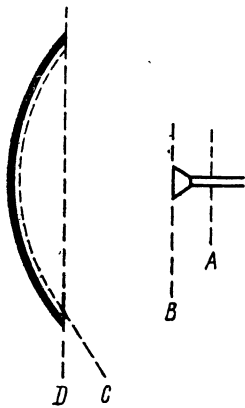


Рис. 4.3. Схематическое представление зеркальной антенны для объяснения различных приближенных методов расчета поверхностных антенн.

в «поперечном сечении» этого пути распространения (от источника энергии до дальнего поля) определить характеристику излучения или, соответственно, общее поле излучения. Различные приближенные методы расчета поверхностных антенн отличаются в основном выбором этого поперечного сечения. Распределение поля в самом поперечном сечении, т. е. распределение первичных источников, должно быть известно с достаточной точностью. Оно определяется либо экспериментально, либо на основании простых теоретических соображений (например, распределение поля в поперечном сечении волновода), либо, наконец, приближенно вычисляется при известных упрощающих предположениях (базирующихся обычно на принципах геометрической оптики).

Взяв в качестве примера зеркальную антенну, рассмотрим возможные способы расчета поля, на которых основываются обычные приближенные методы.

а) Распределение поля в поперечном сечении волновода, питающего рупор, на достаточном расстоянии от его горловины (поперечное сечение A) может считаться известным абсолютно точно (распределение поля при известном типе волны; измерение коэффициента отражения).

Предположив, что стенки рупора и зеркала обладают идеальной проводимостью, принципиально возможно рассчитать излучение исходя из распределения поля в поперечном сечении A. Однако эта задача настолько сложна, что на практике не находит себе применения.

б) Распределение поля в апертуре рупорного облучателя (поперечное сечение B), как правило, может быть задано с относительно высокой точностью, однако даже если взять за основу это распределение первичных источников, расчет все еще слишком сложен.

в) За основу берется поперечное сечение C (рис. 4.3), т. е. считается известным распределение тока на зеркале.

По этому распределению тока с помощью указанных в разделе 4.1.3 формул может быть рассчитано поле излучения, если пренебречь искажением поля первичным излучателем и другими элементами конструкции, расположенными перед апертурой антенны. Этот часто применяемый метод расчета называется методом расчета по распределению тока. При этом распределение тока на зеркале рассчитывается приближенно по законам

геометрической оптики. В основе метода лежат, в частности, следующие упрощающие допущения, которые всегда должны выполняться с достаточной степенью точности:

1) первичный излучатель является точечным, если (как в нашем примере) такую идеализацию допускает конструкция первичного источника (для линейных первичных излучателей справедливо соответственно измененное допущение);

2) первичное излучение, падающее на зеркало из центра излучателя под различными углами, соответствует значениям напряженности поля в дальнем поле облучателя, измеренным под соответствующими углами, т. е., зная характеристику излучения облучателя, можно рассчитать токи на зеркале;

3) ток в любой точке зеркала равен току, который возбуждался бы в этой точке первичным излучением на идеально проводящей плоскости, совпадающей с касательной, если первичное излучение в этом месте представляет собой плоскую волну;

4) на обратной (теневой) стороне зеркала токи не возбуждаются.

Метод, использующий распределение тока, дает результаты тем точнее, чем меньше длина волны по сравнению с размерами антенны.

г) За основу берется распределение поля в апертуре антенны (поперечное сечение  $D$ ). Под апертурой в случае антенн СВЧ понимают обычно часть поверхности, через которую проходит основная часть излучения. В случае зеркала, представляющего собой параболоид вращения с круговым раскрытием, апертура совпадает с плоскостью, ограниченной раскрытием зеркала. В общем случае апертура выбирается более или менее произвольно таким образом, чтобы распределение поля на ней давало возможность произвести расчет поля излучения с достаточной степенью точности. Такой метод расчета называют апертурным. При этом поле в апертуре рассчитывается по законам геометрической оптики, т. е. допущения 1 — 4, сделанные при рассмотрении метода, использующего распределение тока, считаются выполненными, а первичное излучение по закону зеркального отражения транспонируется в апертуру с учетом длин лучей и плотности потока излучения. Расчет поля излучения по полю в апертуре производится с помощью уравнений, приведенных в разделе 4.1.3.

д) Простейшая возможность определения поля излучения состоит в расчете с чисто оптической точки зрения, т. е. дальнее поле определяется по закону зеркального отражения. При таком методе, в некоторых сложных случаях являющемся единственным возможным и выполняемым с допустимыми затратами, поперечное сечение, в котором поле определяется с помощью простых средств без привлечения теории Максвелла, известным образом переносится в дальнее поле. Многие параметры характеристики излучения, например остроту направленности и боковые лепестки, при этом определить не удается.

В последующих разделах описываются наиболее употребительные методы расчета [A10] [A35].

#### 4.2.2. Метод, использующий распределение тока

Рассмотрим зеркальную или рефлекторную антенну, не делая каких-либо специальных допущений о форме зеркала и о свойствах первичного излучателя. Пусть первичное излучение, падающее на зеркало, известно достаточно точно.

Тогда в соответствии с допущениями можно рассчитать ток в любой точке зеркала, предполагая, что первичное излучение представляет собой плоскую волну, падающую на идеально проводящую плоскость,

касательную к данной точке зеркала. Если на зеркале в точке  $P'$   $\mathbf{s}_0$  — единичный вектор, совпадающий с направлением падающей волны, а  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности зеркала (рис. 4.4), то в соответствии с выводами, сделанными в разделе 4.1.2, поверхностный ток в точке  $P'$  определяется первичным полем  $\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p$  с помощью следующего выражения:

$$\mathbf{I}_F(P') = 2[\mathbf{n}, \mathbf{H}_p] = \frac{2}{Z_{\varepsilon\mu}}[\mathbf{n}, [\mathbf{s}_0, \mathbf{E}_p]]. \quad (4.19)$$

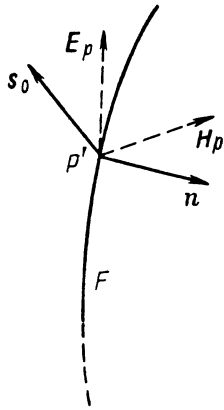


Рис. 4.4. К расчету поверхностного тока, создаваемого падающей плоской волной, в точке  $P'$  зеркала.

Вследствие идеальной проводимости поверхностный магнитный ток равен нулю. Электрические токи на поверхности зеркала  $F$  принимаются за первичные источники, которые, если учесть (4.6) и (4.7), определяют поле излучения:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{j\omega\varepsilon} \text{rot rot } \mathbf{A}; \\ \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A}, \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

где

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2\pi} \int_{(F)} \chi[\mathbf{n}, \mathbf{H}_p] dF = \frac{1}{2\pi Z_{\varepsilon\mu}} \int_{(F)} \chi[\mathbf{n}, [\mathbf{s}_0, \mathbf{E}_p]] dF. \quad (4.21)$$

Для характеристики излучения согласно (1.60) справедливо выражение

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = j\omega\mu[\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \mathbf{A}_0]], \quad (4.22)$$

где

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)}[\mathbf{n}, \mathbf{H}_p] dF = \frac{1}{2\pi Z_{\varepsilon\mu}} \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)}[\mathbf{n}, [\mathbf{s}_0, \mathbf{E}_p]] dF. \quad (4.23)$$

### 4.2.3. Апертурный метод

За апертуру  $F$  принимается часть поверхности, через которую проходит основное излучение антенны (рис. 4.5). Пусть поле на апертуре  $F$  известно. Как правило, оно рассчитывается методами геометрической оптики.

Для расчета поля излучения используем опять формулы (4.6) и (4.7):

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\text{rot } \mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\varepsilon} \text{rot rot } \mathbf{A}; \\ \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \text{rot rot } \mathbf{F}, \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A} &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \chi[\mathbf{n}, \mathbf{H}] dF; \\ \mathbf{F} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \chi[\mathbf{n}, \mathbf{E}] dF. \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

Так как поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в апертуре встречаются только в векторных произведениях с нормалью  $\mathbf{n}$ , то приходится оперировать с составляющими, расположенными по касательной к апертуре. Если поле в апертуре опре-

деляется по законам геометрической оптики (чем, как правило, ограничивается апертурный метод), то напряженность магнитного поля на поверхности связана с напряженностью электрического поля следующим соотношением:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{Z} [\mathbf{s}, \mathbf{E}]; \quad (4.26)$$

здесь  $\mathbf{s}$  — единичный вектор, совпадающий с направлением распространения излучения, а  $Z$  — сопротивление поля в общем смысле. Однако представления поля (4.24), (4.25) справедливы и в том случае, когда соотношение (4.26) не может быть использовано.

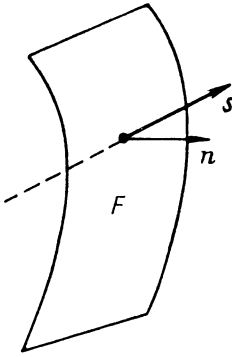


Рис. 4.5. К объяснению апертурного метода.

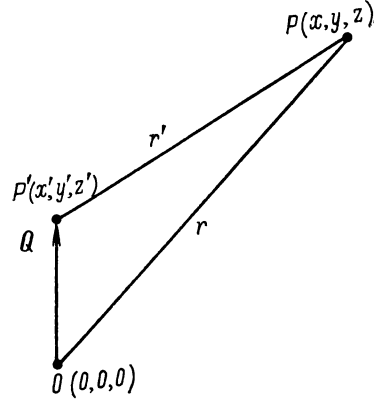


Рис. 4.6. К расчету  $r' - r$ .

Характеристику излучения мы получаем, применяя опять формулу (1.60):

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = jk [\mathbf{r}, \mathbf{F}_0 + Z_{\varepsilon\mu} [\mathbf{r}, \mathbf{A}_0]], \quad (4.27)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} [\mathbf{n}, \mathbf{H}] dF; \\ \mathbf{F}_0 &= -\frac{1}{4\pi} \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} [\mathbf{n}, \mathbf{E}] dF. \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

Применим для  $r' - r$  приближение, справедливое для дальнего поля. Аналитически оно получается следующим образом. Выбирается прямоугольная декартова система координат с началом в точке  $O$  на апертуре  $F$  или вблизи от нее (рис. 4.6). Так как  $r$  — расстояние от точки  $O$  до удаленной точки поля  $P(x, y, z)$ , а  $r'$  — расстояние от точки интегрирования  $P'(x', y', z')$  на  $F$  до  $P(x, y, z)$ , то

$$r' - r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Учитывая лишь первые степени  $x', y', z'$ , получим

$$\begin{aligned} r' - r &= \sqrt{r^2 - 2(xx' + yy' + zz')} - r = \\ &= r \left\{ \sqrt{1 - 2 \frac{xx' + yy' + zz'}{r^2}} - 1 \right\} = \\ &= - \left\{ \frac{x}{r} x' + \frac{y}{r} y' + \frac{z}{r} z' \right\}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Тогда, введя вектор  $\mathbf{Q}$  с началом в  $O$  и концом в  $P'$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{e}_x x' + \mathbf{e}_y y' + \mathbf{e}_z z' \quad (4.30)$$

и представив  $\mathbf{r}$  в виде

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_x \frac{x}{r} + \mathbf{e}_y \frac{y}{r} + \mathbf{e}_z \frac{z}{r},$$

получим

$$\mathbf{r}' - r = -(\mathbf{Q}, \mathbf{r}) = -q(\mathbf{q}, \mathbf{r}); \quad (4.31)$$

здесь  $\mathbf{q}$  — единичный вектор, направленный от  $O$  к  $P'$ , а  $q$  — расстояние  $OP'$ .

Найдем выражения характеристики излучения для некоторых специальных случаев. Положим прежде всего, что для поля в апертуре справедливо

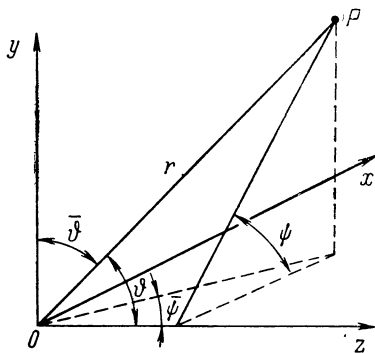


Рис. 4.7. Система координат для представления характеристики излучения.

выражение (4.26), т. е. поле в любой точке апертуры  $F$  может рассматриваться как плоская волна, и что, кроме того, направление распространения волн  $\mathbf{s}$  совпадает с нормалью  $\mathbf{n}$  к поверхности. Это предположение означает, что апертура представляет собой поверхность постоянной фазы проходящей волны. Апертура не обязательно должна быть плоской. При  $\mathbf{s} = \mathbf{n}$

$$[\mathbf{n}, [\mathbf{s}, \mathbf{E}]] = [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{E}]] = -\mathbf{E},$$

так как  $\mathbf{E}$  перпендикулярно к  $\mathbf{n}$ . Тем самым, если подставить  $Z_{\text{вм}} = Z_0$ , после несложных преобразований для характеристики излучения (4.27) с использованием (4.28) получаем следующее выражение:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \int_{(F)} e^{-jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} \left[ \mathbf{n} + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{E} \right] dF \right]. \quad (4.32)$$

Если апертура представляет собой часть плоской поверхности, которая совпадает с фазовой поверхностью проходящего излучения, то выражение (4.32) можно упростить. В этом случае  $\mathbf{n}$  постоянно, так что характеристику излучения можно представить в виде

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{n} + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{N} \right] \right], \quad (4.33)$$

где

$$\mathbf{N} = \int_{(F)} \mathbf{E} e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} dF. \quad (4.34)$$

Введем специальную систему координат, предположив, что плоскость апертуры совпадает с плоскостью  $xy$  этой системы. Пусть интегрирование проводится как в декартовых координатах  $x', y'$ , так и в плоских полярных координатах  $\varrho, \psi'$ , которые связаны друг с другом следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \varrho \cos \psi'; \\ y' &= \varrho \sin \psi'; \end{aligned} \right\} \quad (4.35)$$



причем

$$dF = dx' dy' = \varrho d\varrho d\psi'. \quad (4.36)$$

Для представления поля используем прежде всего системы координат  $r, \vartheta, \psi$  и  $r, \bar{\vartheta}, \bar{\psi}$ , связанные с декартовыми координатами  $x, y, z$  следующим образом (рис. 4.7):

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \psi \sin \vartheta = r \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta}; \\ y &= r \sin \psi \sin \vartheta = r \cos \bar{\vartheta}; \\ z &= r \cos \vartheta = r \cos \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta}. \end{aligned} \right\} \quad (4.37)$$

Тогда

$$\begin{aligned} -(r' - r) &= q(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = (x' \cos \psi + y' \sin \psi) \sin \vartheta = \\ &= x' \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Тем самым для  $\mathbf{N}$  получаются следующие четыре представления:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{N} &= \int_{x'_1}^{x'_2} \int_{y'_1}^{y'_2} \mathbf{E}(x', y') e^{jk(x' \cos \psi + y' \sin \psi) \sin \vartheta} dx' dy'; \\ \mathbf{N} &= \int_{x'_1}^{x'_2} \int_{y'_1}^{y'_2} \mathbf{E}(x', y') e^{jk(x' \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta})} dx' dy'; \\ \mathbf{N} &= \int_{\psi'_1}^{\psi'_2} \int_{\varrho_1}^{\varrho_2} \mathbf{E}(\varrho, \psi') e^{jk(x' \cos \psi + y' \sin \psi) \sin \vartheta} \varrho d\varrho d\psi'; \\ \mathbf{N} &= \int_{\psi'_1}^{\psi'_2} \int_{\varrho_1}^{\varrho_2} \mathbf{E}(\varrho, \psi') e^{jk(x' \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta})} \varrho d\varrho d\psi'. \end{aligned} \right\} \quad (4.39)$$

Профиль апертуры определяется в декартовых координатах уравнениями  $y' = y'_1(x')$  и  $y' = y'_2(x')$  в пределах от  $x'_1$  до  $x'_2$ , а в полярных координатах — уравнениями  $\varrho = \varrho_1(\psi')$  и  $\varrho = \varrho_2(\psi')$  в пределах от  $\bar{\psi}'_1$  до  $\bar{\psi}'_2$ .

Если поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{N}$  в апертуре разложить по декартовым координатам

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x E_x + \mathbf{e}_y E_y; \\ \mathbf{N} &= \mathbf{e}_x N_x + \mathbf{e}_y N_y \end{aligned} \right\} \quad (4.40)$$

и подставить в (4.33)

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_x \cos \psi \sin \vartheta + \mathbf{e}_y \sin \psi \sin \vartheta + \mathbf{e}_z \cos \vartheta,$$

то для характеристики излучения в координатах  $\vartheta, \psi$  получается выражение

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \{ \mathbf{e}_\vartheta E_{0\vartheta} + \mathbf{e}_\psi E_{0\psi} \}, \quad (4.41)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0\vartheta} &= -(N_x c_\psi + N_y s_\psi) \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} c_\vartheta \right); \\ E_{0\psi} &= (N_x s_\psi - N_y c_\psi) \left( c_\vartheta + \frac{Z_0}{Z} \right); \end{aligned} \right\} \quad (4.42)$$

при этом для сокращения введены обозначения

$$\cos \vartheta = c_\vartheta; \quad \sin \vartheta = s_\vartheta; \quad \cos \psi = c_\psi; \quad \sin \psi = s_\psi.$$

При различных значениях угла  $\psi$  получаются самые различные диаграммы излучения. Если, например, подставить в (4.42) в качестве  $\psi$  постоянное значение, то получаются диаграммы излучения в соответствующей плоскости, зависящие от  $\vartheta$  ( $-\pi/2 \leq \vartheta \leq \pi/2$ ).  $E_{0\vartheta}$  является составляющей, поляризованной в указанной плоскости, а  $E_{0\psi}$  — составляющей, поляризованной перпендикулярно к этой плоскости.

Если считать плоскость  $\psi = 0$  горизонтальной, а плоскость  $\psi = \pi/2$  вертикальной, то получаем:

для диаграммы в горизонтальной плоскости горизонтально поляризованной составляющей

$$[E_{0\vartheta}]_{\psi=0} = -N_x^{(0)} \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} \cos \vartheta \right); \quad (4.43)$$

для диаграммы в горизонтальной плоскости вертикально поляризованной составляющей

$$[E_{0\psi}]_{\psi=0} = -N_y^{(0)} \left( \frac{Z_0}{Z} + \cos \vartheta \right); \quad (4.44)$$

для диаграммы в вертикальной плоскости горизонтально поляризованной составляющей

$$[E_{0\psi}]_{\psi=\pi/2} = N_x^{(\pi/2)} \left( \frac{Z_0}{Z} + \cos \vartheta \right); \quad (4.45)$$

для диаграммы в вертикальной плоскости вертикально поляризованной составляющей

$$[E_{0\vartheta}]_{\psi=\pi/2} = -N_y^{(\pi/2)} \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} \cos \vartheta \right). \quad (4.45a)$$

При этом

$$\left. \begin{aligned} N_x^{(0)} &= \int_{(F)} E_x e^{jkx' \sin \vartheta} dF = \int_{x'=x'_1}^{x'_2} e^{jkx' \sin \vartheta} \int_{y'=y'_1(x')}^{y'_2(x')} E_x(x', y') dy' dx'; \\ N_x^{(\pi/2)} &= \int_{(F)} E_x e^{jky' \sin \vartheta} dF = \int_{y'=y'_1}^{y'_2} e^{jky' \sin \vartheta} \int_{x'=x'_1(y')}^{x'_2(y')} E_x(x', y') dx' dy'. \end{aligned} \right\} \quad (4.46)$$

В выражениях для  $N_y^{(0)}$  и  $N_y^{(\pi/2)}$  под знаком интеграла  $E_x$  необходимо заменить на  $E_y$ . Если ввести координаты  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{\psi}$ , то после преобразования получаем следующие выражения для характеристики излучения:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \{ \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} E_{0\bar{\vartheta}} + \mathbf{e}_{\bar{\psi}} E_{0\bar{\psi}} \}, \quad (4.47)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0\bar{\vartheta}} &= -N_x \frac{Z_0}{Z} s_{\bar{\psi}} c_{\bar{\vartheta}} + N_y \left( c_{\bar{\psi}} + \frac{Z_0}{Z} s_{\bar{\vartheta}} \right); \\ E_{0\bar{\psi}} &= -N_x \left( s_{\bar{\vartheta}} + \frac{Z_0}{Z} c_{\bar{\psi}} \right) - N_y s_{\bar{\psi}} c_{\bar{\vartheta}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.48)$$

В выражениях (4.48) приняты следующие обозначения:

$$c_{\bar{\vartheta}} = \cos \bar{\vartheta}; \quad s_{\bar{\vartheta}} = \sin \bar{\vartheta}; \quad c_{\bar{\psi}} = \cos \bar{\psi}; \quad s_{\bar{\psi}} = \sin \bar{\psi}.$$

Задаваясь разными значениями угла, получаем различные диаграммы излучения.

Выражения (4.43)—(4.48) являются точными для характеристики излучения раскрыва  $F$  в плоском полностью поглощающем экране. При этом апертура  $F$  возбуждается перпендикулярно падающей плоской волной.

Если поляризация поля в апертуре  $F$  постоянна, то в выражении (4.34)  $\mathbf{E}$  может быть представлено в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(P') = |\mathbf{E}(P')| \mathbf{P} = A(P') \mathbf{P}, \quad (4.49)$$

где  $\mathbf{P}$  — постоянный вектор поляризации. При постоянстве поляризации синфазного поля, проходящего через плоскую апертуру, характеристика излучения в соответствии с выводами раздела 1.3.2 может быть представлена в виде произведения одиночной и групповой характеристик:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0^{(g)}(\mathbf{r}). \quad (4.50)$$

При этом одиночная характеристика описывается выражением

$$\mathbf{E}_0^{(g)}(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{n} + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{P} \right] \right], \quad (4.51)$$

а групповая характеристика

$$E_0^{(g)} = \int_{(F)} A(P') e^{-jk(r'-r)} dF, \quad (4.52)$$

где  $A(P')$  вещественно [см., однако, замечание в конце этого раздела и уравнение (4.60)]. В соответствии с формулами (4.41) и (4.47) одиночную характеристику можно выразить в координатах  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{\psi}$  или  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{\psi}$ . При этом, если вектор поляризации записывается в виде

$$\mathbf{P} = \mathbf{e}_x P_x + \mathbf{e}_y P_y, \quad (4.53)$$

то  $N_x$  необходимо заменить на  $P_x$ , а  $N_y$  на  $P_y$ .

В координатах  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{\psi}$  для одиночной характеристики справедливо следующее выражение:

$$\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} \{ \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} E_{0\bar{\vartheta}}^{(e)} + \mathbf{e}_{\bar{\psi}} E_{0\bar{\psi}}^{(e)} \}, \quad (4.54)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0\bar{\vartheta}}^{(e)} &= P_x \frac{Z_0}{Z} s_{\bar{\psi}} c_{\bar{\vartheta}} - P_y \left( c_{\bar{\psi}} + \frac{Z_0}{Z} s_{\bar{\vartheta}} \right); \\ E_{0\bar{\psi}}^{(e)} &= P_x \left( s_{\bar{\vartheta}} + \frac{Z_0}{Z} c_{\bar{\psi}} \right) + P_y s_{\bar{\psi}} c_{\bar{\vartheta}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.55)$$

С помощью этого представления можно легко оценить степень отличия поляризации в дальнем поле от существующей в апертуре постоянной поляризации. При этом целесообразно, учитывая особенности системы

координат, составляющую  $E_{0\bar{\varphi}}$  в дальней зоне поставить в соответствие с составляющей  $E_x$  в апертуре, а составляющую  $E_{0\bar{\psi}}$  — с составляющей  $E_y$ . Как следует из формул (4.55), соотношения

$$E_{0\bar{\varphi}}^{(e)} \sim -P_y; \quad E_{0\bar{\psi}}^{(e)} \sim P_x \quad (4.56)$$

имеют место лишь при  $\bar{\varphi} = \pi/2$ ,  $\bar{\psi} = 0$ , т. е., вообще говоря, излучение поляризовано только в направлении, перпендикулярном к  $F$ . Однако в случае  $Z = Z_0$ , представляющем значительный интерес, соотношения (4.56) выполняются для обеих главных плоскостей  $\bar{\varphi} = \pi/2$  и  $\bar{\psi} = 0$  системы координат, взятой за основу. Поскольку последнее имеет место и в том случае, когда апертура вместе со своим распределением поля произвольно вращается вокруг оси  $z$ , из этого следует, что поляризация в любой плоскости, проходящей через ось  $z$ , остается неизменной, если систему координат выбирать соответствующим образом, а сохранение поляризации понимать в указанном выше смысле.

В заключение рассмотрим случай плоской апертуры, когда фаза возбуждающего поля не обязательно постоянна. К этому случаю можно прийти, рассматривая выражения (4.27) и (4.28). Предположим, что апертура опять расположена в плоскости  $xy$ , что позволяет принять

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}_z.$$

Пусть, далее, напряженность электрического поля в апертуре представляется выражением

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 e^{j\varphi},$$

причем зависимость амплитуды и поляризации от координат точки выражается уравнением  $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1(x', y')$ , а фазовая зависимость — уравнением  $\varphi = \varphi(x', y')$ . Если  $\mathbf{s}$ , как и раньше, представляет единичный вектор, совпадающий с направлением излучения, проходящего через апертуру, то справедливо выражение

$$\mathbf{s} = -\frac{1}{k} \text{grad } \varphi. \quad (4.57)$$

Характеристику излучения можно получить из (4.27) и (4.28), используя (4.26), в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \frac{Z_0}{Z} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{e}_z, \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} [\mathbf{s}, \mathbf{E}] dF \right] \right] - \right. \\ \left. - \left[ \mathbf{e}_z, \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} \mathbf{E} dF \right] \right]. \end{aligned} \quad (4.58)$$

Если в (4.58) положить  $\mathbf{s} = \mathbf{e}_z$  (плоская волна в направлении  $z$ ) и вместе с тем не учитывать взаимосвязи между направлением распространения и изменением фазы вдоль апертуры [формула (4.57)], то

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \frac{Z_0}{Z} \left[ \mathbf{r}, - \int_{(F)} \mathbf{E}_{tr} e^{-jk(r'-r)} dF \right] - \right. \\ \left. - \left[ \mathbf{e}_z, \int_{(F)} \mathbf{E} e^{-jk(r'-r)} dF \right] \right] = \\ = \frac{jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{e}_z + \mathbf{r} \frac{Z_0}{Z}, \int_{(F)} \mathbf{E}_{tr} e^{-jk(r'-r)} dF \right] \right]. \end{aligned} \quad (4.59)$$

Поле  $\mathbf{E}_{tr}$  в апертуре теперь имеет постоянную поляризацию с амплитудой  $A$  ( $P'$ ), которая, вообще говоря, комплексна:

$$\mathbf{E}_{tr} = A (P') \mathbf{P}. \quad (4.60)$$

В этом случае характеристику излучения можно разложить на одностороннюю и групповую, в результате чего получаются выражения (4.50)—(4.52). Это справедливо в указанном смысле (без учета зависимости между направлением распространения возбуждающей волны и изменением фазы в апертуре), а следовательно и для несинфазного возбуждения, если предполагать поляризацию постоянной.

#### 4.2.4. Метод геометрической оптики

В методе геометрической оптики рассматриваются траектории лучей распространения электромагнитной энергии. При этом теряются многие особенности распределения излучения (главным образом у антенн, которые фокусируют в одном направлении). Применение этого метода целесообразно лишь в том случае, если размеры антенны велики по сравнению с длиной волны, а ее диаграмма излучения имеет специальный вид, отличный от простой диаграммы, характерной для направленных антенн. Этот метод не следует применять для антенн, излучение которых может быть определено по распределению поля на плоской апертуре с синфазным распределением. В этом случае все лучи параллельны, так что характеристика излучения, определенная методом геометрической оптики, оказывается отличной от нуля только в этом направлении.

При применении метода геометрической оптики первичный источник обычно предполагается идеально точечным или линейным, а при необходимости идеализируется иным образом.

Ход лучей от первичного источника, отражение от идеально проводящей поверхности или преломление в среде, обладающей малыми потерями, рассматриваются согласно принципам геометрической оптики; иными словами, в случае отражения предполагается, что оно происходит таким образом, как если бы плоская волна отражалась от идеально проводящей плоскости, касательной к отражающей поверхности в соответствующей точке (справедливость закона зеркального отражения). В случае преломления предполагается справедливость закона преломления, который строго выполняется для плоской электромагнитной волны при ее падении на границу раздела двух сред, не имеющих потерь.

Если поверхности постоянной фазы заданы уравнением  $\varphi(x, y, z) = \text{const}$ , то согласно (4.57) вектор излучения определяется выражением

$$\mathbf{s} = -\frac{1}{k} \text{grad } \varphi, \quad (4.61)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n = k_0 n;$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}.$$

После скалярного умножения на  $\mathbf{s}$  получаем дифференциальное уравнение волновых поверхностей

$$(\text{grad } \varphi)^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 = k^2 = k_0^2 n^2. \quad (4.62)$$

В однородной среде лучи представляют собой прямые линии.

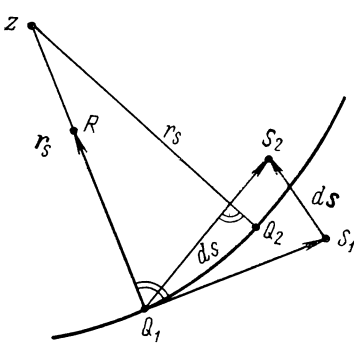
Что касается свойств лучей в неоднородной среде, то, предполагая изменение коэффициента преломления на расстоянии порядка длины волны незначительным, можно считать, что уравнение (4.61) выполняется, причем теперь  $k = k_0 n$  зависит от координат точки.

Если  $ds$  — элемент траектории луча, то

$$\frac{ds}{ds} = (\mathbf{s}, \text{grad}) \mathbf{s} = -[\mathbf{s}, \text{rot } \mathbf{s}]. \quad (4.63)$$

Для определения кривизны луча применяем понятие о радиусе кривизны  $r_s$  в соприкасающейся плоскости.

На рис. 4.8  $r_s = ZQ_1 = ZQ_2$ , где  $Q_1$  и  $Q_2$  — смежные точки на криволинейном луче. Единичный вектор, совпадающий с направлением от точки  $Q_1$  к центру кривизны  $Z$ , обозначим через  $\mathbf{r}_s$ . Согласно рис. 4.8



$$\frac{S_1 S_2}{Q_1 Q_2} = \frac{Q_1 S_1}{Q_1 Z} = \frac{Q_1 R}{Q_1 Z}.$$

Так как векторы  $\mathbf{r}_s$  и  $d\mathbf{s}$  в предельном случае при  $Q_2 \rightarrow Q_1$  параллельны, выполняется равенство

$$\frac{\mathbf{r}_s}{r_s} = \frac{d\mathbf{s}}{ds}. \quad (4.64)$$

Если подставить сюда  $\frac{d\mathbf{s}}{ds}$  из уравнения (4.63) и умножить обе части скалярно на  $\mathbf{r}_s$ , то получим (после использования коммутативного закона смешанного произведения)

$$\frac{1}{r_s} = -([\mathbf{r}_s, \mathbf{s}], \text{rot } \mathbf{s}).$$

Теперь

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{s} &= -\text{rot} \left( \frac{1}{k} \text{grad } \varphi \right) = -\left[ \text{grad} \left( \frac{1}{k} \right), \text{grad } \varphi \right] = \\ &= k \left[ \text{grad} \left( \frac{1}{k} \right), \mathbf{s} \right], \end{aligned}$$

так что получаем

$$\frac{1}{r_s} = -k ([\mathbf{r}_s, \mathbf{s}], \left[ \text{grad} \left( \frac{1}{k} \right), \mathbf{s} \right]) = -k \left( \mathbf{r}_s, \text{grad} \left( \frac{1}{k} \right) \right).$$

При этом было использовано векторное тождество

$$([\mathbf{A}, \mathbf{B}], [\mathbf{C}, \mathbf{D}]) = (\mathbf{A}, \mathbf{C})(\mathbf{B}, \mathbf{D}) - (\mathbf{A}, \mathbf{D})(\mathbf{B}, \mathbf{C})$$

с учетом, что векторы  $\mathbf{r}_s$  и  $\mathbf{s}$  перпендикулярны друг другу, а следовательно,  $(\mathbf{r}_s, \mathbf{s})$  равно нулю.

Принимая во внимание, что

$$\begin{aligned} \text{grad} \left( \frac{1}{k} \right) &= -\frac{1}{k} \text{grad} (\ln k) = -\frac{1}{k} \text{grad} (\ln k_0 + \ln n) = \\ &= -\frac{1}{k} \text{grad} (\ln n), \end{aligned}$$

окончательно получим

$$\frac{1}{r_s} = (\mathbf{r}_s, \text{grad} (\ln n)). \quad (4.65)$$

Поскольку  $r_s$  положительно, то это же справедливо и для скалярного произведения, т. е. проекция  $\text{grad}(\ln n)$  на радиус кривизны положительна (в направлении к центру кривизны). Следовательно, коэффициент преломления увеличивается в направлении  $r_s$  или, иначе говоря, лучи искривляются в направлении возрастания показателя преломления.

Сведения о плотности потока излучения или, соответственно, о напряженности поля вдоль луча можно получить, если рассматривать трубку переменного сечения, ограниченную соседними лучами (представление потока энергии по аналогии с гидродинамикой). Так как мощность излучения в любом поперечном сечении одинакова, то плотности излучения  $S_1$  и  $S_2$  в поперечных сечениях  $dF_1$  и  $dF_2$  (рис. 4.9) обратно пропорциональны соответствующим площадям поперечных сечений:

$$S_1 dF_1 = S_2 dF_2. \quad (4.66)$$

В это выражение, пользуясь уравнением

$$S_v = \frac{1}{2} \frac{|E_v|^2}{Z_{e_v \mu_v}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_v}{\mu_v}} |E_v|^2,$$

можно ввести значения напряженности электрического поля. В том случае, если  $\mu$  не зависит от места, то

$$\frac{Z_{\epsilon_1 \mu_1}}{Z_{\epsilon_2 \mu_2}} = \frac{n_2}{n_1},$$

в результате чего выражение (4.66) принимает вид

$$n_1 |E_1|^2 dF_1 = n_2 |E_2|^2 dF_2. \quad (4.67)$$

Для однородной среды справедливо равенство

$$|E_1|^2 dF_1 = |E_2|^2 dF_2. \quad (4.68)$$

В этом случае лучи представляют собой прямые линии, и это дает возможность вывести простое соотношение между поперечными сечениями или, соответственно, напряженностями поля. Пусть  $dF_1$  — бесконечно малое поперечное сечение на фазовой поверхности  $\varphi_1$ . Из дифференциальной геометрии известно, что любая поверхность в окрестности регулярной точки  $Q$  в первом приближении ведет себя как поверхность второго порядка в ее вершине, т. е. при надлежащем выборе декартовой прямоугольной системы координат  $\xi, \eta, \zeta$  с началом в точке  $Q$  и направлением нормали  $\zeta$  разложение элемента поверхности в окрестности точки  $Q$  в ряд Тейлора имеет вид

$$\zeta = - \left\{ \frac{\xi^2}{2\varrho_1} + \frac{\eta^2}{2\varrho_2} \right\} + \dots$$

Здесь  $\varrho_1$  и  $\varrho_2$  являются главными радиусами кривизны поверхности в точке  $Q$ . Если оба радиуса положительны, то в обеих плоскостях симметрии они идентичны радиусам кривизны соприкасающегося в точке  $Q$  эллипсоида.

Рассмотрим вторую фазовую поверхность, расположенную на расстоянии  $r$  от первой, с поперечным сечением  $dF_2$ , соответствующим  $dF_1$ . Как видно из рис. 4.9, для двух соответствующих линейных размеров  $l_1$  на  $dF_1$  и  $l_2$  на  $dF_2$  в плоскости, определяемой  $\varrho_1$  и точкой  $Q$ , выполняется следующая пропорция:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{\varrho_1 + r}{\varrho_1}.$$

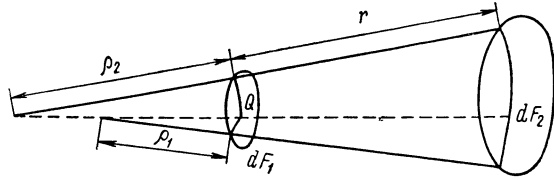


Рис. 4.9. К объяснению изменения плотности потока излучения вдоль луча.

Соответствующее соотношение для линейных размеров имеет место и в другой плоскости кривизны. Можно показать, что отношение площадей поперечных сечений равно произведению обоих отношений:

$$dF_2 = \frac{(\varrho_1 + r)(\varrho_2 + r)}{\varrho_1 \varrho_2} dF_1.$$

Если подставить это выражение в (4.68), то получим

$$|E_2|^2 = \frac{\varrho_1 \varrho_2}{(\varrho_1 + r)(\varrho_2 + r)} |E_1|^2. \quad (4.69)$$

Если один из радиусов главной кривизны, например  $\varrho_2$ , бесконечен, т. е. лучи в этой плоскости сфокусированы, то справедливо выражение

$$|E_2|^2 = \frac{\varrho_1}{\varrho_1 + r} |E_1|^2, \quad (4.70)$$

а при  $r \gg \varrho_1$

$$|E_2|^2 = \frac{\varrho_1}{r} |E_1|^2. \quad (4.71)$$

Если  $\varrho_1$  и  $\varrho_2$  конечны, то для дальнего поля ( $r \gg \varrho_1$ ,  $r \gg \varrho_2$ ) справедливо уравнение

$$|E_2|^2 = \frac{\varrho_1 \varrho_2}{r^2} |E_1|^2. \quad (4.72)$$

#### 4.2.5. Принцип стационарной фазы

Формула (4.32) описывает характеристику излучения и тем самым поле в области излучения синфазно возбуждаемой, но не обязательно плоской апертуры. Если разложить выражение для характеристики излучения на составляющие в заданной системе координат, то они для любого выбранного направления  $\mathbf{r}$  в основном определяются интегралами вида

$$I(k) = \int_{(F)} A(P') e^{-ikr'} dF; \quad (4.73)$$

$A(P')$  означает амплитуду волны или, соответственно, составляющую поля в точке  $P'$  на поверхности,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число, а  $r'$  — расстояние от  $P'$  до точки  $P$ , в которой определяется поле (рис. 4.10).

В скалярном представлении формула (4.73) является математическим выражением принципа Гюйгенса, согласно которому каждую точку волнового фронта можно рассматривать как элементарный излучатель, а поле в точке  $P$  представляет собой сумму сферических волн, создаваемых этими элементарными излучателями. Ограничимся случаем, когда поверхность  $F$  или, соответственно, волновой фронт, как показано на рис. 4.10, искривлен и обращен выпуклостью в направлении распространения. Тогда, поскольку  $\lambda \ll r'$ , показатель степени  $kr'$  в (4.73) меняется с изменением  $P'$  очень быстро; исключение составляет лишь непосредственная окрестность точки  $P'_0$ , где  $r'$  достигает минимума или, как принято говорить, где фаза стационарна. Амплитуда  $A(P')$  при изменении  $P'$ , напротив, изменяется относительно медленно. Так как вещественная и мнимая части показательной функции

$$e^{-ikr'} = \cos(kr') - j \sin(kr')$$

при  $\lambda \ll r'$  с изменением  $r'$  очень быстро осциллируют, в то время как амплитуда в течение периода осцилляции остается практически постоян-



ной, вклады от смежных участков интегрирования практически взаимно уничтожаются, за исключением вклада, вносимого в непосредственной близости от  $P'_0$ . Это выполняется тем точнее, чем меньше  $\lambda$ . Таким образом, из принципа Гюйгенса, описываемого уравнением (4.73), для пренебрежимо малых длин волн можно точно вывести выражение (4.69) или (4.72) (см. [А 35, стр. 122]). Метод, при котором для длин волн, стремящихся к нулю, напряженность поля в точке  $P$  определяется лишь напряженностью поля в непосредственной окрестности точки  $P'_0$ , называется принципом стационарной фазы. Принцип стационарной фазы можно рассматривать как связующее звено между апертурным методом и методом геометрической оптики.

Точное обоснование метода стационарной фазы мы приведем лишь для одномерного случая. Для этого рассмотрим обобщенный интеграл

$$F(\beta) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} f(\eta) e^{-i\beta h(\eta)} d\eta \quad (4.74)$$

(обозначения аналогичны общепринятым в литературе).

Пусть  $f(\eta)$  соответствует амплитудному распределению поля вдоль волнового фронта и согласно предположению изменяется медленно. Пусть, кроме того, волновой фронт обращен выпуклостью по направлению распространения, и точка  $P'_0$ , в которой фаза стационарна, соответствует значению  $\eta = \eta_0$ :  $h(\eta) > h(\eta_0)$  для  $\eta \neq \eta_0$ ;  $h'(\eta) = 0$  только для  $\eta = \eta_0$ .

В нашем обозначении  $\beta$  равно волновому числу  $k = 2\pi/\lambda$ .

Необходимо вывести асимптотическое выражение для  $F(\beta)$  при  $\beta \rightarrow \infty$ , т. е. с физической точки зрения получить значение поля в точке  $P$  при пренебрежимо малых значениях длины волны.

Для решения этой задачи введем

$$t = \mp \sqrt{h(\eta) - h(\eta_0)}, \quad (4.75)$$

причем знак минус справедлив для  $\eta < \eta_0$ , а знак плюс — для  $\eta > \eta_0$ .

Тогда (4.74) переписывается в виде

$$F(\beta) = e^{-i\beta h(\eta_0)} \int_{t_1}^{t_2} \varphi(t) e^{-i\beta t^2} dt, \quad (4.76)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \varphi(t) &= f(\eta) \frac{d\eta}{dt}; \\ t_{1,2} &= \mp \sqrt{h(\eta_{1,2}) - h(\eta_0)}. \end{aligned} \right\} \quad (4.77)$$

В (4.76)  $\beta$  входит в явном виде, т. е. существующие величины и функции не охватываются предельным переходом, который должен быть проведен. Из (4.75) следует:

$$\frac{dt}{d\eta} = \frac{h'(\eta)}{2t}$$

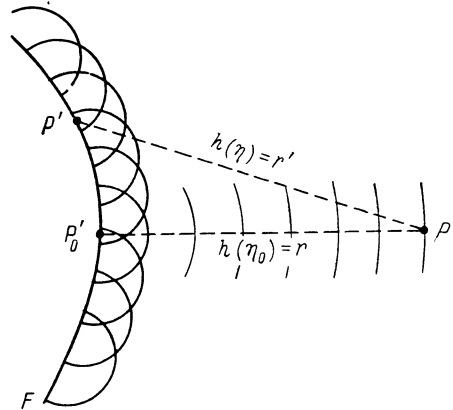


Рис. 4.10. К обоснованию принципа стационарной фазы.

и далее

$$\left[ \frac{dt}{d\eta} \right]_{t=0} = \lim_{t \rightarrow 0} \left\{ \frac{h'( \eta )}{2t} \right\} = \lim_{t \rightarrow 0} \left\{ \frac{h''( \eta ) \frac{d\eta}{dt}}{2} \right\} = \frac{h''( \eta_0 )}{2} \left[ \frac{d\eta}{dt} \right]_{t=0}.$$

Следовательно,

$$\left[ \frac{d\eta}{dt} \right]_{t=0} = \sqrt{\frac{2}{h''( \eta_0 )}}$$

и

$$\varphi(0) = f( \eta_0 ) \sqrt{\frac{2}{h''( \eta_0 )}}. \quad (4.78)$$

Согласно этому функция  $\varphi(t)$  при  $t = 0$  регулярна [предполагается, что  $h''( \eta_0 ) \neq 0$ ] и может быть разложена в этой точке в ряд Тейлора:

$$\varphi(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} t^{\nu} \frac{\varphi^{(\nu)}(0)}{\nu!};$$

$$\varphi^{(0)}(0) = \varphi(0); \quad \varphi^{(1)}(0) = [\varphi'(t)]_{t=0}; \dots$$

Тем самым получаем следующее выражение для  $F(\beta)$ :

$$F(\beta) = e^{-i\beta h( \eta_0 )} \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\varphi^{(\nu)}(0)}{\nu!} I_{\nu}, \quad (4.79)$$

где

$$I_{\nu} = \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \int_{t_1}^{t_2} t^{\nu} e^{-i\beta t^2} dt. \quad (4.80)$$

Интегрированием по частям получаем следующую рекуррентную формулу:

$$I_{\nu+2} = \frac{j}{\sqrt{2\pi\beta}} \left\{ t_2^{\nu+1} e^{-i\beta t_2^2} - t_1^{\nu+1} e^{-i\beta t_1^2} \right\} + \frac{\nu+1}{2j\beta} I_{\nu} \quad (\nu \geq 0).$$

Далее справедливо

$$I_0 = C \left( t_2 \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \right) + C \left( |t_1| \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \right) - j \left[ S \left( t_2 \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \right) + S \left( |t_1| \sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} \right) \right];$$

$$I_1 = \frac{j}{\sqrt{2\pi\beta}} \left\{ e^{-i\beta t_2^2} - e^{-i\beta t_1^2} \right\};$$

здесь  $C$  и  $S$  — интегралы Френеля (например, [В 3, стр. 35]).

Это представление  $I_{\nu}$  показывает, что любое  $I_{\nu}$  для  $\nu \geq 1$  при неограниченном возрастании  $\beta$  стремится к нулю как  $1/\sqrt{\beta}$ , в то время как

$$[I_0]_{\beta \rightarrow \infty} = 1 + j, \quad (4.81)$$

так как  $C(\infty) = S(\infty) = 1/2$ . Следовательно, асимптотический вид уравнения (4.79) при неограниченном возрастании  $\beta$  можно получить, учитывая в сумме лишь член с  $\nu = 0$ .

С помощью формул (4.78) и (4.81) находим

$$F(\beta) = (1 + j) e^{-j\beta h(\eta_0)} f(\eta_0) \sqrt{\frac{\pi}{\beta h'(\eta_0)}}. \quad (4.82)$$

Тем самым получено искомое выражение. Интеграл в (4.74) в предположении, что  $\beta \gg 1$ , оказался представленным через значения функций  $f(\eta)$  и  $h(\eta)$ , а также вторую производную функции  $h(\eta)$  в точке  $\eta_0$ , где фаза стационарна.

### 4.3. Поле в апертуре и поле излучения

#### 4.3.1. Усиление поверхностной антенны

Для вывода общих закономерностей, характеризующих процесс излучения поверхностных антенн (за исключением антенн специальной формы), необходимо принять за основу модель, удовлетворяющую всем поверхностным антеннам и содержащую отличительные признаки, определяющие распределение излучения. В качестве такой модели предлагается апертура, возбуждаемая электромагнитным полем. В дальнейшем мы будем (за немногими исключениями) представлять антенну плоской апертурой и именно так рассматривать все поверхностные антенны, имея в виду те антенны, свойства излучения которых могут быть описаны с помощью распределения поля на плоской части поверхности.

Прежде всего выведем формулы для усиления поверхностной антенны при различных специальных допущениях. Если  $P_s$  — полная мощность, излучаемая антенной, и  $P(\mathbf{r})$  — интенсивность излучения в направлении  $\mathbf{r}$ , то, как известно, усиление антенны в направлении  $\mathbf{r}$  выражается формулой

$$G = 4\pi \frac{P(\mathbf{r})}{P_s}, \quad (4.83)$$

причем  $P(\mathbf{r})$  с помощью формулы

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{2Z_0} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 \quad (4.84)$$

можно свести к характеристике излучения. В то время как в разделе 1.5.2 мы определяли мощность излучения  $P_s$  интегрированием по бесконечно удаленной сфере, здесь мы рассматриваем  $P_s$  как полный поток мощности через апертуру, т. е. интегрируем нормальную составляющую вектора Пойнтинга по апертуре  $F$ :

$$P_s = \int_{(F)} (\mathbf{S}, \mathbf{n}) dF = \frac{1}{2Z} \int_{(F)} |E|^2(\mathbf{s}, \mathbf{n}) dF; \quad (4.85)$$

здесь  $\mathbf{s}$  — опять вектор, совпадающий с направлением излучения [см. формулу (4.61)], и  $Z$  — волновое сопротивление в общем смысле, т. е. отношение значений напряженностей электрического и магнитного полей. Для характеристики излучения справедливо выражение (4.27) с учетом (4.28).

Если апертура совпадает с поверхностью равных фаз проходящей волны, т. е. имеет место равенство  $\mathbf{s} = \mathbf{n}$ , то, применяя (4.32), для характеристики излучения получаем

$$G = \frac{\pi}{\lambda^2} \frac{Z}{Z_0} \frac{\left| \int_{(F)} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{n} + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{E} \right] \right] dF \right|^2}{\int_{(F)} |E|^2 dF}. \quad (4.86)$$

При этом апертура  $F$  не обязательно должна быть плоской.

В случае плоской апертуры, о которой пойдет речь в дальнейшем, можно было бы считать

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}_z,$$

т. е. что апертура расположена в плоскости  $xy$ . Определим усиление в направлении, перпендикулярном к апертуре, т. е. полагаем также

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_z.$$

Для характеристики излучения при замене  $\mathbf{r}$  на  $\mathbf{e}_z$  справедлива формула (4.59). Далее (если принять за основу, например, систему координат  $r, \vartheta, \psi$ ) согласно выражению (4.38)

$$r' - r = 0,$$

так как направление  $\mathbf{e}_z$  определяется значением  $\vartheta = 0$ . Таким образом, экспоненциальная функция под интегралом становится равной единице. Так как

$$[\mathbf{e}_z, [\mathbf{e}_z, \mathbf{A}]] = (\mathbf{e}_z, \mathbf{A}) \mathbf{e}_z - \mathbf{A} = -\mathbf{A} + \mathbf{e}_z \mathbf{A}_z = -\mathbf{A}_{tr}, \quad (4.87)$$

то выражение (4.59) упрощается следующим образом:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{e}_z) = \frac{jk}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ \mathbf{E}_{tr} - \frac{Z_0}{Z} [\mathbf{e}_z, [\mathbf{s}, \mathbf{E}]] \right\} dF. \quad (4.88)$$

В дальнейшем мы полагаем, что вдоль апертуры фаза изменяется незначительно или, соответственно, что у вектора излучения

$$\begin{aligned} \mathbf{s} &= -\frac{1}{k} \text{grad } \varphi = -\frac{1}{k} \left\{ \mathbf{e}_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\} = \\ &= \mathbf{e}_x \varepsilon_x + \mathbf{e}_y \varepsilon_y + \mathbf{e}_z s_z \end{aligned}$$

составляющие по осям  $x$  и  $y$  по абсолютной величине значительно меньше единицы:

$$|\varepsilon_x| = \frac{1}{k} \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| \ll 1; \quad |\varepsilon_y| = \frac{1}{k} \left| \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right| \ll 1.$$

Так как вектор напряженности электрического поля перпендикулярен  $\mathbf{s}$ , то равным образом справедливо

$$|E_z| \ll |\mathbf{E}_{tr}|.$$

Будем учитывать малые величины, степень которых не превышает второй. При этом условии

$$s_z = \sqrt{1 - \varepsilon_x^2 - \varepsilon_y^2} = 1 - \frac{\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2}{2}.$$

Далее, если пренебречь всеми произведениями, содержащими три или более малых множителя, получаем

$$[\mathbf{e}_z, [\mathbf{s}, \mathbf{E}]] = -s_z \mathbf{E}_{tr} + E_z \mathbf{s}_{tr},$$

где

$$\mathbf{E}_{tr} = \mathbf{E} - \mathbf{e}_z E_z; \quad \mathbf{s}_{tr} = \mathbf{s} - \mathbf{e}_z s_z.$$

Тем самым для  $\mathbf{E}_0(\mathbf{e}_z)$  получаем приближение второго порядка:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{e}_z) = \frac{jk}{4\pi} \int_{(F)} \left\{ \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} s_z \right) \mathbf{E}_{tr} - \frac{Z_0}{Z} E_z \mathbf{s}_{tr} \right\} dF \quad (4.89)$$

Второй член под знаком интеграла можно рассматривать в качестве поправочного. Для усиления антенны получается следующее выражение:

$$G = \frac{\pi}{\lambda^2} \cdot \frac{Z}{Z_0} \frac{\left| \int_{(F)} \left\{ \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} s_z \right) \mathbf{E}_{tr} - \frac{Z_0}{Z} E_z \mathbf{s}_{tr} \right\} dF \right|^2}{\int_{(F)} |\mathbf{E}|^2 s_z dF}. \quad (4.90)$$

Если учитывать только первые степени малых величин, то можно положить  $s_z = 1$  и  $E_z \mathbf{s}_{tr} = 0$ , в результате чего для усиления в качестве приближения первого порядка получаем

$$G = \frac{\pi}{\lambda^2} \frac{Z}{Z_0} \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} \right)^2 \frac{\left| \int_{(F)} \mathbf{E}_{tr} dF \right|^2}{\int_{(F)} |\mathbf{E}|^2 dF}. \quad (4.91)$$

Так как

$$|\mathbf{E}|^2 = |\mathbf{E}_{tr} + \mathbf{e}_z E_z|^2 = |\mathbf{E}_{tr}|^2 + |E_z|^2 = |\mathbf{E}_{tr}|^2,$$

то, если пренебречь квадратом малой величины  $|E_z|$  в соответствии с положенной в основу степенью приближения, также справедливо

$$G = \frac{\pi}{\lambda^2} \frac{Z}{Z_0} \left( 1 + \frac{Z_0}{Z} \right)^2 \frac{\left| \int_{(F)} \mathbf{E}_{tr} dF \right|^2}{\int_{(F)} |\mathbf{E}_{tr}|^2 dF}. \quad (4.92)$$

В частности, если  $Z = Z_0$ , то

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{(F)} \mathbf{E}_{tr} dF \right|^2}{\int_{(F)} |\mathbf{E}_{tr}|^2 dF}. \quad (4.93)$$

Аналогичное выражение получаем в случае синфазного распределения в апертуре; при этом точно выполняется равенство  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{tr}$ .

Для оценки величины усиления при синфазном распределении используем неравенство Шварца:

$$\left| \int_{(F)} \mathbf{E} dF \right|^2 \leq F \int_{(F)} |\mathbf{E}|^2 dF.$$

Эта векторная форма не очень употребительна, однако она легко может быть получена из скалярной, которая хорошо известна.

Если подставить  $F$  из неравенства Шварца в (4.93), то усиление

$$G \leq \frac{4\pi}{\lambda^2} F. \quad (4.94)$$

Поскольку

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_w \quad (4.95)$$

(см. раздел 1.5.6), то выражение (4.94) равносильно соотношению

$$A_w \leq F, \quad (4.96)$$

т. е. при синфазном распределении (и  $Z = Z_0$ ) действующая площадь всегда меньше или равна геометрической поверхности апертуры. При этом знак равенства имеет место только в том случае (в чем легко убедиться), если напряженность электрического поля в апертуре постоянна, т. е. наряду с фазами равны также амплитуды и векторы поляризации. Следовательно, из всех синфазных распределений данной апертуры к максимальному усилению приводит распределение с постоянной амплитудой и поляризацией.

В этом случае говорят об однородном распределении. Величина

$$q = \frac{A_w}{F} \quad (4.97)$$

называется коэффициентом использования площади.

Если возбуждение апертуры не предполагается синфазным, то неравенство (4.94) или, соответственно, (4.96) уже не выполняется. В этом случае могут иметь место такие распределения в апертуре, при которых (по меньшей мере теоретически) усиление значительно больше, чем усиление при однородном распределении. Антенны с таким «сверхусилением» из-за их значительных недостатков (низкий к. п. д., высокая чувствительность к механическим и электрическим погрешностям, малая полоса пропускания), как дальше будет показано (см. раздел 4.3.7), практически не применяются.

Выведенные уравнения справедливы при оценке усиления излучения при условии, что за мощность излучения принята мощность, проходящая через апертуру. В некоторых типах антенн, прежде всего зеркальных, через апертуру проходит не все первичное излучение, вследствие чего усиление их меньше тех значений, которые получаются при пользовании приведенными формулами.

#### 4.3.2. Формулировка взаимосвязи между полем в апертуре и полем излучения в качестве скалярной и линейной задачи

В случае плоской синфазно возбуждаемой апертуры диаграммы излучения составляющих с горизонтальной и вертикальной поляризацией в главных плоскостях определяются выражениями (4.43)—(4.46). Следовательно, угловая зависимость (до множителя  $1 + \cos \vartheta$  в случае  $Z = Z_0$ ) выражается интегралом вида (4.46). При постоянной поляризации в синфазно возбуждаемой апертуре угловая зависимость характеристики излучения в основном определяется групповой характеристикой (4.52), а следовательно, и интегралом того же вида по  $F$ . Подобное представление получается также из групповой характеристики (3.17) группы линейно расположенных излучателей с одинаковым расстоянием между элементами, когда при сохранении общей длины системы число излучателей неограниченно растет и тем самым расстояние между элементами стремится к нулю. Если ввести обозначения  $d = \Delta x$ ,  $(\mu - 1)d = x_\mu$ ,  $(m - 1)d = x_m = l$ ,  $E_\mu = E(x_\mu) \Delta x$ , то получаем следующее представление:

$$E_0^{(g)} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \sum_{\mu=1}^m E(x_\mu) e^{jkx_\mu \sin \vartheta} \Delta x = \int_0^l E(x) e^{jkx \sin \vartheta} dx. \quad (4.98)$$

При этом функция  $E(x)$  может пониматься как функция распределения электрических токов вдоль оси  $x$  для  $0 \leq x \leq l$ . Формула (4.98) выражает также распределение излучения электрического линейного источника в любой плоскости, проходящей через этот источник.  $\vartheta$  — угол между перпендикуляром к линейному источнику в плоскости измерения и направлением луча (рис. 4.11,  $\vartheta$ ).

На основании этого при общем анализе взаимосвязи между полем в апертуре и полем излучения или, соответственно, диаграммой излучения

можно ограничиться исследованием интеграла указанного вида в одной плоскости. Учитывая приведенные выше соображения, можно сказать, что подобное представление приближенно справедливо и для апертур с неравномерным фазовым распределением. Оно выполняется строго в тех случаях, когда возможно разделение на одиночную и групповую характеристики согласно (4.50).

Поверхностный интеграл, описывающий процесс при поверхностном возбуждении, целесообразно свести к линейному интегралу со скалярным подынтегральным выражением. Для этого поступим следующим образом. Пусть апертура расположена в плоскости  $xy$ . Рассмотрим диаграмму излучения в плоскости  $\psi = 0$  (плоскость  $xz$ ) и положим, что возможно разделение ее на одиночную и групповую характеристики. Тогда для групповой диаграммы справедливо выражение

$$E_0^{(g)}(\vartheta) = \int_{(F)} \bar{E}(x', y') \times e^{ijkx' \sin \vartheta} dx' dy'. \quad (4.99)$$

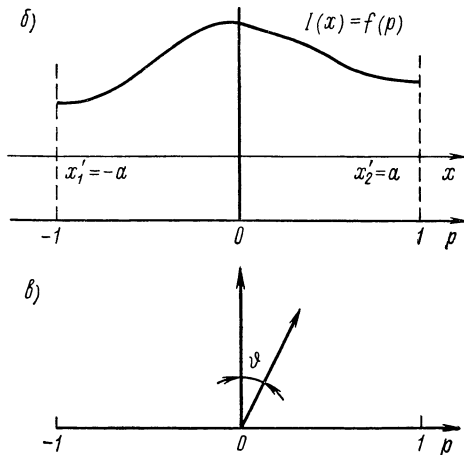
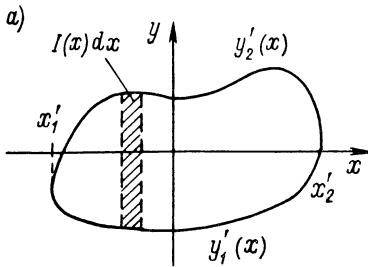


Рис. 4.11. *a* — сведение поверхностного возбуждения к линейному источнику; *б* — пояснение преобразования (4.102); *в* — эквивалентный линейный источник и угол излучения  $\vartheta$ .

Теперь представим себе, что апертура разбита на полосы бесконечно малой ширины, параллельные оси  $y$ , и все возбуждение в каждой полосе сконцентрировано на оси  $x$ . Таким образом, в качестве эквивалента мы получаем линейный источник, расположенный вдоль оси  $x$ , который в плоскости  $xz$  приводит к такой же диаграмме, как и первоначальное поверхностное возбуждение. В частности, если апертура является односвязной областью и выполнена так, что ее контур может быть представлен кусочно бесконечно дифференцируемыми верхней и нижней граничными кривыми (рис. 4.11, *a*)

$$y' = y_1'(x') \quad (x_1' \leq x' \leq x_2');$$

$$y' = y_2'(x') \quad (x_1' \leq x' \leq x_2'),$$

то для эквивалентного распределения по оси  $x$  справедливо

$$I(x') = \int_{y_1'(x')}^{y_2'(x')} E(x', y') dy'. \quad (4.100)$$

Тем самым групповая характеристика (4.99) принимает вид

$$E_0^{(g)}(\vartheta) = \int_{x_1'}^{x_2'} I(x') e^{ikx' \sin \vartheta} dx'. \quad (4.101)$$

Выражение (4.101) является представлением диаграммы излучения линейным интегралом, которое в случаях, допускающих разделение на одиночную и групповую характеристики, по существу определяет зависимость напряженности поля в области излучения от направления луча. Это представление скалярно. Поляризация излучения определяется одиночной характеристикой.

Наряду с линейным источником, расположенным на оси  $x$  между  $x_1'$  и  $x_2'$ , который обладает в любой плоскости, проходящей через ось  $x$ , такой же диаграммой излучения, как и рассматриваемая апертура в плоскости  $xz$ , может также применяться простой поверхностный эквивалентный источник. Если представить себе бесконечную в направлении оси  $y$  полосу между  $x_1'$  и  $x_2'$  с таким распределением тока, что плотность тока в направлении  $y$  постоянна, а в направлении  $x$  описывается эквивалентным распределением (4.100), то такая полоса создает цилиндрическую пространственную характеристику излучения, у которой любое сечение, параллельное плоскости  $xz$ , тоже описывается выражением (4.101).  $\vartheta$  представляет в этом случае угол в системе цилиндрических координат, ось которой совпадает с осью  $y$ .

Для упрощения выражения (4.101), без ограничения общности, можно положить

$$x_1' = -a; \quad x_2' = a.$$

Тогда длина излучателя или, соответственно, протяженность апертуры в направлении оси  $x$  делается равной  $l = 2a$ . Введем теперь новые переменные (рис. 4.11, б)

$$p = \frac{2x}{l} = \frac{x}{a}; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \vartheta \quad (4.102)$$

и положим

$$I(x) = f(p); \quad E_0^{(g)}(-\vartheta) = \frac{l}{2} g(u) \quad (4.103)$$

( $\vartheta$  заменяется на  $-\vartheta$ , чтобы последующие обозначения совпадали с общепринятыми в литературе).

Тем самым (4.101) принимает вид

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f(p) e^{-ipu} dp. \quad (4.104)$$

Это уравнение является основой для многих теоретических исследований. Функцию  $f(p)$  назовем функцией распределения, а  $g(u)$  — функцией излучения. Функция  $g(u)$  выражается с помощью преобразования Фурье через функцию  $f(p)$ . И, как это следует из теории интеграла Фурье, наоборот

$$f(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(u) e^{ipu} du. \quad (4.105)$$



Таким образом, функции излучения и распределения связаны между собой преобразованием Фурье. Подобная связь, как известно, существует между частотным спектром и зависимостью сигнала от времени. Однако аналогия эта неполная, так как переменная  $u$  согласно (4.102) для абсолютных значений, больших  $\pi l/\lambda$ , не имеет физического смысла, поскольку в этих случаях  $\sin \vartheta$  становится больше единицы, что соответствует чисто мнимым значениям  $\vartheta$ .

Кроме того,  $f(p)$  рассматривается здесь только для  $|p| \leq 1$ ; при расширении области интегрирования  $f(p)$  для  $|p| > 1$  необходимо полагать равной нулю.

В дальнейшем нас будет интересовать прежде всего уравнение (4.104), с помощью которого по заданной функции распределения может быть рассчитана функция излучения. Эту задачу называют анализом диаграммы излучения.

Из уравнения (4.104) можно получить следующие простые выводы.

а) Если  $f(p)$  действительна, т. е. распределение синфазно, то справедливо

$$|g(u)|^2 = \left| \int_{-1}^{+1} f(p) \cos(pu) dp \right|^2 + \left| \int_{-1}^{+1} f(p) \sin(pu) dp \right|^2. \quad (4.106)$$

Отсюда следует:

$$|g(-u)| = |g(u)|,$$

т. е. диаграмма симметрична (с точностью до фазового множителя, который обычно не представляет интереса).

б) Если  $f(-p) = f(p)$ , т. е. распределение симметрично относительно центра, то

$$g(u) = 2 \int_{-1}^{+1} f(p) \cos(pu) dp. \quad (4.107)$$

Отсюда следует:

$$g(-u) = g(u),$$

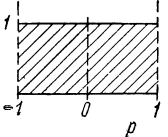
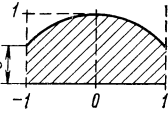
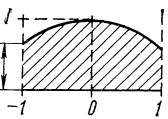
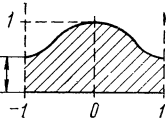
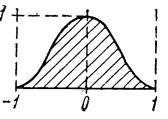
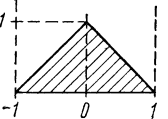
т. е. диаграмма симметрична. Кроме того, если  $f(p)$  действительна, то  $g(u)$  также действительна. В этом случае в каждом нулевом значении диаграммы происходит скачок фазы на  $180^\circ$ .

### 4.3.3. Поле излучения для важнейших функций распределения. Синфазно возбуждаемая прямоугольная апертура

В табл. 4.1 представлены наиболее важные параметры излучения для некоторых функций распределения (о величине  $\kappa'$  в последнем столбце будет сказано в разделе 4.3.6). При этом речь идет о действительных симметричных функциях распределения, соответствующих апертуре, возбуждаемой синфазно и симметрично относительно центра. Функции излучения рассчитывались по формуле (4.107) (расчет не представляет никаких трудностей и здесь не приводится). Для простейшего распределения, однородного, при  $f(p) = 1$  получается функция

$$\frac{1}{2} g(u) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} e^{-ipu} dp = \text{sp}(u) = \frac{\sin u}{u}. \quad (4.108)$$

Сводка функций излучения и важнейшие данные

Функция распределения	Функция излучения
 $f(p) = 1$	$\frac{1}{2} g(u) = \text{sp}(u) = \frac{\sin u}{u}$
 $f(p) = 1 - (1 - \delta) p^2$	$\begin{aligned} \frac{1}{2} g(u) &= \text{sp}(u) + (1 - \delta) \frac{d^2}{du^2} \text{sp}(u) = \\ &= \text{sp}(u) + (1 - \delta) \frac{(2 - u^2) \sin u - 2u \cos u}{u^3} \end{aligned}$
 $f(p) = t + (1 - t) \cos\left(\frac{\pi}{2} p\right)$	$\begin{aligned} g(u) &= \left\{ 2t + \frac{4}{\pi} (1 - t) \right\} \text{sp}(u) + \\ &+ \frac{1 - t}{\pi} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\nu+1}}{\nu^2 - \frac{1}{4}} \{ \text{sp}(u + \nu\pi) + \\ &+ \text{sp}(u - \nu\pi) \} = 2t \text{sp}(u) + \frac{4}{\pi} (1 - t) \frac{\cos u}{1 - \frac{4u^2}{\pi^2}} \end{aligned}$
 $\begin{aligned} f(p) &= \\ &= t + (1 - t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} p\right) = \\ &= \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos(\pi p) \end{aligned}$	$\begin{aligned} g(u) &= (1+t) \text{sp}(u) + \frac{1-t}{2} \{ \text{sp}(u + \pi) + \\ &+ \text{sp}(u - \pi) \} = (1+t) \text{sp}(u) - (1-t) \frac{u \sin u}{u^2 - \pi^2} \end{aligned}$
 $f(p) = \cos^n\left(\frac{\pi}{2} p\right)$	$\begin{aligned} g(u) &= 2 \frac{n!}{m} \text{sp}(u) \text{ для } n = 2m; \\ &\prod_{\nu=1}^m \left\{ (2\nu)^2 - \frac{4u^2}{\pi^2} \right\} \\ g(u) &= \frac{4}{\pi} \frac{n! \cos u}{m} \text{ для } n = 2m + 1 \\ &\prod_{\nu=0}^m \left\{ (2\nu + 1)^2 - \frac{4u^2}{\pi^2} \right\} \quad (m=0, 1, \dots) \end{aligned}$
 $f(p) = 1 -  p $	$g(u) = \text{sp}^2\left(\frac{u}{2}\right)$

<sup>1</sup> Коэффициент использования площади относится к прямоугольной апертуре шириной  $l$  и высотой

Таблица 4.1

## о некоторых специальных функциях распределения

Ширина диаграммы по половинному уровню $2\theta_H$		Ширина диаграммы по нулевым значениям $2\theta_0$		Ослабление первого бокового лепестка $d_n, \delta\delta$		Коэффициент использования площади $q = \frac{A_w}{F}$		Чувствительность к погрешностям $\kappa' = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \left  \frac{g(u)}{g(0)} \right ^2 du$	
$0,88\lambda/l \geq 50,5^\circ\lambda/l$		$2\lambda/l \geq 115^\circ\lambda/l$		13,2		1		1	
$\delta = 1$	$0,88\lambda/l \geq 50,5^\circ\lambda/l$	$\delta = 1$	$2\lambda/l \geq 115^\circ\lambda/l$	$\delta = 1$	13,2	$\delta = 1$	1	$\delta = 1$	1
0,8	$0,92\lambda/l \geq 52,5^\circ\lambda/l$	0,8	$2,12\lambda/l \geq 121,5^\circ\lambda/l$	0,8	15,8	0,8	0,994	0,8	1,005
0,5	$0,97\lambda/l \geq 55,5^\circ\lambda/l$	0,5	$2,28\lambda/l \geq 130,5^\circ\lambda/l$	0,5	17,1	0,5	0,97	0,5	1,025
0	$1,15\lambda/l \geq 66^\circ\lambda/l$	0	$2,86\lambda/l \geq 164^\circ\lambda/l$	0	20,6	0	0,833	0	1,1
$t = 1$	$0,88\lambda/l \geq 50,5^\circ\lambda/l$	$t = 1$	$2\lambda/l \geq 115^\circ\lambda/l$	$t = 1$	13,2	$t = 1$	1	$t = 1$	1
0,8	$0,91\lambda/l \geq 52^\circ\lambda/l$	0,8	$2,1\lambda/l \geq 120^\circ\lambda/l$	0,8	14	0,8	0,99	0,8	1,032
0,6	$0,94\lambda/l \geq 54^\circ\lambda/l$	0,6	$2,22\lambda/l \geq 127^\circ\lambda/l$	0,6	16	0,6	0,975	0,6	1,09
0,4	$\lambda/l \geq 57,5^\circ\lambda/l$	0,4	$2,39\lambda/l \geq 137^\circ\lambda/l$	0,4	18,6	0,4	0,95	0,4	1,145
0,2	$1,08\lambda/l \geq 62^\circ\lambda/l$	0,2	$2,62\lambda/l \geq 150^\circ\lambda/l$	0,2	21,5	0,2	0,915	0,2	1,196
0	$1,2\lambda/l \geq 68,5^\circ\lambda/l$	0	$3\lambda/l \geq 172^\circ\lambda/l$	0	23	0	0,81	0	1,25
$t = 1$	$0,88\lambda/l \geq 50,5^\circ\lambda/l$	$t = 1$	$2\lambda/l \geq 115^\circ\lambda/l$	$t = 1$	13,2	$t = 1$	1	$t = 1$	1
0,8	$0,92\lambda/l \geq 52,5^\circ\lambda/l$	0,8	$2,12\lambda/l \geq 121,5^\circ\lambda/l$	0,8	15,2	0,8	0,99	0,8	1,006
0,6	$0,98\lambda/l \geq 56^\circ\lambda/l$	0,6	$2,3\lambda/l \geq 132^\circ\lambda/l$	0,6	18,7	0,6	0,97	0,6	1,03
0,4	$1,16\lambda/l \geq 60,5^\circ\lambda/l$	0,4	$2,51\lambda/l \geq 144^\circ\lambda/l$	0,4	24,3	0,4	0,94	0,4	1,09
0,2	$1,18\lambda/l \geq 67,5^\circ\lambda/l$	0,2	$3,36\lambda/l \geq 187^\circ\lambda/l$	0,2	30,3	0,2	0,885	0,2	1,23
0	$1,45\lambda/l \geq 83^\circ\lambda/l$	0	$4\lambda/l \geq 229^\circ\lambda/l$	0	32	0	0,667	0	1,5
$n = 0$	$0,88\lambda/l \geq 50,5^\circ\lambda/l$	$n = 0$	$2\lambda/l \geq 115^\circ\lambda/l$	$n = 0$	13,2	$n = 0$	1	$n = 0$	1
1	$1,2\lambda/l \geq 68,5^\circ\lambda/l$	1	$3\lambda/l \geq 172^\circ\lambda/l$	1	23	1	0,81	1	1,25
2	$1,45\lambda/l \geq 83^\circ\lambda/l$	2	$4\lambda/l \geq 229^\circ\lambda/l$	2	32	2	0,667	2	1,5
3	$1,66\lambda/l \geq 95^\circ\lambda/l$	3	$5\lambda/l \geq 287^\circ\lambda/l$	3	40	3	0,575	3	1,75
4	$1,93\lambda/l \geq 110,5^\circ\lambda/l$	4	$6\lambda/l \geq 344^\circ\lambda/l$	4	48	4	0,515	4	1,95
$1,28\lambda/l \geq 73^\circ\lambda/l$		$4\lambda/l \geq 229^\circ\lambda/l$		26,4		0,75		1,136	

$h = F/l$ , которая однородно возбуждается в вертикальном сечении.

Хотя однородное распределение создает максимальное усиление антенны, на практике оно используется редко. Это объясняется двумя причинами.

Во-первых, ослабление боковых лепестков на 13,2 дБ в большинстве случаев недостаточно.

Во-вторых, однородное распределение вряд ли может быть реализовано с хорошим к. п. д. Если, например, апертура зеркальной антенны однородно возбуждается первичным излучателем и если не приняты специальные меры, то сравнительно большая часть первичного излучения неизбежно пройдет мимо зеркала, так что эффективное усиление, как правило, незначительно. В противоположность этому в случае распределения, спадающего к краям до нуля (такое распределение графически изображено, например, в 5-й горизонтальной графе), может быть использовано все первичное излучение. Однако такое распределение также нецелесообразно.

На практике используются преимущественно функции распределения, подобные указанной в 4-й горизонтальной графе. С их помощью можно достаточно хорошо аппроксимировать апертурные распределения, реализуемые с допустимыми затратами.

Отношение  $t$  амплитуд на краях и в центре распределения обычно выбирается в пределах 0,1—0,3 соответственно спаду первичного излучения на краях относительно центра приблизительно на 10—20 дБ в зависимости от назначения и формы антенны.

Для расчета ширины диаграммы по нулевым значениям и по половинному уровню или вообще по уровню  $n$  дБ можно поступить следующим образом. Функция  $g(u)$  раскладывается в ряд Тейлора в точке  $u = 0$ :

$$g(u) = g(0) + g'(0)u + g''(0)\frac{u^2}{2!} + \dots = \sum_{\nu=0}^{\infty} g^{(\nu)}(0) \frac{u^{\nu}}{\nu!}.$$

При этом  $\nu$ -я производная в точке  $u = 0$  определяется выражением

$$g^{(\nu)}(0) = j^{\nu} \int_{-1}^{+1} p^{\nu} f(p) dp = j^{\nu} \mu_{\nu}. \quad (4.109)$$

$\mu_{\nu}$  называется моментом  $\nu$ -го порядка распределения в апертуре.  $f(p)$  полностью характеризуется заданием всех моментов. Вследствие этого функция излучения, нормированная к  $g(0)$ , представляется формулой

$$\frac{g(u)}{g(0)} = \sum_{\nu=1}^{\infty} j^{\nu} \frac{\mu_{\nu}}{\mu_0} \frac{u^{\nu}}{\nu!}. \quad (4.110)$$

Если  $f(p)$  симметрична, то моменты нечетного порядка обращаются в нуль и

$$\frac{g(u)}{g(0)} = \sum_{\kappa=0}^{\infty} (-1)^{\kappa} \frac{\mu_{2\kappa}}{\mu_0} \frac{u^{2\kappa}}{(2\kappa)!}. \quad (4.111)$$

Значение  $u = u_{\varepsilon}$ , при котором напряженность поля изменяется на величину  $\varepsilon$ , определяется из выражения

$$\left| \frac{g(u_{\varepsilon})}{g(0)} \right| = \varepsilon. \quad (4.112)$$

Если в случае симметричного распределения ограничиться членами, содержащими  $u$  в степени не выше второй, то для угла  $\vartheta_H$  ( $\varepsilon = \sqrt{2}/2$ ) получаем выражение

$$\sin \vartheta_H = \frac{\lambda}{\pi l} \sqrt{(2 - \sqrt{2}) \frac{\mu_0}{\mu_2}} = 0,243 \frac{\lambda}{l} \sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_2}}. \quad (4.113)$$

Для остронаправленных антенн можно полагать  $\sin \vartheta_H = \vartheta_H$ , так что для ширины диаграммы по половинному уровню получаем приближенное соотношение

$$2\vartheta_H = 0,486 \frac{\lambda}{l} \sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_2}}. \quad (4.114)$$

С теми же допущениями для ширины диаграммы по уровню  $n$  дБ получаем

$$2\vartheta [n \text{ дБ}] = \frac{2\lambda}{\pi l} \sqrt{2(1 - \varepsilon) \frac{\mu_0}{\mu_2}}, \quad (4.115)$$

где  $n = -20 \lg \varepsilon$ , а  $\varepsilon$  определяется по (4.112). Эти значения в большинстве случаев недостаточно точны, по крайней мере для  $n > 3$ . Более строгие результаты получаются с учетом членов, содержащих высшие степени  $u$  (см. [А 35, стр. 185]), или, что лучше, при взятии требуемых значений непосредственно из вычерченной диаграммы излучения.

Как вытекает из данных о ширине диаграммы по половинному уровню, приведенных в табл. 4.1, можно представить себе, что излучение направленной антенны в довольно грубом приближении сконцентрировано в угловой области, определяемой параметром  $\lambda/l$ , если  $l$  — линейный размер антенны в соответствующей плоскости. Однако точное значение ширины диаграммы по половинному уровню колеблется довольно сильно, а именно, как это нетрудно заметить, при большем ослаблении боковых лепестков направленность меньше (ширина диаграммы по половинному уровню больше), чем при меньшем ослаблении, и наоборот. При заданной функции распределения произведение ширины по половинному уровню на величину отношения длины антенны к длине волны является постоянной величиной, которая согласно табл. 4.1 тем больше, чем больше ослабление боковых лепестков соответствующего распределения. Возникает вопрос, существует ли независимо от специального распределения (исключая распределения, обеспечивающие сверхнаправленность) простая по возможности линейная зависимость между произведением ширины диаграммы по половинному уровню (или ширины по уровню  $n$  дБ) на отношение  $l/\lambda$ , с одной стороны, и ослаблением боковых лепестков, с другой. Этот вопрос, который имеет значение при выборе оптимальных размеров антенн, рассматривается в разделе 4.3.8. Очень часто распределение в апертуре выбирается таким образом, чтобы функция распределения монотонно спадала к краям до конечного значения. Такие распределения, как уже упоминалось, в первом приближении можно определять с помощью функции распределения, указанной в 4-й горизонтальной графе табл. 4.1:

$$f(p) = t + (1 - t) \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} p \right) = \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos(\pi p). \quad (4.116)$$

На рис. 4.12 приведены соответствующие функции излучения для некоторых значений  $t$ , а на рис. 4.13 — важнейшие параметры функции излучения в зависимости от  $t$ .

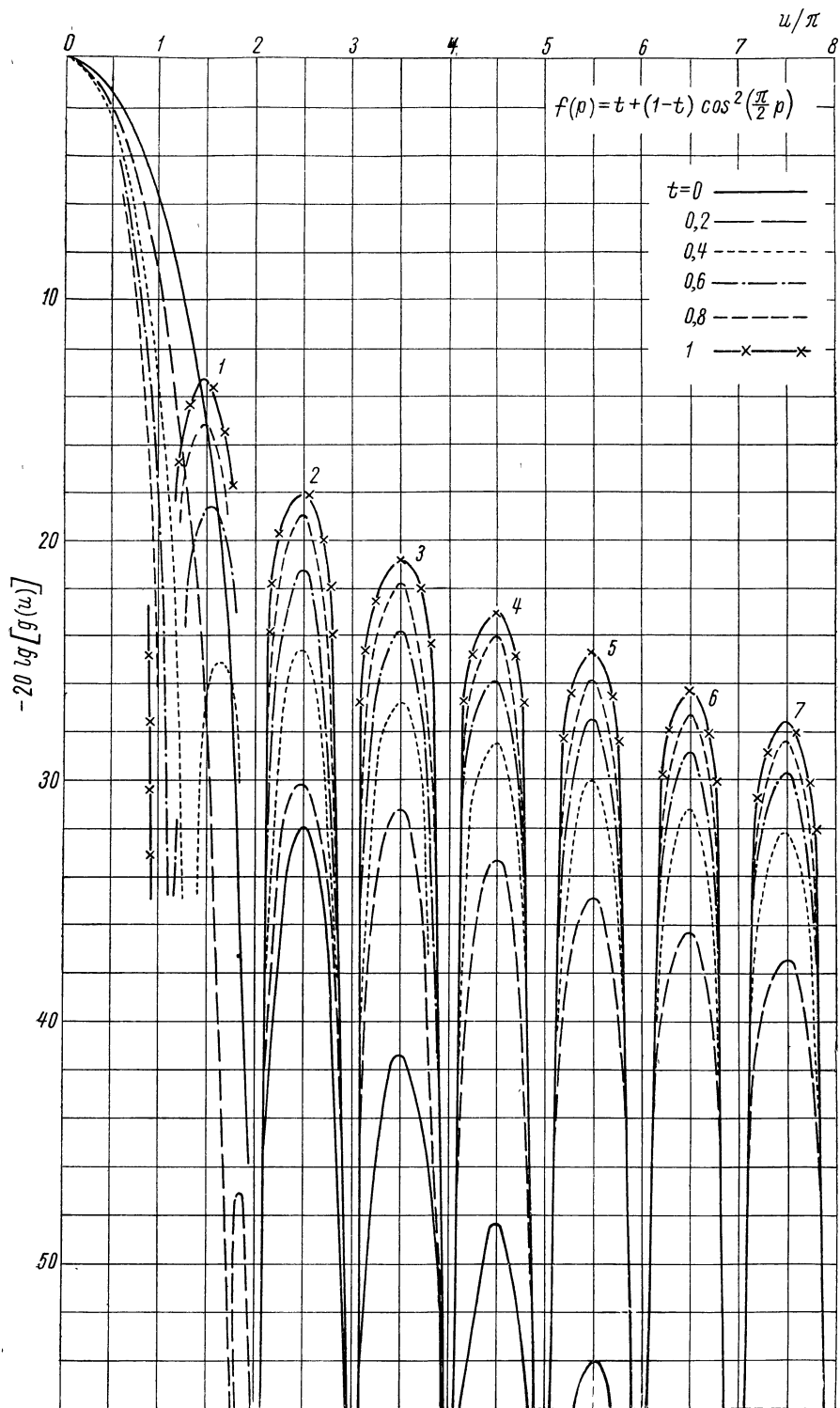


Рис. 4.12. Функция излучения  $g(u)$ , соответствующая функции распределения (4.116) для различных значений  $t$ .

С уменьшением  $t$  первый боковой лепесток 1 сильно уменьшается и обращается в нуль при  $t = 0$ . Боковой лепесток 2 и последующие также уменьшаются, сохраняя, однако, при  $t = 0$  конечную величину ослабления. При  $t \approx 0,43$  величина боковых лепестков 1—2 одинакова и приблизительно на 24 дБ меньше основного. Для радиолокационных антенн, ослабление первого бокового лепестка которых должно составлять по меньшей мере 23 дБ, целесообразно выбирать  $t \leq 0,3$ , что соответствует спаду распределения на краях, превышающему 10 дБ.

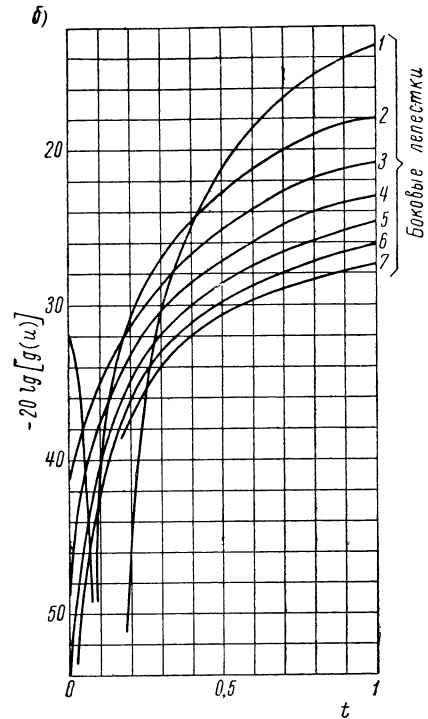
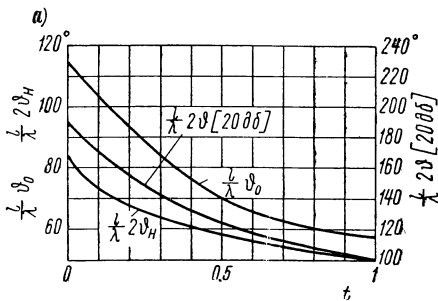


Рис. 4.13. *a* — ширина диаграммы по половинному уровню, по уровню 20 дБ и угол нулевого значения как функции от  $t$  для распределения, определяемого (4.116); *b* — ослабление боковых лепестков для того же распределения.

#### 4.3.4. Синфазно возбуждаемая круговая апертура

Возбуждение круговой апертуры обычно осуществляется или симметрично относительно центра, или таким способом, который допускает простое представление его в плоской полярной системе координат с началом в центре апертуры. Исходя из этого, целесообразно отказаться от линеаризации задачи, рассматриваемой в разделе 4.3.2 (хотя этот путь и может быть использован), и вместо нее сформулировать задачу в полярных координатах

$$x = \rho \cos \psi'; \quad y = \rho \sin \psi'. \quad (4.117)$$

Пусть апертура радиуса  $\rho_0$  опять расположена в плоскости  $xy$  (рис. 4.14). Допустим также, что возможно разложение характеристики на одиночную и групповую (или, соответственно, пусть задано какое-нибудь другое предположение, необходимое для скалярной трактовки задачи).

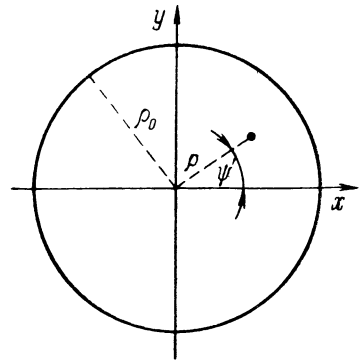


Рис. 4.14. Координаты в случае круговой апертуры.

Тогда, используя первое уравнение (4.38) и (4.117), согласно (4.52) можно записать:

$$E_0^{(g)}(\vartheta, \psi) = \int_{\psi'=0}^{2\pi} \int_{\varrho=0}^{\varrho_0} E(\varrho, \psi') e^{jk\varrho \cos(\psi'-\psi) \sin \vartheta} \varrho d\varrho d\psi'. \quad (4.118)$$

В частности, если распределение обладает круговой симметрией и так как

$$E(\varrho, \psi') = E(\varrho)$$

и

$$\int_0^{2\pi} e^{jk\varrho \cos(\psi'-\psi) \sin \vartheta} d\psi' = 2\pi J_0(k\varrho \sin \vartheta) \quad (4.119)$$

(см., например, [В 7, стр. 176]), это выражение упрощается и принимает вид

$$E_0^{(g)}(\vartheta) = 2\pi \int_0^{\varrho_0} \varrho E(\varrho) J_0(k\varrho \sin \vartheta) d\varrho, \quad (4.120)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка.

Как и при линейризации задачи в разделе 4.3.2, введем новые переменные и новые обозначения функций:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{\varrho}{\varrho_0}; & \bar{u} &= 2\pi \frac{\varrho_0}{\lambda} \sin \vartheta; \\ E(\varrho_0 \bar{\rho}) &= f(\bar{\rho}); & E_0^{(g)}(\vartheta) &= 2\pi \varrho_0^2 g(\bar{u}), \end{aligned} \right\} (4.121)$$

в результате чего получаем следующее представление:

$$g(\bar{u}) = \int_0^1 \bar{\rho} f(\bar{\rho}) J_0(\bar{\rho} \bar{u}) d\bar{\rho}. \quad (4.122)$$

Рис. 4.15. Диаграмма излучения [по (4.123)] круговой апертуры с равномерным распределением.

В случае однородного распределения при  $f(\bar{\rho}) = 1$  находим

$$g(\bar{u}) = \int_0^1 \bar{\rho} J_0(\bar{\rho} \bar{u}) d\bar{\rho} = \frac{J_1(\bar{u})}{\bar{u}} \quad (4.123)$$

(см. [В 3, стр. 149]). На рис. 4.15 приведен график функции  $g(\bar{u})$ .

В случае распределения, спадающего к краям по закону

$$f(\bar{\rho}) = (1 - \bar{\rho}^2)^n, \quad (4.124)$$

справедливо выражение

$$g(\bar{u}) = \frac{\Lambda_{n+1}(\bar{u})}{n+1} \quad (4.125)$$

(расчет см. [А 35, стр. 194]), где

$$\Lambda_m(z) = 2^m m! \frac{J_m(z)}{z^m} \quad (4.126)$$

(см. [В 3, стр. 127]).



В табл. 4.2, которая также взята из [А 35], приведены важнейшие параметры диаграмм для первых значений  $n$ .

Таблица 4. 2

**Важнейшие данные о диаграммах направленности круговой апертуры при возбуждении ее в условиях круговой симметрии согласно формуле (4.124)**

Распределение:  $f(\bar{p}) = (1 - \bar{p}^2)^n$ . Излучение:  $g(\bar{u}) = \frac{\Lambda_{n+1}(\bar{u})}{n+1}$

$n$	Ширина диаграммы по половинному уровню $2\vartheta_H$	Ширина диаграммы по нулевым значениям $2\vartheta_0$	Ослабление первого бокового лепестка, $\delta\beta$	Коэффициент использования площади $q = A_w/F$
0	$1,02 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 58,5^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	$2,44 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 140^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	17,6	1
1	$1,27 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 73^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	$3,26 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 187^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	24,6	0,75
2	$1,47 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 84^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	$4,06 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 232,5^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	30,6	0,56
3	$1,65 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 94,5^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	$4,84 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 277^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	—	0,44
4	$1,81 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 103,5^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	$5,58 \frac{\lambda}{2Q_0} \hat{=} 320^\circ \frac{\lambda}{2Q_0}$	—	0,36

Апертурным распределением, не обладающим круговой симметрией,

$$E(q, \psi') = 1 - \left(\frac{q}{q_0}\right)^2 \cos^2 \psi' \quad (4.127)$$

могут быть аппроксимированы многие распределения, характеризующие зеркальные антенны. Эти распределения обычно создаются линейно поляризованным первичным излучателем. В плоскости  $\psi' = 0$  распределение изменяется по закону  $1 - \left(\frac{q}{q_0}\right)^2$ , а в плоскости  $\psi' = \pi/2$  оно постоянно. Диаграмма излучения в плоскости  $\psi' = 0$  определяется формулой

$$E_0^{(g)}(\vartheta, 0) = \frac{3}{4} \pi q_0^2 \Lambda_2(\bar{u}), \quad (4.128)$$

а в плоскости  $\psi' = \pi/2$  формулой

$$E_0^{(g)}\left(\vartheta, \frac{\pi}{2}\right) = \pi q_0^2 \left\{ \Lambda_1(\bar{u}) - \frac{1}{4} \Lambda_2(\bar{u}) \right\}. \quad (4.129)$$

Функции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  определяются формулой (4.126). Обе диаграммы изображены на рис. 4.16.

#### 4.3.5. Влияние фазовых искажений в апертуре на излучение

В направленных антеннах плоская апертура, как правило, возбуждается синфазно, так что в дальней зоне в направлении главного излучения имеет место синфазное сложение отдельных волн. Однако вследствие

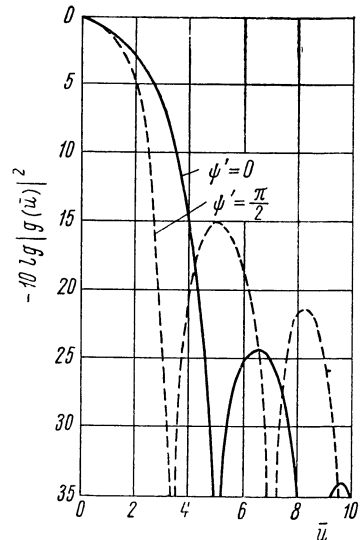


Рис. 4.16. Диаграммы излучения круговой апертуры в обеих главных плоскостях при распределении согласно выражению (4.127).

неточностей, возникающих при изготовлении антенны, и других причин фаза в апертуре может являться функцией места. Ниже исследуется влияние таких фазовых погрешностей на поле излучения.

Функция распределения (4.104) в этих условиях принимает вид

$$f(p) = f_0(p) e^{-i\varphi(p)}, \quad (4.130)$$

где  $f_0(p)$  — действительная величина.

Отклонение фазы  $\varphi(p)$  является причиной того, что в точке  $p$  определенное состояние поля возникает на интервал времени  $\Delta t = \varphi/\omega$  позднее, чем при синфазном распределении, или, соответственно, что фазовый фронт в этой точке отстает в направлении излучения на отрезок  $s = -\frac{\varphi}{2\pi} \lambda$ .

Прежде всего представляют интерес следующие виды отклонения фазы:

- 1) линейное  $\varphi(p) = \varphi_1 p$ ;
- 2) квадратичное  $\varphi(p) = \varphi_1 p^2$ ;
- 3) кубическое  $\varphi(p) = \varphi_1 p^3$ .

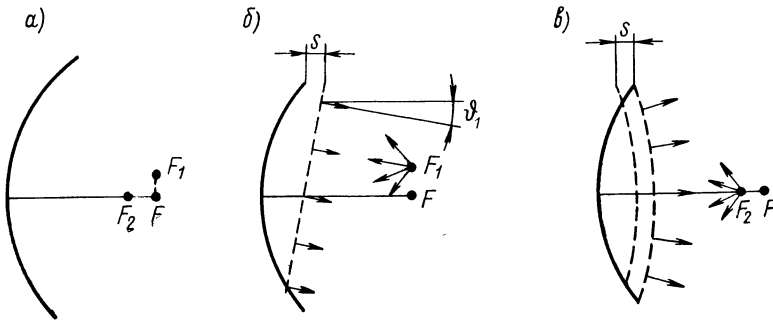


Рис. 4.17. Возникновение фазовых погрешностей в случае параболических антенн.

*a* — неправильное расположение облучателя (или его центра излучения) как причина фазовых погрешностей в апертуре: смещение перпендикулярно оси в точку  $F_1$ , смещение вдоль оси в точку  $F_2$ ; *б* — смещение облучателя перпендикулярно оси вызывает в первом приближении линейную фазовую погрешность (поворот луча на угол  $\varphi_1$ ); при большом отклонении возникают фазовые погрешности 3-го или более высокого нечетного порядка; *в* — смещение облучателя вдоль оси вызывает квадратичную фазовую погрешность или при большом смещении — фазовую погрешность более высокого четного порядка.

$\varphi_1 = \varphi(1)$  — отклонение фазы на краю. Отклонение фазы в центре полагаем равным нулю:  $\varphi(0) = 0$ .<sup>1</sup>

В то время как у параболической зеркальной антенны, которая возбуждается расположенным в фокусе точечным облучателем, имеет место синфазное распределение в апертуре (см. раздел 7.1.2), при выносе облучателя из фокуса возникают фазовые отклонения. При выносе в направлении, перпендикулярном оси параболы, например в точку  $F_1$  (рис. 4.17, б), возникает линейная фазовая погрешность. Волновые фронты наклоняются относительно апертуры, и излучение происходит под углом к оси параболы. При более значительном выносе дополнительно возникает кубическая фазовая погрешность. Если же облучатель переместить из фокуса вдоль оси, например в точку  $F_2$  (рис. 4.17, в), то в первом приближении в апертуре возникает квадратичная фазовая погрешность. Фазовые поверхности в этом случае уже не плоские, а выпуклые.

<sup>1</sup> Влияние периодической фазовой погрешности рассмотрел Шеретько [4.79].

Для функции излучения в соответствии с (4.104) справедливо следующее выражение:

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f_0(p) e^{-j\{pu + \varphi(p)\}} dp. \quad (4.131)$$

При линейной фазовой погрешности

$$g(u) = g(u; \varphi_1) = \int_{-1}^{+1} f_0(p) e^{-j p(u + \varphi_1)} dp. \quad (4.132)$$

Если обозначить функцию излучения при отсутствии фазовой погрешности через  $g_0(u) = g(u; 0)$ , то

$$g(u) = g_0(u + \varphi_1), \quad (4.133)$$

так как величина  $u$  по сравнению с (4.104) заменена здесь на  $u + \varphi_1$ . Следовательно, все свойства функции излучения, которые были установлены в разделе 4.3.3 для специальных видов распределения, сохраняются (вплоть до значений на краю области изменения  $u$ ), изменяется лишь направление главного излучения. Угол  $\vartheta_1$ , на который отклоняется излучение, определяется из выражения

$$u + \varphi_1 = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \vartheta_1 + \varphi_1 = 0,$$

т. е.

$$\vartheta_1 = -\arcsin\left(\frac{\varphi_1}{\pi} \frac{\lambda}{l}\right). \quad (4.134)$$

При квадратичной фазовой погрешности

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f_0(p) e^{-j(u p + \varphi_1 p^2)} dp. \quad (4.135)$$

Вводя новую переменную интегрирования  $t$

$$t = \sqrt{\frac{2\varphi_1}{\pi}} \left(p + \frac{u}{2\varphi_1}\right), \quad (4.136)$$

интеграл можно привести к следующему виду:

$$g(u) = \sqrt{\frac{\pi}{2\varphi_1}} e^{j u^2 / 4\varphi_1} \int_{t_-}^{t_+} \bar{f}_0(t) e^{-j\left(\frac{\pi}{2}\right) t^2} dt. \quad (4.137)$$

Пределы интегрирования в этом случае

$$t_{\pm} = \sqrt{\frac{2\varphi_1}{\pi}} \left(\pm 1 + \frac{u}{2\varphi_1}\right), \quad (4.138)$$

и с учетом (4.136) справедливо  $\bar{f}_0(t) = f_0(p)$ .

Если разложить  $\bar{f}_0(t)$  в степенной ряд

$$\bar{f}_0(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{\nu} t^{\nu}, \quad (4.139)$$

что возможно для обычно используемых функций распределения, то  $g(u)$  можно рассчитать следующим образом.

С помощью рекуррентного соотношения

$$\int_{t_-}^{t_+} t^{\nu} e^{-j(\pi/2)t^2} dt = \frac{j}{\pi} \left\{ t_+^{\nu-1} e^{-j(\pi/2)t_+^2} - t_-^{\nu-1} e^{-j(\pi/2)t_-^2} - (\nu-1) \int_{t_-}^{t_+} t^{\nu-2} e^{-j(\pi/2)t^2} dt \right\},$$

которое получается, например, при интегрировании по частям, каждый член можно свести к одному из следующих двух интегралов:

$$\int_{t_-}^{t_+} t e^{-j(\pi/2)t^2} dt = \frac{j}{\pi} \left( e^{-j(\pi/2)t_+^2} - e^{-j(\pi/2)t_-^2} \right);$$

$$\int_{t_-}^{t_+} e^{-j(\pi/2)t^2} dt = C(t_+) - C(t_-) - j \{ S(t_+) - S(t_-) \}.$$

$C(\nu)$  и  $S(\nu)$  являются интегралами Френеля (см. [В 3, стр. 35], [В 4, стр. 132]) и связаны между собой соотношением

$$C(\nu) - jS(\nu) = \int_0^{\nu} e^{-j(\pi/2)t^2} dt = \int_0^{\nu} \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt - j \int_0^{\nu} \sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt. \quad (4.140)$$

При постоянном амплитудном распределении

$$g(u) = \sqrt{\frac{\pi}{2\Phi_1}} e^{ju^2/(4\Phi_1)} \{ C(t_+) - C(t_-) - j[S(t_+) - S(t_-)] \}. \quad (4.141)$$

Интегралы Френеля характерны для поля излучения при квадратичной фазовой погрешности. Они были применены Френелем при теоретических исследованиях дифракции световых волн, например, на щели, причем он рассматривал область, в которой поле хотя и не являлось ближним, но еще не были выполнены условия дальней зоны (приближение Фраунгофера), а в этом случае при разложении  $r' - r$  в показатели степени учитываются вторые степени координат в апертуре [ср. (1.53) и следующие выводы].

Если  $f_0(p)$  в (4.135) разложить в ряд Фурье

$$f_0(p) = \frac{a_0}{2} + \sum_{\nu=1}^{\infty} \left\{ a_{\nu} \cos\left(\nu \frac{\pi}{2} p\right) + b_{\nu} \sin\left(\nu \frac{\pi}{2} p\right) \right\}, \quad (4.142)$$

то при вычислении  $g(u)$  появляются интегралы следующего вида:

$$\int_{-1}^{+1} \cos\left(\nu \frac{\pi}{2} p\right) e^{-j(u p + \Phi_1 p^2)} dp =$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ \int_{-1}^{+1} e^{-j[(u + \nu\pi/2)p + \Phi_1 p^2]} dp + \int_{-1}^{+1} e^{-j[(u - \nu\pi/2)p + \Phi_1 p^2]} dp \right\};$$

$$\int_{-1}^{+1} \sin\left(v \frac{\pi}{2} p\right) e^{-j(u\rho + \varphi_1 \rho^2)} dp =$$

$$= \frac{1}{2j} \left\{ \int_{-1}^{+1} e^{-j[(u-v\pi/2)\rho + \varphi_1 \rho^2]} dp - \int_{-1}^{+1} e^{-j[(u+v\pi/2)\rho + \varphi_1 \rho^2]} dp \right\}.$$

Теперь

$$I(\xi, \eta) = \int_{-1}^{+1} e^{-j(\xi\rho + \eta\rho^2)} dp =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} e^{j(\xi^2/4\eta)} \{C(t_+) - C(t_-) - j[S(t_+) - S(t_-)]\}. \quad (4.143)$$

$C(t)$  и  $S(t)$  — опять интегралы Френеля, причем

$$t_{\pm} = \sqrt{\frac{2\eta}{\pi}} \left( \pm 1 + \frac{\xi}{2\eta} \right). \quad (4.144)$$

Таким образом,

$$g(u) = \frac{a_0}{2} I(u, \varphi_1) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{v=1}^{\infty} \left\{ (a_v - jb_v) I\left(u + v \frac{\pi}{2}, \varphi_1\right) + \right.$$

$$\left. + (a_v + jb_v) I\left(u - v \frac{\pi}{2}, \varphi_1\right) \right\}. \quad (4.145)$$

Выражение (4.143) справедливо лишь при  $\eta \neq 0$ . Для  $\eta = 0$  непосредственное вычисление дает

$$I(\xi, 0) = 2 \frac{\sin \xi}{\xi} = 2 \operatorname{sp}(\xi). \quad (4.146)$$

Следовательно,  $I(u, 0)$  представляет собой функцию излучения  $g(u)$  при равномерном распределении, не обладающем фазовыми погрешностями, а  $I(u, \varphi_1)$  — функцию излучения  $g(u)$  при равномерном распределении с квадратичной фазовой погрешностью  $\varphi_1 \rho^2$ . Функции  $I\left(u \pm v \frac{\pi}{2}, \varphi_1\right)$  являются функциями излучения при равномерном распределении с линейными фазовыми погрешностями  $\pm v \frac{\pi}{2} \rho$  и квадратичной фазовой погрешностью  $\varphi_1 \rho^2$ .

Следовательно, общую функцию излучения линейного источника с равномерным фазовым распределением, функция распределения которого может быть разложена в ряд Фурье, можно представить в виде суммы функций излучения линейного источника с равномерным распределением и линейными фазовыми погрешностями.

Пусть, в частности,

$$f_0(\rho) = t + (1-t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \rho\right) = \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos(\pi\rho) \quad (4.147)$$

( $a_0 = 1 + t$ ;  $a_2 = \frac{1-t}{2}$ ; остальные  $a_v$  и все  $b_v$  равны нулю).

Тогда

$$g(u) = \frac{1+t}{2} I(u, \varphi_1) + \frac{1-t}{4} \{I(u + \pi, \varphi_1) + I(u - \pi, \varphi_1)\}. \quad (4.148)$$

С помощью этого выражения можно оценить влияние квадратичных фазовых погрешностей в апертуре на диаграмму излучения для наиболее употребительных функций распределения. Распределение такого вида исследовалось в [4.3].

При малых фазовых погрешностях для расчета поля излучения, кроме указанных методов, можно применить следующий. Разложим множитель  $\exp(-j\varphi_1 p^2)$  в уравнении (4.135) в степенной ряд:

$$e^{-j\varphi_1 p^2} = \sum_{\nu=0}^{\infty} (-j)_1^{\nu} \frac{\varphi_1^{\nu} p^{2\nu}}{\nu!}.$$

Тем самым

$$g(u) = \sum_{\nu=0}^{\infty} (-j)_1^{\nu} \frac{\varphi_1^{\nu}}{\nu!} \int_{-1}^{+1} f_0(p) p^{2\nu} e^{-j p u} dp.$$

Теперь, если

$$g_0(u) = \int_{-1}^{+1} f_0(p) e^{-j p u} dp$$

опять представляет собой функцию излучения при равной нулю фазовой погрешности, то

$$\frac{d^{2\nu} g_0}{du^{2\nu}} = g_0^{(2\nu)}(u) = (-1)^{\nu} \int_{-1}^{+1} f_0(p) p^{2\nu} e^{-j p u} dp. \quad (4.149)$$

Следовательно,

$$g(u) = \sum_{\nu=0}^{\infty} j^{\nu} \frac{\varphi_1^{\nu}}{\nu!} g_0^{(2\nu)}(u). \quad (4.150)$$

В качестве приближения второго порядка по  $\varphi_1$  получаем

$$g(u) = g_0(u) + j\varphi_1 g_0''(u) - \frac{\varphi_1^2}{2} g_0^{(IV)}(u). \quad (4.151)$$

Отсюда для квадрата абсолютного значения при действительной (или чисто мнимой) функции  $g(u)$  следует:

$$|g(u)|^2 = g_0^2(u) - \varphi_1^2 \{g_0(u) g_0^{(IV)}(u) - [g_0''(u)]^2\}. \quad (4.152)$$

Если положить в последнем выражении  $u = 0$ , то приходим к выводу об изменении усиления в направлении главного излучения, обусловленном фазовой погрешностью.

Так как выражение, стоящее в фигурных скобках, всегда положительно [это можно показать с помощью уравнения (4.149)], то из-за фазовой погрешности усиление всегда уменьшается.

[Замечание: Уравнение (61) в [А 35], из которого следует, что усиление возрастает, неверно; его вывод из (60) приводит лишь к приближению первого порядка!]

Изменения диаграммы, возникающие из-за фазовой погрешности, представляют интерес в технике антенных измерений, так как при измерении диаграмм излучения при слишком малых удалениях возникает эквивалентная фазовая погрешность в апертуре.

Эквивалентная фазовая погрешность в первом приближении может быть определена из рис. 4.18 для

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{4} \frac{d^2}{r\lambda}, \quad (4.153)$$

где  $r$  — расстояние до измерительного прибора, а  $d$  — ширина антенны.

При этом предполагается, что в точке  $P$  расположен точечный центр излучения; практически в большинстве случаев это выполняется с достаточной степенью точности.

Фазовая погрешность

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{8} \hat{=} 22,5^\circ \quad (4.154)$$

обычно считается еще допустимой. Тем самым из уравнения (4.153) можно получить минимально требуемое расстояние до измерительного прибора (для синфазно возбуждаемых апертурных антенн)

$$r_{\min} = 2 \frac{d^2}{\lambda} \quad (4.155)$$

или

$$\frac{r_{\min}}{d} = \frac{d}{\frac{\lambda}{2}}. \quad (4.156)$$

Следовательно, отношение расстояния до индикатора к ширине антенны должно быть по крайней мере не меньше, чем отношение ширины антенны к половине длины волны.

Для исследования влияния кубической фазовой погрешности разложим множитель  $\exp(-j\varphi_1 p^3)$ , стоящий под знаком интеграла в функции излучения

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f_0(p) e^{-j(u\rho + \varphi_1 p^3)} dp, \quad (4.157)$$

в степенной ряд и в результате почленного интегрирования, как и в случае квадратичной фазовой погрешности, получим

$$g(u) = \sum_{\nu=0}^{\infty} (-1)^\nu \frac{\varphi_1^\nu}{\nu!} g_0^{(3\nu)}(u). \quad (4.158)$$

Для малой фазовой погрешности в качестве приближения второго порядка справедливо

$$g(u) = g_0(u) - \varphi_1 g''(u) + \frac{\varphi_1^2}{2} g^{(VI)}(u). \quad (4.159)$$

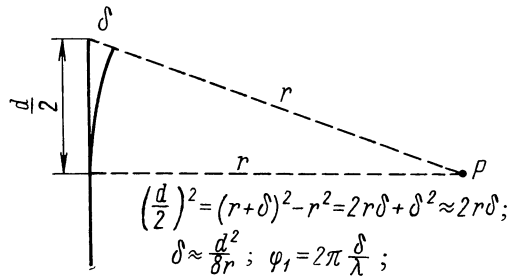


Рис. 4.18. К определению эквивалентной фазовой погрешности при конечном расстоянии до места измерения.

#### 4.3.6. Влияние случайных погрешностей на излучение

При исследовании чувствительности систем, состоящих из дискретных излучателей (раздел 3.3.2), к погрешности механические и электрические погрешности отдельных элементов принимались статистически независимыми. Однако даже для дискретного возбуждения при расстояниях между излучателями, не превышающих половины длины волны, что обычно имеет место на практике, это допущение уже не выполняется с достаточной точностью. Напротив, из-за связи между элементами по излучению и связи их через систему питания любая погрешность в возбуждении одного элемента (будь то амплитудная или фазовая) всегда сказывается на соседних излучателях. Следовательно, переход к непрерывному возбуждению путем неограниченного уменьшения расстояния между излучателями при сохранении предположения о статистической независимости погрешностей с физической точки зрения тем более нереален. Теоретические выводы раздела 3.3.2 свидетельствуют о том, что при предельном переходе к расстоянию между излучателями, равному нулю, погрешность уже не сказывается. Эти выводы получены вследствие того, что из-за принятого математического подхода все погрешности, обусловленные взаимным влиянием, в предельном случае взаимно уничтожались. В действительности же при непрерывном возбуждении любое отклонение возбуждения от его номинального режима влияет еще на соседние элементы (например, неровности на зеркале антенны). Поэтому при исследовании влияния погрешностей при непрерывном возбуждении необходимо априорно предполагать наличие корреляции между погрешностями в соседних элементах. Ниже мы рассмотрим непрерывно возбуждаемый линейный источник, который в известном смысле можно принимать за эквивалентный источник, например, излучающей апертуры (раздел 4.3.2), и исследуем влияние погрешностей в функции распределения на функцию излучения.

Функция излучения  $g(u)$  и функция распределения  $f(p)$  связаны соотношениями

$$\left. \begin{aligned} g(u) &= \int_{-1}^{+1} f(p) e^{-ipu} dp; \\ f(p) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(u) e^{ipu} du, \end{aligned} \right\} \quad (4.160)$$

где

$$p = \frac{2x}{l}; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \vartheta; \quad (4.161)$$

здесь  $l$  — длина антенны;  $\vartheta$  — угол излучения относительно перпендикуляра к линейному источнику (рис. 4.11). Функция  $g(u)$  определяет относительную напряженность дальнего поля в направлении  $\vartheta$ . Из (4.160) для характеристики излучения по мощности получаем

$$\left. \begin{aligned} |g(u)|^2 &= g(u) g^*(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(p) f^*(p) e^{-j(q-p)u} dp dq = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} f(p) f^*(p + \xi) dp \right\} e^{-j\xi u} d\xi, \end{aligned} \right\} \quad (4.162)$$

где в качестве новой переменной интегрирования вместо  $q$  введена величина

$$\xi = q - p.$$



Пределы интегрирования могут быть расширены до  $\pm\infty$ , что допустимо, если  $f(p)$  вне интервала ее определения полагается равной нулю. Определим теперь

$$\Phi(\xi) = \Phi(\xi; \{f\}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(p) f^*(p + \xi) dp \quad (4.163)$$

и назовем функцию  $\Phi$ , зависящую от переменной  $\xi$  и функции распределения  $f(p)$ , корреляционной функцией функции распределения  $f(p)$ . Функция  $\Phi$  соответствует функции автокорреляции в теории связи. Однако наше определение отличается тем, что в данном случае не имеют места ни образование среднего значения, ни предельный переход, принятые в теории связи для функций, зависящих от времени. В нашем случае функция  $f(p)$  обращается в нуль для абсолютных значений аргумента, которые превышают единицу. С помощью корреляционной функции из (4.162) получаются следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} |g(u)|^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi) e^{-j\xi u} d\xi; \\ \Phi(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |g(u)|^2 e^{j\xi u} du. \end{aligned} \right\} \quad (4.164)$$

Эта система уравнений соответствует известной в теории связи теореме Винера—Хинчина.

В (4.164) в противоположность (4.160) фаза функции излучения уже не содержится. При  $\xi = 0$  из (4.164) следует равенство Парсеваля для интеграла Фурье

$$\Phi(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} |f(p)|^2 dp = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |g(u)|^2 du. \quad (4.165)$$

Для исследования влияния случайных погрешностей функции распределения на функцию излучения представим теперь функцию  $f(p)$  в виде

$$f(p) = f_0(p) + f'(p) = f_0(p) \{1 + \sum f''(p)\} e^{j \sum \varphi'(p)}. \quad (4.166)$$

С помощью  $f_0$  описывается свободное от погрешностей распределение, на которое накладывается погрешность, обозначаемая через  $f'(p)$  (смешения с производной от  $f(p)$  здесь не следует опасаться). Под функцией  $f''(p)$  понимаются относительные погрешности по амплитуде, а под  $\varphi'(p)$  — погрешности по фазе [ $f'(p)$  как комплексная функция содержит оба вида погрешностей]. Знак суммирования означает, что многие погрешности, которые вызываются различными причинами, допускают разделение. Добавление погрешности к амплитудному значению целесообразно потому, что практически отклонения, как правило, пропорциональны номинальной амплитуде.

Положим теперь, что все погрешности  $f''$  и  $\varphi'$  для любого  $p$  настолько малы, что могут учитываться только их первые степени. Тогда из (4.166) для  $f'(p)$  следует:

$$f'(p) = f_0(p) \{ \sum f''(p) + j \sum \varphi'(p) \}. \quad (4.167)$$

Так как функция излучения связана с функцией распределения посредством линейной операции, то для нее справедливо также

$$g(u) = g_0(u) + g'(u), \quad (4.168)$$

причем  $g'(u)$  получается из  $f'(p)$  с помощью (4.160). Далее характеристики по мощности складываются, так как согласно предположению погрешности статистически независимы от  $f_0(p)$ . Используя уравнения (4.164) и принимая во внимание правила для средних статистических значений, указанные в разделе 3.3.1, для среднего статистического значения характеристики излучения по мощности с учетом погрешностей получаем

$$\overline{|g'(u)|^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi'(\xi) e^{-j\xi u} d\xi, \quad (4.169)$$

где

$$\Phi'(\xi) = \overline{\Phi(\xi; f')} = \int_{-\infty}^{+\infty} f'(p) f'^*(p + \xi) dp. \quad (4.170)$$

Это среднее значение уровня искажений, которые накладываются в дальней зоне на свободную от погрешностей характеристику излучения по мощности.

Подставляя (4.167) в (4.170), находим

$$\begin{aligned} \Phi'(\xi) = & \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(p) f_0^*(p + \xi) \{ \sum f''(p) + j \sum \Phi'(p) \} \times \\ & \times \{ \sum f''(p + \xi) - j \sum \Phi'(p + \xi) \} dp. \end{aligned} \quad (4.171)$$

Допустим теперь, что различные погрешности  $f''$  и  $\Phi'$  статистически независимы. На практике в большинстве случаев это выполняется. Пусть, далее, линейное среднее значение погрешностей равно нулю. Тогда средние значения всех «смешанных» произведений в (4.171) обращаются в нуль; отсюда следует:

$$\Phi'(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(p) f_0^*(p + \xi) \sum_{q=1}^r \overline{\Phi_q(p) \Phi_q(p + \xi)} dp. \quad (4.172)$$

Отдельные погрешности, относящиеся к  $r$  различным вызывающим их причинам, обозначены через  $\Phi_q$  ( $q = 1, 2, \dots, r$ ) независимо от того, идет ли речь об амплитудных или фазовых погрешностях.

Выражение (4.172) позволяет произвести аддитивное разделение корреляционной функции погрешностей на  $r$  корреляционных функций, каждая из которых соответствует одной вызывающей погрешность причине:

$$\Phi'(\xi) = \sum_{q=1}^r \Phi'_q(\xi), \quad (4.173)$$

где

$$\Phi'_q(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(p) f_0^*(p + \xi) \overline{\Phi_q(p) \Phi_q(p + \xi)} dp. \quad (4.174)$$

Теперь каждая отдельная погрешность описывается ее среднеквадратичным отклонением или ее дисперсией (см. раздел 3.3.1).

Положим, что квадраты погрешностей не зависят от  $p$  и

$$\sigma_q^2 = \overline{\Phi_q^2(p)}. \quad (4.175)$$

Тогда (4.174) для  $\xi = 0$  принимает следующий вид:

$$\Phi'_q(0) = \sigma_q^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |f_0(p)|^2 dp. \quad (4.176)$$

Представим теперь корреляционную функцию  $\Phi'_q(\xi)$  следующим образом:

$$\Phi'_q(\xi) = \Phi'_q(0) e^{-\xi^2/\beta_q^2}. \quad (4.177)$$

Такой подход целесообразен, так как, во-первых, корреляция погрешностей, как правило, убывает с возрастанием расстояния между очагами их и, во-вторых, для описания необходима регулярная функция. Правда, выражение (4.177) содержит противоречие, которое заключается в том, что  $\Phi'_q(\xi)$  всегда положительны, т. е. отличны от нуля, в то время как согласно (4.172) для  $|\xi| \geq 2$  они тождественно равны нулю [так как  $f(p) = 0$  при  $p > 1$ ]. Однако с этим можно примириться, так как экспоненциальная функция с ростом  $\xi$ , как правило, быстро убывает. Такой подход (4.177) можно обосновать, если рассмотреть распределенную вдоль линейного размера антенны амплитудную погрешность

$$f_0(p) f''(p) = A e^{-(p-p_1)^2/p_0^2} \quad (4.178)$$

(рис. 4.19). Функция корреляции такой погрешности согласно (4.174) имеет вид

$$\Phi'(\xi) = A^2 p_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-\xi^2/2p_0^2}. \quad (4.179)$$

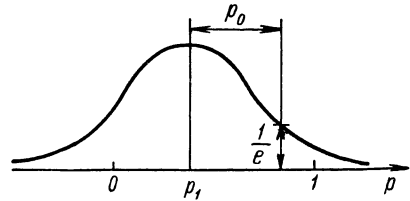


Рис. 4.19. Зависимость от расстояния амплитудной погрешности вида (4.178).

Сравнение с (4.177) показывает, что можно положить  $\beta_q = p_0 \sqrt{2}$ . Следовательно, для  $p - p_1 = \beta_q$  погрешность составляет  $A e^{-2} = 0,13 A$ , т. е.  $\beta_q$  является тем значением, при котором принятая погрешность уменьшается на 13% от своей максимальной величины. Например, если погрешность распределяется в указанном смысле, т. е. спадает на 13% для каждой половины размера антенны, то  $\beta_q = 0,5$ .  $\beta_q$  называется радиусом корреляции.

Для среднеквадратичного значения помехи согласно (4.164) с учетом (4.173), (4.176), (4.177) получаем

$$\overline{|g'(u)|^2} = \sqrt{\pi} \int_{-1}^{+1} |f_0(p)|^2 dp \sum_{q=1}^r \sigma_q^2 \beta_q e^{-u^2 \beta_q^2/4}. \quad (4.180)$$

Чтобы оценить влияние искажений, это выражение необходимо поделить на значение характеристики излучения по мощности в соответствующей точке  $u_0$  (как правило, на главном направлении луча). По аналогии со случаем дискретного возбуждения определим в этом смысле относительный уровень искажений  $q$ :

$$q = \frac{\overline{|g'(u)|^2}}{|g_0(u_0)|^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \kappa' \sum_{q=1}^r \sigma_q^2 \beta_q e^{-u^2 \beta_q^2/4}, \quad (4.181)$$

где

$$\kappa' = \frac{2}{|g_0(u_0)|^2} \int_{-1}^{+1} |f_0(p)|^2 dp = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{g_0(u)}{g_0(u_0)} \right|^2 du \quad (4.182)$$

[последнее преобразование проводилось с использованием равенства Парсевала, уравнение (4.165)].

Если рассматривать только одну погрешность ( $r = 1$ ), то уровень искажений оказывается пропорциональным дисперсии функции распределения при действии погрешностей и величине  $\kappa'$  и, кроме того, зависит от радиуса корреляции погрешностей  $\beta$  через функцию  $\beta \exp(-u^2\beta^2/4)$ .  $\kappa'$  является мерой чувствительности к погрешностям линейного источника и поэтому играет здесь такую же роль, как  $K'$  в случае дискретного возбуждения (раздел 3.3.2). Можно показать, что

$$\kappa' \geq 1, \quad (4.183)$$

причем знак равенства имеет место только для случая однородного возбуждения [ $f(p) = \text{const}$ ]. Следовательно, однородно возбуждаемый линейный источник менее всего чувствителен к погрешностям возбуждения. В табл. 4.1 приведены значения  $\kappa'$  для наиболее употребительных функций распределения. Если положить, как и в случае дискретного возбуждения,

$$h_0(p) = \hat{f}_0(p) e^{ip u_0}, \quad (4.184)$$

то

$$|g_0(u_0)|^2 = \left| \int_{-1}^{+1} \hat{f}_0(p) dp \right|^2$$

и

$$\kappa' = 2 \frac{\int_{-1}^{+1} |\hat{f}_0(p)|^2 dp}{\left| \int_{-1}^{+1} \hat{f}_0(p) dp \right|^2}. \quad (4.185)$$

На основании этого представления с помощью неравенства Шварца можно доказать соотношение (4.183).

Как правило, радиус корреляции погрешностей указать трудно. Для того чтобы получить лучшее представление о зависимости характеристик излучения от погрешностей, положим все  $\beta_0$  равными друг другу и обозначим их через  $\beta$ . Тогда сопоставление выражения (3.132) для уровня помехи при дискретном возбуждении и выражения (4.181) для уровня помехи при непрерывном возбуждении приводит к следующей картине: при непрерывном возбуждении

$$q = \delta^2 \left| \frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta \right| e^{-u^2\beta^2/4} \kappa'; \quad \delta^2 = \sum_{0=1}^r \sigma_0^2; \quad (4.186)$$

при дискретном возбуждении

$$q = \delta^2 \left| \frac{1}{n} \right| \frac{|E_0^{(e)}(\mathbf{r})|^2}{|E_0^{(e)}(\mathbf{r}_0)|^2} K'. \quad (4.187)$$

Имеет место явное соответствие расположенных друг под другом величин. При дискретном возбуждении справедливо равенство  $l = dn$  ( $l$  — длина антенны;  $d$  — расстояние между элементами). Если ввести теперь с помощью равенства

$$\beta' = \beta \frac{l}{2} \quad (4.188)$$

радиус корреляции  $\beta'$ , отнесенный к переменной  $x$ , то при непрерывном возбуждении на основании упомянутой выше аналогии можно определить эффективное расстояние  $d_{эфф}$  между элементами:

$$d_{эфф} = \beta' \sqrt{\pi}. \quad (4.189)$$

На рис. 4.20 представлены функция распределения  $\bar{f}_v(x)$ , соответствующая одному элементу, и его функция излучения  $g_{эфф}^{(e)}$ , которые необходимо положить в основу расчета, если непрерывный источник понимается в этом смысле как дискретный. Можно видеть, что возбуждение одного элемента почти не влияет на соседние элементы, что практически не соответствует действительности из-за связи по излучению и вследствие других причин (связь через систему питания). Результат этот, однако, понятен, так как при расчете излучения, обусловленного помехами в случае дискретного возбуждения, погрешности в соседних элементах полагались некоррелированными. Однако на основании сопоставления выражений (4.186) и (4.187) корреляцию погрешностей при дискретном возбуждении

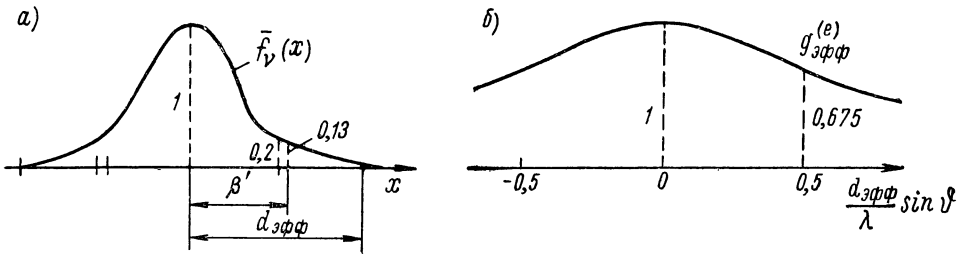


Рис. 4.20. Функции распределения (а) и излучения (б) эквивалентного непрерывно возбуждаемого линейного источника.

можно приближенно учесть, используя и при дискретном возбуждении выражение (4.186) с соответственно увеличенным радиусом корреляции.

Исходя теперь из выражения (4.186), рассмотрим влияние радиуса корреляции  $\beta$  погрешностей на угловую зависимость мешающего излучения. Для этого запишем это выражение следующим образом:

$$q = \delta^2 \chi^1 h(u; \beta), \quad (4.190)$$

где

$$h(u; \beta) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta e^{-u^2 \beta^2 / 4}. \quad (4.191)$$

Уровень искажений, определенный через погрешности, сказывается прежде всего на ослаблении боковых лепестков.<sup>1</sup>

Если необходимо получить определенное ослабление боковых лепестков диаграммы направленности антенны, то надо обеспечить по меньшей мере такое же ослабление ожидаемого значения уровня помехи. Однако, как правило, требования к ослаблению боковых лепестков зависят от направления излучения. В большинстве случаев в области основного лепестка допускается относительно малое ослабление бокового излучения, в то время как ослабление вне этой области должно быть выше (например, для радиолокационных антенн ослабление боковых лепестков диаграммы

<sup>1</sup> Влияние на излучение в главном направлении, которым нельзя пренебрегать при остронаправленных антеннах, рассматривается в работе [4.59].

направленности в области  $\pm 10^\circ$  больше чем 23 дб, а вне этой области больше чем 30 дб).

Выполнению этих общепринятых требований способствует зависимость уровня искажений от  $u$ , так как уровень искажений вследствие экспоненциальной зависимости при больших значениях  $u$  принимает также малые значения (если  $u = 0$  — главное направление излучения). На рис. 4.21

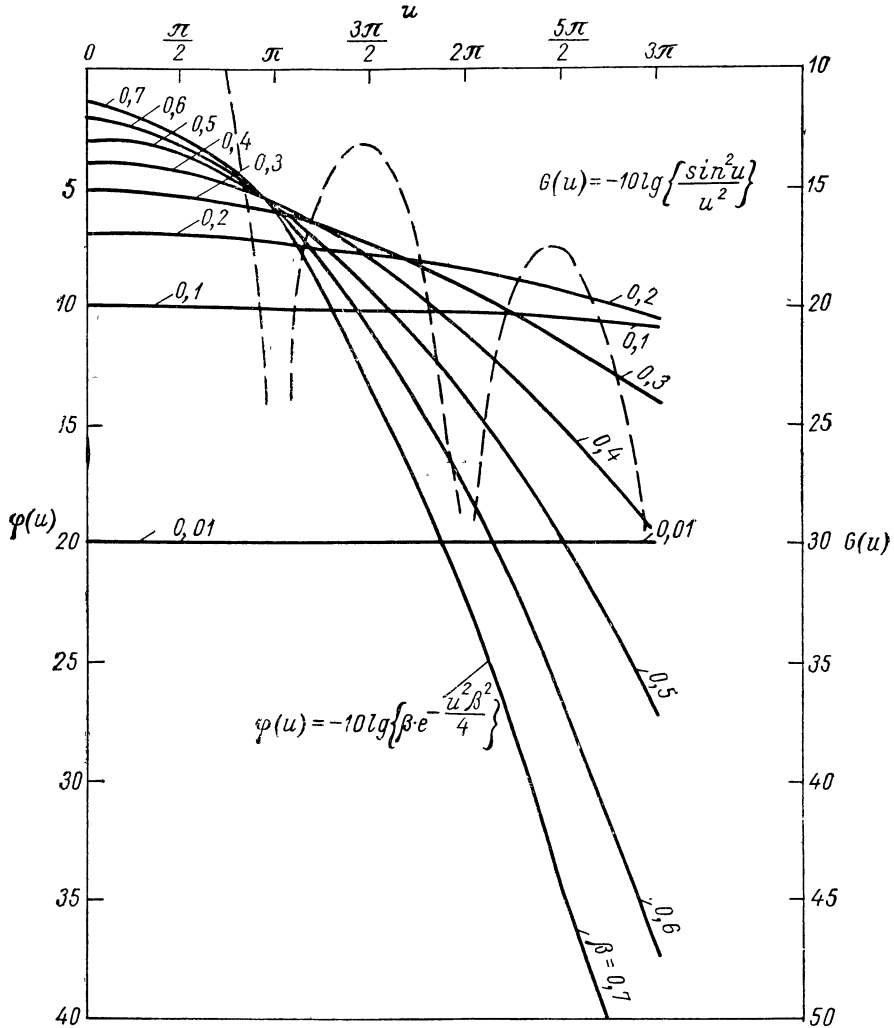


Рис. 4.21. Зависимость уровня искажений от направления для различных радиусов корреляции.

показана зависимость уровня искажений  $\varphi(u)$  от направления для различных значений радиуса корреляции  $\beta$ . Для сравнения приведена функция излучения  $G(u)$  при однородном возбуждении. Из рисунка видно, что большие значения  $\beta$  отнюдь не всегда обуславливают высокий уровень искажений в интересующей нас угловой области. Хотя вблизи главного направления излучения при большом  $\beta$  уровень искажений относительно велик, при отклонении от этого направления он очень быстро убывает. Очень малые значения  $\beta$  (например,  $\beta = 0,01$  на рис. 4.21) вы-

зывают незначительный уровень искажений, который, однако, сказывается еще и при больших значениях  $u$ . Некоторые значения  $\beta$  являются особенно неблагоприятными (например,  $\beta = 0,2$ ). Это обстоятельство заставляет при общей оценке чувствительности к погрешностям линейного источника рассматривать все возможные радиусы корреляции и вводить огибающую функции  $h(u; \beta)$ , которая содержится в уравнении (4.190).

Она определяется следующим выражением:

$$H(u) = h\left(u; \frac{\sqrt{2}}{u}\right) = \frac{0,76}{u}. \quad (4.192)$$

Тем самым для уровня искажений получается верхняя граница, которую обозначим через  $Q$  и которая уже не зависит от радиуса корреляции:

$$q \leq Q = \delta^2 \kappa' \frac{0,76}{u}. \quad (4.193)$$

Теперь для радиуса корреляции и тем самым для  $u$  можно указать определенные границы. Прежде всего согласно (4.188) и (4.189) справедливо

$$\frac{d_{\text{эфф}}}{\sqrt{\pi}} \leq \beta' \leq \frac{l}{2}$$

и тем самым, так как в (4.192)  $\beta = \sqrt{2}/u$ ,

$$\sqrt{2} \leq u \leq \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{l}{d_{\text{эфф}}}. \quad (4.194)$$

Однако, как показывает поведение обычных функций излучения, можно выбрать  $u \geq 2\pi$ . Тем самым в качестве приближенной формулы для вероятного уровня искажений из (4.193) получаем неравенство

$$q \leq 0,121 \delta^2 \kappa'. \quad (4.195)$$

Для большинства применяемых на практике функций распределения уровень искажений можно указать точнее или еще более повысить требования к точности возбуждения. На рис. 4.22 представлены функция излучения  $\frac{\sin^2 u}{u^2}$  при однородном возбуждении [ $f(p) = \text{const}$ ] и ее огибающая и, кроме того, показан характер изменения уровня искажений  $Q$ . Обе кривые пересекаются в точке  $u = u_1$ . Для функций излучения, с которыми наиболее часто приходится встречаться на практике, во многих случаях характер изменения огибающих сохраняется. Очевидно, что уровень искажений сказывается лишь при  $u \geq u_1$ , т. е. если для него задана граница  $Q_1$ , то она представляет интерес только для  $u \geq u_1$ , причем  $u_1$  необходимо определять из уравнения

$$H\left\{\left|\frac{g(u_1)}{g(0)}\right|\right\} = \sqrt{Q_1} \quad (4.196)$$

( $H\{\dots\}$  — огибающая функции излучения).

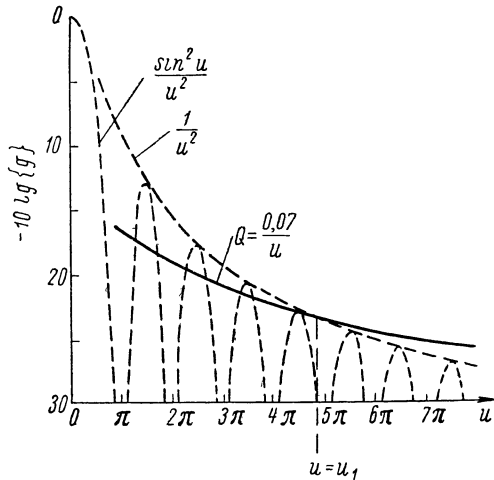


Рис. 4.22. Функция излучения при однородном возбуждении и характер изменения уровня искажений.

Тогда сумма допустимых квадратичных погрешностей

$$\delta^2 \leq \frac{u_1 Q_1}{\kappa' 0,76}, \quad (4.197)$$

и «критический» радиус корреляции

$$\beta'_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{l}{u_1}, \quad (4.198)$$

где  $\beta'_1$  — значение  $\beta'$ , которое в точке  $u_1$  определяет величину  $Q$ .

Для других значений радиуса корреляции уровень искажений меньше.

Во многих случаях применяются функции распределения вида

$$f(p) = t + (1-t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} p\right) = \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos(\pi p) \quad (4.199)$$

(ср. раздел 4.3.3, табл. 4.1), причем  $0 \leq t \leq 1$ .

Для функции излучения и для  $\kappa'$  в этом случае получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} g(u) &= (1+t) \operatorname{sp}(u) + \frac{1-t}{2} \{\operatorname{sp}(u-\pi) + \operatorname{sp}(u+\pi)\} = \\ &= (1+t) \operatorname{sp}(u) - (1-t) \frac{u \sin u}{u^2 - \pi^2}; \end{aligned} \quad (4.200)$$

$$\kappa' = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{1-t}{1+t} \right)^2. \quad (4.201)$$

Важнейшие параметры этого распределения указаны в табл. 4.1 и на рис. 4.12 и 4.13.

Для огибающей функции  $g(u)$  в этом случае имеем

$$H \left\{ \left| \frac{g(u)}{g(0)} \right| \right\} = \frac{1}{u} \left| \frac{2t}{1+t} - \frac{1-t}{1+t} \frac{\pi^2/u^2}{1-\pi^2/u^2} \right|. \quad (4.202)$$

Тем самым для значений  $t$  не слишком малых (приблизительно  $t > 0,2$ ) и значений  $Q_1$  не слишком больших (приблизительно  $Q_1 < 0,01$ ) согласно уравнению (4.196) для  $u_1$  получаем

$$u_1 = \frac{1}{\sqrt{Q_1}} \frac{2t}{1+t}, \quad (4.203)$$

а отсюда согласно уравнению (4.197)

$$\delta^2 \leq F(t) \sqrt{Q_1}, \quad (4.204)$$

где  $F(t)$  — монотонно возрастающая функция, причем  $F(0,3) = 0,53$  и  $F(1) = 1,32$ .

Кроме того, критический радиус корреляции

$$\beta'_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} l \sqrt{Q_1} \frac{1+t}{2t}. \quad (4.205)$$

Для направленных антенн с уровнем помехи меньшим, чем  $Q_1$ , этой формулой можно пользоваться, если сумма квадратов погрешностей эквивалентного линейного источника удовлетворяет условию

$$\delta^2 \leq 0,5 \sqrt{Q_1}. \quad (4.206)$$



Последнее неравенство можно рассматривать в качестве приближенной формулы для допустимой среднеквадратичной погрешности. Оно справедливо для наиболее употребительных функций распределения, которые, в частности, принадлежат к классу (4.199) с ограничением  $t > 0,2$ . Неравенство не выполняется, если  $\chi'$  принимает значение, много большее единицы, т. е., как показано в следующем разделе, для функций излучения с особыми свойствами, которые не могут быть определены с помощью простых функций распределения.

Полученные соотношения справедливы для случая линейного источника, к которому и необходимо приводить апертуру поверхностной антенны при применении этих соотношений (см. раздел 4.3.2). При двумерном распределении погрешностей нужно рассматривать эквивалентное распределение их на линейном источнике. Если провести анализ влияния погрешностей для двумерного случая, то оказывается, что средний уровень помехи зависит от радиусов корреляции не линейно, а квадратично [4.8].

В качестве примера рассмотрим антенну, представляющую собой замкнутый параболический цилиндр (сегментная антенна, см. раздел 7.1.5). Пусть поверхность зеркала этой антенны произвольно изогнута, причем предположим для упрощения, что каждый изгиб равномерно распределяется по всей высоте зеркала (так как высота зеркала относительно мала, то это предположение вполне допустимо). Апертурное распределение, включая погрешность, в первом приближении может приниматься за распределение, свойственное линейному источнику. Амплитудными погрешностями в распределении, вызванными изгибами, можно пренебречь и следует учитывать лишь фазовые погрешности. Если  $b$  — та высота неровностей, которая не превышаетя в 68% всех случаев, то

$$\delta = \sigma_p = 4\pi \frac{b}{\lambda}.$$

Если, кроме того, уровень помехи на  $30 \text{ дБ}$  меньше главного излучения, то  $Q_1 = 0,001$ , и из (4.206) для  $b$  вытекает требование

$$\frac{b}{\lambda} \leq 0,01. \quad (4.207)$$

Тогда для распределения Гаусса справедливо двойное значение (4.207) для такой высоты неровностей, которая не превышаетя в 95% всех случаев.

Если положить далее в (4.205)  $t = 0,3$ , то для критического радиуса корреляции получается

$$\frac{\beta_1'}{l} = 0,0484 \approx 0,05.$$

Согласно (4.207) требования, предъявляемые к точности изготовления зеркала, достаточно высоки. Однако эти жесткие требования оправданы лишь в случае неравномерных изгибов, о протяженности которых нельзя сделать никаких ограничивающих предположений. При гладкой и правильной поверхности зеркала (по визуальной оценке) радиусы корреляции возможных отклонений от идеальной формы зеркала превышают критическое значение. В этих случаях требования к точности изготовления зеркала определяются допустимой величиной фазового отклонения в соответствии с выводами раздела 4.3.5.

#### 4.3.7. Общий синтез диаграммы направленности и сверхнаправленность

Часто возникает задача определить по заданной функции излучения функцию распределения. Эта задача называется синтезом диаграммы направленности. Ограничим наше рассмотрение (как это обычно и делают) такими антеннами, у которых связь между характеристикой излучения и возбуждением может описываться функциями излучения и распределения, как указано в разделе 4.3.2.

Функция излучения  $g(u)$  и функция распределения  $f(p)$  связаны преобразованием Фурье [см. (4.104) и (4.105)]:

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f(p)e^{-ipu} dp; \quad (4.208)$$

$$f(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(u)e^{ipu} du, \quad (4.209)$$

где  $p$  и  $u$  описываются следующими выражениями:

$$p = \frac{2x}{l}; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \vartheta. \quad (4.210)$$

Уравнение (4.208) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода для  $f(p)$ , которое в общем случае, т. е. при произвольно заданной  $g(u)$  неразрешимо относительно  $f(p)$ . Так как  $f(p)$  ограничена интервалом от  $-1$  до  $+1$ , то при расширении области интегрирования в (4.208) до значений от  $-\infty$  до  $+\infty$  для  $|p| > 1$  необходимо положить  $f(p) = 0$ , в результате чего на  $f(p)$  накладывается дополнительное ограничивающее условие, так что решение с помощью преобразования Фурье вообще невозможно. При произвольно заданной  $g(u)$  функция  $f(p)$  согласно (4.209) для  $|p| > 1$  также отлична от нуля. Однако теперь задача решения уравнения (4.208) при произвольно заданной  $g(u)$  уже не точно соответствует задаче синтеза диаграммы. В этой задаче  $g(u)$  может считаться заданной лишь в ограниченном интервале, а именно для  $|u| \leq \frac{\pi l}{\lambda}$ , поскольку для больших абсолютных значений  $u$  угол излучения  $\vartheta$  становится мнимым. Следовательно, можно ожидать, что значения функции  $g(u)$  для  $|u| > \frac{\pi l}{\lambda}$ , которые при синтезе диаграммы не устанавливаются, могут быть с успехом использованы для выполнения дополнительного условия  $f(p) = 0$  при  $|p| > 1$ . Область  $|u| \leq \frac{\pi l}{\lambda}$  называется явной областью функции излучения; область же для больших абсолютных значений, при которых  $\vartheta$  является мнимой, носит название неявной области.

Установим прежде всего следующее. Во-первых, под синтезом диаграммы будем понимать задачу определения  $f(p)$ , когда  $g(u)$  задана в явной области, а в неявной области не подвержена никаким ограничениям. Во-вторых, задача синтеза диаграммы, вообще говоря, не может быть решена с помощью простого преобразования Фурье, а требует чрезвычайно сложного решения интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода с конечными пределами.

Теоретические исследования по реализации заданной функции излучения первоначально базировались на задаче нахождения распределения токов на дискретной излучающей системе конечных размеров, приводящего к усилению больше нормального. При этом под нормальным усилением понимают такое усиление, которое имеет место при возбуждении ряда

излучателей одинаковыми фазами и амплитудами или, соответственно, при возбуждении одинаковыми амплитудами и такими фазами, что происходит алгебраическое сложение всех отдельных волн в одном направлении. Такие антенны, которые имеют усиление, превышающее нормальное, называются сверхнаправленными. Ниже мы уточним понятие сверхнаправленности в более общем смысле.

Уже в 1938 г. Хансену и Вудварду [4.29] удалось показать, что с помощью ряда антенн, излучающих в продольном направлении, при специальном выборе фаз возбуждения можно достигнуть усиления, превышающего нормальное (см. также [4.45], [3.20]). В случае антенн поперечных волн (глава 9) теоретически справедливо аналогичное положение, если фазовая скорость принимает определенные значения, не превышающие скорости света [см. раздел 9.2.2, особенно уравнение (4.64) и рис. 4.14]. Щелкунов [3.44] пошел по новому пути, выражая групповую характеристику ряда излучателей с одинаковыми расстояниями между ними полиномом (раздел 3.1.4) и определяя алгебраическими методами возбуждение, необходимое для получения сверхнаправленности.

В других методах исходят из того, что функцию излучения ряда излучателей с конечным числом элементов можно представить конечным рядом Фурье [3.53], причем коэффициенты Фурье пропорциональны амплитудам элементов. Тем самым заданная диаграмма излучения может быть аппроксимирована соответствующим выбором амплитуд. Приближение будет тем лучше, чем больше число излучателей. Вудвард [4.106] указал метод аппроксимации заданной диаграммы излучения, согласно которому возбуждение группы излучателей может быть выбрано таким образом, чтобы функция излучения в конечном числе точек принимала наперед заданные значения.

Задача синтеза диаграммы была окончательно решена (по крайней мере принципиально) Баукэмпом и Брайдженом [4.11]. Они показали, что с помощью электрического линейного источника заданной длины соответствующим выбором возбуждения можно создать диаграмму излучения, значения которой в любом направлении отличаются от требуемых на величину, меньшую любой наперед заданной. Это положение можно считать фундаментальным в теории антенн. Из него, в частности, следует, что теоретически с помощью сколь угодно малой антенны можно реализовать любое сколь угодно большое усиление. При этом «теоретически» означает следующее. Хотя для создания диаграммы излучения с наперед заданным максимальным отклонением от заданной диаграммы может быть указано распределение тока, но оно, вообще говоря, не может быть реализовано. Это вызывается двумя причинами. Во-первых, значения токов по величине не ограничены, т. е. с ростом приближения к заданной диаграмме их амплитуды неограниченно растут. Во-вторых, изменения амплитуды и фазы вдоль линейного источника не подчиняются никаким ограничениям, так что при хорошей аппроксимации диаграммы возникают значительные амплитудные и фазовые флуктуации и наряду с этим большие напряженности поля в ближней зоне антенны. Следовательно, практическая граница уже задана, с одной стороны, максимально допустимой величиной токов в антенне и, с другой стороны, электрической прочностью материала вблизи антенны.

Практическое осуществление синтеза диаграммы, вообще говоря, чрезвычайно сложно [N 2] [N 3] и при высоких требованиях к степени аппроксимации возможно лишь с привлечением современных вычислительных машин. При этом используют, например, указанные ниже представления (4.222), (4.223) функций рядами, аппроксимируя  $g(u)$  парциальной суммой (например, в пределах от  $v = -n$  до  $v = +n$ ) и подстав-

для  $u$  последовательно  $2n + 1$  значений, равномерно распределенных по явной области. Тем самым получается  $2n + 1$  неоднородных линейных уравнений для неизвестных приближенных значений функции излучения  $g(u)$ , которые после подстановки в (4.222) дают требуемую аппроксимацию для функции распределения. С возрастанием  $n$  найденная функция распределения неограниченно приближается к искомой, которая в явной области определяет заданную функцию излучения. Этому и другим методам решения интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода посвящен ряд математических работ, на которых мы здесь останавливаться не будем (см., например, [N 1, стр. 92] и указанную там литературу). Используя значения функции излучения в неявной области, при известных обстоятельствах можно получить хорошие результаты. Специальная задача синтеза диаграммы рассматривается в разделе 4.3.8 (кроме того, [3.9], [3.41], [4.14], [4.85], [4.88], [4.109]).

Само собой разумеется, что многие функции излучения могут быть получены точно и без указанных затруднений, а именно те, которые определяются простыми функциями распределения  $f(p)$  согласно (4.208). Однако к ним не принадлежат функции излучения, которые создают сверхнаправленность, очень большую крутизну диаграммы или другие особые свойства. На основании этого совокупность линейных источников или, соответственно, антенн можно грубо подразделить на нормальные и сверхнаправленные антенны. Под сверхнаправленной антенной понимают не только антенну с усилением, значительно превышающим нормальное, но и любую антенну, для которой реализация заданной диаграммы излучения вызывает указанные выше затруднения. Для того чтобы дать количественную оценку сверхнаправленных свойств антенны, Тейлор [4.94] ввел понятие о коэффициенте сверхусиления  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |g(u)|^2 du}{\int_{-\pi l/\lambda}^{+\pi l/\lambda} |g(u)|^2 du}. \quad (4.211)$$

С помощью равенства Парсеваля [уравнение (4.165)]  $\gamma$  может быть представлено также в следующем виде:

$$\gamma = 2\pi \frac{\int_{-1}^{+1} |f(p)|^2 dp}{\int_{-\pi l/\lambda}^{+\pi l/\lambda} |g(u)|^2 du}. \quad (4.212)$$

Для линейного источника с однородным возбуждением [ $f(p) = 1$ ] справедливо

$$\gamma = \gamma_0 = \frac{\frac{\pi}{2}}{\text{si}\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right) - \frac{\sin^2(\pi l/\lambda)}{\pi l/\lambda}}; \quad \text{si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt. \quad (4.213)$$

Для  $l \gg \lambda$   $\gamma_0$  практически равно 1 (точнее: для  $l/\lambda \geq 5$  выполняется  $1 < \gamma_0 \leq 1,02$ ). Все другие функции распределения приводят к более высокому значению  $\gamma$ , т. е. справедливо

$$\gamma \geq \gamma_0. \quad (4.214)$$

Для характеристики сверхнаправленных свойств могут быть использованы, кроме того, два других критерия. Для этого мы введем понятие

об удельном усилении линейного источника с помощью следующего выражения:

$$G_0 \frac{\lambda}{2l} = \frac{\pi |g(u_0)|^2}{\int_{-\pi l/\lambda}^{+\pi l/\lambda} |g(u)|^2 du}. \quad (4.215)$$

Если обозначить через  $\left(G_0 \frac{\lambda}{2l}\right)_\infty$  предельное значение удельного усиления при  $l \rightarrow \infty$ , то имеют место соотношения

$$\gamma = \frac{G_0 \frac{\lambda}{2l}}{\left(G_0 \frac{\lambda}{2l}\right)_\infty}; \quad (4.216)$$

$$\kappa' = \frac{1}{\left(G_0 \frac{\lambda}{2l}\right)_\infty}; \quad (4.217)$$

$$\gamma = \kappa' G_0 \frac{\lambda}{2l}. \quad (4.218)$$

Равенство (4.217) непосредственно вытекает из (4.182). Как предельное значение удельного усиления, так и параметр  $\kappa'$ , который был введен в разделе 4.3.6 для описания чувствительности к погрешностям, наряду с коэффициентом сверхусиления могут служить для характеристики сверхнаправленных свойств антенны.

Относительно  $\gamma$  и  $\kappa'$  могут быть приведены те же соображения о связи между сверхнаправленными свойствами и к. п. д., что и в разделе 3.3.2 для случая дискретного возбуждения.

Следующие величины соответствуют друг другу:

$$\left. \begin{aligned} K' &\longleftrightarrow \kappa'; \\ K' \frac{G_0}{n} &\longleftrightarrow \gamma = \kappa' G_0 \frac{\lambda}{2l}. \end{aligned} \right\} \quad (4.219)$$

Равным образом  $\gamma$  и  $\kappa'$  пропорциональны отношению мощности потерь к мощности излучения [ср. (3.140)].

Из приведенных соображений вытекает далее, что свойствами функции излучения в неявной области ( $|u| > \pi l/\lambda$ ) не следует пренебрегать, так как они оказывают значительное влияние на коэффициент сверхусиления. Большие значения в неявной области влекут за собой большие значения  $\gamma$  и  $\kappa'$ , т. е. малый к. п. д., большую чувствительность к погрешностям и, кроме того, высокие значения напряженности поля в ближней зоне. В этой связи иногда вводится понятие «добротности» антенны как отношение энергии в непосредственной окрестности антенны к половине энергии, излучаемой в течение периода. В этом смысле  $\gamma$  пропорционально «добротности» антенны. Такую связь можно установить и из других соображений. А именно, если поле излучения разложить по функциям выбранной соответствующим образом ортогональной системы, например по сферическим функциям, то для того, чтобы получить специальные свойства характеристики излучения, необходимо, вообще говоря, применять функции более высокого порядка и с большими коэффициентами (см., например, [A 16]). Однако даже для малых аргументов (ближняя зона) эти коэффициенты принимают достаточно большие значения.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Несколько интересных примеров сверхнаправленных антенн приводит Хеллер [3.22].

Проблематику сверхнаправленных антенн можно относительно просто построить при помощи следующего подхода. Функция распределения раскладывается в ряд Фурье (что всегда возможно):

$$f(p) = \begin{cases} \sum_{v=-\infty}^{+\infty} D_v e^{-jv\pi p} & \text{для } |p| \leq 1; \\ 0 & \text{для } |p| > 1. \end{cases} \quad (4.220)$$

Тогда преобразование Фурье (4.208) дает для функции  $g(u)$

$$g(u) = 2 \sum_{v=-\infty}^{+\infty} D_v \operatorname{sp}(u - v\pi). \quad (4.221)$$

Если положить  $u = n\pi$  ( $n = 0, \pm 1, \dots$ ), то  $g(n\pi) = 2D_n$ .

Следовательно, справедливы уравнения

$$f(p) = \frac{1}{2} \sum_{v=-\infty}^{+\infty} g(v\pi) e^{-jv\pi p} \quad \text{для } |p| \leq 1; \quad (4.222)$$

$$g(u) = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} g(v\pi) \operatorname{sp}(u - v\pi) \quad (4.223)$$

и, кроме того [согласно формуле (4.182)],

$$\kappa' = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} \frac{|g(v\pi)|^2}{|g(u_0)|^2}. \quad (4.224)$$

Как уже упоминалось выше, система уравнений (4.222), (4.223) может служить основой для синтеза диаграммы. С помощью выражения (4.223)  $g(u)$  определяется через свои значения в дискретных (реперных) точках  $v\pi$ . Так как явная область характеризуется соотношением  $|u| \leq \pi l/\lambda$ , число реперных точек в ней меньше или равно  $2l/\lambda$ . Следует указать, что связь функции распределения с реперными точками функции излучения, определяемая уравнением (4.222), верна только при условии, если  $g(u)$  может быть представлена интегралом Фурье от функции  $f(p)$ , ограниченной в области значений от  $-1$  до  $+1$  (при выводе предполагалась справедливость [4.208]). Это предположение для функций излучения, представляющих практический интерес, если их свойства в неявной области устанавливаются произвольно, вообще говоря, не выполняется. Положим, например,

$$g(u) = \begin{cases} 1 & \text{для } |u| \leq u_1 < \pi; \\ 0 & \text{для } |u| > u_1 \end{cases}$$

(секторная диаграмма излучения, см. также раздел 7.3.4 и дальше).

Тогда аппроксимацией для функции распределения согласно (4.222) будет

$$f_n(p) = \frac{1}{2} g(0) = \frac{1}{2} \quad \text{для } |p| \leq 1$$

(при других значениях  $p$  функция  $f(p)$  равна нулю).

Следовательно, аппроксимирующая функция излучения имеет вид

$$g_n(u) = \operatorname{sp}(u) = \frac{\sin u}{u}.$$

Для получения точного выражения  $g(u)$  необходимо было бы выбрать в соответствии с (4.209)

$$f(p) = \frac{u_1}{\pi} \operatorname{sp}(p u_1)$$

при  $-\infty < p < +\infty$  (рис. 4.23).

Если функция распределения  $f(p)$  является действительной и симметричной, то  $g(-v\pi) = g(v\pi)$ , и уравнения (4.222)—(4.224) переходят в следующие:

$$f(p) = \frac{1}{2} g(0) + \sum_{v=1}^{\infty} g(v\pi) \cos(v\pi p); \quad (4.225)$$

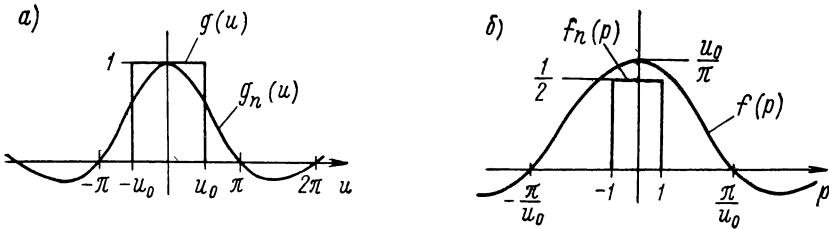


Рис. 4.23. Синтез секторной диаграммы согласно (4.223). Приближение  $g_n(u)$  является недостаточным.

$$\begin{aligned} g(u) &= g(0) \operatorname{sp}(u) + \sum_{v=1}^{\infty} g(v\pi) \{ \operatorname{sp}(u - v\pi) + \operatorname{sp}(u + v\pi) \} = \\ &= g(0) \operatorname{sp}(u) + 2 \sum_{v=1}^{\infty} g(v\pi) (-1)^v \frac{u \sin u}{u^2 - v^2 \pi^2}; \end{aligned} \quad (4.226)$$

$$k' = 1 + 2 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{g^2(v\pi)}{g^2(0)}. \quad (4.227)$$

Вытекающий отсюда частный случай описывается уравнениями (4.199)—(4.201).

Из приведенных уравнений получаются те же выводы, что и из интегральных представлений для  $\gamma$  и  $k'$ . Для создания специальной функции излучения, которая не вытекает из простой функции распределения, в уравнении (4.223) необходимо сохранять достаточно много членов, причем коэффициенты при членах с большим номером должны быть относительно большими, чтобы имело место заметное влияние в явной области. Вследствие этого  $k'$  становится большим, т. е. антенна приобретает значительную чувствительность к погрешностям и другие недостатки сверхнаправленных антенн.

Резюмируя, можно охарактеризовать сверхнаправленные антенны следующим образом:

- |  |  |  |
|--|--|--|
| <ul style="list-style-type: none"> <li>а) высокая напряженность поля в ближней зоне (большая «добротность»)</li> <li>б) большие амплитуды токов</li> <li>в) высокая чувствительность к погрешностям</li> </ul> | $\left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \text{более низкий к. п. д.} \end{array} \right\}$ | <ul style="list-style-type: none"> <li>физическое ограничение</li> <li>практическое ограничение</li> </ul> |
|--|--|--|

г) малая полоса пропускания → ограничение с точки зрения техники связи.

Очень сомнительно, чтобы сверхнаправленные антенны когда-либо приобрели практическое значение. Даже если погрешности изготовления свести к минимуму и с помощью специальных мер уменьшить сопротивление потерь, то все равно останется самый существенный недостаток — очень малая полоса пропускания. Этот недостаток сводит на нет преимущество большого усиления, так как согласно теории информации полоса пропускания в значительной мере определяет свойства системы связи.

Возникает еще ряд вопросов, связанных с проблемой синтеза диаграммы или, соответственно, сверхнаправленных антенн. К ним относится вопрос о достижимой крутизне фронта диаграммы излучения при заданном отношении длины антенны к длине волны и заданном коэффициенте сверхусиления. К слову сказать, эта проблема играет важную роль для передающих антенн, которые должны излучать под малым углом к горизонту.

#### 4.3.8. Оптимальные распределения

Специальная задача синтеза диаграммы состоит в том, чтобы создать большую напряженность поля в одном направлении при возможно меньшем излучении в направлениях, находящихся за пределами главного лепестка. При этом острота направленности определяется обычно шириной основного лепестка по половинному уровню, а степень уменьшения излучения вне главного лепестка — ослаблением боковых лепестков. Предположим опять, что заданное распределение источников приводится к линейному источнику, и допустим, что функция распределения  $f(\rho)$  и функция излучения  $g(u)$  связаны одна с другой преобразованием Фурье (4.160). Ту функцию распределения, для которой функция излучения представляет оптимальный компромисс между требованиями малой ширины основного лепестка по половинному уровню и большим ослаблением боковых лепестков, мы назовем оптимальной.<sup>1</sup> Проблема оптимизации в теоретическом аспекте решается с помощью функции излучения

$$g(u) = \cos \sqrt{u^2 - \pi^2 A^2}, \quad (4.228)$$

указанной Маасом [3.32] (обозначения несколько отличаются). Эта функция была нами получена в разделе 3.2.4 из распределения излучения Дольфа—Чебышева путем предельного перехода к неограниченному числу излучателей. Все боковые лепестки имеют одинаковый уровень, равный единице, так что отношение напряженностей поля главного и боковых лепестков составляет

$$g(0) = g_0 = \text{ch}(\pi A) \quad (4.229)$$

или, соответственно, ослабление боковых лепестков имеет значение

$$d_n = 20 \lg g_0. \quad (4.230)$$

Для ширины основного лепестка по половинному уровню  $2\vartheta_H$  из (4.228) получаем

$$\frac{l}{\lambda} \sin \vartheta_H = \frac{1}{\pi} \sqrt{\pi^2 A^2 - \text{arcch}^2\left(\frac{g_0}{\sqrt{2}}\right)} \quad (4.231)$$

<sup>1</sup> Непосредственное изложение задачи для круговых апертур содержится в [4.93] (см. также [4.28]).



или, пренебрегая более высокими степенями  $\vartheta_H$ ,

$$\frac{l}{\lambda} 2\vartheta_H = \frac{2}{\pi} \sqrt{\pi^2 A^2 - \operatorname{arcch}^2 \frac{g_0}{\sqrt{2}}} \quad (4.232)$$

(см. также [3.49], [3.50]). При этом мы отнесли ширину по половинному уровню к величине  $\frac{\lambda}{l}$ , которая называется также стандартной шириной по половинному уровню. На рис. 4.24 (кривая для  $m = \infty$ ) произведение  $\frac{l}{\lambda} 2\vartheta_H$  представлено в виде функции ослабления боковых лепестков  $d_n$ .

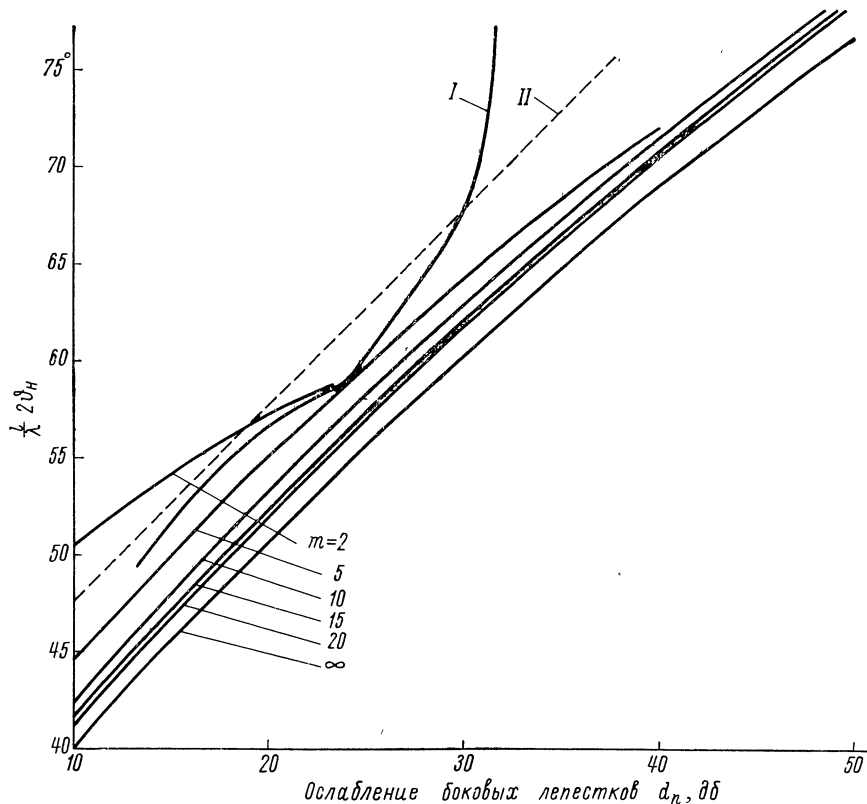


Рис. 4.24. Зависимость произведения относительной длины антенны на ширину диаграммы по половинному уровню от ослабления боковых лепестков при различных  $m$ .

$I$  — при распределении (4.246);  $II$  — в соответствии с эмпирической формулой (4.248) при  $B = 37,5$ .

Однако такая идеальная функция излучения не может быть реализована. С помощью выражения (4.211) можно легко убедиться, что коэффициент сверхусиления при  $g(u)$ , представляемой формулой (4.228), становится бесконечно большим. Более точный анализ показывает, что функция распределения  $f(p)$  при  $p = \pm 1$  обращается в бесконечность (см. [4.94]). Тейлор указал класс функций излучения, зависящих от ослабления боковых лепестков и индекса  $m$ , каждая из которых в отдельности (по крайней мере теоретически) может быть реализована и при неограниченном возрастании  $m$  сходится к соответствующей идеальной функции излучения.

К этим функциям излучения Тейлора мы приходим следующим путем. Положим прежде всего

$$g_1(u; \alpha) = \cos \sqrt{\alpha^2 u^2 - \pi^2 A^2}, \quad (4.233)$$

где  $\alpha$  — действительное число, сходящееся в предельном случае к единице. Так как эта функция излучения при неограниченно возрастающем  $u$  является периодической, а следовательно интеграл от  $|g_1|^2$  и вместе с тем коэффициент сверхусиления становятся бесконечными, то к ней в качестве множителя должна добавляться функция, которая при  $u \rightarrow \infty$  сходится соответствующим образом к нулю. В качестве такой функции предлагается

$$\text{sp}(u) = \frac{\sin u}{u}. \quad (4.234)$$

Однако если в качестве аппроксимации идеальной функции излучения принять просто произведение из (4.233) и (4.234), то значения  $g$  ( $\nu\pi$ ) для любого  $\nu$ , кроме  $\nu = 0$ , обращаются в нуль, так что приближенное уравнение (4.222) для  $f(p)$  дает лишь постоянное значение и дальнейшая аппроксимация таким способом не может быть осуществлена. Чтобы устранить этот недостаток, рассмотрим прежде всего известные представления выражений (4.233) и (4.234) в виде произведений

$$\begin{aligned} g_1(u; \alpha) &= \cos \sqrt{\alpha^2 u^2 - \pi^2 A^2} = \\ &= \text{ch}(\pi A) \prod_{\nu=1}^{\infty} \left( 1 - \frac{\alpha^2}{\pi^2} \frac{u^2}{A^2 + \left(\nu - \frac{1}{2}\right)^2} \right); \end{aligned} \quad (4.235)$$

$$\text{sp}(u) = \frac{\sin u}{u} = \prod_{\mu=1}^{\infty} \left( 1 - \frac{u^2}{\pi^2 \mu^2} \right). \quad (4.236)$$

Образовывая таким образом произведения, можно получить относительно простую последовательность аппроксимирующих функций для идеальной функции излучения, если умножение на функцию  $\text{sp}(u)$  начинается лишь при определенном индексе  $m$ , а соответствующие множители у  $g_1$  опускаются. Кроме того, выбирается

$$\alpha = \frac{1}{m} \sqrt{A^2 + \left(m - \frac{1}{2}\right)^2} \quad (4.237)$$

так, чтобы нулевые точки произведения равномерно следовали одна за другой и при  $m \rightarrow \infty$  число  $\alpha$  сходилась к единице.

Тем самым в качестве аппроксимирующей функции получаем

$$\begin{aligned} g(u; A; m) &= \text{ch}(\pi A) \prod_{\nu=1}^{m-1} \left\{ 1 - \frac{u^2}{\pi^2 m^2} \frac{A^2 + \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}{A^2 + \left(\nu - \frac{1}{2}\right)^2} \right\} \times \\ &\times \prod_{\mu=m}^{\infty} \left( 1 - \frac{u^2}{\pi^2 \mu^2} \right). \end{aligned} \quad (4.238)$$

Для второго произведения справедливо замкнутое представление

$$\prod_{\mu=m}^{\infty} \left( 1 - \frac{u^2}{\pi^2 \mu^2} \right) = \frac{(m-1)!^2}{\left(m-1 + \frac{u}{\pi}\right)! \left(m-1 - \frac{u}{\pi}\right)!}. \quad (4.239)$$

Функция  $g(u; A; m)$  имеет нули при

$$\left. \begin{aligned} u_n &= m\pi \sqrt{\frac{A^2 + \left(n - \frac{1}{2}\right)^2}{A^2 + \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}} \text{ для } n = 1, 2, \dots, m-1; \\ u_n &= n\pi \text{ для } n = m, m+1, \dots \end{aligned} \right\} \quad (4.240)$$

Далее

$$g(n\pi; A; m) = \begin{cases} \operatorname{ch}(\pi A) \prod_{v=1}^{m-1} \left\{ 1 - \frac{n^2}{m^2} \frac{A^2 + \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}{A^2 + \left(v - \frac{1}{2}\right)^2} \right\} \times \\ \times \frac{(m-1)!^2}{(m-1+n)!(m-1-n)!} \text{ для } n = 1, 2, \dots, m-1; \\ 0 \text{ для } n = m, m+1, \dots \end{cases} \quad (4.241)$$

При подстановке этих значений в (4.222) получаем функцию распределения  $f(\rho)$ , функция излучения для которой, как правило, хорошо аппроксимируется выражением  $g(u; A; m)$ . При неограниченном возрастании  $m$  функция  $g(u; A; m)$  сходится к идеальной функции излучения:

$$\lim_{m \rightarrow \infty} g(u; A; m) = \cos \sqrt{u^2 - \pi^2 A^2}. \quad (4.242)$$

Одновременно неограниченно растет  $f(\pm 1)$ . Чем точнее должна быть аппроксимирована идеальная функция излучения, тем больше должны быть амплитуды на краях линейного источника.

Ширина основного лепестка по половинному уровню или, соответственно, произведение выраженной в длинах волн протяженности антенны на ширину по половинному уровню аппроксимирующей функции  $g(u; A; m)$  с хорошим приближением к [4.94] определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{l}{\lambda} 2\vartheta_H &= \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{l}{\lambda} 2\vartheta_H \right]_{\text{идеал}} = \\ &= 2m \sqrt{\frac{A - \frac{1}{\pi^2} \operatorname{arc} \operatorname{ch}^2(g_0/\sqrt{2})}{A^2 + \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}}. \end{aligned} \quad (4.243)$$

Боковые лепестки до  $(m-1)$ -го убывают медленно, а затем сильнее. Тогда согласно Тейлору коэффициент сверхусиления принимает допустимое значение ( $\gamma$  несколько больше единицы), если порядок величины  $m$  меньше или равен  $\frac{l}{\lambda}$ . Однако в большинстве случаев  $m$  выбирается меньшим, чтобы функция распределения на краях не принимала слишком больших значений (приблизительно  $5 \leq m \leq 10$ ) (см. также [4.27], [4.95]).

Для  $m = 1$  имеем

$$g(u; A; 1) = \operatorname{ch}(\pi A) \frac{\sin u}{u}. \quad (4.244)$$

Это соотношение достаточно хорошо реализуется линейным источником с равномерным возбуждением. Для  $m = 2$  справедливо

$$g(0; A; 2) = \text{ch}(\pi A) = g_0;$$

$$g(\pi; A; 2) = \frac{1}{2} g_0 \frac{3A^2 - 1,25}{4A^2 + 1},$$

т. е. функция распределения приобретает вид

$$f(p) = \frac{1}{2} g_0 \left\{ 1 + \frac{3A^2 - 1,25}{4A^2 + 1} \cos(\pi p) \right\}. \quad (4.245)$$

На рис. 4.25 изображены графики зависимости  $A^2$  и  $g_0 = \text{ch}(\pi A)$  от требуемой величины ослабления боковых лепестков. На рис. 4.24

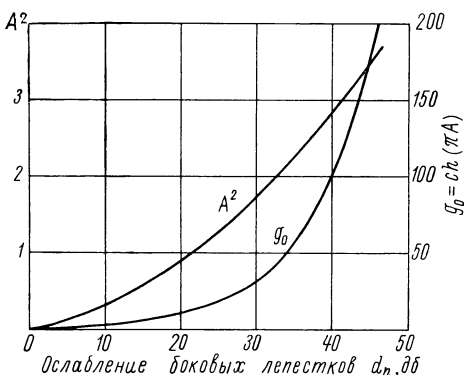


Рис. 4.25. Зависимость величин  $g_0$  и  $A^2$ , входящих в выражение (4.245), от ослабления боковых лепестков.

представлена зависимость ширины основного лепестка по половинному уровню, отнесенной к стандартной ширине  $\lambda/l$  по тому же уровню, от степени ослабления боковых лепестков для различных значений  $m$  [согласно (4.243)]. Кривая для  $m = \infty$  дает абсолютный оптимум, который практически не достигается. На рис. 4.26 в качестве примера показаны функции распределения и излучения для ослабления боковых лепестков в 20 дБ при  $m = 10$ . Другие примеры приводит в своей работе Тейлор [4.94]. Как видно из рис. 4.24, увеличение  $m$  сопровождается лишь незначительным улучшением характеристик излучения.

При  $m = 5$  ширина по половинному уровню только на 6—7% больше, чем в случае идеальной функции излучения. Следовательно, на практике к улучшению диаграммы с помощью увеличения  $m$  имеет смысл прибегать лишь в случае, не требующем больших затрат. Это возможно в пределах определенных границ для тех поверхностных антенн, которые возбуждаются очень большим количеством отдельных излучателей, например для волноводно-щелевых антенн. Для антенн с преимущественно оптическим механизмом излучения, например зеркальных и линзовых, свобода выбора функции распределения, как правило, весьма ограничена.

Для функции распределения

$$f(p) = f(p; t) = t + (1 - t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} p\right) = \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos(\pi p), \quad (4.246)$$

о которой шла речь в разделах 4.3.3 и 4.3.6, на рис. 4.24 также указана связь ширины по половинному уровню с ослаблением боковых лепестков, полученная с помощью точных расчетов [кривая, соответствующая  $m = 2$ , была получена, напротив, из приближенного уравнения (4.243), которое для малых  $m$  является неточным].

Кроме представления (4.246), для функции распределения оказывается пригодным, особенно для больших ослаблений боковых лепестков, следующее представление:

$$f(p) = f(p; t; \beta) = te^{\beta p^2} + (1-t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} p\right). \quad (4.247)$$

Согласно [3.23] при  $t = 0,565$  и  $\beta = -2,3$  ослабление боковых лепестков получается равным 44 дБ.

Как показывает рис. 4.24, существует почти линейная зависимость между шириной основного лепестка по половинному уровню, отнесенной к стандартной ширине, и ослаблением боковых лепестков в децибелах при постоянном  $m$  для распределения Тейлора. Приблизительно линейная зависимость имеет место также, если рассматривать ширину по половинному уровню и ослабление боковых лепестков для простых функций распределения, указанных в табл. 4.1. Эти зависимости хорошо экспериментально подтверждаются для антенн, обладающих оптическим меха-

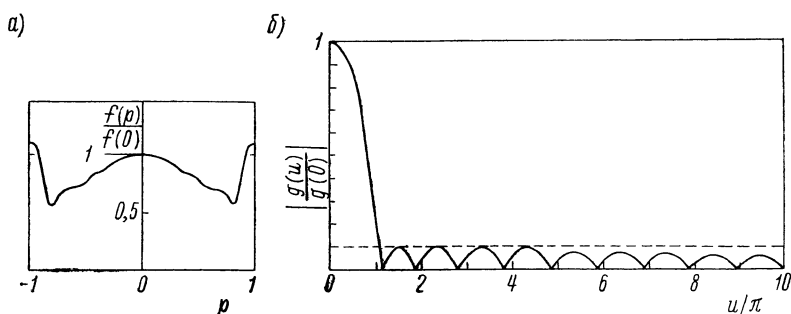


Рис. 4.26. Функции распределения (а) и излучения (б) по Тейлору для ослабления боковых лепестков в 20 дБ при  $m = 10$ .

низмом излучения и при синфазном возбуждении. Последнее дает возможность установить независимо от специального (синфазного) вида возбуждения следующую простую зависимость между параметрами диаграммы и длиной антенны:

$$\frac{l}{\lambda} 2\theta_{H/^\circ} = d_n + B, \quad (4.248)$$

где  $d_n$  — ослабление боковых лепестков (в дБ). Для константы  $B$  на практике выполняется соотношение

$$36 \leq B \leq 39. \quad (4.249)$$

Для распределения Тейлора при больших значениях  $m$  константа  $B$  принимает меньшие значения.

Эта полуэмпирическая формула может быть положена в основу приближенных расчетов при выборе размеров поверхностных антенн.

#### 4.3.9. Итоговый обзор соотношений, связывающих возбуждение и излучение, для поверхностных и линейных источников

В табл. 4.3 достаточно полно представлена систематизированная структура элементов теории поверхностных и линейных источников в ее наиболее

Систематизация самых существенных элементов в теории поверхностных и линейных антенн

Апертура  $F$ , возбуждаемая излучением [уравнения (4.27), (4.28)]:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} \{ -[\mathbf{n}, \mathbf{E}] + Z_0[\mathbf{r}, [\mathbf{n}, \mathbf{H}]] \} dF \right];$$

↓ Постоянная поляризация в апертуре [уравнения (4.50)–(4.52)]

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{n} + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{P} \right] \right] E_0^{(g)}(\mathbf{r});$$

$$E_0^{(g)}(\mathbf{r}) = \int_{(F)} A(P') e^{-jk(r'-r)} dF;$$

↓ Приведение к линейному источнику

$$p = \frac{2x}{l}; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \phi$$

↓ [уравнения (4.104), (4.105)]

$$g(u) = \int_{-1}^{+1} f(p) e^{-ip u} dp;$$

$$f(p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(u) e^{-ip u} du;$$

← преобразование координат

Система из дискретных элементов [уравнение (3.3)]:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \sum_{v=1}^n \mathbf{E}_{0v}(\mathbf{r}) e^{-jk(rv-r_0)};$$

↓ Постоянная одиночная характеристика [уравнения (3.6), (3.7)]

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = E_0^{(e)}(\mathbf{r}) E_0^{(g)}(\mathbf{r});$$

$$E_0^{(g)} = \sum_{v=1}^n E_{0v} e^{-jk(rv-r_0)};$$

↓ Представление для ряда излучателей [уравнение (3.17)]

$$E_0^{(g)} = \sum_{v=1}^n E_{0v} e^{jk(v-1) d \sin \phi};$$

↓ Предельный переход  $n \rightarrow \infty$  [уравнение (4.98)]

$$E_0^{(g)} = \int_0^l E(x) e^{ikx \sin \phi} dx.$$

(Функции излучения и распределения как сопряженные по Фурье)

↓ Образование характеристики излучения по мощности [уравнение (4.164)]

$$|g(u)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi) e^{-j\xi u} d\xi;$$

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |g(u)|^2 e^{j\xi u} du;$$

$$\Phi(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(p) f^*(p + \xi) dp;$$

(Характеристика излучения по мощности и функция автокорреляции  $\Phi(\xi)$  от  $f(p)$  как связанные преобразованием Фурье)

↓ Анализ влияния погрешностей

$$\kappa' = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{g(u)}{g(u_0)} \right|^2 du = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} \frac{|g(v\pi)|^2}{|g(u_0)|^2};$$

[уравнения (4.182), (4.224)]

↓ Разложение функции распределения в ряд Фурье [уравнения (4.222), (4.223)]

$$f(p) = \frac{1}{2} \sum_{v=-\infty}^{+\infty} g(v\pi) e^{-jv\pi p}$$

для  $|p| \leq 1$  (вне этих пределов  $f(p)$  равна 0)

$$g(u) = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} g(v\pi) \text{sp}(u - v\pi);$$

(Связь между коэффициентами Фурье функции  $f(p)$  и «реперными точками» функции  $g(u)$ )

← Синтез диаграммы

<sup>1</sup> При действительной и симметричной функции  $f(p)$  справедливы (4.250), (4.251).  
<sup>2</sup> При действительной и (или) симметричной  $f(p)$  справедливы (4.253), (4.254).  
<sup>3</sup> При действительной и симметричной  $f(p)$  справедливы (4.225), (4.226), (4.227).

характерных чертах. Общие представления для непрерывного и дискретного возбуждений при известных предположениях, которые на практике в большинстве случаев достаточно точно выполняются, приводят к функциям излучения и распределения, связанным между собой преобразованием Фурье. Отсюда вытекает, во-первых, связь между характеристикой излучения по мощности и функцией корреляции функции  $f(p)$  с помощью преобразования Фурье, которая в технике связи соответствует теореме Винера—Хинчина, а во-вторых (с помощью разложения Фурье функции распределения), — представление функций  $f(p)$  и  $g(u)$  в виде рядов, аналогом которого в технике связи является теорема отсчетов. Как то, так и другое может служить основой при анализе погрешностей, а представление функции  $g(u)$  в виде ряда может применяться также для синтеза диаграммы.

В некоторых случаях представления упрощаются. Если  $f(p)$  действительна (синфазное возбуждение), то  $|g(u)|^2$  симметрична. Если  $f(p)$  симметрична (и не обязательно действительна), то функция  $g(u)$  симметрична и справедливо соотношение

$$g(u) = 2 \int_0^1 f(p) \cos(pu) dp. \quad (4.250)$$

Равным образом справедливо и обратное, а именно: при симметричной функции  $g(u)$  функция  $f(p)$  всегда симметрична.

В этом случае

$$f(p) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} g(u) \cos(pu) du. \quad (4.251)$$

Если функция корреляции удовлетворяет условию

$$\Phi(-\xi) = \Phi^*(\xi), \quad (4.252)$$

то

$$|g(u)|^2 = 2 \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} \Phi(\xi) e^{-i\xi u} d\xi \right\}. \quad (4.253)$$

Если, наконец, функция распределения  $f(p)$  действительна или симметрична (или и то, и другое), то, согласно указанному выше выводу, характеристика излучения по мощности  $|g(u)|^2$  симметрична, и поэтому функция корреляции становится действительной и симметричной. Для последней в этом случае справедливо

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |g(u)|^2 \cos(\xi u) du. \quad (4.254)$$

# АНТЕННЫ СВЧ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ТЕХНИКЕ

## 5. Рупорные антенны

### 5.1. Излучение открытых волноводов

#### 5.1.1. Вывод формул распределения излучения в поперечном сечении волновода

Под рупорными антеннами, или рупорными излучателями, понимают класс антенн СВЧ, у которых по аналогии с обычными акустическими излучателями направленность излучаемой энергии создается с помощью рупорной или воронкообразной конструкции. Обычно рупорные излучатели в литературе называются просто рупорами (англ.: horn radiator). Основные их виды можно рассматривать как короткие линии СВЧ с переменным сечением, на конце которых (раскрыв рупора) происходит излучение волн, распространяющихся вдоль линии.

В качестве простой конструкции, обладающей самыми основными свойствами типичного рупорного излучателя, рассмотрим открытый

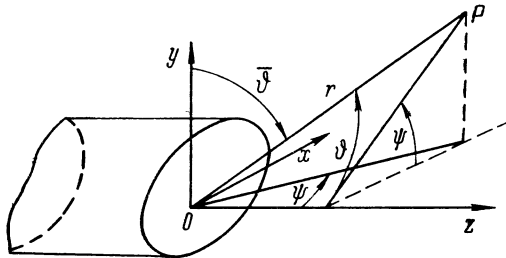


Рис. 5.1. Система координат для расчета поля излучения открытого волновода.

волновод. Пусть волновод произвольного сечения разрезан перпендикулярно его оси. Расположим в плоскости сечения начало прямоугольной декартовой системы координат, ось  $z$  которой совпадает с направлением распространения волн (рис. 5.1). Пусть в волноводе возбуждается электромагнитная волна с единственным типом колебаний, в результате чего из-за наличия поля в плоскости

раскрыва  $z = 0$  во внешней области создается электромагнитное поле излучения.

Для точного расчета поля излучения можно было бы, например, рассматривать сечение волновода, достаточно удаленное от раскрыва, в качестве места питания и, исходя из первичного распределения источников в этом сечении, решать уравнения Максвелла с граничными условиями, зависящими от расположения волновода. При этом необходимо было бы учитывать не только форму и качество внутренних поверхностей стенок волновода, но и влияние внешних поверхностей и конфигурации раскрыва (толщина стенок, радиус кривизны ребер и т. д.). Однако даже при идеализированных допущениях (бесконечно малая толщина стенок и т. д.) строгий расчет настолько сложен, что практического значения не имеет. Отсюда следует, что (в особенности для раскрыва специального вида) идеализация проблемы без пренебрежения многими важными свойствами в большинстве случаев невозможна. Поэтому с самого начала необходимо найти один из наиболее пригодных методов приближения, а именно такой,



при котором легко измеряемые или легко рассчитываемые величины предполагаются заданными.

Расчет поля излучения методом, использующим распределение тока вблизи раскрыва на внутренней и внешней стенках волновода, не основывается на величинах, которые могут быть измерены или вычислены простым путем. Это объясняется тем, что обусловленное раскрывом волновода искажение нормального распределения тока, имеющее место в неограниченном проводнике, едва ли может быть оценено.

Напротив, апертурный метод, основанный на теории Кирхгофа, как показывает практика, более удобен для расчета.

Проведем расчет апертурным методом с использованием следующих допущений:

1) в качестве апертуры принимается раскрыв волновода; возбуждающее поле вне раскрыва полагается равным нулю;

2) поле в раскрыве волновода принимается таким же, как и в поперечном сечении волновода, удаленном от раскрыва на несколько длин волн, т. е. поле складывается из невозмущаемой прямой волны и обратной, отраженной от раскрыва;

3) волновод возбуждается только одним типом волны.

При этих предположениях не учитываются, например, особенности конфигурации раскрыва волновода, кроме того, пренебрегается типами волн более высокого порядка, которые всегда имеют место вблизи раскрыва. Поэтому этот метод дает лишь ориентировочное распределение излучения. Несмотря на это, излучение, рассчитанное указанным способом, хорошо совпадает с измеренным. При использовании определенного типа волны результаты тем точнее, чем больше размер апертуры по сравнению с длиной волны.

Пусть  $\bar{\Gamma}_0$  представляет собой комплексный коэффициент отражения линии, отнесенный к плоскости раскрыва  $z = 0$ :

$$\bar{\Gamma}_0 = |\bar{\Gamma}_0| e^{i\varphi_0}.$$

Тогда для поперечной составляющей напряженности электрического поля в апертуре имеет место следующее соотношение:

$$\mathbf{E}_{tr} = (1 + \bar{\Gamma}_0) \mathbf{E}_{tr}^{(h)}, \quad (5.1)$$

где  $\mathbf{E}_{tr}^{(h)}$  — поперечная составляющая прямой волны.

Магнитные поперечные составляющие прямой  $\mathbf{H}_{tr}^{(h)}$  и обратной  $\mathbf{H}_{tr}^{(r)}$  волн соответственно равны

$$\mathbf{H}_{tr}^{(h)} = \frac{1}{Z_L} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(h)}]; \quad \mathbf{H}_{tr}^{(r)} = \frac{1}{Z_L} [-\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(r)}] = -\frac{\bar{\Gamma}_0}{Z_L} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(h)}],$$

где  $Z_L$  — волновое сопротивление данного типа волны в волноводе.

С учетом (5.1) для общей напряженности поперечного магнитного поля получаем

$$\mathbf{H}_{tr} = \frac{1}{Z_L} (1 - \bar{\Gamma}_0) [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}^{(h)}] = \frac{1}{Z_L} \frac{1 - \bar{\Gamma}_0}{1 + \bar{\Gamma}_0} [\mathbf{e}_z, \mathbf{E}_{tr}]. \quad (5.2)$$

Следовательно, параметры поля  $\mathbf{E}_{tr}$  и  $\mathbf{H}_{tr}$ , служащие критериями для расчета, выражаются через известную из теории напряженность поперечного электрического поля в невозмущенном волноводе и коэффициент отражения, который может быть легко измерен.

Характеристика излучения получается с помощью формул (4.33) и (4.34), причем согласно (5.2) необходимо положить

$$Z = Z_L \frac{1 + \bar{\mathbf{r}}_0}{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}. \quad (5.3)$$

Если выбрать одну из двух систем координат в соответствии с формулами (4.37) или рис. 5.1, то поле может быть представлено выражениями (4.41), (4.42) или, соответственно, (4.47), (4.48) с учетом (5.3). Следовательно, выражение для характеристики излучения в обеих системах координат получает следующий вид:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \{ \mathbf{e}_\Phi E_{0\Phi} + \mathbf{e}_\Psi E_{0\Psi} \}, \quad (5.4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0\Phi} &= -(N_x c_\Psi + N_y s_\Psi) \left\{ 1 + \frac{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}{1 + \bar{\mathbf{r}}_0} \frac{Z_0}{Z_L} c_\Phi \right\}; \\ E_{0\Psi} &= (N_x s_\Psi - N_y c_\Psi) \left\{ c_\Phi + \frac{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}{1 + \bar{\mathbf{r}}_0} \frac{Z_0}{Z_L} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

или, соответственно,

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \{ \mathbf{e}_{\bar{\Phi}} E_{0\bar{\Phi}} + \mathbf{e}_{\bar{\Psi}} E_{0\bar{\Psi}} \}, \quad (5.6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} E_{0\bar{\Phi}} &= -N_x \frac{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}{1 + \bar{\mathbf{r}}_0} \frac{Z_0}{Z_L} s_{\bar{\Psi}} c_{\bar{\Phi}} + N_y \left\{ c_{\bar{\Psi}} + \frac{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}{1 + \bar{\mathbf{r}}_0} \frac{Z_0}{Z_L} s_{\bar{\Phi}} \right\}; \\ E_{0\bar{\Psi}} &= -N_x \left\{ s_{\bar{\Phi}} + \frac{1 - \bar{\mathbf{r}}_0}{1 + \bar{\mathbf{r}}_0} \frac{Z_0}{Z_L} c_{\bar{\Psi}} \right\} - N_y s_{\bar{\Psi}} c_{\bar{\Phi}}. \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

При этом введены следующие обозначения:

$$c_\Psi = \cos \Psi; \quad s_\Psi = \sin \Psi \text{ и т. д.}$$

$$c_{\bar{\Psi}} = \cos \bar{\Psi}; \quad s_{\bar{\Psi}} = \sin \bar{\Psi} \text{ и т. д.}$$

Величины  $N_x$  и  $N_y$  являются составляющими

$$\mathbf{R} = \int_{(F)} \mathbf{E}_{lr} e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} dF = (1 + \bar{\mathbf{r}}_0) \int_{(F)} \mathbf{E}_{lr}^{(h)} e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} dF, \quad (5.8)$$

где  $\mathbf{E}_{lr}^{(h)} = \mathbf{e}_x E_x + \mathbf{e}_y E_y$ .

Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} N_x &= (1 + \bar{\mathbf{r}}_0) \int_{(F)} E_x e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} dF; \\ N_y &= (1 + \bar{\mathbf{r}}_0) \int_{(F)} E_y e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} dF. \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

При этом согласно формуле (4.38) в зависимости от выбора системы координат

$$q(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = (x' \cos \Psi + y' \sin \Psi) \sin \Phi \quad (5.10)$$

или, соответственно,

$$q(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = x' \sin \bar{\Psi} \sin \bar{\Phi} + y' \cos \bar{\Psi} \quad (5.11)$$

( $x'$ ,  $y'$  — координаты в апертуре).

Тем самым определение поля излучения сводится к вычислению интегралов для  $N_x$  и  $N_y$  и к измерению коэффициента отражения.

В большинстве встречающихся в практике случаев удовлетворительное приближенное решение получается, если положить  $\bar{r}_0 = 0$ .

### 5.1.2. Излучение открытого круглого волновода

Для расчета излучения открытого волновода с круглым поперечным сечением с помощью выведенных формул необходимо прежде всего пересчитать в выражениях (2.131), (2.132) составляющие, записанные в полярных координатах, в прямоугольную декартову систему координат. Подробный расчет здесь не приводится и указываются лишь конечные результаты для основной волны ( $H_{11}$ -волна) (см., например, [А 35]).

При использовании системы координат  $r, \vartheta, \psi$  с началом в центре раскрыва имеют место следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} E_{0\vartheta} &= A\omega\mu \left\{ 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \cos \vartheta + \bar{r}_0 \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \cos \vartheta \right) \right\} \times \\ &\quad \times J_1 \left( \frac{2\pi}{\lambda_g} \rho_0 \right) \frac{J_1(k\rho_0 \sin \vartheta)}{\sin \vartheta} \sin \psi; \\ E_{0\psi} &= A\omega\mu k \rho_0 \left\{ \cos \vartheta + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + \bar{r}_0 \left( \cos \vartheta - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right) \right\} J_1 \left( \frac{2\pi}{\lambda_g} \rho_0 \right) \times \\ &\quad \times \frac{J_1'(k\rho_0 \sin \vartheta)}{1 - \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \sin \vartheta \right)^2} \cos \psi, \end{aligned} \right\} \quad (5.12)$$

где  $k = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число;  
 $\rho_0$  — внутренний радиус сечения круглого волновода;  
 $\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}$  — длина волны в волноводе с воздушным заполнением;  
 $\lambda_g = 2\rho_0 \cdot 1,71$  — предельная длина волны;  
 $J_1$  и  $J_1'$  — функция Бесселя первого порядка и ее производная по аргументу;  
 $A$  — постоянная, пропорциональная амплитуде волны в волноводе.

Так как электрический вектор волны в волноводе расположен вдоль его оси в плоскости  $\psi = \pi/2$ , а магнитный вектор перпендикулярен к нему, то плоскость  $\psi = \pi/2$  называется обычно  $E$ -плоскостью, а плоскость  $\psi = 0$  —  $H$ -плоскостью. Характеристика излучения содержит в  $E$ -плоскости лишь составляющую  $E_{0\vartheta}$ , расположенную в этой плоскости, а в  $H$ -плоскости лишь перпендикулярную к ней составляющую  $E_{0\psi}$ .

Согласно формуле (5.12) диаграмма излучения в  $E$ -плоскости выражается через  $E_{0\vartheta}$  при  $\sin \psi = 1$ , а в  $H$ -плоскости — через  $E_{0\psi}$  при  $\cos \psi = 1$ . Диаграммы излучения симметричны относительно направления главного излучения  $\vartheta = 0$ .

Угол нулевого значения, т. е. угол  $\vartheta_0$ , которому соответствует первый нуль диаграммы, для углов излучения  $< 90^\circ$  определяется положением первого нулевого значения функции  $J_1$  или, соответственно,  $J_1'$ .

Следовательно, в  $E$ -плоскости

$$\sin \vartheta_0^{(E)} = \frac{3,83}{k\rho_0};$$

в  $H$ -плоскости

$$\sin \phi_0^{(H)} = \frac{5,33}{k_{Q_0}}.$$

Нулевые значения для  $\phi < 90^\circ$  появляются только при относительно большом диаметре волновода, т. е. в  $E$ -плоскости при  $2\rho_0 > 1,22\lambda_0$ , а в  $H$ -плоскости при  $2\rho_0 > 1,7\lambda_0$ . В противном случае значения синусов будут больше единицы. Если появляются указанные нулевые значения, то главный лепесток в  $E$ -плоскости уже, чем в  $H$ -плоскости. Можно показать, что если даже нулевые значения не возникают, то в  $E$ -плоскости

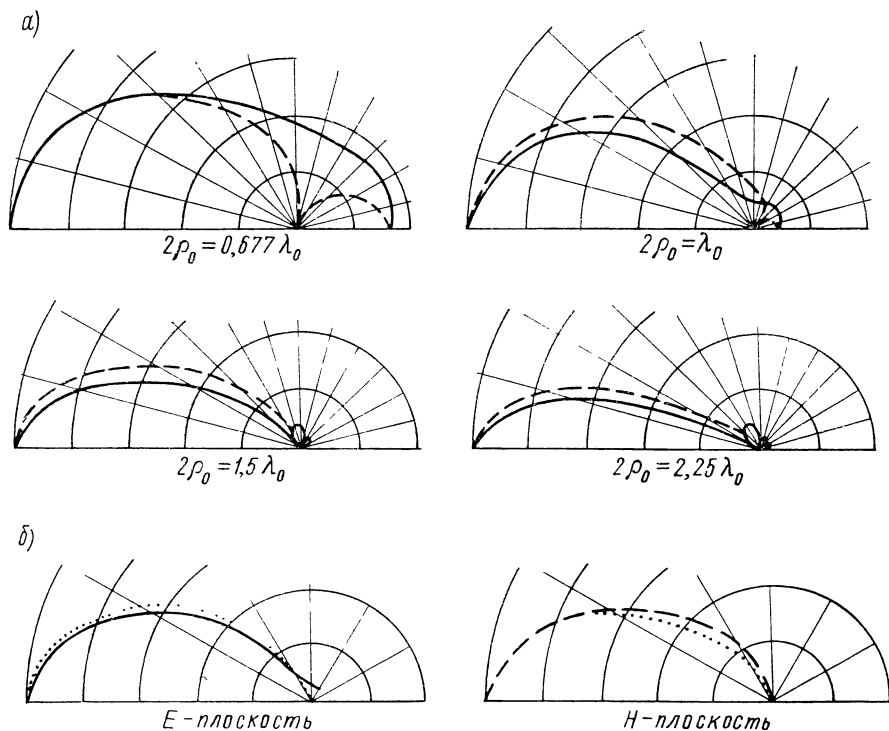


Рис. 5.2. Диаграммы излучения открытого круглого волновода: *а* — расчетные; *б* — сравнение расчетных и экспериментальных данных.

—  $E$ -плоскость расчетная; — — —  $H$ -плоскость расчетная; ····· экспериментальные данные

волновод имеет большую направленность, чем в  $H$ -плоскости. На рис. 5.2, *а* приведены расчетные диаграммы излучения в  $E$ - и  $H$ -плоскостях для четырех различных диаметров волновода, а на рис. 5.2, *б* — результаты сравнения расчетных и измеренных диаграмм [А 35]. Видно, что несмотря на специальные допущения, положенные в основу расчета, совпадение с экспериментом довольно хорошее. Однако это не всегда имеет место и особенно в том случае, если конфигурация раскрыва волновода сильно отличается от идеальной формы.

Для ширины диаграммы излучения по половинному уровню и по уровню 10 дБ Сильвер (см. [А 35, стр. 340]) указывает следующие значения, которые являются достаточно точными при  $\rho_0 > \lambda$ .

Ширина диаграммы по половинному уровню в  $E$ - или, соответственно, в  $H$ -плоскости:

$$\left. \begin{aligned} 2\vartheta_H^{(E)} &= 2\vartheta^{(E)} [3 \delta b] = 14,7^\circ \frac{\lambda}{\varrho_0}; \\ 2\vartheta_H^{(H)} &= 2\vartheta^{(H)} [3 \delta b] = 18,6^\circ \frac{\lambda}{\varrho_0}. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

Ширина диаграммы по уровню  $10 \delta b$  в  $E$ - или, соответственно, в  $H$ -плоскости:

$$2\vartheta^{(E)} [10 \delta b] = 25^\circ \frac{\lambda}{\varrho_0}; \quad 2\vartheta^{(H)} [10 \delta b] = 32,3^\circ \frac{\lambda}{\varrho_0}. \quad (5.14)$$

Используя метод, изложенный в разделе 4.3.1, для усиления получаем следующее выражение:

$$G = 8,24 \frac{\varrho_0^2}{\lambda_0^2} \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{\left| 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + \bar{r}_0 \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right) \right|^2}{1 - |\bar{r}_0|^2}. \quad (5.15)$$

Если положить в первом приближении  $\bar{r}_0 = 0$  и  $\lambda_L = \lambda_0$  (диаметр много больше длины волны), то получается приближенная формула

$$G \approx 10,5 \frac{F}{\lambda_0^2}, \quad (5.16)$$

где  $F = \pi \rho_0^2$  — площадь раскрыва. Отсюда коэффициент использования поверхности приблизительно составляет

$$q = \frac{A_\omega}{F} = \frac{10,5}{4\pi} \approx 0,835. \quad (5.17)$$

### 5.1.3. Излучение открытого прямоугольного волновода

В случае прямоугольного волновода также ограничимся указанием результатов для основной волны, т. е.  $H_{10}$ -волны (данные о типах волн более высокого порядка см., например, в [А 35, стр. 341]).

Пусть  $a$  — большая, а  $b$  — малая стороны поперечного сечения волновода (рис. 5.3, а). Для составляющих поля  $E_{0\vartheta}$  и  $E_{0\psi}$  при возбуждении  $H_{10}$ -волной имеют место следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} E_{0\vartheta} &= AZ_0 \frac{a^2 b}{\lambda_0^2} \sin \psi \left\{ 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \cos \vartheta + \bar{r}_0 \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \cos \vartheta \right) \right\} \times \\ &\quad \times \frac{\cos \alpha}{\alpha^2 - \frac{\pi^2}{4}} \frac{\sin \beta}{\beta}; \\ E_{0\psi} &= AZ_0 \frac{a^2 b}{\lambda_0^2} \cos \psi \left\{ \cos \vartheta + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + \bar{r}_0 \left( \cos \vartheta - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right) \right\} \times \\ &\quad \times \frac{\cos \alpha}{\alpha^2 - \frac{\pi^2}{4}} \frac{\sin \beta}{\beta}, \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

где

$$\alpha = \frac{\pi a}{\lambda_0} \sin \vartheta \cos \psi; \quad \beta = \frac{\pi b}{\lambda_0} \sin \vartheta \sin \psi; \quad (5.19)$$

$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}$  — длина волны в волноводе;  $A$  — амплитудный коэффициент.

Начало системы координат расположено в центре раскрыва волновода.

Диаграмма излучения в  $E$ -плоскости ( $\psi = \pi/2$ ) выражается через  $E_{0\psi}$  при  $\sin \psi = 1$  и  $\alpha = 0$ , а в  $H$ -плоскости ( $\psi = 0$ ) через  $E_{0\psi}$  при  $\cos \psi = 1$  и  $\beta = 0$ , т. е.  $\sin \beta/\beta = 1$ . В  $E$ -плоскости диаграмма в основном определяется функцией

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \sin \vartheta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda_0} \sin \vartheta}, \quad (5.20)$$

которая, вообще говоря, имеет место в случае возбуждаемого постоянной амплитудой и фазой прямоугольного раскрыва (или линейного источ-

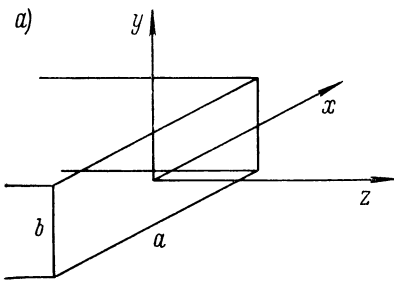
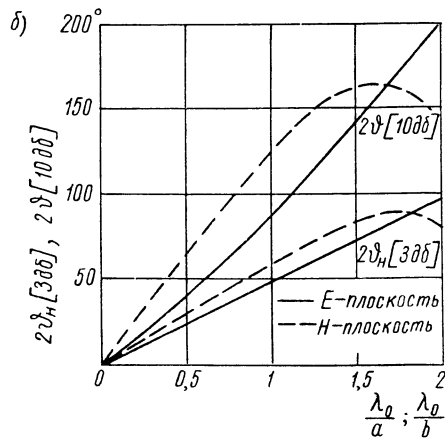


Рис. 5.3.  $a$  — система координат в случае открытого прямоугольного волновода;  $b$  — ширина основного лепестка диаграммы излучения открытого прямоугольного волновода по уровню 3 и 10 дБ (возбуждение основной волной).



ника) длиной  $b$  в плоскости диаграммы (см. раздел 4.32). В  $H$ -плоскости угловая зависимость в основном определяется функцией

$$\frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda_0} \sin \vartheta\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda_0} \sin \vartheta\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}. \quad (5.21)$$

Как было показано в разделе 4.3.3, эта зависимость существует обычно при синфазном возбуждении и амплитудном распределении типа  $\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$ ;  $\left(-\frac{a}{2} \leq x \leq +\frac{a}{2}\right)$ .

Первые нулевые значения  $\vartheta_0^{(E)}$  или  $\vartheta_0^{(H)}$  диаграмм, т. е. первые нулевые значения функций (5.20) или, соответственно, (5.21), определяются выражениями

$$\sin \vartheta_0^{(E)} = \frac{\lambda_0}{b}; \quad \sin \vartheta_0^{(H)} = \frac{3}{2} \frac{\lambda_0}{a}.$$

При малых размерах волновода, что типично для фидеров, нулевые значения в диаграмме не появляются, так как в этом случае правые части равенств больше единицы. Значения ширины лепестка по уровням 3 и 10 дБ в  $E$ - и  $H$ -плоскостях, необходимые для оценки диаграммы, приведены на рис. 5.3, б.

Для усиления излучения справедливо

$$G = \frac{8}{\pi} \frac{ab}{\lambda_0^2} \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{\left| 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + \bar{\Gamma}_0 \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right) \right|^2}{1 - |\bar{\Gamma}_0|^2}. \quad (5.22)$$

Если положить  $\bar{\Gamma}_0 = 0$  и  $\lambda_L = \lambda_0$ , что приблизительно справедливо для больших размеров раскрыва, то получается приближенная формула

$$G \approx 10,2 \frac{ab}{\lambda_0^2}. \quad (5.22a)$$

#### 5.1.4. Волноводный излучатель, нагруженный на феррит

Уже около десяти лет в технике СВЧ применяются гиромагнитные материалы, так называемые ферриты. Ферриты — мягкомагнитные материалы, имеющие весьма малую проводимость и незначительные потери даже на очень высоких частотах. Если на феррит наложить постоянное магнитное поле, то его проницаемость принимает вид кососимметрического тензора. Можно показать, что в случае электромагнитной волны, распространяющейся в материале в направлении постоянного магнитного поля, составляющие с правой и левой круговой поляризацией имеют различные постоянные распространения (двойное круговое преломление). При отсутствии потерь (предположение, которое с хорошим приближением выполняется на практике) это проявляется в том, что плоскость поляризации линейно поляризованной волны поворачивается. Подобный эффект, называемый эффектом Фарадея, послужил основой для использования ферритов в технике СВЧ. В ротаторе Фарадея он используется для воздействия на поперечную составляющую  $H_{11}$ -волны в круглом волноводе. Если продольное магнитное поле создается с помощью катушки, охватывающей волновод, то поворот плоскости поляризации происходит всегда в направлении тока в катушке, независимо от направления распространения волны. Следовательно, ротор Фарадея работает необратимо. Этим большинство ферритовых конструктивных элементов СВЧ отличается от классических конструктивных элементов СВЧ. Наряду с эффектом Фарадея в технике СВЧ используются также и другие необратимые явления (как следствие двойного кругового преломления), например необратимый поверхностный эффект (скин-эффект) в прямоугольном волноводе и необратимое резонансное поглощение. Оба эффекта используются преимущественно в направленных аттенуаторах, а поверхностный эффект, кроме того, в циркуляторах и подобных им конструктивных элементах. Известны также обратимые ферритовые конструктивные элементы СВЧ, например разработанный Реджиа и Спенсером [5.54] ферритовый фазовращатель. Если в прямоугольный волновод, в котором может распространяться только основная волна, поместить в продольном направлении ферритовый стержень и намагнитить его в том же направлении, то электрическая длина этого отрезка волновода может регулироваться с помощью прикладываемого магнитного поля, т. е. конструктивный элемент действует как электрически регулируемый фазовращатель. Изменение фазы в обоих направлениях прохождения одинаковое.

Благодаря необратимым свойствам в диапазоне СВЧ большинства ферритовых конструктивных элементов появилась возможность применить новые методы в измерительной технике и приборостроении. Кроме того, электрические свойства элементов могут регулироваться чисто электрическим путем, а следовательно, с большой скоростью; этим достоинством

обладают также известные обратимые ферритовые элементы. В технике линий ферриты нашли разностороннее применение, но в технике антенн СВЧ до сих пор известно только несколько примеров использования ферритов. Это можно объяснить тем, что во многих случаях, например в радиолокационной технике, где задача электрического качания луча играет важную роль, должна быть обеспечена обратимость распределения излучения. Однако требование обратимости распространяется только на распределение интенсивности излучения, а не на его поляризацию, так что в этом отношении допустимы и даже желательны известные исключения. Антенны с необратимыми поляризационными свойствами рассматриваются в разделе 5.4.3. Кроме того, в радиолокаторах из-за применения одной и той же антенны в режимах приема и передачи иногда необходимо сформировать необратимое распределение излучения таким образом, чтобы диаграмма для обеспечения двустороннего распространения волн обладала требуемыми свойствами (см. раздел 3.2.5). Помимо этого ферриты используются для чисто электрического качания луча антенных систем с отно-

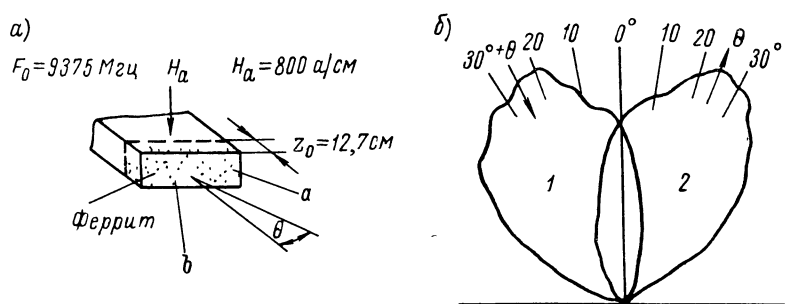


Рис. 5.4. Заполненный ферритом открытый прямоугольный волновод с поперечным магнитным полем: *a* — схема; *б* — диаграммы излучения в режимах приема (1) и передачи (2).

сительно высокой направленностью, которое в случае системы из дискретных элементов достигается с помощью фазовращателей (см. раздел 8.1.1) или же с помощью специальных методов в случае системы из ферритовых излучателей (см. раздел 9.2.3). Подобные системы обладают такими же обратимыми свойствами, как и ферритовые фазовращатели, т. е. они обратимы, в частности, в том случае, когда используется фазовращатель Реджиа и Спенсера. Наконец, в качестве излучателей исследовались открытые волноводы, нагруженные на феррит, излучающие свойства которых в смысле чисто электрического качания диаграммы направленности могут регулироваться с помощью статического магнитного поля в раскрыве. Эти излучатели рассматриваются ниже.

Известны три основных типа нагруженных на феррит волноводных излучателей, с помощью которых может осуществляться чисто электрическое качание диаграммы. Прежде всего это открытый прямоугольный волновод [5.2] [5.68], в котором может распространяться только основная волна и раскрыв которого заполнен ферритом (рис. 5.4). Если поместить раскрыв в постоянное магнитное поле, направление которого параллельно узкой стенке  $a$  прямоугольного волновода, то в плоскости широкой стенки  $b$  последнего ( $H$ -плоскость) происходит поворот луча. Этот поворот необратим. На рис. 5.4, *б* показаны диаграммы в режимах приема (1) и передачи (2).

Другой необратимый излучатель СВЧ представлен на рис. 5.5. Открытый круглый волновод вблизи раскрыва имеет ферритовую сферу [5.70].



С помощью относительно сложной системы катушек в раскрыве может создаваться статическое магнитное поле, которое содержит как продольную, так и поперечную составляющие. Питание излучателя производится волной с круговой поляризацией. Можно показать, что направление максимального излучения приблизительно совпадает с направлением статического магнитного поля. При этом поляризация излучаемой волны при больших углах качания диаграммы заметно отличается от круговой. Этот излучатель работает необратимо в следующем смысле: волна, например, с левой круговой поляризацией оптимально принимается с направления, в котором имеет место максимальное излучение волны с правой круговой поляризацией; однако в случае обратного излучателя оптимальная поляризация приема также оказалась бы правой. Такой излучатель, несмотря на его необратимость, может применяться в радиолокационной технике, так как обычные сложные радиолокационные цели,

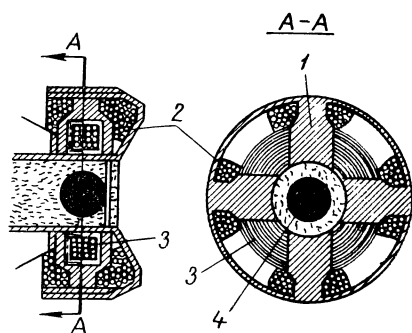


Рис. 5.5. Открытый круглый волновод с ферритовой сферой и системой катушек для создания в раскрыве сложного магнитного поля.

1 — четыре U-образных полюса; 2 — обмотки для создания поперечного поля; 3 — обмотки для создания продольного поля; 4 — ферритовая сфера.

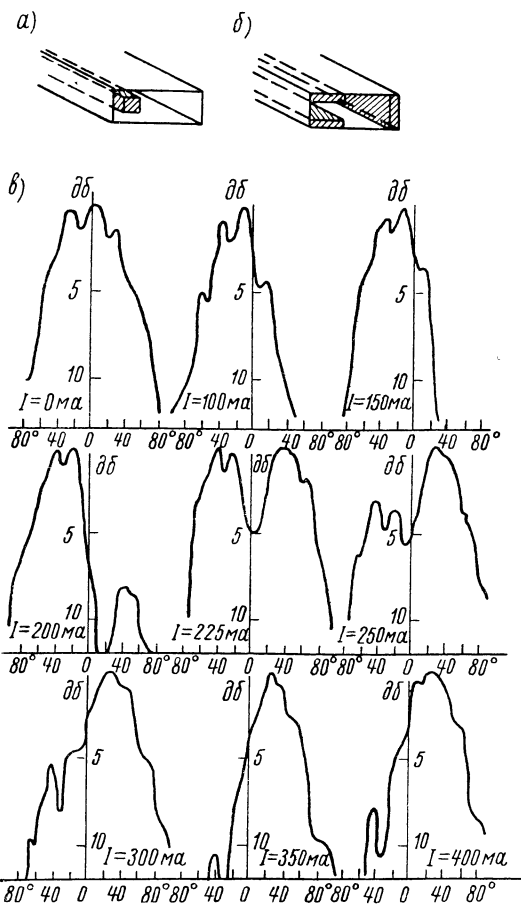


Рис. 5.6. Открытый прямоугольный волновод с несимметрично расположенным ферритовым стержнем. При наложении продольного магнитного поля происходит обратимый поворот луча: а и б — два различных расположения ферритовых стержней; в — диаграммы излучения, измененные в  $H$ -плоскости.

как правило, отражают сигналы с нерегулярной поляризацией.

Излучатель, который в противоположность первым двум создает обратимое качание диаграммы направленности с помощью ферритов, получается следующим образом [5.34]. Если в известном обратимом фазовращателе Реджиа и Спенсера ферритовый стержень расположить не в центре прямоугольного волновода, а сдвинуть в сторону, то следует ожидать, что поворот фазы вблизи феррита в сечении волновода будет

несимметричным. Если разрезать волновод непосредственно за ферритовым стержнем, то в результате возникнет несинфазное распределение в раскрыве волновода и, следовательно, будет наблюдаться поворот луча. Измерения подтверждают, что построенный таким образом излучатель СВЧ с электрически регулируемым поворотом луча работает обратимо как соответствующий конструктивный элемент линии (обратимый фазовращатель по Реджиа и Спенсеру). На рис. 5.6, *а, б* схематично показаны два типа излучателя. В обоих случаях волновод вблизи раскрыва окружается катушкой, которая создает регулируемое продольное магнитное поле. У излучателя, изображенного на рис. 5.6, *а*, максимальный угол качания относительно мал (приблизительно до  $15^\circ$ ). Второй тип был разработан на основании сообщения Клэвина [5.19], в котором указывается, что расположение в центре волновода двух ферритовых полос, изображенных слева на рис. 5.6, *б*, вызывает запаздывание по фазе и, напротив, расположение их на узких сторонах — опережение. В соответствии с этим следует ожидать, что в обоих случаях будет наблюдаться значительное изменение фазы в раскрыве волновода. Измерения подтверждают это предположение.

На рис. 5.6, *в* показан ряд измеренных диаграмм излучения в  $H$ -плоскости излучателя, представленного на рис. 5.6, *б*. Указанные значения тока относятся к катушке с числом витков 4300, длиной 70 мм и внутренним диаметром 30 мм. Сила токов относительно велика, так как ферриты в основном намагничиваются только полем рассеяния катушки. При небольших значениях тока происходит прежде всего поворот главного лепестка, соответствующий фазовому распределению в апертуре. При более сильных токах на стороне, противоположной направлению поворота, появляется большой добавочный лепесток, который в конце концов увеличивается настолько, что оба лепестка становятся одинаковыми.

При дальнейшем увеличении тока в катушках величина первоначального основного лепестка уменьшается, а величина первоначального добавочного лепестка не меняется. Это легко объясняется изменением фазы в апертуре. В первом приближении апертуру можно представить в виде двух точечных излучателей с приблизительно равными амплитудами и сдвигом по фазе, зависящим от магнитного поля. Так как фаза всегда изменяется в одном направлении, то луч при возрастающем токе в катушках поворачивается в том же направлении. Случай, когда оба лепестка равны по величине, соответствует сдвигу фаз обоих эквивалентных излучателей на  $180^\circ$ .

Подобные диаграммы излучения действительно имеют место в случае комбинации двух излучателей.

Обратимость излучения получается непосредственно, если при измерении поменять приемное и передающее устройства. Согласно теореме Харрингтона и Виленева [1.10] обратимость можно доказать также, если изменить знак магнитного поля и показать, что при этом излучающие свойства не меняются.

Указанный обратимый излучатель СВЧ может применяться в радиолокационной технике для чисто электрического качания луча, если относительно слабая направленность повышается с помощью специальных методов. Как показали Уиллер [5.70] и Медвед [6.38], это в принципе можно осуществить с помощью систем, аналогичных линзовым. Однако так как качание луча всегда происходит в направлении магнитного поля, то при качании, симметричном относительно направления главного излучения, требуется специальное устройство для регулировки и коммутации тока в катушках.

## 5.2. Излучение простого рупорного излучателя

### 5.2.1. Различные типы рупорных излучателей

На практике применяются различные типы рупорных излучателей, которые служат главным образом в качестве облучателей для зеркальных и линзовых антенн, однако находят применение также как самостоятельные антенны, обладающие умеренной или острой направленностью. Мы будем рассматривать только такие излучатели, в которых излучение осуществляется через явно выраженный раскрыв. Другие типы излучателей, не имеющие явно выраженного рупорообразного строения, но обычно тоже называемые рупорными, как, например, специальные облучатели, рассматриваются в другом разделе при описании соответствующих вторичных излучателей.

Для простоты подразделим все рупорные излучатели на следующие группы (рис. 5.7).

1. Рупорные излучатели с двумя параллельными стенками.

Самыми простыми типами являются секториальные рупоры, которые при питании  $H_{10}$ -волной прямоугольного волновода имеют раскрыв в плоскости электрического или магнитного вектора. В соответствии с этим говорят о  $E$ -плоскостном секториальном ( $E$ -plane horn) и  $H$ -плоскостном секториальном ( $H$ -plane horn) рупорах (рис. 5.7, а, б).

2. Рупорные излучатели, у которых сечение при приближении к раскрыву расширяется равномерно во всех направлениях.

Самой простой формой этого вида, соответствующей прямоугольному волноводу, является пирамидальный рупор (рис. 5.7, в), у которого в противоположность секториальному обе пары стенок при приближении к раскрыву расходятся. В случае конического рупора (рис. 5.7, г) питание производится преимущественно круглым волноводом. Особенностью экспоненциального рупора (рис. 5.7, д) с прямоугольным или круговым сечением при правильном выборе размеров является согласование в широкой полосе частот. Кроме того, применяются сложные рупорные излучатели, которые соответствующим образом составлены из плоских частей стенок.

3. Рупорные излучатели, у которых внутри самого рупора происходит полное или частичное отклонение хода лучей.

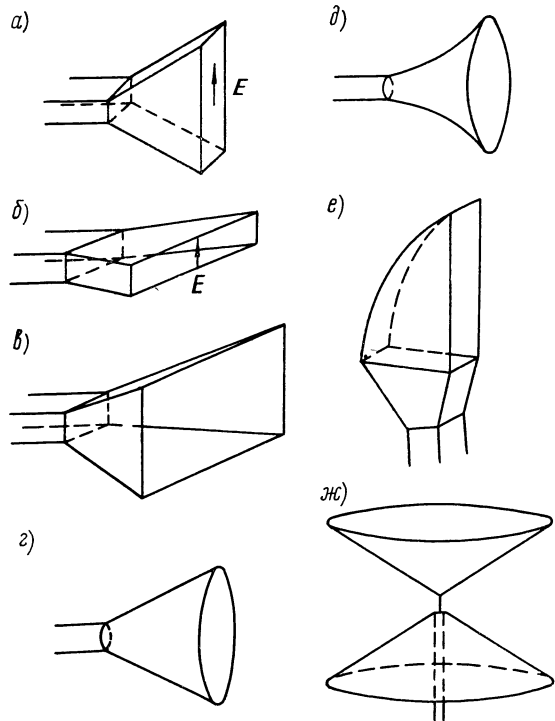


Рис. 5.7. Важнейшие типы рупорных антенн: а —  $E$ -плоскостной секториальный рупор; б —  $H$ -плоскостной секториальный рупор; в — пирамидальный рупор; г — конический рупор; д — экспоненциальный рупор; е — параболический рупор; ж — биконический рупор.

К ним относятся прежде всего так называемые параболические (рис. 5.7, е) рупоры (англ.: hoghorn) или рупорно-параболические антенны (последнее название используется в тех случаях, когда речь идет о самостоятельной антенне с большой плоскостью раскрыва, которая применяется, например, в технике радиорелейной связи). Излучаемая энергия отражается внутри рупора на параболической поверхности таким образом, что излучение происходит приблизительно перпендикулярно к направлению питания.

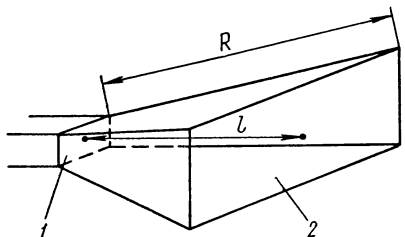


Рис. 5.8. Обозначения, принятые для рупорных излучателей.

1 — горловина; 2 — раскрыв.

4. Рупорные излучатели с круговой характеристикой излучения (рис. 5.7, ж). Эти излучатели рассматриваются в разделе 5.5.

Поверхность раскрыва рупора, через которую проходит излучаемая энергия, будем называть раскрывом рупора. Обозначение «апертура» сохраним для поверхности, лежащей в основе расчета излучения и не обязательно совпадающей с раскрывом. Место перехода от линии питания непосредственно к рупору называется горловиной рупора. Длина рупора  $l$  — расстояние между горловиной и раскрывом (при параллельных сечениях). На рис. 5.8 эти обозначения показаны для пирамидального рупора. Электрической длиной рупора будем называть его электрическую длину от горловины до апертуры (не раскрыва!), т. е. полную разность фаз между волной, падающей на апертуру, и волной в горловине рупора (при этом разность фаз волны рассматривается непосредственно в рупоре, иначе говоря, скачок фазы, появляющийся при идеализированных предположениях при переходе от линии питания к рупору, не входит в электрическую длину рупора). Это определение предполагает, что поверхность, рассматриваемая в качестве апертуры, совпадает с поверхностью постоянной фазы, что, как правило, выполняется. Рупорные излучатели, которые могут работать на нескольких типах волн, имеют обычно для каждого типа волн свое значение электрической длины.

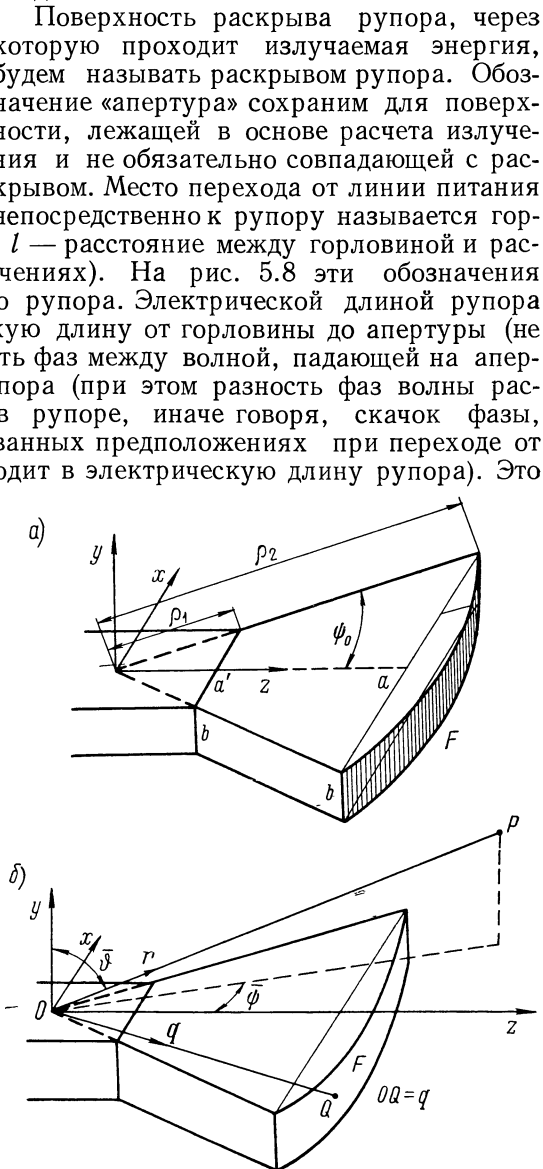
Основным типом рупорного излучателя является секториальный рупор, который рассматривается ниже.

### 5.2.2. Распределение поля в секториальном рупоре

В основу расчета распределения поля в секториальном рупоре положим рис. 5.9, а и рассмотрим цилиндрические координаты  $\rho$ ,  $\psi$ ,  $y$ , связанные с декартовыми координатами соотношениями

$$\begin{aligned} z &= \rho \cos \psi; & x &= \rho \sin \psi; \\ y &= y. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Рис. 5.9. К расчету распределения поля (а) и излучения (б) в секториальном рупоре.



Для внутреннего пространства рупора, свободного от токов и зарядов, которое представляет изотропную среду с параметрами  $\epsilon$ ,  $\mu$ , справедливы уравнения Максвелла в виде

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}; & \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E}; \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0; & \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

Это эквивалентно восьми скалярным уравнениям в цилиндрической системе координат:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial E_y}{\partial \psi} - \rho \frac{\partial E_\psi}{\partial y} \right) &= -j\omega\mu H_\rho; & (a) \\ \frac{\partial E_\rho}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial \rho} &= -j\omega\mu H_\psi; & (б) \\ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\psi) - \frac{\partial E_\rho}{\partial \psi} \right\} &= -j\omega\mu H_y; & (в) \\ \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial H_y}{\partial \psi} - \rho \frac{\partial H_\psi}{\partial y} \right) &= j\omega\epsilon E_\rho; & (г) \\ \frac{\partial H_\rho}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial \rho} &= j\omega\epsilon E_\psi; & (д) \\ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\psi) - \frac{\partial H_\rho}{\partial \psi} \right\} &= j\omega\epsilon E_y; & (е) \\ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\rho) + \frac{\partial E_\psi}{\partial \psi} \right\} + \frac{\partial E_y}{\partial y} &= 0; & (ж) \\ \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\rho) + \frac{\partial H_\psi}{\partial \psi} \right\} + \frac{\partial H_y}{\partial y} &= 0. & (з) \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

Любое поле в рупоре удовлетворяет этим уравнениям. Кроме того, граничным условием является равенство нулю поперечной составляющей электрического поля на стенках волновода (которые считаются идеально проводящими).

Секториальные и другие простые типы рупоров, такие, как пирамидальные или конические, возбуждаются в большинстве случаев на основной волне волновода с соответствующим поперечным сечением. Вследствие этого ограничимся расчетом двух случаев возбуждения  $H_{10}$ -волной ( $E$ -плоскостной секториальный рупор) и  $H_{01}$ -волной ( $H$ -плоскостной секториальный рупор) и для  $E$ -плоскостного секториального рупора положим

$$E_\rho = E_y = H_\psi = 0.$$

Тем самым уравнения (5.25) переходят в следующие:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_y}{\partial \psi} - \frac{\partial H_\rho}{\partial \psi} - \frac{\partial E_\psi}{\partial \psi} &= 0; & (a) \\ \frac{\partial E_\psi}{\partial y} &= j\omega\mu H_\rho; & (б) \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\psi) &= -j\omega\mu H_y; & (в) \\ \frac{\partial H_\rho}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial \rho} &= j\omega\epsilon E_\psi; & (г) \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho H_\rho) + \frac{\partial H_y}{\partial y} &= 0 & (д) \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

с граничным условием

$$E = 0 \text{ для } y = 0 \text{ и } y = -b. \quad (5.27)$$

Для расчета составляющих поля подставим  $H_0$  из (5.26, б) [и  $H_y$  из (5.26, в) в (5.26, г)], в результате чего получим дифференциальное уравнение для  $E_\psi$ :

$$\frac{\partial^2 E_\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_\psi}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial E_\psi}{\partial \varrho} + \left( \omega^2 \varepsilon \mu - \frac{1}{\varrho^2} \right) E_\psi = 0. \quad (5.28)$$

Тогда величины  $H$  и  $H_y$  могут быть выражены через  $E_\psi$ .

Можно предположить, что картины поля на всех координатных поверхностях  $\varrho = \text{const}$ , так же, как на координатных поверхностях  $y = \text{const}$ , подобны (как и в случае прямоугольного волновода). Иначе говоря, представим  $E_\psi$  в виде

$$E_\psi = f(\varrho) g(y) \quad (5.29)$$

и будем решать уравнение (5.28) методом Фурье. Подставляя (5.29) в (5.28) и деля на  $f g$ , получим

$$\frac{g''}{g} + \frac{f''}{f} + \frac{1}{\varrho} \frac{f'}{f} + \left( \omega^2 \varepsilon \mu - \frac{1}{\varrho^2} \right) = 0. \quad (5.30)$$

Так как первый член не зависит от  $\varrho$ , а другие члены не зависят от  $y$ , то каждая часть должна быть равна постоянной, а их сумма — равна нулю, в противном случае дифференциальное уравнение не будет являться тождеством. Положим первый член равным  $-c^2$ , а сумму других членов равной  $c^2$ , в результате чего получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$g''(y) + c^2 g(y) = 0; \quad (5.31)$$

$$f''(\varrho) + \frac{1}{\varrho} f'(\varrho) + \left( \omega^2 \varepsilon \mu - c^2 - \frac{1}{\varrho^2} \right) f(\varrho) = 0. \quad (5.32)$$

Первое из этих уравнений имеет общее решение вида

$$g(y) = A e^{icy} + B e^{-icy}.$$

Легко показать, что при учете граничного условия (5.27) можно ограничиться только частным решением (до постоянного множителя)

$$g(y) = \sin\left(\pi \frac{y}{b}\right) \quad (5.33)$$

и что одновременно отсюда определяется постоянная

$$c = \frac{\pi}{b}. \quad (5.34)$$

Общее решение уравнения (5.32) с учетом (5.33) можно представить в виде линейной комбинации двух линейно независимых цилиндрических функций первого порядка с аргументом  $\varrho \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \frac{\pi^2}{b^2}}$  (см. [В 3, стр. 150]). Выберем для этого функции Ханкеля и положим

$$f(\varrho) = A \{ H_1^{(2)}(\varrho \beta) + \alpha H_1^{(1)}(\varrho \beta) \}, \quad (5.35)$$

где

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu - \frac{\pi^2}{b^2}} = \sqrt{k^2 - \frac{\pi^2}{b^2}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\varepsilon \mu}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\varepsilon \mu}}{2b}\right)^2}. \quad (5.36)$$

Тем самым из (5.29) с учетом (5.33) и из (5.26, б, в) для отличных от нуля составляющих поля получаются следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} E_\psi &= A \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) \{H_1^{(2)}(\beta \varrho) + \bar{r} H_1^{(1)}(\beta \varrho)\}; \\ H_\varrho &= \frac{\pi A}{j\omega \mu b} \cos\left(\frac{\pi}{b} y\right) \{H_1^{(2)}(\beta \varrho) + \bar{r} H_1^{(1)}(\beta \varrho)\}; \\ H_y &= \frac{j\beta A}{\omega \mu} \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) \{H_0^{(2)}(\beta \varrho) + \bar{r} H_0^{(1)}(\beta \varrho)\}. \end{aligned} \right\} \quad (5.37)$$

Асимптотически при больших  $\beta \varrho$  для функций Ханкеля справедливы выражения

$$\begin{aligned} H_p^{(1)}(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{j\left(x - \frac{2p+1}{4}\pi\right)} = (-j)^p \frac{1-j}{\sqrt{\pi x}} e^{jx}; \\ H_p^{(2)}(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-j\left(x - \frac{2p+1}{4}\pi\right)} = j^p \frac{1+j}{\sqrt{\pi x}} e^{-jx}. \end{aligned}$$

Следовательно, все параметры поля при возрастании расстояния  $\varrho$  от горловины рупора убывают как  $1/\sqrt{\varrho}$ .  $H_0^{(2)}$  и  $H_1^{(2)}$  представляют собой волны, которые распространяются в направлении возрастающих значений  $\varrho$ , а  $H_0^{(1)}$  и  $H_1^{(1)}$  — волны, распространяющиеся в противоположном направлении. Поэтому комплексную постоянную интегрирования  $\bar{r}$  в уравнениях (5.37) можно считать коэффициентом отражения линии, образованной стенками рупора, в определенной точке. Соответствующий вывод для  $H$ -плоскостного секториального рупора при  $E_\varrho = E_\psi = H_y = 0$  приводит к следующему представлению поля:

$$\left. \begin{aligned} E_y &= A \cos(p\psi) \{H_p^{(2)}(k\varrho) + \bar{r} H_p^{(1)}(k\varrho)\}; \\ H_\varrho &= \frac{pA}{j\omega \mu} \frac{\sin(p\psi)}{\varrho} \{H_p^{(2)}(k\varrho) + \bar{r} H_p^{(1)}(k\varrho)\}; \\ H_\psi &= \frac{kA}{j\omega \mu} \cos(p\psi) \{H_p^{(2)'}(k\varrho) + \bar{r} H_p^{(1)'}(k\varrho)\}, \end{aligned} \right\} \quad (5.38)$$

где  $p = \frac{\pi}{2\psi_0}$  и  $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{2\pi}{\lambda_{\epsilon \mu}}$  — волновое число.

$H_p^{(v)'}(k\varrho)$  представляет собой производную функции Ханкеля  $p$ -го порядка по аргументу  $k\varrho$ . Как следует из указанных выше асимптотических формул для функции Ханкеля, поперечные составляющие  $E_y$  и  $H_\psi$  с возрастанием  $\varrho$  убывают как  $1/\sqrt{\varrho}$ , в то время как продольная составляющая  $H_\varrho$  убывает как  $1/\varrho\sqrt{\varrho}$ . Поле асимптотически переходит в плоское.

На практике часто применяются пирамидальные рупоры с малым углом раскрыва в одной плоскости (преимущественно в качестве облучателей для зеркала в виде параболического цилиндра или цилиндрических линз). Поле в таком рупорном излучателе незначительно отличается от поля в секториальном рупоре. Для пирамидальных рупоров с квадратным поперечным сечением Пифке [5.50] привел общее представление возможных полей, аппроксимируя рупор с помощью «кругового секториального рупора», у которого стенки совпадают с координатными поверхностями обычной сферической системы координат. Типы волн в этом рупоре соответствуют волнам  $E_{mn}$  и  $H_{mn}$  в прямоугольном волноводе. С возрастанием расстояния от горловины рупора поперечные составляющие убывают как  $1/\varrho$ , а продольные составляющие — как  $1/\varrho^2$ .

### 5.2.3. Поле излучения секториального, пирамидального и конического рупоров

Метод, основанный на использовании распределения тока, из-за формы рупорного излучателя и незнания в связи с этим точного распределения тока непригоден для расчета поля излучения (см., однако, [5.59]). Поэтому для расчета предлагается апертурный метод. В качестве апертуры целесообразно выбирать не раскрыв рупора, а часть поверхности  $q = q_2$ , расположенную непосредственно перед раскрывом рупора (рис. 5.9, а). Обозначим эту часть поверхности («прямоугольная» часть кругового цилиндра), совпадающую с поверхностью равной фазы, через  $F$ .

Поле излучения обычно определяется с помощью формул (4.24). Для расчета характеристики излучения используется выражение (4.32) при  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_q$ :

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \int_{(F)} e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} \left[ \mathbf{e}_q + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{E} \right] dF \right]. \quad (5.39)$$

При этом  $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda_0$  представляет собой волновое число в свободном пространстве, а за  $Z$  с хорошей точностью принимается волновое сопротивление поля соответствующего типа волны в однородном прямоугольном волноводе, поперечное сечение которого равно раскрытию рупора. Другие параметры рассмотрены в разделе 4.2.3 и представлены на рис. 5.9, б.

Для описания характеристики излучения введем пространственные полярные координаты  $r, \bar{\vartheta}, \bar{\psi}$  с помощью соотношений

$$z = r \cos \bar{\vartheta} \sin \bar{\psi}; \quad x = r \sin \bar{\vartheta} \sin \bar{\psi}; \quad y = r \cos \bar{\vartheta}. \quad (5.40)$$

Цилиндрические координаты в апертуре обозначим через  $\psi', y'$ . Благодаря введению этих координат прежде всего получаем

$$q(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = q_2 \cos(\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta} \quad (5.41)$$

и тем самым для характеристики излучения

$$\mathbf{E}_0(\bar{\vartheta}, \bar{\psi}) = \frac{-jk}{4\pi} [\mathbf{r}, \mathbf{I}(\bar{\vartheta}, \bar{\psi})], \quad (5.42)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\bar{\vartheta}, \bar{\psi}) = & \int_{\psi'=-\psi_0}^{+\psi_0} \int_{y'=-b}^0 e^{jk \{ q_2 \cos(\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta} \}} \times \\ & \times \left[ \mathbf{e}_q + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{E}_{q=q_2} \right] q_2 dy' d\psi'. \end{aligned} \quad (5.43)$$

В случае  $E$ -плоскостного секториального рупора под интегралом следует положить

$$\mathbf{E}_{q=q_2} = \mathbf{e}_{\psi'} [E_{\psi}]_{q=q_2},$$

взяв  $E_{\psi}$  из формулы (5.37), и заменить  $y'$  на  $y$ , а в случае  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$\mathbf{E}_{q=q_2} = \mathbf{e}_{y'} [E_y]_{q=q_2}, \quad (5.44)$$

где  $E_y$  берется из формулы (5.38), а  $\psi'$  заменяется на  $\psi$ . Если положить в первом приближении коэффициент отражения  $\bar{r}$  равным нулю, то получаем:



для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$\mathbf{E}_{\mathbf{Q}=\mathbf{Q}_2} = \mathbf{e}_{\psi'} A \sin\left(\frac{\pi}{b} y'\right) H_1^{(2)}(\beta_{\mathbf{Q}_2}); \quad (5.45)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$\mathbf{E}_{\mathbf{Q}=\mathbf{Q}_2} = \mathbf{e}_{y'} A \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\psi'}{\psi_0}\right) H_{\pi/2\psi_0}^{(2)}(k\mathbf{Q}_2). \quad (5.46)$$

Единичные векторы  $\mathbf{e}_0$ ,  $\mathbf{e}_{\psi'}$ ,  $\mathbf{e}_{y'}$  связаны с единичными векторами используемой сферической системы координат следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}_0 &= \mathbf{r} \sin \bar{\vartheta} \cos(\psi' - \bar{\psi}) + \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} \cos \bar{\vartheta} \cos(\psi' - \bar{\psi}) + \\ &+ \mathbf{e}_{\bar{\psi}} \sin(\psi' - \bar{\psi}); \\ \mathbf{e}_{\psi'} &= -\mathbf{r} \sin \bar{\vartheta} \sin(\psi' - \bar{\psi}) - \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} \cos \bar{\vartheta} \sin(\psi' - \bar{\psi}) + \\ &+ \mathbf{e}_{\bar{\psi}} \cos(\psi' - \bar{\psi}); \\ \mathbf{e}_{y'} &= \mathbf{r} \cos \bar{\vartheta} - \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} \sin \bar{\vartheta}. \end{aligned} \right\} \quad (5.47)$$

Если подставить эти соотношения в (5.43), то после вычисления двойного векторного произведения с  $\mathbf{r}$  для характеристики излучения получается следующее представление:

для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$\mathbf{E}_0(\bar{\vartheta}, \bar{\psi}) = \frac{-jk}{4\pi} A \mathbf{Q}_2 H_1^{(2)}(\beta_{\mathbf{Q}_2}) \{\mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} E_{\bar{\vartheta}} + \mathbf{e}_{\bar{\psi}} E_{\bar{\psi}}\}, \quad (5.48)$$

где

$$\begin{aligned} E_{\bar{\vartheta}} &= \frac{Z_0}{Z} \sin \bar{\vartheta} \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \sin(\psi' - \bar{\psi}) e^{jkQ_2 \cos(\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\vartheta}} d\psi' \times \\ &\times \int_{-b}^0 \sin\left(\frac{\pi}{b} y'\right) e^{iky' \cos \bar{\vartheta}} dy'; \end{aligned} \quad (5.49)$$

$$\begin{aligned} E_{\bar{\psi}} &= - \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \left[ \frac{Z_0}{Z} \cos(\psi' - \bar{\psi}) + \sin \bar{\vartheta} \right] e^{jkQ_2 \cos(\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\vartheta}} d\psi' \times \\ &\times \int_{-b}^0 \sin\left(\frac{\pi}{b} y'\right) e^{iky' \cos \bar{\vartheta}} dy'; \end{aligned} \quad (5.50)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$\mathbf{E}_0(\bar{\vartheta}, \bar{\psi}) = \frac{-jk}{4\pi} A \mathbf{Q}_2 H_{\pi/2\psi_0}^{(2)}(k\mathbf{Q}_2) \{\mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} E_{\bar{\vartheta}} + \mathbf{e}_{\bar{\psi}} E_{\bar{\psi}}\}, \quad (5.51)$$

где

$$\begin{aligned} E_{\bar{\vartheta}} &= \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \left[ \frac{Z_0}{Z} \sin \bar{\vartheta} + \cos(\psi' - \bar{\psi}) \right] \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\psi'}{\psi_0}\right) e^{jkQ_2 \cos(\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\vartheta}} d\psi' \times \\ &\times \int_{-b}^0 e^{iky' \cos \bar{\vartheta}} dy'; \end{aligned} \quad (5.52)$$

$$E_{\bar{\psi}} = \cos \bar{\psi} \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{\psi'}{\psi_0} \right) \sin (\psi' - \bar{\psi}) e^{jkQ_2 \cos (\psi' - \bar{\psi}) \sin \bar{\psi}} d\psi' \times \\ \times \int_{-b}^0 e^{jky' \cos \bar{\psi}} dy'. \quad (5.53)$$

Получившиеся интегралы по  $y'$  вычисляются элементарно. В интегралах по  $\psi'$  целесообразно  $\cos (\psi' - \bar{\psi})$  в экспоненте разложить в ряд по степеням  $\psi'$  и ограничиться квадратичным членом (это приближение, при котором сферический фазовый фронт заменяется квадратичной зависимостью, может применяться без существенных погрешностей для углов раскрыва  $2\psi_0 \leq 60^\circ$ ). Кроме того, целесообразно представить тригонометрические функции, содержащие  $\psi'$ , с помощью экспоненциальных функций. Тогда получаются интегралы вида

$$J = \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} e^{-j(\alpha\psi'^2 + \beta\psi' + \gamma)} d\psi'. \quad (5.54)$$

С помощью подстановки

$$t = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \left( \psi' + \frac{\beta}{2\alpha} \right)$$

они сводятся к интегралам Френеля (ср. раздел 4.3.5):

$$J = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} e^{j(\beta^2/4\alpha - \gamma)} \int_{t_-}^{t_+} e^{-j(\pi/2)t^2} dt = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} e^{j(\beta^2/4\alpha - \gamma)} \times \\ \times \{C(t_+) - C(t_-) - j[S(t_+) - S(t_-)]\}; \quad (5.55) \\ t_{\pm} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \left( \pm \psi_0 + \frac{\beta}{2\alpha} \right).$$

В итоге расчеты становятся очень громоздкими (окончательные результаты см. [5.16], [5.45]).

При малых углах раскрыва (приблизительно  $2\psi_0 \leq 35^\circ$ ) с достаточной точностью могут применяться формулы для излучения прямоугольного волновода с таким же раскрывом [5.45].

Усиление секториального рупора согласно разделу 1.5.2 определяется как частное от деления интенсивности излучения в главном направлении  $\bar{\psi} = \pi/2$ ,  $\psi = 0$  на среднюю интенсивность излучения:

$$G = \frac{1}{2Z_0} \left| E_0 \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) \right|^2 \frac{P_s}{4\pi}. \quad (5.56)$$

Мощность излучения  $P_s$  можно получить интегрированием вектора Пойнтинга по бесконечно удаленной сфере. Однако проще интегрировать непосредственно по раскрыву рупора, так как все излучение проходит через рупор. С помощью обычного приближения ( $\psi'$  в экспоненте подынтегрального выражения учитывается до второй степени) получается:

для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$G = \frac{32b}{\pi\lambda\psi_0} \left\{ C^2 \left( \psi_0 \sqrt{\frac{2Q_2}{\lambda}} \right) + S^2 \left( \psi_0 \sqrt{\frac{2Q_0}{\lambda}} \right) \right\}; \quad (5.57)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$G = \frac{2\pi b}{\lambda\psi_0} \{ [C(\xi_+) - C(\xi_-)]^2 + [S(\xi_+) - S(\xi_-)]^2 \}, \quad (5.58)$$

где

$$\xi_{\pm} = \sqrt{\frac{\lambda}{2Q_2}} \frac{1}{2\psi_0} \left\{ 1 \pm 4\psi_0^2 \frac{Q_2}{\lambda} \right\}$$

(точное представление усиления, но также не в замкнутой форме, приводят Мюллер и Гёллер [5.45]).

На рис. 5.10 и 5.11 приведены кривые усиления, полученные из (5.57) и (5.58), для  $E$ - и  $H$ -плоскостных секториальных рупоров при ширине раскрыва  $b = \lambda$  (по Шелкунову с приближением  $\psi_0 = a/2Q_2$ ). При фиксированном  $Q_2$  с увеличением раскрыва усиление сначала возрастает до максимума, а затем умень-

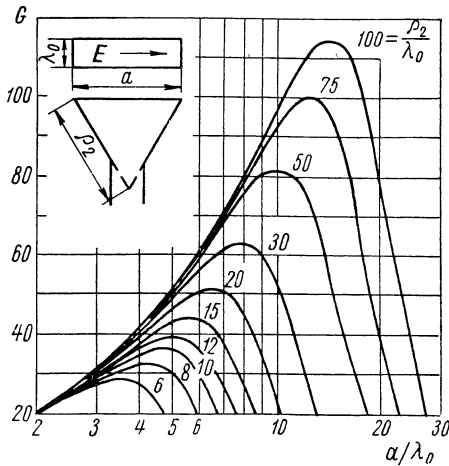


Рис. 5.10. Усиление  $E$ -плоскостного секториального рупора.

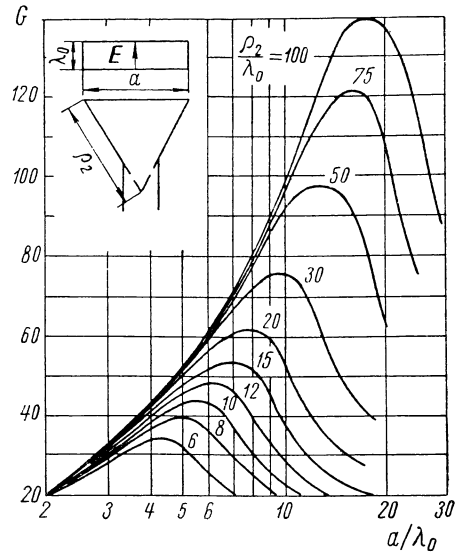


Рис. 5.11. Усиление  $H$ -плоскостного секториального рупора.

шается. Ширина раскрыва  $a$ , которой при заданном  $Q_2$  соответствует максимум усиления, приблизительно определяется следующими соотношениями:

для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$\frac{a}{\lambda} \approx \sqrt{\frac{2Q_2}{\lambda}}; \quad (5.59)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$\frac{a}{\lambda} \approx \sqrt{\frac{\pi Q_2}{\lambda}}. \quad (5.60)$$

При постоянной величине раскрыва с возрастанием  $Q_2$  усиление асимптотически приближается к значению усиления прямоугольного волновода с таким же раскрывом, возбуждаемого основной волной. Действующая площадь  $A_w$  секториального рупора при оптимальном выборе размеров согласно (5.59), (5.60) приблизительно составляет:

для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$A_w = 0,52F = 0,52 ab; \quad (5.61)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$A_w = 0,66F = 0,66 ab. \quad (5.62)$$

Для усиления справедливо

$$G = \frac{4\pi A_w}{\lambda^2}.$$

Для пирамидального рупора мы не располагаем точными значениями поля в апертуре, необходимыми для расчета излучения, так как из-за отсутствия соответствующей системы координат, как правило, возможен лишь приближенный расчет поля в рупоре (стенки последнего обычно не совпадают с координатными поверхностями простой системы координат).

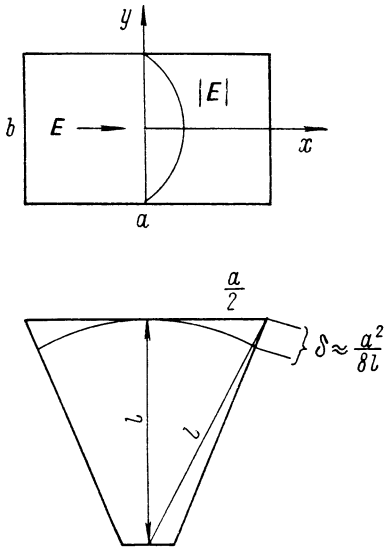


Рис. 5.12. К расчету фазовой зависимости распределения в апертуре для пирамидального рупора.

чается удобное приближенное выражение для общего поля излучения пирамидального рупора, возбуждаемого основной волной, если положить амплитуду напряженности электрического поля в апертуре в  $E$ -плоскости постоянной, а в  $H$ -плоскости спадающей к краям рупора по косинусоидальному закону. При этом в качестве апертуры целесообразно рассматривать раскрыв рупора (т. е. напряженности поля в раскрыве полагать равными поперечным составляющим) и аппроксимировать фазовое распределение квадратичной зависимостью, предполагая, что фазовый центр поля в рупоре расположен в центре раскрыва питающего волновода. Следовательно, в выражение (5.39) для характеристики излучения следует подставить (рис. 5.12)

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x \cos\left(\pi \frac{y'}{b}\right) e^{-ik(x'^2 + y'^2)/2l}; \quad (5.63)$$

$$\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z; \quad dF = dx' dy'.$$

Тогда она принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}_0(\bar{\vartheta}, \bar{\psi}) = \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \int_{y'=-b/2}^{+b/2} \int_{x'=-a/2}^{+a/2} \cos\left(\pi \frac{y'}{b}\right) \times \right. \\ \left. \times e^{-jk((x'^2+y'^2)/2l)} e^{jkq(\mathbf{q}, \mathbf{r})} \left[ \mathbf{e}_z + \frac{Z_0}{Z} \mathbf{r}, \mathbf{e}_x \right] dx' dy' \right]. \quad (5.64)$$

Кроме того, справедливо

$$q(\mathbf{q}, \mathbf{r}) = x' \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + y' \cos \bar{\vartheta}. \quad (5.65)$$

Для длинных рупорных излучателей фаза в апертуре в первом приближении может считаться постоянной. В этом случае интегралы вычисляются элементарно. Результат соответствует результату, полученному для раскрыва волновода таких же размеров.

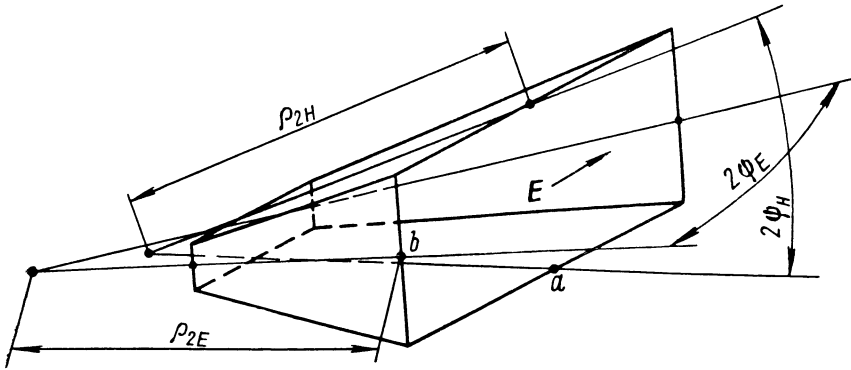


Рис. 5.13. Пояснение величин, входящих в формулу (5.66) для усиления пирамидального рупора.

Для усиления излучения пирамидального рупора на основании выражений (5.63)—(5.65) получаем (см., например, [5.45], [A 44])

$$G = \frac{2\pi}{\psi_E \psi_H} \left\{ C^2 \left( \sqrt{\frac{2Q_{2E}}{\lambda}} \psi_E \right) + S^2 \left( \sqrt{\frac{2Q_{2E}}{\lambda}} \psi_E \right) \right\} \times \\ \times \{ [C(\xi_{+H}) - C(\xi_{-H})]^2 + [S(\xi_{+H}) - S(\xi_{-H})]^2 \}. \quad (5.66)$$

При этом  $Q_{2E}$  и  $Q_{2H}$  представляют собой образующие пирамиды, а  $\psi_E$  и  $\psi_H$  — половинные углы раскрыва в  $E$ - и  $H$ -плоскостях (рис. 5.13).  $\xi_{+H}$  и  $\xi_{-H}$  — значения, взятые из выражения (5.58) при  $Q_2 = Q_{2H}$  и  $\psi_0 = \psi_H$ . Следовательно, усиление пирамидального рупора пропорционально произведению усилений  $E$ - и  $H$ -плоскостных секториальных рупоров при фиксированной ширине  $b$  [уравнения (5.57) и (5.58)].

Усиление пирамидального рупора без существенных затруднений можно рассчитать достаточно точно (до десятых долей децибела) в области справедливости выражения (5.66). Поэтому рупорные излучатели очень часто используются в качестве эталона усиления.

Указания по выбору размеров дают Браун [5.11] [5.12] и Слейтон [5.63] [5.62] (см., кроме того, [5.45]). При использовании подобных эталонов усиления для сравнительных измерений необходимо учитывать особенность рупорного излучателя, которая заключается в несинфазном распределении поля в раскрыве. При синфазном возбуждении

плоской апертуры согласно разделу 4.3.5 расстояние измерения необходимо выбирать, принимая во внимание формулу (4.155), т. е. таким образом, чтобы эквивалентная фазовая погрешность не превышала  $22,5^\circ$ . При этом предположении кажущимся изменением усиления, которое получается из (4.152), в большинстве случаев можно пренебречь. Для рупорного излучателя при идеальных допущениях квадратичная фазовая погрешность также отлична от нуля.  $\varphi_1$  при конечном расстоянии измерения увеличивается еще на указанную в (4.153) величину. Это увеличение сказывается на кажущемся усилении сильнее, чем в случае синфазного возбуждения при прочих равных условиях. Это вытекает из квадратичной зависимости характеристики излучения по мощности от  $\varphi_1$  согласно (4.152), в результате чего увеличение фазовой погрешности от нуля до значения  $\delta$  изменяет интенсивность излучения в главном направлении меньше, чем увеличение от  $\varphi_1$  до  $\varphi_1 + \delta$ . Следовательно, для того чтобы при измерении

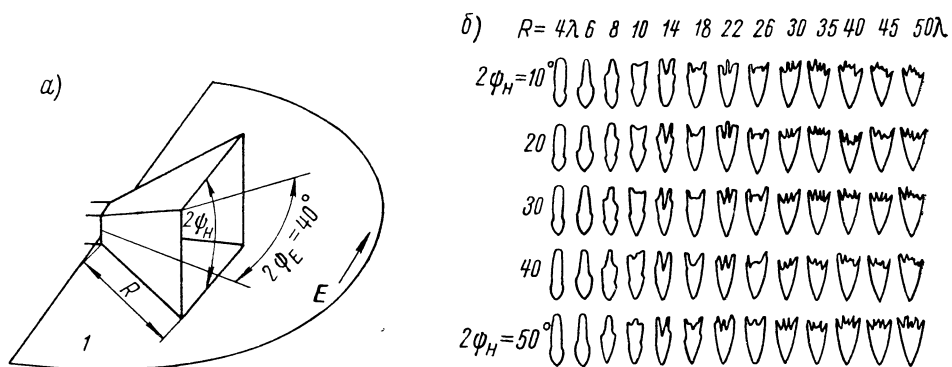


Рис. 5.14. Диаграммы излучения пирамидальных рупоров с постоянным углом раскрыва в  $E$ -плоскости и различными углами раскрыва в  $H$ -плоскости.

1 — плоскость измерения.

оценить с достаточной точностью истинное усиление рупорного излучателя, необходимо выбирать большее расстояние между излучателем и приемником, чем следует из неравенства (4.155). Если этого не учитывать, то погрешности измерения могут быть довольно велики. Количественные результаты в виде семейства кривых приводятся в [5.11], [5.12].

Если в случае пирамидального рупора стремятся получить лепесток диаграммы излучения с приблизительно вращательной симметрией, то раскрыв следует выбирать не квадратным, а таким, чтобы сторона в  $H$ -плоскости (при нашем обозначении сторона  $b$ ) была больше стороны в  $E$ -плоскости; иначе из-за равномерного распределения в  $E$ -плоскости диаграмма излучения в этом направлении при квадратном рупоре была бы острее, чем в  $H$ -плоскости.

В заключение сопоставим некоторые экспериментальные результаты, которые могут быть полезны при расчете рупорных излучателей с прямоугольным поперечным сечением.

На рис. 5.14, б приведены различные диаграммы в  $E$ -плоскости для пирамидального рупора с  $2\varphi_E = 40^\circ$  (рис. 5.14, а) и различных углов раскрыва в  $H$ -плоскости. Диаграммы, экспериментально полученные Родесом [5.55], показывают, что угол раскрыва в  $H$ -плоскости практически не влияет на диаграмму излучения. Через  $R$  обозначена длина образующей пирамиды рупора от его раскрыва до питающего волновода. На рис. 5.15 приведены некоторые измеренные диаграммы излучения пирамидального рупора в  $E$ - и  $H$ -плоскостях в зависимости от  $R$  и угла раскрыва.

При этом угол раскрыва в плоскости, перпендикулярной плоскости измерения, постоянен и равен  $40^\circ$ . Измерения проводились на длине волны  $1,25 \text{ см}$ , а при коротких рупорных излучателях —  $10 \text{ см}$ . Появление пиков в диаграмме в  $E$ -плоскости при больших длинах рупора можно объяснить возникновением в последнем типов волны более высоких порядков. На рис. 5.16 приведена зависимость оптимального угла раскрыва  $2\psi_E$  или, соответственно,  $2\psi_H$  от длины рупора  $l$  для  $E$ - и  $H$ -плоскостей (по [А 21]). При этом под оптимальным углом раскрыва следует понимать такой угол,

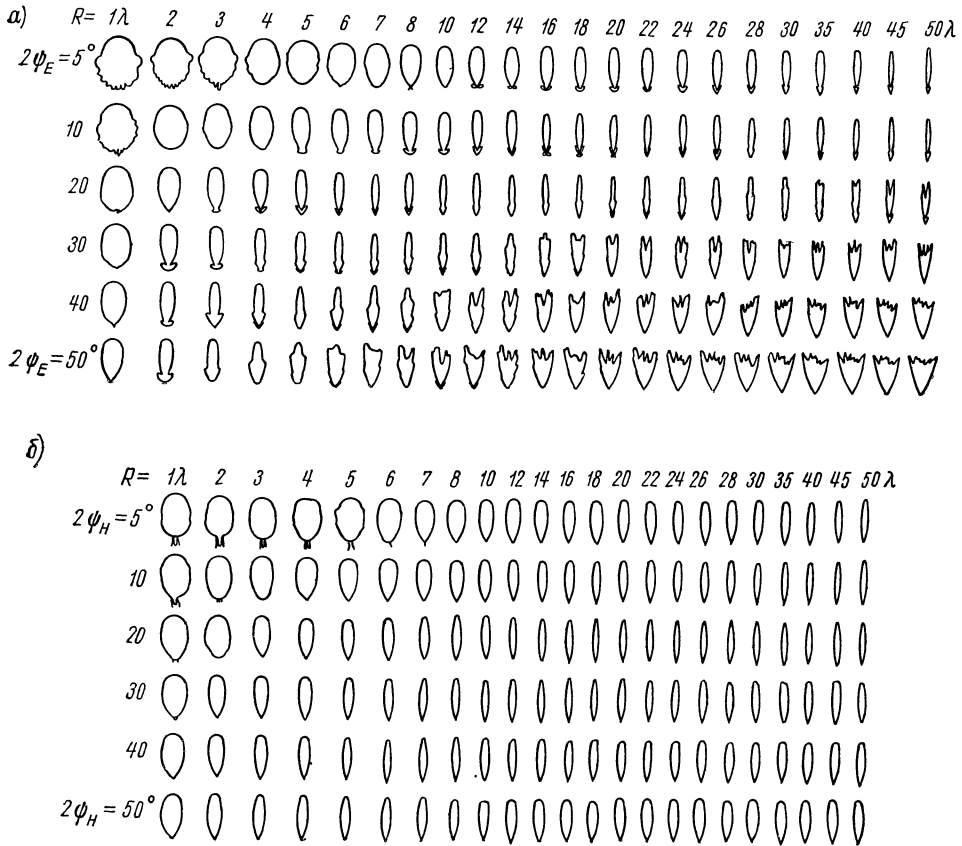


Рис. 5.15. Диаграммы излучения (по Родесу) пирамидального рупора в  $E$ -плоскости (а) и  $H$ -плоскости (б).

который при соответствующей длине рупора дает минимальное значение ширины диаграммы по половинному уровню. На кривых указаны, кроме того, соответствующие значения ширины диаграммы по половинному уровню и длины сторон раскрыва рупора. Для ширины диаграммы по уровню  $10 \text{ дб}$  пирамидальных рупоров наиболее часто применяемой формы (раскрыв приблизительно  $20^\circ$ ) и малых размеров Сильвер (см. [А 35, стр. 365]) приводит следующие эмпирические формулы:

в  $E$ -плоскости

$$2\psi_E [10 \text{ дб}] = \frac{\lambda}{a} \cdot 88^\circ \left( \frac{a}{\lambda} < 2,5 \right); \quad (5.67)$$

в  $H$ -плоскости

$$2\vartheta_H [10 \text{ дБ}] = \frac{\lambda}{b} \cdot 79^\circ + 31^\circ \left( \frac{b}{\lambda} < 3 \right).$$

Излучение конического рупора (рис. 5.7, з) может быть рассчитано в первом приближении как излучение раскрыва рупора круглого волновода таких же размеров. Однако в случае коротких излучателей необходимо учитывать фазовую погрешность в раскрыве (аппроксимация изменения фазы квадратичной зависимостью). При постоянной длине излучателя с возрастанием угла раскрыва возникает тот же эффект, что и в случае секториаль-

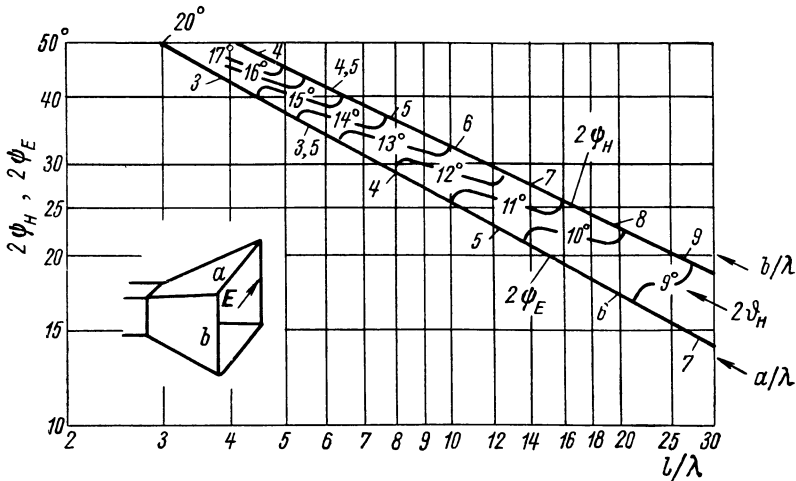


Рис. 5.16. Экспериментально определенные оптимальные углы раскрыва  $2\psi_E$  и  $2\psi_H$  пирамидальных рупоров (по Краусу).

ного и пирамидального рупоров, который состоит в том, что острота диаграммы растет до оптимального значения, а затем убывает. Для зависимости между длиной излучателя  $l$  и половинным углом раскрыва  $\psi_0$  при оптимальных размерах Домбровский [А 8] указывает следующее соотношение:

$$\cos \psi_0 = \frac{1}{1 + 0,3 \frac{\lambda}{l}}. \quad (5.68)$$

#### 5.2.4. Параболический рупор

Параболический рупор вследствие способа его возбуждения и удобной геометрической формы часто используется в качестве первичного излучателя для зеркальных антенн. Особенно это справедливо для сегментной антенны («cheese aerial»). Однако, кроме того, он находит применение в качестве самостоятельной антенны (в технике радиорелейной связи, радиоастрономии и т. д.). В этом случае большое значение имеет его малое боковое и обратное излучение по сравнению с зеркальными антеннами — свойство, которое присуще всем рупорным излучателям. (При использовании параболического рупора в радиоастрономии антенные шумы, вызываемые температурным излучением поверхности земли и прочими наземными источниками помех, незначительны, что позволяет применять высокочувствительные приемники.)

Рассмотрим сначала самый простой вид параболического рупора, который применяется преимущественно в качестве первичного излучателя



и соответствует секториальному рупору. Принципиальная конструкция этой антенны представлена на рис. 5.17, *a*. Обе боковые стенки  $DCBED$  и  $D'C'B'E'D'$  параллельны, и расстояние между ними равно стороне  $EE'$  питающего прямоугольного волновода. Криволинейная часть поверхности  $CBB'C'$  представляет собой часть параболического цилиндра, фокусная линия которого параллельна стороне  $EE'$  волновода и проходит через точку  $F$ .  $OF$  является фокусным расстоянием, и уравнение параболы или, соответственно, ее проекции в плоскости  $yz$  имеет вид

$$y^2 = 4fz. \quad (5.69)$$

Выходящее из точки  $F$  излучение питающего волновода отражается от параболической поверхности таким образом, что все лучи проходят через раскрыв параболического рупора  $ABB'A'$  параллельно  $CA$ . Фаза в раскрыве постоянна. (Выбор фазового центра  $F$  в середине раскрыва питающего волновода подтверждается опытом. Это выполняется тем лучше, чем больше раскрыв рупора по сравнению с размерами волновода.)

Расчет излучения параболического рупора производят, как правило, предполагая синфазность поля в апертуре, что вытекает из простых соображений геометрической оптики. Точное распределение излучения обычно определяется экспериментально. Отклонения происходят как из-за краевых эффектов, так и оттого, что часть излучения, исходящего из раскрыва волновода, не попадает на параболическую поверхность, а, минуя ее, проходит непосредственно в пространство. Вследствие этого в большинстве случаев возникает более широкий добавочный лепесток, направленный вверх под некоторым углом к горизонтальной плоскости (рис. 5.18). Это — известный недостаток параболического рупора по сравнению с рупорными излучателями, не вызывающими отклонения лучей (секториальные, пирамидальные рупоры и т. д.).

Питание параболического рупора производится обычно горизонтально поляризованной волной [электрический вектор параллелен  $EE'$  (рис. 5.17)], однако может быть использована также вертикальная поляризация или при известных обстоятельствах — эллиптическая (см. раздел 5.4.2). Направленность в горизонтальной плоскости определяется поперечными размерами апертуры  $AA'$  и тем самым — размерами соответствующей стороны волновода. Она довольно точно соответствует направленности прямоугольного волновода, возбуждаемого основной волной. Направленность в вертикальной плоскости определяется главным образом высотой раскрыва  $AB$ . Как правило, она несколько меньше направленности возбуждаемого раскрыва такой же формы, но больше, чем в случае секториального или пирамидального рупора с такой же шириной раскрыва.

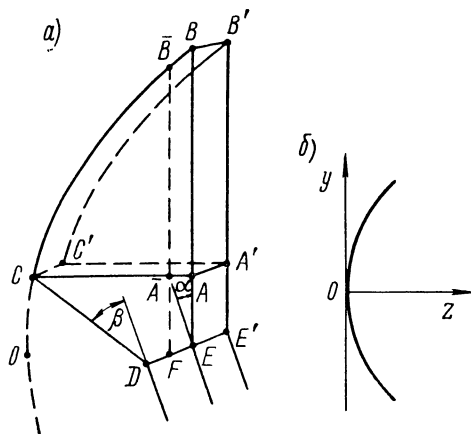


Рис. 5.17. *a* — принцип действия параболического рупора и применяемые обозначения; *b* — координаты.



Рис. 5.18. Типичная диаграмма излучения.

Между размерами параболического рупора (рис. 5.17) имеют место простые соотношения, которые легко получаются из геометрических соображений. Прежде всего, справедливо

$$F\bar{B} = 2f,$$

в чем можно убедиться, подставив это равенство в уравнение параболы. Кроме того,

$$\left[ \frac{\partial y}{\partial z} \right]_{y=2f} = 1,$$

так что, если заменить часть параболы  $B\bar{B}$  касательной в точке  $\bar{B}$  (в результате чего возникает незначительная погрешность), то она будет наклонена относительно осей под углом  $45^\circ$ . Следовательно, высота апертуры  $AB$  на величину  $\bar{A}\bar{A} = \frac{DE}{2} \cos \alpha$  больше отрезка  $AB$ . С другой стороны, отрезок  $EA$  меньше, чем  $F\bar{A}$ , на величину  $\frac{DE}{2} \sin \alpha$ . Таким образом, для всей высоты фронта справедливо

$$EA + AB = EB = 2f + \frac{DE}{2} (\cos \alpha - \sin \alpha). \quad (5.70)$$

Так как угловая точка  $C$  должна лежать на той же высоте, что и  $A$ , то для ее координаты  $y$  справедливо

$$y_C = y_A = AE + \frac{DE}{2} \sin \alpha.$$

Координата точки  $C$  по оси  $z$  определяется из рис. 5.17:

$$z_C = f - AE \operatorname{tg}(\alpha + \beta) - \frac{DE}{2} \frac{\sin \alpha \sin(\alpha + \beta) + \cos \beta}{\cos(\alpha + \beta)}.$$

Так как  $C$  лежит на параболе, то ее координаты должны удовлетворять уравнению (5.69). Это условие приводит к квадратному уравнению для  $AE$ . Если пренебречь по сравнению с единицей второй и более высокими степенями малой величины  $DE/2f$ , то получим

$$AE = 2f \frac{1 - \sin(\alpha + \beta)}{\cos(\alpha + \beta)} - \frac{DE}{2} (\sin \alpha + \cos \beta). \quad (5.71)$$

Из (5.70) и (5.71), наконец, следует:

$$2f = \frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos(\alpha + \beta) + \sin(\alpha + \beta) - 1} \left\{ AB - \frac{DE}{2} (\cos \alpha + \cos \beta) \right\}. \quad (5.72)$$

Формулами (5.70) и (5.72) высота фронта и фокусное расстояние параболического рупора определены как функции высоты апертуры  $AB$ , стороны волновода  $DE$  и обоих углов  $\alpha$  и  $\beta$ . Эти формулы целесообразно использовать при проектировании излучателя. Их можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} f &= ABg_1 - DEg_2; \\ EB &= ABg_3 - DEg_4, \end{aligned} \right\} \quad (5.73)$$

где  $g_v$  — функция углов  $\alpha$  и  $\beta$ . Для  $\beta = \alpha$  величины  $g_v$  представлены на рис. 5.19. Хорошие результаты получаются, если оба угла равны и выбираются приблизительно между  $30$  и  $35^\circ$ .

Если параболический рупор используется в качестве первичного облучателя зеркальных или линзовых антенн, то для того, чтобы получить требуемую диаграмму в горизонтальной плоскости, ширина раскрыва должна обычно выбираться отличной от соответствующей ширины питающего волновода. При этом расширение поперечного сечения происходит непосредственно после раскрыва волновода, так что верхняя часть излучателя и тем самым ход лучей, отражающихся от параболической поверхности, такие же, как и в случае простого «секторно-параболического» рупора (рис. 5.20, а). Однако для увеличения направленности к раскрыву параболического рупора можно также присоединить пирамидальный рупор (рис. 5.20, б). В этом случае имеют место такие же соотношения, как и в случае малого пирамидального рупора, который питается через раскрыв параболического рупора.

Параболический рупор часто используется также в качестве самостоятельной

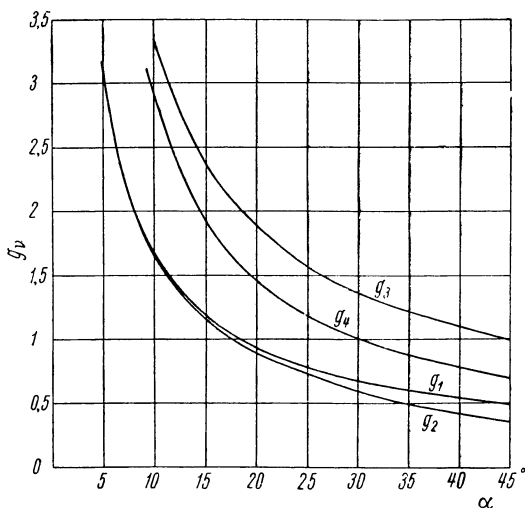


Рис. 5.19. Параметры  $g_v$ , входящие в выражение (5.73).

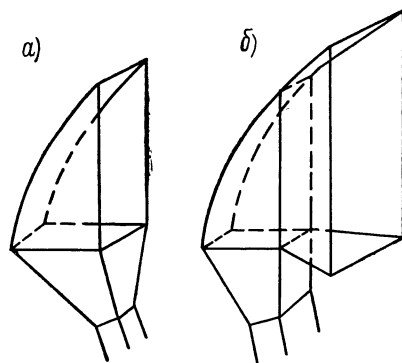


Рис. 5.20. Схематическое изображение параболических рупоров с расширенным раскрывом.

антенны с большой трапецидальной поверхностью раскрыва. При этом отражающая поверхность представляет собой часть параболоида вращения. Эта конструкция, которая применяется преимущественно в технике радиорелейной связи и в последнее время в радиоастрономии для приема сигналов из космоса, часто называется рупорно-параболической антенной (в английской литературе используется также название «sugar scope»).

На рис. 5.21 схематично показана рупорно-параболическая антенна. Как и все рупорные излучатели, она имеет незначительное обратное излучение и малый уровень боковых лепестков, расположенных далеко от главного, поэтому при использовании ее в радиоастрономии антенные шумы незначительны, что дает возможность применять высокочувствительные приемники [D 30]. Питание осуществляется с помощью расположенного в фокусе  $F$  параболы прямоугольного волновода или (при работе с несколькими видами поляризации) круглого волновода и соответствующего квадратного перехода. При линейной поляризации в плоскости симметрии системы питания в пирамидальной части над точкой питания образуется в основном расходящаяся волна, соответствующая  $H_{10}$ -волне в прямоугольном волноводе, которая отражается от параболического зеркала  $I$  как плоская волна.

Излучение целесообразно рассчитывать по синфазному распределению поля в эквивалентной апертуре 2 (рис. 5.21, б). Из-за граничных условий на стенках амплитуда возбуждения в каждом горизонтальном сечении апертуры при горизонтальной поляризации приблизительно постоянна, а при вертикальной поляризации изменяется примерно по косинусоидальному закону. Поэтому из-за трапецеидальной формы апертуры для обоих направлений поляризации получаются эквивалентные распределения, определяющие диаграмму в горизонтальной плоскости (рис. 5.21, в). Сравнение с приведенными в табл. 4.1 простыми функциями распределения показывает, что при вертикальной поляризации можно ожидать более значительного ослабления боковых лепестков и более

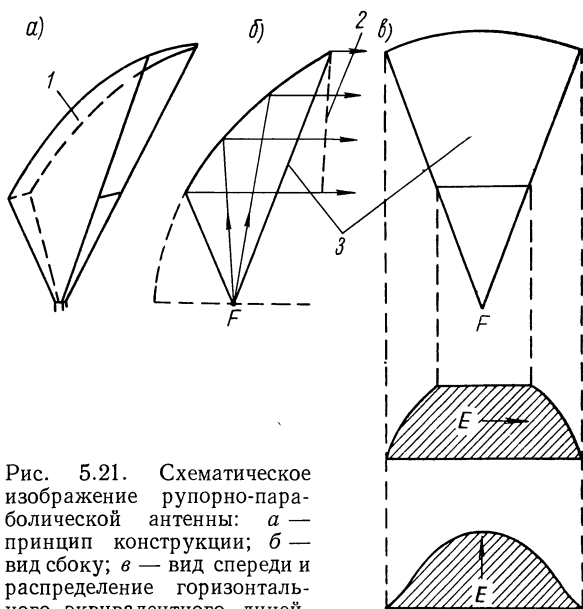


Рис. 5.21. Схематическое изображение рупорно-параболической антенны: а — принцип конструкции; б — вид сбоку; в — вид спереди и распределение горизонтального эквивалентного линейного источника в случае горизонтальной и вертикальной поляризации.

1 — параболическое зеркало; 2 — эквивалентная апертура, 3 — раскрыт.

широкого главного лепестка, чем при горизонтальной поляризации. Характерными величинами ослабления боковых лепестков являются 15 дБ при горизонтальной поляризации и 28 дБ при вертикальной. Ширина диаграммы по половинному уровню в любом случае больше, чем это следует из раздела 4.3.8, если рассматривать верхнюю ширину антенны.

«Первичный излучатель» (раскрыв питающего волновода) со «вторичной системой» (поверхность зеркала и раскрыв всей антенны) практически полностью развязан, т. е. отсутствует обратное влияние на первичный излучатель, которое обычно сказывается на его согласо-

вании. Поэтому импедансная характеристика антенны или, соответственно, ее согласование зависит в основном только от конструкции облучателя. Широкополосность антенны достигается выбором соответствующей формы системы питания (приблизительно экспоненциальный переход или пирамидальная конструкция с экспериментально определенными размерами; см. [5.20], [5.24], [5.37], [5.35], [5.36]).

Преимущества рупорно-параболической антенны по сравнению с антенной в виде параболоида вращения при использовании в технике радиорелейной связи в основном следующие:

1) возможность широкополосного согласования сравнительно простыми способами при любой поляризации;

2) удобная система питания (вертикальная линия питания без изменения направления подходит к первичному излучателю; это сказывается на всех конструкциях, особенно при работе антенны с различными видами поляризации);

3) очень незначительные обратное и боковое излучения (ослабление добавочных лепестков, расположенных далеко от главного, и обратное излучение составляют 60—80 дБ и более)

Недостатками рупорно-параболической антенны являются ее большой вес и объем, а кроме того, необходимость защиты от атмосферных осадков путем покрытия всего раскрыва антенны. Поэтому в последнее время в технике радиорелейной связи часто применяют антенны в виде параболоида вращения [7.75].

### 5.2.5. Влияние диэлектрических и металлических конструкций вблизи раскрыва на излучение

Рупорные излучатели в большинстве случаев должны быть защищены специальным покрытием от проникновения влаги в рупор или фидер и от прочих влияний. Обычно для этого раскрыв покрывается пластиной из диэлектрика, обладающего малыми потерями (полистирол, пиакрил и т. д.). Если рупор согласован без защитной пластины, то ее толщину необходимо выбирать приблизительно равной  $\lambda/2\sqrt{\epsilon_r}$ . При этом  $\lambda/\sqrt{\epsilon_r}$  — длина волны в пластине, зависящая от расположения пластины и величины раскрыва. В первом приближении за  $\lambda$  можно принять длину волны в свободном пространстве или несколько больше, точное же значение  $\lambda$  определяется экспериментально. Отражения от раскрыва рупора с защитной пластиной при правильно выбранной толщине ее сво-

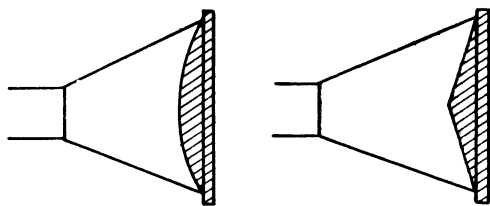


Рис. 5.22. Защитные пластины, действующие подобно линзам, помещаемые в рупорный излучатель для коррекции фазы.

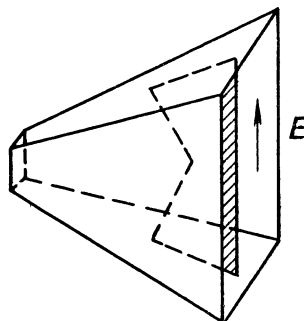


Рис. 5.23. Металлическая перегородка в рупорном излучателе для коррекции фазы.

дятся к минимуму. Как показывает опыт, изменения в излучении по сравнению с излучением рупора без пластины также незначительны.

Кроме того, специальным исполнением защитной пластины можно изменять в заданных пределах распределение излучения рупора. При этом, в зависимости от применения рупорного излучателя, особую роль играют следующие возможности изменения диаграммы излучения. В рупорных излучателях, которые используются как самостоятельные антенны, стремятся получить большое усиление одновременно со значительным ослаблением боковых лепестков. В этом смысле простой рупорный излучатель, который имеет несинфазное распределение, можно улучшить. Синфазное распределение может быть получено, если защитной пластине по аналогии с линзами придать такую форму, чтобы происходила коррекция фазы [5.27] (рис. 5.22). Аналогии с линзами можно добиться также независимо от защитной пластины с помощью дополнительных средств. Самый простой способ — размещение в рупоре вблизи его раскрыва металлической перегородки (рис. 5.23); кроме того, могут применяться диэлектрические полосы [5.53]. У рупорных излучателей, которые используются в качестве облучателей зеркальных или линзовых антенн, диаграмма излучения должна быть такой, чтобы облучение апертуры антенны по возможности приближалось к заданному распределению [которому, как правило, должны соответствовать большое усиление или (и) значительное ослабление боковых

депестков]. Специальным изменением формы защитной пластины или размещением некоторых электрических или металлических конструкций вблизи раскрытия диаграмму излучения и в этом смысле можно несколько изменить. (При этом следует обращать внимание на то, чтобы фазовый центр излучателя оставался приблизительно точечным.)

Другие возможности изменения диаграммы излучения в случае малых рупорных излучателей или открытых волноводов указываются в литературе (см. [А 35], [5.27], [5.31], [5.48]).

Если перед малым рупором с прямоугольным раскрытием или перед раскрытием прямоугольного волновода поместить прямоугольный металлический ящик с отверстием в направлении излучения, то получается рупор с резонатором — так называемый «box horn» («ящичный рупор», рис. 5.24).

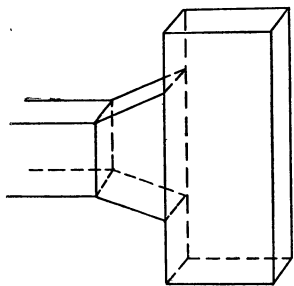


Рис. 5.24. Рупор с резонатором.

Соответствующим выбором его размеров можно добиться того, чтобы типы волн высоких порядков, возбуждаемые на входе волновода (или малого рупора), накладываясь на основное излучение в раскрытии, создавали приблизительно однородное распределение. Благодаря этому получается более высокая направленность (в некоторых конструкциях только в плоскости  $H$ ), чем у секториального или пирамидального рупоров с таким же раскрытием. Кроме того, уменьшаются размеры всей излучающей системы в продольном направлении по сравнению с размерами соответствующего рупорного излучателя нормальной конструкции. (Приблизительные данные и сведения о выборе размеров см. в [А 35, стр. 377—380].)

В заключение следует указать еще на одну возможность изменения диаграммы излучения в случае открытых прямоугольных волноводов, а именно с помощью размещения плоских металлических пластин на противоположных гранях раскрытия (фланцы) с определенным наклоном относительно плоскости раскрытия [5.15]. Получается конструкция, подобная рупору, которая, однако, в одной плоскости открыта. Наибольшее влияние на излучение при увеличении раскрытия с помощью фланцев наблюдается в  $E$ -плоскости. Расчет излучения приближенно можно произвести, заменяя раскрытие волновода и каждый фланец точечным источником с соответствующими амплитудой и фазой и складывая отдельные волны.

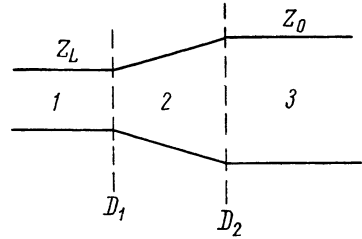
### 5.3. Согласование простого рупорного излучателя

#### 5.3.1. Общее выражение для коэффициента отражения рупорных излучателей

Рассмотрим согласование рупорных излучателей со свободным пространством и укажем возможности согласования при незначительном отражении. Для такого рассмотрения удобно составить «волновую эквивалентную схему» излучателя, охватывающую одновременно возможно большее число типов рупорных излучателей: Форма рупорного излучателя и механизм его излучения позволяют представить рупор в виде линии (рис. 5.25). Она состоит из трех эквивалентных линий — 1 (линия питания), 2 (рупор между горловиной и апертурой) и 3 (пространство излучения), которые связаны через переходные элементы  $D_1$  (горловина рупора)

и  $D_2$  (апертура рупора). Линии 1 и 3 являются однородными с волновыми сопротивлениями  $Z_L$  (волновое сопротивление поля в волноводе) и  $Z_0$  (волновое сопротивление свободного пространства). Линия 2 (собственно рупор) является неоднородной и лишь в самых простых случаях (секториальный, пирамидальный, конический рупоры) может быть описана простой зависимостью. Эквивалентная схема действительна только для возбуждения одним типом волны (как правило, основной волной линии питания). Проведем рассмотрение на примере секториального рупора при возбуждении  $H_{10}$ -волной или, соответственно,  $H_{01}$ -волной. Оно может быть справедливо и для других рупорных излучателей, если заданы передающие свойства  $D_1$  (горловина рупора), коэффициент отражения от  $D_2$  (апертура) и длина линии 2 (рупор).

Для того чтобы получить наиболее простое представление коэффициента передачи, опишем переходный элемент  $D_1$  его матрицей рассеяния, т. е. представим зависимость между падающими на  $D_1$  волнами  $E_h^{(1,2)}$  и отраженными волнами  $E_r^{(1,2)}$  следующим образом:



$$\begin{bmatrix} E_r^{(1)} \\ E_r^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 & \ddot{u}_{12} \\ \ddot{u}_{21} & r_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_h^{(1)} \\ E_h^{(2)} \end{bmatrix}. \quad (5.74)$$

Рис. 5.25. Волновая эквивалентная схема рупорного излучателя.

При этом, как обычно, рассматриваются составляющие электрического поля. Обозначения в данном случае следующие (ср. раздел 2.4.3):

$$r_1 = \left[ \frac{E_r^{(1)}}{E_h^{(1)}} \right]_{E_h^{(2)}=0} \quad \text{— коэффициент отражения от горловины рупора}$$

в линии 1, отнесенный к горловине рупора, т. е. измеренный коэффициент отражения при идеальной оконечной нагрузке линии 2 (или при бесконечно длинном рупоре);

$$\ddot{u}_{21} = \left[ \frac{E_r^{(2)}}{E_h^{(1)}} \right]_{E_h^{(2)}=0} \quad \text{— коэффициент передачи горловины рупора}$$

в направлении 1—2, т. е. отношение напряженности поперечного электрического поля волны в рупоре, распространяющейся в направлении 1—2, к напряженности поперечного электрического поля в линии питания с учетом фазы; обе величины отнесены к горловине рупора.

$$r_2 \text{ и } \ddot{u}_{12} \quad \text{— соответственно коэффициент отражения горловины рупора в линии 2 и коэффициент передачи в направлении 2—1.}$$

Уравнение (5.74) представляет собой обобщение соответствующего уравнения для переходных элементов с одинаковыми соединительными линиями. Так как обычно типы волн в линиях 1 и 2 различны, то составляющие поля должны рассматриваться в определенных местах поперечного сечения обеих линий (например, в случае секториального рупора — на его оси).

Общий коэффициент отражения рупорного излучателя или, соответственно, комбинации линий, указанной на рис. 5.25 (при пренебрежении многократными отражениями), складывается из коэффициентов отра-

жения на  $D_1$  и  $D_2$ , выраженных через составляющие поля в линии питания на горловине рупора:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_{21}. \quad (5.75)$$

$\mathbf{r}_{21}$  получается из коэффициента отражения  $\bar{\mathbf{r}}_2$  на апертуре рупора следующим образом. Для коэффициента отражения в линии 2, отнесенного к горловине рупора  $D_1$ , справедливо

$$\bar{\mathbf{r}}_{21} = \bar{\mathbf{r}}_2 e^{2j\varphi}, \quad (5.76)$$

если  $\varphi$  — электрическая длина линии 2 между  $D_1$  и  $D_2$ . Отсюда, предполагая равенство нулю коэффициентов отражения на  $D_1$ , из (5.74) получим вызываемый  $D_2$  коэффициент отражения в линии питания, отнесенный к  $D_1$ ,

$$\mathbf{r}_{21} = \left[ \frac{E_r^{(1)}}{E_h^{(1)}} \right]_{r_v=0} = \ddot{\mathbf{u}}_{12} \ddot{\mathbf{u}}_{21} \left[ \frac{E_h^{(2)}}{E_r^{(2)}} \right]_{r_v=0} = \ddot{\mathbf{u}}_{12} \ddot{\mathbf{u}}_{21} \bar{\mathbf{r}}_{21}. \quad (5.77)$$

Тем самым выражение (5.75) переходит в следующее:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 + \ddot{\mathbf{u}}_{12} \ddot{\mathbf{u}}_{21} \bar{\mathbf{r}}_2 e^{2j\varphi}. \quad (5.78)$$

Это — общее приближенное выражение для отнесенного к горловине рупора коэффициента отражения  $\mathbf{r}$  рупорного излучателя, представленного на рис. 5.25 в виде комбинации линий. Как уже упоминалось, применяются следующие обозначения:  $\mathbf{r}_1$ ,  $\ddot{\mathbf{u}}_{12}$  и  $\ddot{\mathbf{u}}_{21}$  — элементы матрицы рассеяния для горловины [уравнение (5.74)],  $\bar{\mathbf{r}}_2$  — коэффициент отражения от апертуры рупора, отнесенный к апертуре, и  $\varphi$  — электрическая длина рупора, т. е. общая разность фаз волны, распространяющейся от  $D_1$  к  $D_2$ , между горловиной и апертурой. В большинстве случаев возможен лишь приближенный расчет коэффициентов отражения и передачи и электрической длины. Его можно осуществить, предполагая, что переходные элементы свободны от потерь и являются обратимыми, а также учитывая требование постоянства тангенциальных составляющих поля в месте стыков.

При обоснованном в большинстве случаев предположении, что поля с обеих сторон места стыка  $D_1$  ведут себя как поля единственного типа волны в линии, т. е., в частности, при предположении, что электрические и магнитные поперечные составляющие перпендикулярны друг другу и их отношение в поперечном сечении проводника постоянно, произведение  $\ddot{\mathbf{u}}_{12} \ddot{\mathbf{u}}_{21}$  можно преобразовать. В этом случае для составляющей вектора Пойнтинга в направлении распространения справедливо

$$S = \frac{1}{2Z} |\mathbf{E}|^2, \quad (5.79)$$

где  $Z$  — волновое сопротивление линии;

$\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля.

В соответствии с этим для полной действующей мощности  $P_v$ , переносимой через одно из поперечных сечений  $F_1$  или  $F_2$  (рис. 5.26), получается:

$$P_v = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Z_v} \right\} |E_0^{(v)}|^2 \int_{(F_v)} \frac{|E_v|^2}{|E_0^{(v)}|^2} dF; \quad (5.80)$$



здесь  $E_0^{(v)}$  — напряженность поперечного электрического поля в поперечном сечении линии, которое рассматривалось при формулировке телеграфных уравнений (5.74). Следовательно, под интегралом стоит квадрат абсолютной величины нормированной напряженности поперечного электрического поля. Волновое сопротивление  $Z_1$  линии питания вещественно, в то время как волновое сопротивление в рупоре  $Z_2$ , по крайней мере вблизи места стыка, как правило, комплексно. Имеет место следующее соотношение:

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Z_2} \right\} = \frac{\operatorname{Re} Z_2}{|Z_2|^2}. \quad (5.81)$$

Предположение, что потери в горловине рупора отсутствуют, требует, чтобы общая мощность прямых волн равнялась общей мощности отраженных. Математически это выражается уравнением

$$|E_r^{(1)}|^2 + \alpha |E_r^{(2)}|^2 = |E_h^{(1)}|^2 + \alpha |E_h^{(2)}|^2, \quad (5.82)$$

где

$$\alpha = \frac{Z_1 \operatorname{Re} Z_2}{|Z_2|^2} \cdot \frac{\int_{(F_2)} \frac{|E_2|^2}{|E_0^{(2)}|^2} dF}{\int_{(F_1)} \frac{|E_1|^2}{|E_0^{(1)}|^2} dF}. \quad (5.83)$$

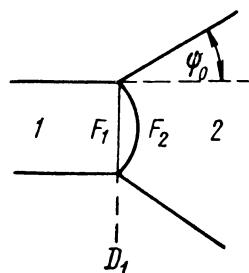


Рис. 5.26. К расчету коэффициента передачи горловины рупора.

Из уравнения (5.82) с помощью тех же приемов анализа, что и при выводе условий единственности в разделе 2.4.3 [уравнения (2.190)—(2.192)], следует:

$$\left. \begin{aligned} |r_1|^2 + \alpha |\ddot{u}_{21}|^2 &= |r_2|^2 + \frac{1}{\alpha} |\ddot{u}_{12}|^2 = 1; \\ r_1 \ddot{u}_{12}^* + \alpha r_2^* \ddot{u}_{21} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.84)$$

Эти уравнения в общем случае переходных элементов без потерь с неодинаковыми соединительными линиями соответствуют условиям единственности для переходных элементов без потерь с одинаковыми соединительными линиями.

Обратимость переходного элемента  $D_1$ , кроме того, требует, чтобы в обоих направлениях распространения волны передача мощности и электрические длины были одинаковы. С учетом (5.84) это приводит к соотношению

$$\ddot{u}_{12} = \alpha u_{21}, \quad (5.85)$$

так что уравнение (5.78) принимает следующий вид:

$$r = r_1 + \alpha \ddot{u}_{21} \bar{r}_2 e^{2j\varphi}. \quad (5.86)$$

Коэффициент отражения  $r_1$  и коэффициент передачи  $\ddot{u}_{21}$  определяются путем приравнивания напряженностей поперечных электрического и магнитного полей в месте стыка. Мы выполним это в следующем разделе для секториального рупора.

### 5.3.2. Коэффициент отражения секториального и других простых типов рупоров

Для расчета коэффициентов отражения и передачи в горловине рупора достаточно в первом приближении рассмотреть лишь основной тип волны в линии и рупоре. Сформулируем условия непрерывности для поперечных

составляющих электрического и магнитного полей, пренебрегая кривизной<sup>1</sup> линий поля в рупоре и учитывая, что картины поля в поперечных сечениях линии питания и рупора геометрически подобны, следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_h^{(1)} + E_r^{(1)} &= E_r^{(2)}; \\ H_h^{(1)} + H_r^{(1)} &= H_r^{(2)}; \quad \frac{E_h^{(1)}}{Z_1} - \frac{E_r^{(1)}}{Z_1} = \frac{E_r^{(2)}}{Z_2} \end{aligned} \right\} \quad (5.87)$$

(минус в последнем равенстве обусловлен противоположным направлением распространения отраженной волны).

Если согласно (5.74) ввести в эти выражения коэффициент отражения  $\Gamma_1$  и коэффициент передачи  $\mathbf{u}_{21}$ , то для этих параметров получатся два уравнения, которые имеют следующие решения:

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \eta}{1 + \eta}; \quad (5.88)$$

$$\mathbf{u}_{21} = \frac{2}{1 + \eta}, \quad (5.89)$$

где

$$\eta = \frac{Z_1}{Z_2}. \quad (5.90)$$

Для  $E$ -плоскостного секториального рупора [см. (5.36) и (5.37)] справедливо

$$Z_1 = \frac{\omega\mu}{\beta} = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2}}; \quad (5.91)$$

$$Z_2 = \left[ \frac{E_\psi}{H_y} \right]_{\bar{r}=0} = \frac{\omega\mu}{j\beta} \frac{H_1^{(2)}(\beta Q_1)}{H_0^{(2)}(\beta Q_1)}, \quad (5.92)$$

следовательно,

$$\eta = \frac{Z_1}{Z_2} = j \frac{H_0^{(2)}(\beta Q_1)}{H_1^{(2)}(\beta Q_1)} = j \frac{H_0}{H_1} e^{j(\varphi_1 - \varphi_0)}; \quad (5.93)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора [см. (5.38)]

$$Z_1 = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}; \quad (5.94)$$

$$Z_2 = \left[ \frac{E_y}{-H_\psi} \right]_{\bar{r}=0} = -jZ_0 \frac{H_p^{(2)}(kQ_1)}{H_p^{(2)'}(kQ_1)}; \quad p = \frac{\pi}{2\psi_0}, \quad (5.95)$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{j}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \frac{H_p^{(2)'}(kQ_1)}{H_p^{(2)}(kQ_1)} = \\ &= \frac{j}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \frac{H_p'}{H_p} e^{j(\varphi_p - \varphi_p')}. \end{aligned} \quad (5.96)$$

<sup>1</sup> Учет кривизны для выполнения условий непрерывности требует рассмотрения более высоких типов волн в рупоре [5.51].

При этом полагалось

$$H_v^{(2)}(\beta_{Q_1}) = H_v^{(1)*}(\beta_{Q_1}) = H_v e^{-j\varphi_v}; \quad |H_v^{(1,2)}| = H_v;$$

$$H_p^{(2)}(k_{Q_1}) = H_p e^{-j\varphi_p}; \quad H_p^{(2)'}(k_{Q_1}) = H_p' e^{-j\varphi_p'}.$$

При определении  $\alpha$  по уравнению (5.83) следует учитывать, что отношение обоих интегралов из-за геометрического подобия картин поля в поперечных сечениях  $F_1$  и  $F_2$  становится равным отношению обоих поперечных сечений, т. е. (рис. 5.26)  $\psi_0/\sin \psi_0$ . Тем самым:

для  $E$ -плоскостного секториального рупора

$$\alpha = \frac{H_0}{H_1} \frac{\sin(\varphi_0 - \varphi_1)}{\text{sp}(\psi_0)}; \quad (5.97)$$

для  $H$ -плоскостного секториального рупора

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \frac{H_p'}{H_p} \frac{\sin(\varphi_p' - \varphi_p)}{\text{sp}(\psi_0)}. \quad (5.98)$$

Для коэффициента отражения  $\mathbf{r}_1$  и коэффициента передачи  $\ddot{\mathbf{u}}_{21}$  из (5.88) и (5.89) с  $\eta$  из (5.93) или, соответственно, из (5.96) получаются следующие выражения.

Для  $E$ -плоскостного секториального рупора:

$$\mathbf{r}_1 = |\mathbf{r}_1| e^{-j\psi_1}, \quad (5.99)$$

где

$$|\mathbf{r}_1|^2 = \frac{1 + \frac{H_0^2}{H_1^2} - 2 \frac{H_0}{H_1} \sin(\varphi_0 - \varphi_1)}{1 + \frac{H_0^2}{H_1^2} + 2 \frac{H_0}{H_1} \sin(\varphi_0 - \varphi_1)};$$

$$\text{tg} \psi_1 = \frac{2 \frac{H_0}{H_1} \cos(\varphi_0 - \varphi_1)}{1 - \frac{H_0^2}{H_1^2}},$$

и

$$\ddot{\mathbf{u}}_{21} = |\ddot{\mathbf{u}}_{21}| e^{-j\psi_2}, \quad (5.100)$$

где

$$|\ddot{\mathbf{u}}_{21}|^2 = \frac{4}{1 + \frac{H_0^2}{H_1^2} + 2 \frac{H_0}{H_1} \sin(\varphi_0 - \varphi_1)};$$

$$\text{tg} \psi_2 = \frac{\frac{H_0}{H_1} \cos(\varphi_0 - \varphi_1)}{1 + \frac{H_0}{H_1} \sin(\varphi_0 - \varphi_1)}.$$

Для  $H$ -плоскостного секториального рупора:

$$\mathbf{r}_1 = |\mathbf{r}_1| e^{j\psi_3}, \quad (5.101)$$

где

$$|r_t|^2 = \frac{1 + \frac{\lambda_L^2}{\lambda_0^2} \frac{H_p'^2}{H_p^2} - 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \sin(\varphi_p' - \varphi_p)}{1 + \frac{\lambda_L^2}{\lambda_0^2} \frac{H_p'^2}{H_p^2} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \sin(\varphi_p' - \varphi_p)};$$

$$\operatorname{tg} \psi_3 = \frac{2 \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \cos(\varphi_p' - \varphi_p)}{1 - \frac{\lambda_L^2}{\lambda_0^2} \frac{H_p'^2}{H_p^2}},$$

и

$$\ddot{\mathbf{u}}_{21} = |\dot{\mathbf{u}}_{21}|^2 e^{j\psi_4}, \quad (5.102)$$

где

$$|\ddot{\mathbf{u}}_{21}|^2 = \frac{4}{1 + \frac{\lambda_L^2}{\lambda_0^2} \frac{H_p'^2}{H_p^2} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \sin(\varphi_p' - \varphi_p)};$$

$$\operatorname{tg} \psi_4 = \frac{\frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \cos(\varphi_p' - \varphi_p)}{1 + \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{H_p'}{H_p} \sin(\varphi_p' - \varphi_p)}.$$

Эти приближенные равенства выполняются тем точнее, чем меньше угол раскрыва  $2\psi_0$ . С убыванием  $\psi_0$  (или, соответственно, с возрастанием  $\varrho_1$ ) разности углов  $\varphi_0 - \varphi_1$  и  $\varphi_p' - \varphi_p$  стремятся к  $\pi/2$ , а отношения  $\lambda_L H_p' / \lambda_0 H_p$  и  $H_0 / H_1$  к единице, т. е.  $\eta$  приближается к единице. Тем самым значения коэффициентов отражения стремятся к нулю, а коэффициентов передачи — к единице. Коэффициент  $\alpha$  в обоих случаях также становится равным единице. Фазовые углы коэффициентов передачи обращаются в нуль, в то время как фазовые углы  $\psi_1$  и  $\psi_3$  в предельном случае стремятся к  $\pi/2$ . На рис. 5.27 показаны некоторые параметры  $E$ -плоскостного секториального рупора в зависимости от  $\varrho_1$ .

Пифке [5.51] рассчитывает коэффициент отражения в горловине секториального рупора, питаемого основной волной, учитывая все типы волн в линии питания и в рупоре, которые могут возникать в месте стыка из-за преобразования основной волны (коэффициент передачи получается принципиально так же, однако определяется в неявном виде). При этом волны в линии для выполнения условий непрерывности выражаются через координаты рупора, а соответствующие составляющие приравняются. Сравнение с измеренными значениями показывает, что полученные таким образом коэффициенты отражения, как правило, несколько меньше измеренных, в то время как указанные на рис. 5.27 коэффициенты в поперечном сечении приблизительно на 15% больше.

Сильвер [А 35, стр. 370] при формулировке условий непрерывности обходит трудности, возникающие из-за кривизны фазовых поверхностей в рупоре, требуя непрерывности не для соответствующих составляющих поля, а для напряжения и тока в горловине рупора. Его результаты отличаются от наших в основном лишь тем, что вместо  $\eta$  стоит величина  $\eta \operatorname{sp}(\psi_0)$ . Так как  $1 \geq \operatorname{sp}(\psi_0) \geq 3/\pi$  для  $\psi_0 \leq 30^\circ$ , то результаты практически одинаковы.

При обычных размерах рупора коэффициент отражения  $\bar{r}_1$  в горловине значительно меньше коэффициента отражения  $\bar{r}_2$  в апертуре. Однако более или менее точный расчет  $\bar{r}_2$  простыми способами невозможен, так как возникают большие трудности при задании граничных значений в апертуре. Кроме того, на коэффициент отражения влияют свойства стенок около раскрыва. Для не слишком короткого  $E$ -плоскостного секториального рупора с достаточно широким раскрывом ( $b \cong 3\lambda/2$ )  $|\bar{r}_2| \cong 0,05$  (см. [А 35, стр. 369]); с возрастанием длины рупора при постоянном угле раскрыва  $\bar{r}_2$  еще немного уменьшается, а затем остается практически постоянным и равным коэффициенту отражения системы из параллельных пластин. В случае не слишком малых размеров раскрыва (см. выше) при изменении частоты на  $\pm 10\%$  коэффициент  $\bar{r}_2$  остается практически постоянным. Для  $H$ -плоскостного секториального рупора коэффициент отражения в апертуре больше, чем для  $E$ -плоскостного. Однако практически он не зависит от угла раскрыва (приблизительно для  $2\psi_0 \cong \leq 70^\circ$ ), а также от длины рупора и равен примерно коэффициенту отражения соответствующего открытого волновода. [(Согласно [5.45]  $H$ -плоскостной секториальный рупор с  $2\psi_0 \cong \approx 73^\circ$  имеет коэффициент отражения  $|\bar{r}_2| \approx 0,3$ ; для соответствующего открытого волновода ( $R 100$  для длины волны  $3,2$  см) экспериментально было получено значение  $\bar{r}_2 = 0,315 e^{j71^\circ}$ .]

Ширина полосы пропускания секториального рупора ограничивается в основном зависимостью его электрической длины от частоты. Оба коэффициента отражения зависят от частоты незначительно. Качественно то же самое получается при исследовании коэффициента отражения рупорного излучателя в зависимости от конструктивной длины рупора при фиксированной частоте. С возрастанием конструктивной длины (точнее — длины фронта  $q_2 - q_1$ ) периодически появляются максимумы и минимумы  $|\bar{r}|$  в зависимости от того, складываются или вычитаются по фазе обе отраженные волны. Для оптимальных длин фронтов, при которых полный коэффициент отражения достигает минимума, Сильвер [А 35] указывает следующую эмпирическую формулу, полученную из некоторого числа измерений на  $E$ -плоскостных секториальных рупорах:

$$(q_2 - q_1)_{\text{опт}} = 0,17\lambda_L + n \frac{\lambda_L}{2}; \quad (5.103)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots \text{ для } \psi_0 = 25, 30^\circ;$$

$$n = 1, 2, \dots \text{ для } \psi_0 = 5, 10, 15, 20^\circ.$$

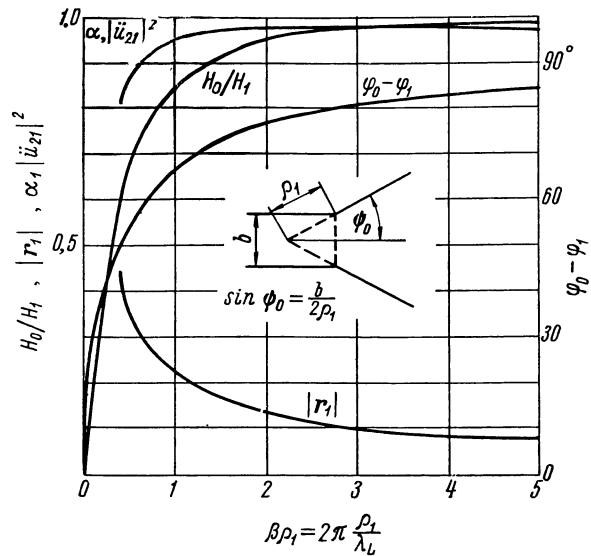


Рис. 5.27. Некоторые параметры  $E$ -плоскостного секториального рупора для расчета коэффициентов передачи и отражения в его горловине.

Для пирамидального рупора до настоящего времени, по-видимому, не имеется ни теоретических, ни экспериментальных исследований коэффициента отражения. В первом приближении коэффициент отражения пирамидального рупора совпадает с коэффициентом отражения соответствующего  $E$ -плоскостного секториального рупора [5.45].

Параболический рупор в отношении его согласования в первом приближении ведет себя так же, как  $E$ - или  $H$ -плоскостной секториальный рупор (в зависимости от поляризации питающей волны в волноводе). При этом за электрическую длину принимается длина луча от центра линии питания (фокуса) через параболическую поверхность до раскрыва.

## **5.4. Рупорный излучатель с особыми поляризационными свойствами**

### **5.4.1. Секториальные и пирамидальные рупоры для эллиптической поляризации**

В ряде случаев применяются эллиптически поляризованные антенны или, соответственно, антенны, которые могут работать либо с одним видом поляризации, либо с несколькими одновременно. Такие антенны в настоящее время находят широкое применение в радиолокации и технике радиорелейной связи. Использование антенн с круговой поляризацией (лучше — эллиптической поляризацией, которая несколько отличается от круговой) в радиолокационной технике позволяет успешно подавлять мешающие сигналы, отраженные от однородных по своей структуре объектов, например сигналы от осадков (см. раздел 5.4.3). Такой же эффект, однако (как правило, с меньшими затратами), достигается применением обратимых антенн обычно с эллиптической поляризацией (ферритовых ротаторов; см. раздел 5.4.3). В технике радиорелейной связи двоякое использование антенны становится возможным благодаря применению одновременно двух ортогональных видов поляризации, например горизонтальной и вертикальной, или правой и левой круговых поляризаций. Как правило, в этих случаях используются зеркальные антенны, первичные излучатели которых при произвольной эллиптической поляризации обладают необходимыми излучающими свойствами. Рассмотрим с этой точки зрения прежде всего простой рупорный излучатель.

Секториальный или пирамидальный рупоры, которые должны работать с произвольной (обычно эллиптической) поляризацией, питаются от волновода, пригодного для передачи эллиптически поляризованной волны. Это, как правило, волновод с круглым поперечным сечением, основная волна в котором может иметь произвольную поляризацию. (Волноводы с квадратным поперечным сечением, которые в принципе могут служить для тех же целей, не применяются.) Горловина рупора имеет квадратное поперечное сечение. К самым рупорным излучателям предъявляются следующие требования:

- 1) возникающая в режиме передачи в горловине рупора поляризация должна соответствовать поляризации главного лепестка излучения; при этом в большинстве случаев может допускаться инверсия поляризационного эллипса в плоскости симметрии излучающей системы;

- 2) характеристика излучения (или ее абсолютное значение) по возможности не должна зависеть от поляризации.

В случае направленных антенн, которые работают лишь с горизонтальной и вертикальной поляризациями, эти требования могут быть сформулированы проще. Первое требование означает, что при питании с гори-

горизонтальной поляризацией излучение по возможности должно иметь только эту поляризацию, т. е. что существующая еще вертикально поляризованная составляющая должна иметь как можно более сильное ослабление относительно горизонтально поляризованной составляющей. Нежелательная составляющая обычно называется деполаризационной.

Для изложения задач, определяемых обоими требованиями, достаточно исследовать условия излучения для двух ортогональных видов поляризации, так как любую волну с произвольной поляризацией можно разложить на две ортогонально поляризованные. Правда, при этом должны учитываться также фазы. Рассмотрим две линейно поляризованные составляющие в направлении плоскости симметрии рупора, которые для краткости будем называть горизонтальной  $E_h$  и вертикальной  $E_v$  составляющими (рис. 5.28). Для простоты рассмотрим только поляризацию излучения в направлении главного излучения. Она зависит от поляризации питающей волны, отнесенной к апертуре, от различия в усилении антенны при горизонтальной и вертикальной поляризациях, а также от относи-

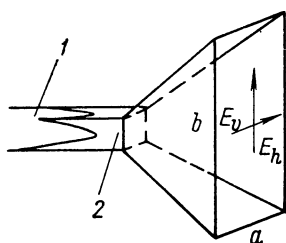


Рис. 5.28. Пирамидальный рупор для произвольной поляризации.

1 — круглый волновод; 2 — квадратная горловина рупора.

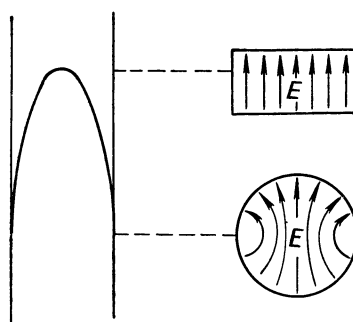


Рис. 5.29. К объяснению понятия поляризации в круглом волноводе.

тельного положения центра излучения при обоих направлениях поляризации.

Исследуем прежде всего зависимость поляризации в апертуре от поляризации в горловине рупора, что необходимо для получения данных по выбору размеров таких рупорных излучателей, которые передают или, соответственно, излучают питающую волну без существенного изменения ее поляризации. Так как даже при «линейно» поляризованной волне в круглом волноводе поляризация в поперечном сечении непостоянна, то прежде всего необходимо установить, что должно пониматься под поляризацией волны в волноводе или, соответственно, в поперечном сечении рупора. Поэтому условимся, что поляризация  $H_{11}$ -волны в круглом волноводе, который возбуждается переходом от прямоугольного волновода с распространяющейся по нему  $H_{10}$ -волной, будет называться линейной с тем же направлением поляризации, которым обладает  $H_{10}$ -волна в прямоугольном волноводе (рис. 5.29). Тогда, соответственно, поляризация в апертуре рупора должна считаться линейной и расположенной в направлении плоскости симметрии рупора, если она возбуждается  $H_{11}$ -волной в круглом волноводе с линейной поляризацией в этой плоскости симметрии. Это определение оправдано тем, что пирамидальный или секторный рупоры, которые возбуждаются с линейной поляризацией в направлении плоскости симметрии, вследствие симметрии обладают этой поляризацией и в излучении. Определение охватывает также эллиптическую поляризацию в рупоре, которая может быть разложена на две линейно поляризованные

составляющие. Поэтому заданная поляризация рупора обычно формируется только в центре апертуры (на краях из-за граничных условий для напряженности электрического поля поляризация всегда линейна, а именно — перпендикулярна стенке, если напряженность электрического поля там отлична от нуля).

Изменение поляризации в рупоре при передаче происходит вследствие различных электрических длин рупора для обеих линейно поляризованных составляющих, кроме того (в меньшей степени), вследствие отклонений фазы в месте питания. Влиянием места, где производится питание, а также изменениями фазы в апертуре, которые являются критерием для излучения и могут быть определены лишь экспериментально, мы пренебрегаем. Тогда в апертуре возникает такая же поляризация, как и в горловине рупора, если электрические длины рупора для обеих линейно поляризованных составляющих различаются на четное число, кратное  $\pi$ . Если электрические длины различаются на нечетное число, кратное  $\pi$ , то поляризационный эллипс в апертуре расположен зеркально относительно поляризации в горловине рупора.

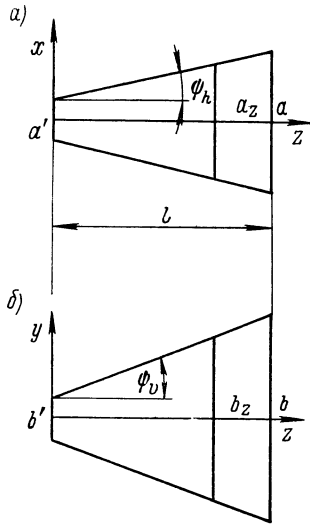


Рис. 5.30. К расчету электрических длин пирамидального рупора для горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризаций.

Пусть электрическая длина рупора при линейной поляризации, перпендикулярной к стороне  $a$  раскрыва ( $E_v = 0$ ; см. рис. 5.28),  $\varphi_a$ , а при ортогональной к ней поляризации ( $E_h = 0$ ) —  $\varphi_b$ . Будем обозначать длину волны в волноводе (зависящую от  $z$ ) для обоих видов поляризации через  $\lambda_{az}$  и, соответственно,  $\lambda_{bz}$  и для простоты положим ее равной длине волны в прямоугольном волноводе, который в точке с координатой  $z$  имеет такое же поперечное сечение, что и рупор. Согласно этому в легкой понятной системе обозначений можно записать:

$$\frac{1}{\lambda_{az}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{1}{s^2}}; \quad \frac{1}{\lambda_{bz}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{1}{t^2}},$$

где  $s = \frac{2a_z}{\lambda}$ ;  $t = \frac{2b_z}{\lambda}$ .

Для электрических длин справедливо

$$\varphi_a = 2\pi \int_0^l \frac{dz}{\lambda_{az}}; \quad \varphi_b = 2\pi \int_0^l \frac{dz}{\lambda_{bz}}. \quad (5.104)$$

Из рис. 5.30 получаются следующие соотношения для поперечных размеров ( $b' = a'$ ):

$$a_z = a' + (a - a') \frac{z}{l}; \quad b_z = a' + (b - a') \frac{z}{l}.$$

Вычисление интегралов для электрических длин дает

$$\left. \begin{aligned} \varphi_a &= \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{f(u_a) - f(u_{a'})}{u_a - u_{a'}}; \\ \varphi_b &= \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{f(u_b) - f(u_{a'})}{u_b - u_{a'}}; \end{aligned} \right\} \quad (5.105)$$



соответственно для разности электрических длин справедливо

$$\delta = \varphi_a - \varphi_b = \frac{2\pi l}{\lambda} \left\{ \frac{f(u_a) - f(u_{a'})}{u_a - u_{a'}} - \frac{f(u_b) - f(u_{a'})}{u_b - u_{a'}} \right\}; \quad (5.106)$$

при этом для краткости полагалось

$$\left. \begin{aligned} f(u) &= \int_1^u \sqrt{1 - \frac{1}{s^2}} ds + \frac{\pi}{2} = \sqrt{u^2 - 1} + \arcsin\left(\frac{1}{u}\right); \\ u_a &= \frac{2a}{\lambda}; \quad u_b = \frac{2b}{\lambda}; \quad u_{a'} = \frac{2a'}{\lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (5.107)$$

Справедливо следующее приближенное представление:

$$f(u) = u + \frac{1}{2u} + r(u) \quad (5.108)$$

при  $0 < r(u) < 0,02$  для  $1/u \leq 0,7$  (на практике это условие, как правило, выполняется).

Для  $a = a'$  (секториальный рупор)

$$\varphi_a = \frac{2\pi l}{\lambda} [f'(u)]_{u=u_{a'}} = \frac{2\pi l}{\lambda a'};$$

здесь  $\lambda_{a'}$  — длина волны в прямоугольном волноводе с действующим поперечным размером  $a'$ .

На практике в большинстве случаев размеры раскрыва  $a$  и  $b$  заданы, а требуемая разность хода получается соответствующим выбором длины рупора  $l$ . При заданных  $u_a$ ,  $u_b$ ,  $u_{a'}$  и  $\delta$  величину  $l$  легко можно рассчитать по формуле (5.106).

При питании линейно поляризованной волной, электрический вектор которой наклонен под углом  $45^\circ$  к горизонтали, и при электрической разности хода  $90^\circ$  в раскрыве возникает круговая поляризация. Изменение поляризации с частотой может компенсироваться путем предварительного включения отрезка прямоугольного волновода с обратной частотной характеристикой [5.56].

Второе требование (независимость характеристики излучения от поляризации) для многих рупорных излучателей не выполняется, так как даже теоретически диаграмма излучения в плоскости измерения зависит от поляризации.

При линейной поляризации в плоскости измерения (диаграмма в  $E$ -плоскости) главный лепесток уже, чем при поляризации, перпендикулярной к плоскости измерения (диаграмма в  $H$ -плоскости). Это легко можно объяснить неравномерным амплитудным распределением в  $H$ -плоскости (спадание к краям по косинусоидальному закону) в противоположность равномерному распределению в  $E$ -плоскости. Практически различия в диаграммах часто бывают меньше, чем это следует из теории (что обуславливается неточным согласованием в раскрыве рупора). Чтобы уравнивать главные лепестки для обоих видов поляризации, действующую ширину апертуры в направлении электрического вектора следует уменьшать или в направлении магнитного вектора увеличивать. Для этого имеются следующие возможности (ср. [5.56]).

а) В рупоре вблизи раскрыва помещаются металлические полосы (рис. 5.31, а). Расстояние между полосами или, соответственно, расстояние от них до стенки рупора должно быть меньше  $\lambda/2$ , чтобы вследствие затухания вблизи граничной частоты (волновод работает на частотах

ниже граничной) часть волновода, заполненная полосами, оставалась запертой для волны, поляризованной параллельно полосам. Однако поле в некоторой степени проникает в область пространства между полосами, так что действующая апертура оказывается не точно определенной конфигурацией полос. Правильное соотношение размеров целесообразно

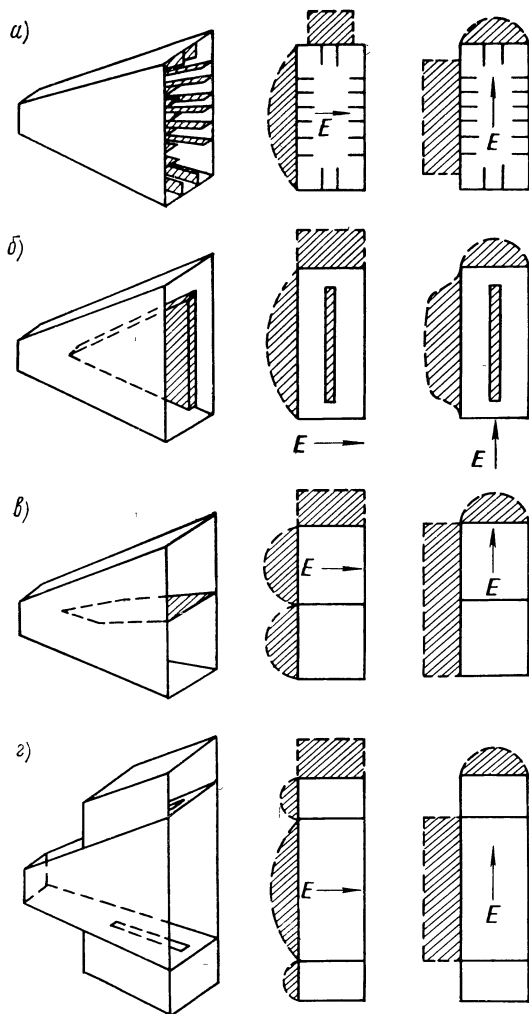


Рис. 5.31. Способы создания диаграммы излучения рупорных излучателей, не зависящей от поляризации, с помощью различных элементов: а — металлические полосы на стенках; б — диэлектрическая пластина; в — металлическая перегородка; г — дополнительные рупоры в качестве вспомогательных излучателей.

объяснить не совсем просто. Можно предположить, что диэлектрическая пластина действует как канализирующая поверхностные волны структура, на которой концентрируется энергия волны.

в) Выравнивание диаграммы излучения для обеих волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, в очень грубом приближении можно также производить путем размещения в рупоре

устанавливать экспериментально. В случае пирамидальных рупоров может возникнуть необходимость в расположении полос в двух направлениях.

Недостаток этой системы состоит в том, что из-за наличия полос могут легко возникать волны более высокого порядка, в частности  $H_{11}$ -волны, так что распределение поля в апертуре часто сильно искажается. Этот эффект особенно заметно проявляется в рупорных излучателях с неудовлетворительным согласованием, что нередко имеет место в радиолокационной технике при использовании этих излучателей для облучения зеркальных антенн.

б) При помещении в рупор диэлектрической пластины, как показано на рис. 5.31, б, поле в рупоре и тем самым возбуждение апертуры меняются незначительно, если только электрический вектор перпендикулярен пластине. Напротив, при поляризации в направлении пластины первоначальное приблизительно равномерное распределение в апертуре заметно изменяется и принимает вид, указанный на рисунке. Соответствующим выбором размеров можно производить выравнивание диаграммы в плоскости пластины. Указанный эффект теоретически

проводящей перегородки. На рис. 5.31, в схематически показаны конструкции такого рупора и распределение поля в апертуре для обоих направлений поляризации. Оба максимума амплитудного распределения при поляризации в направлении перегородки приближенно могут рассматриваться как два синфазно возбуждаемых отдельных излучателя, которые хотя и создают более острую направленность главного лепестка, чем первоначальное распределение, однако вызывают появление очень больших боковых лепестков (ср. выводы относительно «углового распределения» в разделе 3.2.6). На практике они обладают ослаблением порядка 5—6 дБ относительно главного излучения и вызывают прохождение излучения мимо зеркала. Другой недостаток состоит в том, что для широкополосного согласования при поляризации, параллельной стенке, перегородка должна быть очень длинной.

г) Увеличение апертуры в  $H$ -плоскости может быть достигнуто с помощью малых добавочных рупоров, электрически связанных с основным рупором лишь при поляризации, перпендикулярной к рассматриваемой плоскости (рис. 5.31, з). Связь осуществляется, например, с помощью продольных щелей соответствующих размеров. Выравнивание диаграммы в  $H$ -плоскости производится путем соответствующего выбора коэффициента связи между главным и добавочными рупорами. С помощью простой конструкции, указанной на рисунке, можно получить требуемое выравнивание диаграммы при относительной полосе пропускания порядка 5% (см. [5.56]).

На практике возникают известные трудности, обусловленные тем, что форма излучателя отличается от теоретической (влияние защитной пластины и т. д.). Затем, кроме излучения, должно учитываться также согласование. Так как излучатель для обоих главных видов поляризации обладает различными электрическими свойствами, то, как правило, необходимо применять элементы, компенсирующие влияние поляризации (диэлектрические полосы, штифты и т. д.). Их целесообразно располагать на достаточном удалении от раскрыва излучателя, чтобы не возникало дополнительного изменения излучения.

Количественные результаты по выравниванию диаграмм излучения различными методами приводят Рупп и Шлауд [5.56].

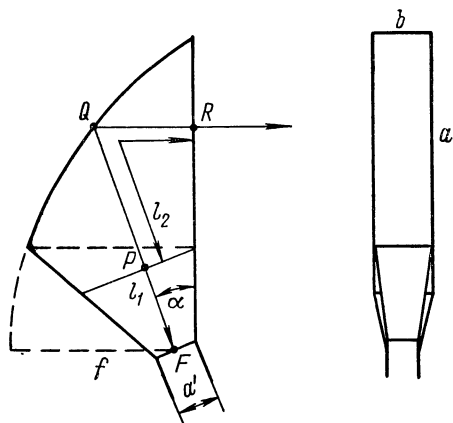
Иногда можно отказаться от выравнивания диаграмм излучения указанными методами, в особенности в тех случаях, когда раскрыв рупорного излучателя (по крайней мере в одной плоскости) мал (порядка длины волны или меньше) и когда возможна оптимальная регулировка поляризации, например с помощью переменного преобразователя поляризации. В случае узких рупорных излучателей теоретические расчеты зависимости излучения от поляризации заметно отличаются от данных измерений. Тогда диаграммы значительно меньше зависят от поляризации, чем следует ожидать на основании теоретической зависимости между полем в апертуре и полем излучения.

#### **5.4.2. Параболические рупоры для эллиптической поляризации**

Вследствие простоты питания параболические рупоры с успехом используются также в антеннах с эллиптической поляризацией или в антеннах для двух различных видов поляризации. При этом на излучение накладываются такие же требования, как и в случае секториальных и пирамидальных рупоров.

Для исследования зависимости поляризации в раскрыве от поляризации в линии питания или, соответственно, в горловине рупора рассмотрим

рис. 5.32. Облучатель параболической поверхности расположен в точке  $F$ , центре квадратного раскрыва питающего волновода (см. раздел 5.2.4). Определим приближенно электрические длины рупора для горизонтальной и вертикальной поляризаций, или, соответственно, их разность. Для простоты электрические длины всех лучей полагаются равными, а именно, равными длине среднего луча  $FPQR$ . Пусть  $FP = l_1$  — длина «питающего пирамидального рупора», а  $PQR = l_2$  — длина остающегося пути луча. (В случае секториального параболического рупора  $l_1 = 0$ .) С учетом отражающих свойств параболического зеркала из рис. 5.32 легко выводится следующее соотношение:



$$l_2 = PQR = 2f + \frac{a'}{2} \cos \alpha - l_1. \quad (5.109)$$

Рис. 5.32. К расчету электрических длин параболического рупора для эллиптической поляризации.

Тогда длина волны или, соответственно, фазовая скорость на пути распространения  $l_2$  при вертикальной поляризации определяется шириной рупора  $b$ , в то время как при горизонтальной поляризации длина волны с хорошим приближением может быть

положена равной длине волны в свободном пространстве. Для электрических длин рупора  $\varphi_h$  и  $\varphi_v$  при горизонтальной поляризации получаем

$$\left. \begin{aligned} \varphi_h &= 2\pi \int_0^{l_1} \frac{dz}{\lambda_h} + \frac{2\pi l_2}{\lambda_0}; \\ \varphi_v &= 2\pi \int_0^{l_1} \frac{dz}{\lambda_v} + \frac{2\pi l_2}{\lambda_b}, \end{aligned} \right\} \quad (5.110)$$

где  $\lambda_h$  — зависящая от места длина волны в питающем пирамидальном рупоре при горизонтальной поляризации, а  $\lambda_v$  — соответствующая длина волны при вертикальной поляризации. Далее справедливо

$$\frac{1}{\lambda_b} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2}. \quad (5.111)$$

Первые слагаемые в (5.110) соответствуют электрическим длинам в случае пирамидального рупора при тех же обозначениях, что и в (5.105). Для электрической разности хода получаем

$$\delta = \varphi_h - \varphi_v = \delta_1 + \frac{2\pi l_2}{\lambda_0} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2} \right\}; \quad (5.112)$$

при этом  $\delta_1$  — разность фаз для питающего пирамидального рупора, которая определяется по формуле (5.106).

Для того чтобы в рупоре не происходило существенного изменения поляризации, должно быть, как и в случае секториального или пирамидального рупоров, выполнено условие  $\delta = n\pi$ . На практике часто бывают заданы следующие величины: размер поперечного сечения  $a'$  питающего волновода (квадратное поперечное сечение), размеры апертуры  $a$  и  $b$ ,

установочный угол  $\alpha$  и электрическая разность хода  $\delta$ . На основании этих данных можно спроектировать параболический рупор и, в частности, определить длину  $l_1$  питающего пирамидального рупора. При решении этой задачи следует прежде всего учитывать, что заданными величинами определено также фокусное расстояние  $f$  [согласно выражению (5.72) при  $\beta = \alpha$  или, соответственно, (5.73) и рис. 5.19].

Представим выражение (5.112) в виде

$$\delta = \delta_1 + l_2 B, \quad (5.113)$$

где

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2} \right\} \quad (5.114)$$

является известной величиной. После подстановки  $l_2$  из (5.109) и несложного преобразования получаем

$$f(l_1) = \delta_1 - l_1 B = \delta - B \left( 2f + \frac{a'}{2} \cos \alpha \right). \quad (5.115)$$

Левая часть этого уравнения является функцией от  $l_1$ , а правая часть — известной постоянной. Для определения  $l_1$  функция  $f(l_1)$  может представляться графически с учетом соотношения

$$u_a = \frac{2}{\lambda_0} (a' + 2l_1 \operatorname{tg} \alpha), \quad (5.116)$$

следующего из рис. 5.32; при этом вычисляется значение  $l_1$ , удовлетворяющее уравнению (5.115).

Определенная таким образом величина  $l_1$  может быть использована только в том случае, если передний край раскрыва питающего пирамидального рупора не выходит за нижний край апертуры  $AA'$  (рис. 5.17), т. е. должно быть выполнено условие

$$l_1 \leq h \cos \alpha \quad (5.117)$$

( $h = EA$ ). Это не всегда имеет место. Если не получается приемлемое значение  $l_1$ , то можно попытаться получить решение изменением  $\alpha$ . Если это также невозможно, то необходимо произвести соответствующую фазовую коррекцию с помощью размещения в рупоре зависящих от поляризации конструкций, которые изменяют фазу (диэлектрические диски и т. п.). Такое выравнивание в большинстве случаев требуется и помимо этого, так как расчет (в еще более высокой степени, чем в случае секториального или пирамидального рупоров) позволяет определить лишь ориентировочные значения.

Для выравнивания диаграмм излучения параболического рупора можно использовать те же методы, что и в случае секториального и пирамидального рупоров.

#### **5.4.3. Преобразователь поляризации и механизм подавления помех в радиолокационных антеннах**

При использовании антенн с эллиптической поляризацией, в частности для подавления помех в радиолокации, параболические антенны играют особую роль вследствие простоты их механизма излучения с точки зрения геометрической оптики. Так как в этих случаях возбуждение обычно осуществляется с помощью рупорных излучателей и поляризационные свойства всей антенны в основном определяются соответствующими свойствами таких излучателей, в данном разделе мы дадим краткий обзор

наиболее важных связанных с линиями поляризационных устройств, а также других преобразователей поляризации и рассмотрим технику подавления пассивных помех в радиолокационных станциях (в частности, подавления сигналов, отраженных от осадков). Само собой разумеется, что эти вопросы можно рассмотреть лишь в общих чертах. Более подробные сведения содержатся в специальной литературе (см. [5.32], [5.33], [5.9], [5.56]).

Под преобразователем поляризации понимается такое устройство, которое определенным образом изменяет поляризацию электромагнитных волн, распространяющихся в пространстве или в линии. Важный класс преобразователей поляризации образуют отрезки линий, осуществляющие поворот фазы в зависимости от вида поляризации. В качестве отрезка подобной линии обычно рассматривается часть круглого волновода. Особую роль играют такие зависящие от поляризации фазовращатели, у кото-

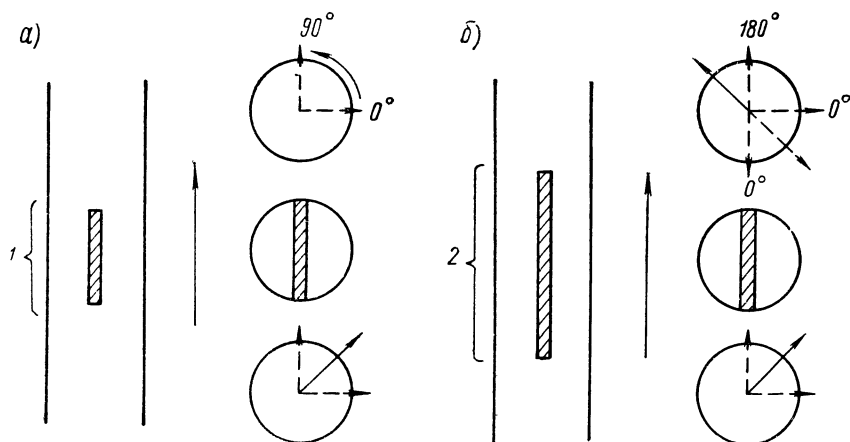


Рис. 5.33. Принцип действия циркулятора (а) и ротатора (б).

1 — четвертьволновые диэлектрические пластинки; 2 — полуволновые пластинки

рых изменение фазы линейно поляризованной волны относительно перпендикулярной к ней волны составляет  $90^\circ$  или  $180^\circ$ . Первые называются четвертьволновыми пластинками или циркуляторами, вторые — полуволновыми пластинками или ротаторами.

Название «циркулятор» оправдывается следующим. Если электрический вектор волны в волноводе наклонен под углом  $45^\circ$  к плоскости пластинки, так что можно производить разложение его на две равные по величине и по фазе составляющие, из которых одна поляризована в направлении плоскости пластинки, а другая — перпендикулярно к ней, то происходит поворот фазы одной из составляющих относительно перпендикулярной к ней на  $90^\circ$ , а за пластинкой обе составляющие образуют волну с круговой поляризацией (рис. 5.33, а). Следовательно, с помощью циркулятора линейно поляризованная волна при соответствующем направлении поляризации преобразуется в волну с круговой поляризацией. Название «ротатор» для полуволновых пластинок объясняется следующим. Если линейно поляризованная волна в волноводе с произвольным направлением поляризации падает на полуволновую пластинку, то составляющая, параллельная плоскости пластинки, изменяется по фазе относительно перпендикулярной к ней составляющей на  $180^\circ$ , т. е. происходит изменение знака составляющей. Затем за пластинкой обе составляющие складываются, как показано на рис. 5.33, б, где результирующая обозначена пунктирной

или сплошной стрелкой (так как фаза результирующей составляющей не имеет значения). Следовательно, падающая линейно поляризованная волна с помощью полуволновой пластинки поворачивается относительно направления ее поляризации, точнее говоря, претерпевает зеркальное отражение на плоскости полуволновой пластинки. Как легко понять, то же самое относится и к эллиптически поляризованной волне. Эллипс поляризации зеркально отражается на плоскости пластинки, причем одновременно изменяется направление вращения.

Поворот фазы линейно поляризованной волны в волноводе относительно ортогональной к ней волны может осуществляться различными способами. Лучшее всего для этого подходят диэлектрические пластинки и металлические полосы или стержни. Для согласования при диэлектрических пластинках делают, например, соответствующие скосы на обеих их сторонах или прибегают к ступенчатой конструкции переходов, в результате чего пластинки действуют как четвертьволновые трансформаторы. Возможная конструкция фазовращающей ячейки с использованием металлических полос показана на рис. 5.34.

С точки зрения допустимой нагрузки по мощности металлические полосы превосходят диэлектрические пластинки. Соответствующим исполнением переходов (например, в несколько ступеней) могут быть изготовлены широкополосные фазовращатели [5.3]. Поворот фазы, зависящий от поляризации, может осуществляться также с помощью металлических диафрагм, которые, например, для одной поляризации действуют как емкость, а для ортогональной к ней — как индуктивность [5.61], или же с помощью металлических стержней, которые являются индуктивной нагрузкой для волн в волноводе, поляризованных в направлении стержней [5.23]. Кроме того, в качестве фазовращателей, зависящих от поляризации, используются отрезки волноводов с эллиптическим (или прямоугольным) поперечным сечением, так как у них для составляющих, различным образом поляризованных, длины волн в волноводах различны.

Циркуляторы и ротаторы образуют самые основные конструктивные элементы универсальных обратимых преобразователей поляризации, т. е. таких, с помощью которых может регулироваться любая поляризация. Принципиально простое устройство такого типа получается последовательным включением ротатора и циркулятора [5.10]. Если это устройство питается линейно поляризованной волной, то соответствующим выбором установочного угла циркулятора можно получить любую поляризацию с заданным соотношением осей эллипса поляризации, причем осевое направление всегда параллельно или перпендикулярно плоскости пластинок. С помощью ротатора эллипс поляризации можно повернуть в любое заданное положение, так что фактически возможна универсальная регулировка поляризации. Однако полностью это справедливо лишь для случая линейно поляризованного питания.

Преобразователь поляризации или, соответственно, его часть может располагаться вне линии. Так, например, перед раскрытом рупорного излучателя можно поместить фазовращатель в виде решетки из полос [5.56] (рис. 5.35). Полосы в основном действуют лишь в том случае, если

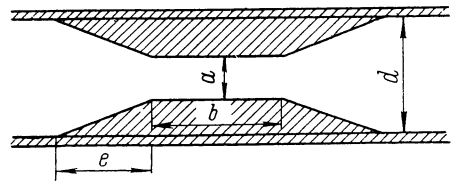


Рис. 5.34. Конструкция не зависящей от поляризации фазовращающей ячейки в круглом волноводе, выполненной из металлических полос.

$$\begin{aligned}
 a &= 11 \text{ мм}; \\
 b &= \begin{cases} 45 \text{ мм} (\lambda/2\text{-пластинки}); \\ 11 \text{ мм} (\lambda/4\text{-пластинки}); \end{cases} \\
 d &= 23 \text{ мм}; \quad e = 35 \text{ мм}; \quad \lambda = 32 \text{ мм}
 \end{aligned}$$

электрический вектор параллелен им. Соответствующим выбором расстояния между полосами и ширины полос можно установить требуемое изменение фазы для этого вектора. В частности, решетка из полос может действовать как циркулятор, так что линейно поляризованное (горизонтальное или вертикальное) излучение рупора преобразуется в излучение с круговой поляризацией.

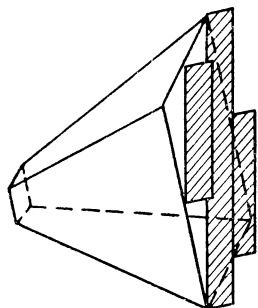


Рис. 5.35. Преобразователь поляризации в виде решетки из полос, расположенной перед раскрытым пирамидальным рупором.

Иногда для преобразования поляризации используется турникетный поляризатор (turnstile polarizer, см. [5.21]). Он состоит из крестообразной системы прямоугольных волноводов ( $H_{10}$ -волна; электрический вектор перпендикулярен плоскости креста); к системе в центре подключен круглый волновод ( $H_{11}$ -волна), ось которого перпендикулярна плоскости креста (рис. 5.36). Если питание осуществляется в волноводе 1 (при согласовании всех волноводов), то энергия распределяется следующим образом. По 25% ее попадает в волноводы 2 и 4, а 50% — в волновод 5 (круглый), причем направление электрического вектора в последнем совпадает с осью волновода 1. В прямоугольный волновод, противоположный питающему, энергия не поступает (предполагается согласование всех волноводов).

Если питание осуществляется волноводом 5 с такой поляризацией, что направление электрического вектора совпадает с осью волноводов 2 или 4, то энергия распределяется равномерно, т. е. по 50% на волноводы 2 и 4. Если опять подвести питание к волноводу 1, а волновод 2 поставить в режим короткого замыкания, то 50% энергии, отраженной от короткого замыкания, попадет в волновод 5 и по 25% — в волноводы 1 и 3. Если в режим короткого замыкания поставить также волновод 4, а именно таким образом, чтобы волны, отраженные от короткозамкнутых концов волноводов 2 и 4, в центре конструкции обладали противоположными фазами, то в волноводы 1 и 3 энергия не попадет; она вся направится в волновод 5. Условие противофазности выполняется, если длины волноводов 2 и 4 до короткозамкнутых концов различаются на нечетное число четвертей длин волн. Волна в круглом волноводе, связанная с волноводами 2 и 4, поляризована в направлении оси последних, т. е. перпендикулярно плоскости поляризации волны, которая непосредственно связана с волноводом 1. Обе волны равны по амплитуде. Изменением положений короткого замыкания в волноводах 2 и 4 можно произвольным образом регулировать фазу волны, поляризованной в направлении оси этих волноводов, относительно волны, поляризованной в направлении волноводов 1 и 3. При синфазности в круглом волноводе имеет место линейная поляризация, причем электрический вектор наклонен под углом  $45^\circ$  к осям прямоугольных волноводов. При разности фаз  $90^\circ$  возникает круговая поляризация. Вообще соответствующим выбором разности фаз можно получить любой вид эллиптической поляризации в круглом волноводе, при этом положение осей эллипса поляризации фиксировано. Оси эллипса поля-

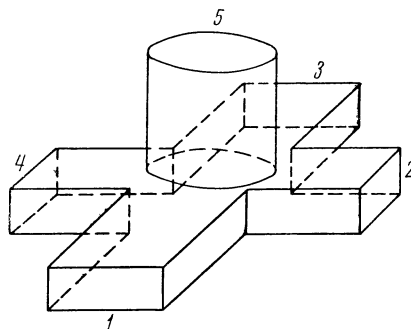


Рис. 5.36. Турникетный поляризатор.



ризации с осями прямоугольных волноводов всегда образуют угол  $45^\circ$ . При изготовлении особенно тщательно должен согласовываться круглый волновод. Это согласование осуществляется с помощью согласующего штифта, расположенного против центра круглого волновода. Чтобы улучшить согласование и обеспечить определенную полосу пропускания, вместо простого штифта целесообразно использовать ступенчатую концентрическую конструкцию.

Для подавления пассивных помех в радиолокационных станциях с успехом могут использоваться также необратимые преобразователи поляризации, основной составной частью которых является ротор Фарадея [5.32] [5.33]. Как известно, он состоит из круглого волновода с аксиально расположенным в нем ферритовым стержнем, к которому может прикладываться продольное (для наших целей переменное) магнит-

ное поле. Если через ротор Фарадея проходит линейно поляризованная волна в волноводе то ее плоскость поляризации поворачивается на угол, зависящий от приложенного продольного магнитного поля. Этот поворот необратим, т. е. он происходит всегда в одном направлении, независимо от направления распространения волны (в направлении тока в катушке, если магнитное поле создается с помощью катушки, окружающей волновод). Мы не можем здесь останавливаться более подробно ни на теории и технике ферритовых конструктивных элементов СВЧ, которые рассматриваются в специальной литературе (см. также раздел 5.1.4 и [D 11], [D 18], [D 24]), ни на общей теории необратимых антенн [5.32], а ограничимся лишь феноменологическим описанием, которое должно объяснить механизм подавления помех с помощью обратимых и необратимых преобразователей поляризации.

Для этого рассмотрим прежде всего поведение правильно отражающих радиолокационных объектов (т. е. таких, которые при отражении не изменяют поляризацию падающего излучения относительно неподвижной системы координат, например отражают как металлическая пластина, перпендикулярная к направлению распространения). Такие отраженные сигналы подавляются, например, с помощью обратной антенны с круговой поляризацией. Механизм подавления помех можно объяснить следующим образом. Круговая поляризация создается посредством циркулятора — четвертьволновых пластинок 4 (рис. 5.37, а). Дальнейшего изменения поляризации в самом рупорном излучателе или на пути распространения не происходит. Если поляризованная по кругу волна отражается от правильно отражающего объекта и опять подходит к антенне, то при прохождении циркулятора та же составляющая, что и в режиме передачи, еще раз поворачивается по фазе на  $90^\circ$ , так что общая разность фаз между обеими ортогональными составляющими теперь равна  $180^\circ$ . Следовательно, электрический вектор перпендикулярен соответствующему вектору в режиме передачи, и волна не попадает к приемнику. Она, как правило, поглощается с помощью специальных средств. Этот эффект подавления в первую очередь является следствием обратимых свойств антенны. Для любой поляризации обратной антенны в режиме передачи (см. раздел

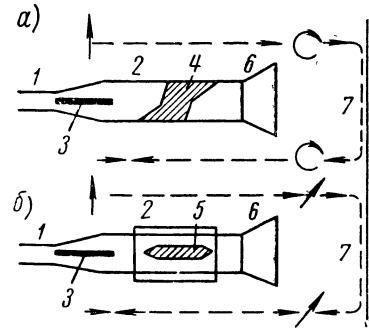


Рис. 5.37. Подавление однородного мешающего отраженного сигнала с помощью обратной (а) и необратимой (б) антенн.

1 — прямоугольный волновод; 2 — круглый волновод; 3 — поглощающая фольга; 4 — четвертьволновые пластинки; 5 — ротор Фарадея; 6 — рупорный излучатель; 7 — равномерно отражающая цель.

1.5.5) существует однозначная запирающая поляризация, при которой энергия волны не принимается. Если поляризация передачи является круговой, то антенна оптимально принимает поляризованные по кругу волны с тем же направлением вращения (относительно направления распространения) и не принимает волны с круговой поляризацией, но противоположным направлением вращения. При правильном отражении от цели поляризация передачи, если она круговая, точно переходит в запирающую.

В то время как для обратимой антенны подавление правильно отраженного от цели сигнала в указанном смысле происходит лишь при круговой поляризации, необратимые антенны (которые могут быть легко реализованы) обладают эффектом подавления при любой произвольно заданной поляризации. Для этого в качестве необратимого конструктивного элемента в принципе требуется лишь ротатор Фарадея [5.33]. Рассмотрим для примера простую необратимую антенну, у которой подавление сигналов от правильно отражающих целей происходит с линейной поляризацией, причем плоскость последней с помощью ротатора Фарадея при передаче и приеме поворачивается на  $45^\circ$ . Система показана на рис. 5.37, б и может рассматриваться как простая противоположность описанной выше обратимой системы с циркулятором.

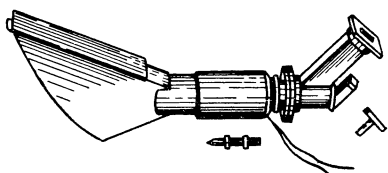


Рис. 5.38. Параболический рупор с ротатором Фарадея в качестве облучателя зеркальной антенны.

Плоскость поляризации волны в волноводе, падающей на ротатор Фарадея, поворачивается в режиме передачи на  $45^\circ$ , и при идеальных условиях (отсутствие изменения поляризации при распространении до цели) отражение происходит без изменения ее положения. В режиме приема опять

имеет место поворот на  $45^\circ$  в том же направлении, так что электрический вектор после прохождения ротатора Фарадея перпендикулярен соответствующему вектору в режиме передачи и не поступает к приемнику. Эффект подавления помех такой же, как и у описанной выше обратимой системы. Поскольку изменением тока в катушке легко можно варьировать угол поворота ротатора Фарадея, то при неправильном отражении от цели в некоторых пределах можно регулировать оптимальное подавление, что достигается в случае указанной обратимой системы лишь поворотом циркулятора (т. е. механическим путем). На рис. 5.38 показан параболический рупор, у которого ротатор Фарадея расположен непосредственно в его горловине.

Так как на практике многие объекты, отражение от которых требуется подавить, не всегда правильно рассеивают сигналы, то описанные выше простые системы недостаточно эффективны в тех случаях, когда требуется значительное подавление помех. Поэтому часто применяются универсальные преобразователи поляризации, которые позволяют подавлять сигналы, отраженные от произвольных правильно отражающих целей. Правильно отражающие (однородные) цели представляют собой такие объекты, все точки которых отражают одинаково. Это имеет место при отражении от зоны дождя или вообще от метеорологических объектов, подавление которых представляет интерес. (Прочие радиолокационные цели, как правило, отражают неоднородно, причем таким образом, что принимаемая волна не может быть сопоставлена с однозначной поляризацией, так как последняя изменяется неравномерно.) Для подавления сигналов, отраженных от произвольных однородных целей, может использоваться описанный выше универсальный преобразователь поляризации, состоя-

ший из циркулятора и ротатора, причем для любой регулировки поляризации оба конструктивных элемента могут поворачиваться друг относительно друга. Теоретическое обоснование этого свойства не может быть проведено в рамках настоящей книги (см., например, [5.10], [5.32]).

Универсальному обратимому преобразователю поляризации противостоит необратимый преобразователь — так называемый двойной ротатор Фарадея [5.32] [5.33]. Он представляет собой систему (рис. 5.39), у которой между ротаторами Фарадея 5 в круглом волноводе 2 включен циркулятор 4, например диэлектрическая пластинка, которая изменяет фазу линейно поляризованной составляющей относительно ортогональной к ней на  $90^\circ$ . Питание осуществляется (на рисунке слева) с помощью прямоугольного волновода 1 с вертикальной поляризацией (электрический вектор в плоскости рисунка). При использовании этой системы в радиолокационной технике для подавления пассивных помех, как и в случае простого ротатора Фарадея, между обоими волноводами размещается демпфирующая фольга 3, которая служит для поглощения не попадающей в прямоугольный волновод составляющей принимаемого излучения (в других конструкциях эта составляющая поглощается с помощью других поглощающих элементов). Можно показать, что соответствующим выбором токов в обеих катушках и тем самым обоих углов поворота ротатора Фарадея могут подавляться сигналы, отраженные от любой однородной цели с произвольными отражающими свойствами [5.32]. В этом случае между двойным ротатором Фарадея и целью может, кроме того, происходить произвольное (постоянное во времени) обратимое изменение поляризации, причем предполагается лишь однородность цели с точки зрения ее отражающих свойств. При этом достаточно, если один из углов поворота ротатора Фарадея может изменяться только до  $45^\circ$ , а другой до  $90^\circ$  (в обоих направлениях). Легко показать, что с помощью двойного ротатора Фарадея при подключении к линейно поляризованной линии (рис. 5.39) может быть получена произвольная эллиптическая поляризация или что падающая волна с произвольной эллиптической поляризацией может изменяться таким образом, что ее поляризация будет соответствовать поляризации линии питания или же будет перпендикулярна к ней. Для этого угол поворота ротатора Фарадея, расположенного в рупорном излучателе, выбирается таким, чтобы большая ось эллипса поляризации падающего излучения за ротатором Фарадея была вертикальна или горизонтальна. Так как благодаря четвертьволновой пластинке происходит фазовый сдвиг линейной составляющей относительно перпендикулярной к ней составляющей на  $90^\circ$ , то волна после прохождения четвертьволновой пластинки оказывается линейно поляризованной. Наконец, с помощью второго ротатора Фарадея плоскость поляризации может поворачиваться так, что происходит либо подавление, либо оптимальная индикация.

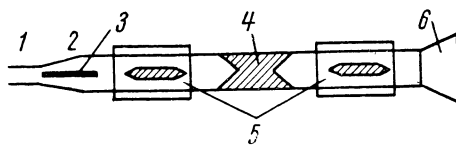


Рис. 5.39. Устройство двойного ротатора Фарадея.

1 — прямоугольный волновод; 2 — круглый волновод; 3 — поглощающая фольга; 4 — четвертьволновые пластинки; 5 — ротаторы Фарадея; 6 — рупорный излучатель.

Использование ротаторов Фарадея в указанном смысле целесообразно не только с точки зрения эффективного подавления помех, но и особенно из-за возможности быстрого переключения с режима подавления на режим индикации соответствующих целей (отражения от осадков и т. д.). В навигации это дает возможность распознать и определить местонахождение дождевых областей, центра урагана и т. д., а при необходимости и подавить эти мешающие отраженные сигналы, и тем самым обнаружить маскируемые

ими цели. В случае обратимых преобразователей поляризации хотя принципиально и возможно быстрое переключение, однако это сопряжено со значительными конструктивными трудностями, связанными с механическим перемещением конструктивных элементов.

В заключение укажем на другую возможность конструктивного размещения преобразователей поляризации в радиолокационных станциях, которое особенно предпочитается, когда две ортогональные составляющие принимаемого излучения должны быть оценены в отдельности. В этом случае, если разделение обеих составляющих (как указывалось выше) должно происходить непосредственно на первичном излучателе, к приемопередатчику с помощью поворотного шарнира подводятся два высоко-

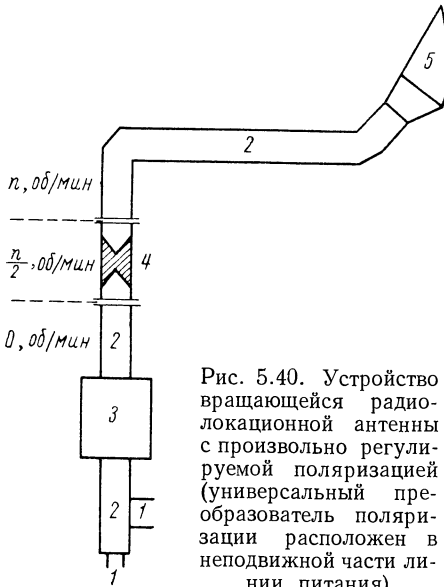


Рис. 5.40. Устройство вращающейся радиолокационной антенны с произвольно регулируемой поляризацией (универсальный преобразователь поляризации расположен в неподвижной части линии питания).

1 — прямоугольный волновод; 2 — круглый волновод; 3 — преобразователь поляризации; 4 — ротор (полуволновая пластинка); 5 — параболический рупор

частотных канала или же приемопередатчик размещается в подвижной части устройства (в станциях кругового обзора — во вращающейся части). Реализация обеих конструкций сопряжена со значительными трудностями и связана с конструктивными недостатками. Все трудности и недостатки исключаются, если преобразователь поляризации и последующий конструктивный элемент для разделения ортогональных составляющих расположить в неподвижной части устройства. Это можно осуществить с помощью конструкции, указанной на рис. 5.40. В данном случае линия передачи энергии между преобразователем поляризации 3, расположенным, например, непосредственно в приемопередающем устройстве, и антенной (вращающейся) выполнена в виде волновода для произвольной эллиптической поляризации, т. е., например, в виде круглого волновода 2. Чтобы поляризация антенны не зависела от ее углового положения, эллипс поляризации в режиме передачи должен поворачиваться вместе с антенной (тогда в режиме приема вследствие обратимости поляризационные свойства также не будут зависеть от угла). Это осуществляется с помощью специального поворотного шарнира, который содержит ротор 4 (полуволновую пластинку), вращающийся в одном направлении с антенной со скоростью, равной половине скорости вращения последней. Так как эллипс поляризации при прохождении ротора «отражается» на плоскости полуволновой пластинки, то он вращается с двойной скоростью вращения ротора, т. е. со скоростью вращения антенны, в результате чего его поляризация фактически не будет зависеть от направления излучения.

## 5.5. Рупорные антенны с круговой характеристикой

### 5.5.1. Распределение поля в биконической линии

Обратимся теперь к таким рупорным антеннам с круговой симметрией и симметричным возбуждением, которые в основном излучают перпендикулярно оси симметрии. Вследствие симметрии в этой плоскости возникает

ненаправленное излучение. Основным типом ненаправленной рупорной антенны является биконический рупор, который, как и его варианты (диск-конусная антенна и т. п.), при соответствующем питании обладает очень хорошими широкополосными свойствами. Исследуем прежде всего возможные распределения поля в неограниченной биконической линии. Под биконической линией понимается неоднородная линия, состоящая из двух соосных металлических конусов, вершины которых соприкасаются (рис. 5.41, а). Волны распространяются между обеими коническими поверхностями в радиальном направлении. Геометрия линии определяется углами  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ . Особое значение имеет случай симметрии  $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ .

Поле во внутреннем пространстве, свободном от токов и зарядов, должно удовлетворять следующим основным уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega\varepsilon\mathbf{E}; \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0; \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} (5.118)$$

и, кроме того, граничным условиям на конических поверхностях (равенство нулю электрической тангенциальной и магнитной нормальной составляющих).

Для дальнейшего анализа введем сферические координаты (рис. 5.41, б) и, поскольку будут рассматриваться лишь ненаправленные антенны, примем, что распределение поля обладает круговой симметрией. При таком предположении все производные параметров поля по  $\psi$  обращаются в нуль, так что (с помощью указанных в приложении 2 формул пересчета) составляющие системы (5.118) принимают следующий вид:

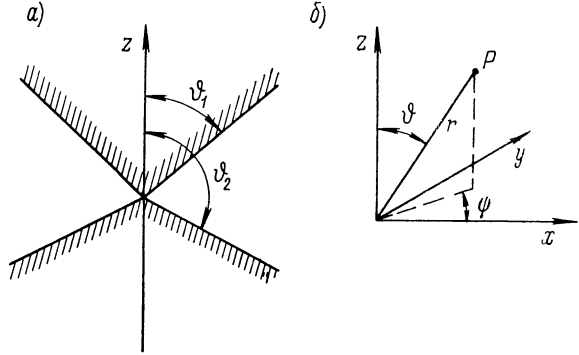


Рис. 5.41. К расчету распределения поля в биконической линии.

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_{\vartheta} \sin \vartheta) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_r r^2) &= 0; & (a) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_{\vartheta} \sin \vartheta) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (H_r r^2) &= 0; & (б) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_{\psi} r) &= j\omega\mu H_{\vartheta}; & (в) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_{\vartheta} r) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \vartheta} &= -j\omega\mu H_{\psi}; & (г) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_{\psi} \sin \vartheta) &= -j\omega\mu H_r; & (д) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (H_{\psi} r) &= -j\omega\varepsilon E_{\vartheta}; & (е) \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (H_{\vartheta} r) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \vartheta} &= j\omega\varepsilon E_{\psi}; & (ж) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_{\psi} \sin \vartheta) &= j\omega\varepsilon E_r. & (з) \end{aligned} \right\} (5.119)$$

Разделим общие решения на решения для  $L$ - ( $TEM$ -),  $E$ - ( $TM$ -) и  $H$ - ( $TE$ -) волн (см. раздел 2.1.3).

Прежде всего для  $L$ -волны из (5.119) при  $E_r = H_r = 0$  получается система уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_\vartheta \sin \vartheta) &= 0; & (a) & \quad \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_\psi \sin \vartheta) = 0; & (д) \\ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_\vartheta \sin \vartheta) &= 0; & (б) & \quad \frac{\partial}{\partial r} (H_\psi r) = -j\omega\varepsilon (E_\vartheta r); & (е) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_\psi r) &= j\omega\mu (H_\vartheta r); & (в) & \quad \frac{\partial}{\partial r} (H_\vartheta r) = j\omega\varepsilon (E_\psi r); & (ж) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_\vartheta r) &= -j\omega\mu (H_\psi r); & (г) & \quad \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_\psi \sin \vartheta) = 0. & (з) \end{aligned} \right\} \quad (5.120)$$

Сюда добавляются граничные условия

$$[E_\psi]_{\vartheta=\vartheta_1, \vartheta_2} = [H_\vartheta]_{\vartheta=\vartheta_1, \vartheta_2} = 0. \quad (5.121)$$

Из (б) и (д) системы уравнений (5.120) следует, что произведения  $H_\vartheta \sin \vartheta$  и  $E_\psi \sin \vartheta$  не зависят от  $\vartheta$ , т. е.

$$H_\vartheta = \frac{c_1}{\sin \vartheta}; \quad E_\psi = \frac{c_2}{\sin \vartheta}.$$

Граничные условия могут быть выполнены лишь в том случае, если  $c_1$  и  $c_2$  обращаются в нуль, т. е.

$$H_\vartheta \equiv 0; \quad E_\psi \equiv 0. \quad (5.122)$$

Для  $E_\vartheta r$  из (г) и (е) системы (5.120) получается волновое уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (E_\vartheta r) + k^2 (E_\vartheta r) = 0. \quad (5.123)$$

Соответствующее уравнение справедливо для  $H_\psi r$ . Общее решение уравнения (5.123) имеет вид

$$E_\vartheta r = \bar{A}e^{-jkr} + \bar{B}e^{jkr},$$

где  $\bar{A}$  и  $\bar{B}$  зависят только от  $\vartheta$ . Так как справедливо условие (а), то можно положить

$$\bar{A} = \frac{A}{\sin \vartheta}; \quad \bar{B} = \frac{B}{\sin \vartheta},$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные. Тем самым

$$\left. \begin{aligned} E_\vartheta &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \{Ae^{-jkr} + Be^{jkr}\}; \\ H_\psi &= \frac{1}{Z_{\varepsilon\mu}} \cdot \frac{1}{r \sin \vartheta} \{Ae^{-jkr} - Be^{jkr}\}, \end{aligned} \right\} \quad (5.124)$$

где

$$Z_{\varepsilon\mu} = \left[ \frac{E_\vartheta}{H_\psi} \right]_{B=0} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (5.125)$$

волновое сопротивление среды. Уравнениями (5.122) и (5.124) определены составляющие  $L$ -волны. Выражения не зависят от углов  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ . Как правило, поле складывается из сферических волн, распространяющихся наружу и внутрь, амплитуды которых определяются постоянными  $A$  и  $B$ . В среде с малыми потерями для постоянной распространения справедливо

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \quad (5.126)$$

т. е. фазовая скорость равна скорости в свободной среде.  $L$ -волна является самым простым типом волны в биконической линии. Ее поляризация соответствует поляризации электрического диполя, расположенного в центре в осевом направлении. Хотя возбуждение  $L$ -волны может осуществляться с помощью такого диполя, систему питания целесообразно выбирать как указано на рис. 5.42, а: внутренний проводник коаксиальной линии питания, подводимой снизу к центру, соединяется с вершиной верхнего конуса, а внешний проводник — с вершиной нижнего. При этом отрезок внутреннего проводника между вершинами конусов действует как несимметричный электрический диполь.

Рассмотрим  $E$ -волны с круговой симметрией, для чего перепишем систему уравнений (5.119) при  $H_r = 0$  следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_{\vartheta} \sin \vartheta) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_r r^2) &= 0; & (a) \\ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_{\vartheta} \sin \vartheta) &= 0; & (б) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_{\psi} r) &= j\omega\mu (H_{\vartheta} r); & (в) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_{\vartheta} r) - \frac{\partial E_r}{\partial \vartheta} &= -j\omega\mu (H_{\psi} r); & (г) \\ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_{\psi} \sin \vartheta) &= 0; & (д) \\ \frac{\partial}{\partial r} (H_{\psi} r) &= -j\omega\varepsilon (E_{\vartheta} r); & (е) \\ \frac{\partial}{\partial r} (H_{\vartheta} r) &= j\omega\varepsilon (E_{\psi} r); & (ж) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_{\psi} \sin \vartheta) &= j\omega\varepsilon E_r. & (з) \end{aligned} \right\} (5.127)$$

В случае однородной линии все составляющие сводились к продольной составляющей, отличной от нуля, и для нее определялось волновое уравнение. В данном случае этот путь был бы очень сложным. Обычно для решения (5.127) вводятся векторные и скалярные потенциалы и через них выражаются составляющие. Пойдем по прямому пути без введения вспомогательных функций, который в случае круговой симметрии является относительно простым. Прежде всего при учете граничных условий (5.121) из (б) и (д), как и в случае  $L$ -волны, следует:

$$H_{\vartheta} \equiv 0; \quad E_{\psi} \equiv 0. \quad (5.128)$$

Тогда составляющие  $E_{\vartheta}$  и  $E_r$  с помощью (е) и (з) можно выразить через  $H_{\psi}$ . Чтобы определить  $H_{\psi}$ , подставим в (г)  $E_{\vartheta} r$  из (е) и  $E_r$  из (з), в результате чего получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 H_{\psi}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial H_{\psi}}{\partial r} + \frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{r^2} \cdot \frac{\partial H_{\psi}}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 H_{\psi}}{\partial \vartheta^2} - \frac{H_{\psi}}{r^2 \sin^2 \vartheta} + k^2 H_{\psi} = 0. \quad (5.129)$$

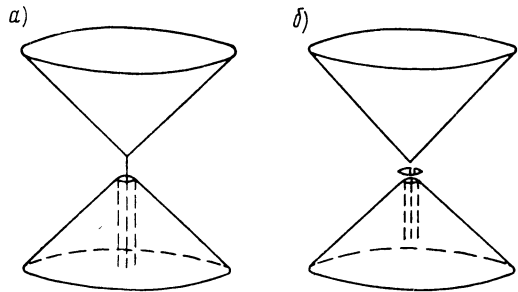


Рис. 5.42. Принцип возбуждения  $L$ -волны (а) и  $H_{01}$ -волны (б) в биконическом рупоре.

Представим  $H_\psi$  в виде

$$H_\psi = f_r(r) f_\vartheta(\vartheta) \quad (5.130)$$

и будем решать уравнение (5.129) методом разделения переменных. С учетом (5.130) оно переходит в следующее:

$$r^2 \frac{f_r''}{f_r} + 2r \frac{f_r'}{f_r} + k^2 r^2 + \frac{f_\vartheta''}{f_\vartheta} + \operatorname{ctg} \vartheta \frac{f_\vartheta'}{f_\vartheta} - \frac{1}{\sin^2 \vartheta} = 0. \quad (5.131)$$

Первые три члена не зависят от  $\vartheta$ , а три другие от  $r$ . Чтобы уравнение было тождеством, обе частные суммы должны быть постоянными, а их сумма равняться нулю. Если положить первую частную сумму равной  $c$ , а вторую  $-c$ , то получаются два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$f_r'' + \frac{2}{r} f_r' + \left(k^2 - \frac{c}{r^2}\right) f_r = 0; \quad (5.132)$$

$$f_\vartheta'' + \operatorname{ctg} \vartheta f_\vartheta' + \left(c - \frac{1}{\sin^2 \vartheta}\right) f_\vartheta = 0. \quad (5.133)$$

Если положить

$$c = n(n+1), \quad (5.134)$$

то общее решение уравнения (5.132) получается в виде, удобном для представления поля:

$$f_r = \frac{1}{\sqrt{r}} \{H_{n+1/2}^{(2)}(kr) + \bar{r} H_{n+1/2}^{(1)}(kr)\} \quad (5.135)$$

(см., например, [В 3], стр. 150, 4-е уравнение сверху при  $\alpha = -\frac{1}{2}$ ,  $\beta = k$ ,  $x = r$ ,  $p = \sqrt{c + \frac{1}{4}} = n + \frac{1}{2}$ ).  $H_{n+1/2}^{(2)}$  и  $H_{n+1/2}^{(1)}$  — функции Ханкеля порядка  $n + 1/2$ , которые были выбраны для представления решения в виде двух линейно независимых цилиндрических функций, так как они описывают волны, распространяющиеся наружу ( $H^{(2)}$ ) и внутрь ( $H^{(1)}$ ) (ср. асимптотическое представление для функций Ханкеля).

Для  $f_\vartheta$  из (5.133), подставляя  $x = \cos \vartheta$ ,  $g(x) = f_\vartheta(\vartheta)$  и учитывая  $c$ , взятое из (5.134), получаем уравнение

$$(x^2 - 1)g''(x) + 2xg'(x) - \left\{n(n+1) - \frac{1}{1-x^2}\right\}g(x) = 0. \quad (5.136)$$

Это — дифференциальное уравнение для выбранных сферических функций с верхним индексом 1 (см. [В 3, стр. 112]), общее решение которого может быть представлено в виде суммы двух линейно независимых сферических функций первого и второго рода:

$$g(x) = f_\vartheta(\vartheta) = AP_n^1(\cos \vartheta) + BQ_n^1(\cos \vartheta). \quad (5.137)$$

С помощью (5.135) и (5.137) может быть найдено решение для  $H_\psi$ . Прочие отличные от нуля составляющие можно определить из уравнений (е) и (з) системы (5.127). Тем самым получим

$$\left. \begin{aligned} H_\psi &= \frac{1}{\sqrt{r}} Z_{n+1/2}(kr) K_n^1(\cos \vartheta); \\ E_\vartheta &= jZ_{n\mu} \frac{1}{\sqrt{r}} \left\{ Z_{n-1/2}(kr) - \frac{n}{kr} Z_{n+1/2}(kr) \right\} K_n^1(\cos \vartheta); \\ E_r &= \frac{1}{j\omega\epsilon} \cdot \frac{n(n+1)}{r\sqrt{r}} Z_{n+1/2}(kr) K_n^0(\cos \vartheta), \end{aligned} \right\} \quad (5.138)$$



где для краткости полагалось

$$\left. \begin{aligned} Z_p(kr) &= H_p^{(2)}(kr) + \bar{r} H_p^{(1)}(kr); \\ K_n^m(\cos \vartheta) &= AP_n^m(\cos \vartheta) + BQ_n^m(\cos \vartheta). \end{aligned} \right\} \quad (5.139)$$

Для выполнения граничных условий необходимо еще положить равной нулю радиальную составляющую напряженности электрического поля при  $\vartheta = \vartheta_1$  и  $\vartheta = \vartheta_2$ . Для этого должны быть справедливы условие

$$n(n+1)K_n(\cos \vartheta_{1,2}) = 0 \quad (5.140)$$

или, с учетом (5.139) и при  $n \neq 0$ , система уравнений

$$\left. \begin{aligned} AP_n(x_1) + BQ_n(x_1) &= 0; \\ AP_n(x_2) + BQ_n(x_2) &= 0; \\ x_{1,2} &= \cos \vartheta_{1,2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.141)$$

Выражения (5.141) представляют собой систему уравнений для определения отношения  $A/B$  и порядка  $n$  сферических функций, причем  $n$  не обязательно должно быть целым. Из теории линейных уравнений известно, что система (5.141) разрешима относительно неизвестных  $A$  и  $B$  лишь в том случае, если определитель из коэффициентов обращается в нуль:

$$P_n(x_1)Q_n(x_2) - P_n(x_2)Q_n(x_1) = 0. \quad (5.142)$$

Выражение (5.142) является уравнением для  $n$ , которое имеет, как правило, бесчисленное множество решений  $n_\nu$  ( $\nu = 1, 2, \dots$ ). Они представляют собой различные  $E$ -волны с круговой симметрией. В случае  $n=0$ , рассматривавшемся при решении (5.140), система уравнений (5.138) переходит в (5.124), т. е. возникает  $L$ -волна, которая тем самым является тривиальным случаем  $E$ -волны.  $E$ -волны нумеруются в соответствии с индексом решения  $\nu$  и называются  $E_{0\nu}$ -волнами (первый индекс 0 обусловлен круговой симметрией поля). На рис. 5.43 для симметричной биконической линии ( $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ ) показана зависимость между углом раскрыва  $\alpha = \pi - 2\vartheta_1$  и индексом  $n_1$   $E_{01}$ -волны.

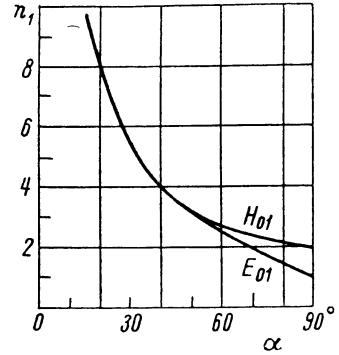


Рис. 5.43. Индекс  $n_1$   $E_{01}$ - и  $H_{01}$ -волн в симметричной биконической линии ( $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ ) в зависимости от угла раскрыва  $\alpha = \pi - 2\vartheta_1$ .

Для вывода представления поля в случае  $H$ -волн будем исходить из системы уравнений (5.119) при  $E_r = 0$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_\vartheta \sin \vartheta) &= 0; & (a) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_\vartheta \sin \vartheta) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (H_r r^2) &= 0; & (б) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_\psi r) &= j\omega\mu (H_\vartheta r); & (в) \\ \frac{\partial}{\partial r} (E_\vartheta r) &= -j\omega\mu (H_\psi r); & (г) \\ \frac{1}{r \sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_\psi \sin \vartheta) &= -j\omega\mu H_r; & (д) \\ \frac{\partial}{\partial r} (H_\psi r) &= -j\omega\varepsilon (E_\vartheta r); & (е) \end{aligned} \right\} \quad (5.143)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (H_{\Phi r}) - \frac{\partial H_r}{\partial \Phi} &= j\omega \varepsilon (E_{\Psi r}); & (\text{ж}) \\ \frac{\partial}{\partial \Phi} (H_{\Psi} \sin \Phi) &= 0. & (\text{з}) \end{aligned} \right\}$$

В уравнения (а), (г), (е), (з) входят лишь величины  $E_{\Phi}$  и  $H_{\Psi}$ , а в другие уравнения — только величины  $H_{\Phi}$ ,  $E_{\Psi}$ ,  $H_r$ . Следовательно, система (5.143) распадается на две независимые друг от друга системы уравнений. Первая система [(а), (г), (е), (з)] определяет  $L$ -волну, которая уже рассматривалась, другая [(б), (в), (д), (ж)] —  $H$ -волны, у которых  $E_{\Phi}$  и  $H_{\Psi}$  произвольно полагаются равными нулю. Уравнения для  $H$ -волны соответствуют уравнениям для  $E$ -волны, если  $E_{\Psi}$  заменить на  $H_{\Psi}$ ,  $H_{\Phi}$  на  $E_{\Phi}$ ,  $H_r$  на  $E_r$ ,  $\mu$

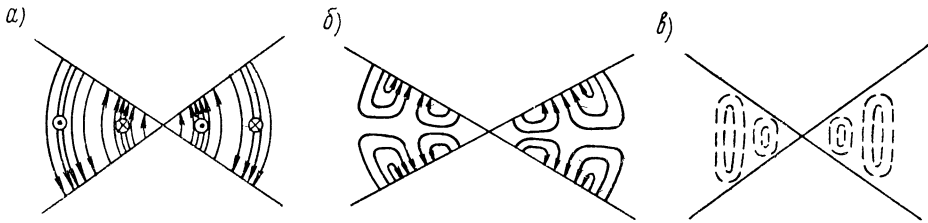


Рис. 5.44. Картины полей  $L$ -волны (а),  $E_{01}$ -волны (б) и  $H_{01}$ -волны (в) в биконической линии.

—— электрические силовые линии; - - - - магнитные силовые линии.

на  $-\varepsilon$  и  $\varepsilon$  на  $-\mu$ . Поэтому уравнения (5.138) при указанных заменах могут быть переписаны для  $H$ -волны. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} E_{\Psi} &= \frac{1}{\sqrt{r}} Z_{n+1/2}(kr) K_n^1(\cos \Phi); \\ H_{\Phi} &= \frac{j}{Z_{\varepsilon\mu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \left\{ Z_{n-1/2}(kr) - \frac{n}{kr} Z_{n+1/2}(kr) \right\} K_n^1(\cos \Phi); \\ H_r &= -\frac{1}{j\omega\mu} \cdot \frac{n(n+1)}{r\sqrt{r}} Z_{n+1/2}(kr) K_n^0(\cos \Phi). \end{aligned} \right\} \quad (5.144)$$

Выражения для  $Z_p$  и  $K_n^m$  указаны в (5.139). Граничные условия требуют равенства нулю  $E_{\Psi}$  и  $H_{\Phi}$  при  $\Phi = \Phi_1$  и  $\Phi = \Phi_2$ , т. е.

$$K_n^1(\cos \Phi_{1,2}) = 0$$

или, записывая подробнее,

$$\left. \begin{aligned} AP_n^1(\cos \Phi_1) + BQ_n^1(\cos \Phi_1) &= 0; \\ AP_n^1(\cos \Phi_2) + BQ_n^1(\cos \Phi_2) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.145)$$

Выражения (5.145), как и в случае  $E$ -волн, представляют собой систему линейных уравнений для определения  $A/B$  и  $n$ . Так как система по  $A$  и  $B$  однородна, то, чтобы существовало решение системы, определитель из коэффициентов должен опять обращаться в нуль:

$$P_n^1(\cos \Phi_1) Q_n^1(\cos \Phi_2) - P_n^1(\cos \Phi_2) Q_n^1(\cos \Phi_1) = 0. \quad (5.146)$$

Из (5.146) также получается, как правило, бесконечное число  $n_{\nu}$  для индекса  $n$  ( $\nu = 1, 2, \dots$ ). Соответствующие  $H$ -волны называются  $H_{0\nu}$ -волнами.  $H$ -волной самого низкого порядка является  $H_{01}$ -волна, для которой зависимость между  $n_1$  и углом раскрытия линии  $\alpha = \pi - 2\Phi_1$  (в случае симметрии  $\Phi_2 = \pi - \Phi_1$ ) представлена на рис. 5.43.

На рис. 5.44 показаны картины полей для  $L$ -,  $E_{01}$ - и  $H_{01}$ -волн. Возбуждение  $H_{01}$ -волны может осуществляться с помощью магнитного диполя, т. е. малой петли тока, расположенной в центре (рис. 5.42, б).

Появляющиеся в представлениях поля сферические функции и функции Ханкеля при целочисленном  $n$  можно выразить через элементарные функции. При больших  $r$  для функций Ханкеля справедливы асимптотические выражения. Отсюда следует, что все волны в биконической линии при неограниченно возрастающем расстоянии от центра переходят в  $L$ -волны. Они представляют собой сферические волны, которые расходятся из центра (или, соответственно, сходятся к центру). Для  $E$ - и  $H$ -волн, кроме того, характерно, что они имеют фазовую скорость, зависящую от  $r$  (которая при неограниченно возрастающем  $r$  переходит в фазовую скорость в свободной среде), и что не существует предельной длины волны.

### 5.5.2. Излучение ненаправленных рупорных антенн и конструкции, применяемые на практике

Если ограничить биконическую линию сечением, радиус которого  $r = r_1$ , то получится биконический рупор. Раскрыв образует вращательно-симметричный сектор сферы. При расчете излучения его целесообразно рассматривать в качестве апертуры. Кроме того, для простоты обычно пренебрегают отраженной волной, возникающей вследствие отражения от раскрыва (в представлениях поля  $r = 0$ ). Несмотря на эти упрощения, расчет излучения довольно сложен, так что преимущественно исполь-

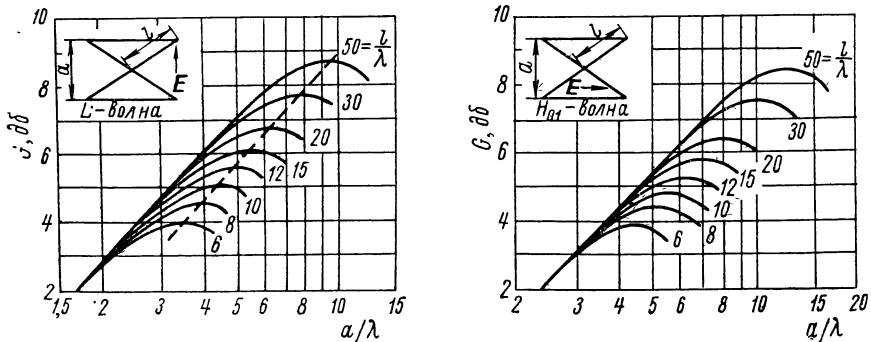


Рис. 5.45. Усиление симметричной биконической антенны.

зуются экспериментальные методы [5.5] [5.25] [5.26] [5.46]. Это оправдывается также тем, что форма биконической антенны часто отличается от простой. В результате теоретическое определение излучения едва ли может быть проведено, в то время как при измерениях не возникает трудностей (ср., однако, [5.64], где излучение рассчитывается для случая простого эквивалентного распределения). Биконическая антенна, как правило, возбуждается  $L$ -волной или иногда  $H_{01}$ -волной.

Двумя практически важными простыми видами биконической антенны являются симметричный биконический рупор ( $\varphi_1 = \pi - \varphi_2$ ), иногда называемый просто биконическим рупором, и диск-конусная антенна, у которой  $\varphi_1 = 90^\circ$ . Оба вида при правильно выбранных размерах обладают хорошими широкополосными свойствами. На рис. 5.45 показана зависимость усиления симметричной биконической антенны от ее геометрических размеров для обоих основных режимов работы. Для любой длины  $l$  образующей конуса существует оптимальная с точки зрения усиления высота

раскрыва  $a$  (или, соответственно, оптимальный угол раскрыва). При заданном усилении  $G$  и правильном выборе размеров требуемая длина  $l$  находится из формулы

$$\frac{l}{\lambda} = 9G - 20, \quad (5.147)$$

которая приближенно справедлива для обоих видов возбуждения. Соответствующую высоту раскрыва  $a$  можно определить из рис. 5.45. Вследствие ненаправленного излучения в плоскости симметрии абсолютные значения усиления относительно невелики.

Для диск-конусной антенны Нейл [5.46] приводит экспериментальные результаты и дает рекомендации по проектированию такой антенны с минимальными размерами при заданной полосе пропускания и оптимальным согласованием с 50-омным коаксиальным кабелем при заданном угле раскрыва. Для оптимальных размеров независимо от  $l$  и угла раскрыва приближенно справедливо

$$s = 0,3c_{\min}; \quad d = 0,7c_{\max} \quad (5.148)$$

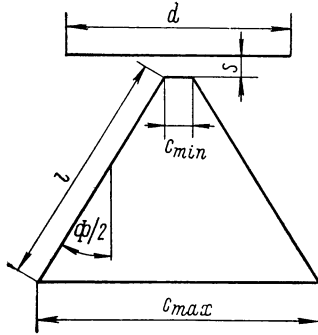


Рис. 5.46. Обозначения, применяемые в случае диск-конусной антенны.

(рис. 5.46). Нижняя граница частотного диапазона определяется длиной конуса  $l$ , которая должна быть несколько больше (приблизительно на 20%) четверти максимальной рабочей длины волны. Нижняя граница диапазона зависит в основном от конструкции узла питания. Полоса пропускания приблизительно обратно пропорциональна  $c_{\min}$ . Сравнительно легко можно получить значения полосы пропускания 1 : 4.

Уменьшение размеров биконической антенны при заданном усилении, или, соответственно, заданной ширине диаграммы по половинному уровню можно получить, используя фазовую коррекцию с помощью гиперболической линзы в раскрыве [5.64].

При специальной системе питания биконическую антенну можно возбуждать несколькими типами волн, даже не обладающими круговой симметрией, благодаря чему в режиме приема можно определить направление падающей волны [5.26]. При одновременном возбуждении  $L$ - или  $H_{01}$ -волной с соответствующим сдвигом фаз в принципе возможна круговая или эллиптическая поляризация. Поляризация, отличная от линейной, может получаться с помощью простой системы питания биконической антенны при соответствующем изменении поляризации волн в биконической линии (например, с помощью малого элемента вторичного излучения [5.25]).

## 6. Линзовые антенны

### 6.1. Механизм излучения линзовых антенн

#### 6.1.1. Общие свойства линзовых антенн и их применение

После того, как появилась возможность получать и использовать очень короткие электромагнитные волны, была сделана попытка применить для их фокусировки по аналогии с оптикой линзы и зеркала. С тех пор линзовые антенны нашли разностороннее применение в технике СВЧ (доказа-

тельство того, что электромагнитные волны фокусируются линзами, было приведено впервые, по-видимому, О. Лоджем в 1889 г.).

Линзовая антенна состоит из корпуса линзы и облучателя (первичного излучателя). Принцип действия линзовой антенны, как и в оптике, основан на том, что линза, через которую проходит излучение облучателя, представляет собой среду с коэффициентом преломления, отличным от единицы. Отдельные виды линзовых антенн различаются главным образом конструкцией и коэффициентом преломления преломляющей среды. Из-за большой длины электромагнитных волн по сравнению со световыми преломляющая среда, в отличие от оптической, может быть неоднородной и представлять, например, структуру, состоящую из отдельных частиц, или любую другую периодическую структуру. В противоположность «естественному» диэлектрику такая структура называется искусственным диэлектриком. Под ним понимают среду, в которой могут распространяться электромагнитные волны и которая состоит из искусственно изготовленных проводящих или непроводящих элементов. Электрически искусственные диэлектрики оказывают то же действие, что и естественные, вызывая изменение фазовой скорости электромагнитных волн. Это свойство количественно выражается через коэффициент преломления

$$n = \frac{c}{v_{\phi}}, \quad (6.1)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;  
 $v_{\phi}$  — фазовая скорость волн в среде.

В противоположность естественному диэлектрику, в случае искусственного коэффициент  $n$  может быть меньше единицы, т. е. фазовая скорость может превышать скорость света. В соответствии с этим прежде всего можно грубо подразделить все возможные линзы СВЧ на линзы с  $n > 1$  и линзы с  $n < 1$ <sup>1</sup>. Первые по известным причинам называются замедляющими линзами, а вторые — ускоряющими. Простым примером ускоряющей линзы является металлопластинчатая линза, у которой преломляющая среда состоит из металлических пластин, расположенных параллельно электрическому вектору первичного излучения. Благодаря волноводному действию пластин (расстояние между ними больше  $\lambda/2$ ) фазовая скорость в линзе увеличивается.

Подразделение линзовых антенн только по коэффициенту преломления не дает, однако, достаточно полного представления о многообразии возможных типов линз. Поэтому примем указанную ниже классификацию, которая, кроме коэффициента преломления, учитывает также структуру преломляющей среды и свойства излучения.

а) Однородные диэлектрические линзы.

К таким линзам относятся простые линзы из естественного диэлектрика.

б) Металлические ускоряющие линзы и симметрирующие линзы.

К этой группе принадлежат металлопластинчатые линзы и другие линзы из металлической ускоряющей среды. Сюда относятся также линзы, у которых, например с помощью металлических пластин, лучи в корпусе направляются вдоль определенного пути без изменения фазовой скорости (симметрирующие линзы).

в) Замедляющие линзы из искусственных диэлектриков.

К этой группе относятся все линзы, у которых коэффициент преломления искусственного диэлектрика  $n > 1$  и которые, следовательно,

<sup>1</sup> Исключение в известном смысле составляют симметрирующие линзы, описанные в разделе 6.3.5.

электрически ведут себя в основном как простые линзы из обычного диэлектрика.

г) Апланатические линзы.

Под этими линзами понимают (не принимая во внимание структуру преломляющей среды) те линзы, которые при сохранении в основном их классической формы выполнены так, чтобы резкая фокусировка получалась также вне оси линзы. Апланатические линзы используются для качания луча в широком угле (которое осуществляется только за счет перемещения первичного излучателя).

д) Неоднородные линзы.

У этих линз коэффициент преломления зависит от пространственных координат, форма чаще всего особая, отличная от классической, и качание луча в широком угле может вызываться также только перемещением первичного излучателя. Самая известная конструкция такой линзы — сферическая линза Люнеберга.

В принципе как в оптике, так и в технике СВЧ зеркала и линзы могут быть взаимозаменяемы. Однако практически существуют известные различия, которые в каждом конкретном случае определяют предпочтительность применения линзы или зеркала. Зеркальные антенны, как правило, по своей конструкции проще и, следовательно, дешевле, чем линзовые. Кроме того, отражение от зеркала по существу не зависит от частоты, в то время как преломляющая среда линзовых антенн обычно изменяет свои свойства с частотой. Поэтому для антенны, которая должна обеспечивать постоянное во времени распределение излучения и острую направленность в одной или двух плоскостях, почти всегда выбирают конструкцию с зеркалом. Напротив, в некоторых случаях предпочитают линзовую антенну. Это имеет место, когда необходимо обеспечить определенное изменение распределения излучения во времени по заданной программе, например качание остронаправленного главного луча. Если качание луча происходит только за счет перемещения первичного излучателя, то от вторичной антенной системы (линзы или зеркала) следует требовать, чтобы и при больших углах качания основной лепесток сохранял свою форму, а боковые лепестки оставались малыми. Подобные требования, как правило, значительно лучше удовлетворяются с помощью линзы, чем зеркала. Во-первых, у линзы может произвольно выбираться в некоторых пределах не только геометрическая форма, как в случае зеркала, но и коэффициент отражения, так что возможность вариаций шире. Во-вторых, эти вариации в основном уже известны из оптики. Задача качания луча в пределах широкого угла с помощью перемещения первичного излучателя в технике антенн СВЧ соответствует задаче получения неискаженного изображения в оптике. Это является наиболее важным для применения линзовых антенн.

#### **6.1.2. Свойства линзовых антенн с точки зрения геометрической оптики**

Рассмотрим линзы, обладающие симметрией вращения, с плоской теневой граничной поверхностью (апертурная сторона). Питание осуществляется точечным первичным источником, расположенным в точке  $F$  (рис. 6.1,  $a$  и  $b$ ). Линза состоит из однородного диэлектрика. Поверхность ее, обращенная к точке  $F$ , должна выбираться так, чтобы первичное излучение, пройдя через линзу, создавало на апертуре поверхность одинаковых фаз. По аналогии с соответствующим оптическим устройством (собирающая линза) назовем точку  $F$  фокусом, а расстояние от фокуса до середины обращенной к нему поверхности — фокусным расстоянием.

Электрическая длина отдельных путей распространения от фокуса до апертуры определяется в основном коэффициентом преломления среды

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = \frac{c}{v_\Phi} = \frac{\lambda_0}{\lambda_\epsilon}. \quad (6.2)$$

Замедляющая линза ( $v_\Phi < c$ ,  $n > 1$ ; замедленное распространение в среде) должна быть в середине толще, чем на краях (рис. 6.1, а, б). Ускоряющая линза ( $v_\Phi > c$ ,  $n < 1$ ; ускоренное распространение в среде), наоборот, должна быть в середине тоньше, чем на краях (рис. 6.1, в, г).

Пусть уравнение граничной поверхности линзы, обращенной к облучателю, в полярных координатах имеет вид (рис. 6.2)

$$\varrho = \varrho(\vartheta) \quad (-\vartheta_0 \leq \vartheta \leq +\vartheta_0). \quad (6.3)$$

Связь с декартовыми координатами определяется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \varrho^2 &= x^2 + y^2 + z^2; \\ \cos \vartheta &= \frac{z}{\varrho}. \end{aligned}$$

Общая электрическая длина пути от облучателя до апертуры определяется формулой

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi \left( \frac{\varrho}{\lambda_0} + \frac{l}{\lambda_\epsilon} \right) = \\ &= 2\pi \frac{\varrho + nl}{\lambda_0}, \end{aligned} \quad (6.4)$$

где  $l = z_0 - \varrho \cos \vartheta$ .

Так как длины всех лучей должны быть одинаковыми и, в частности, равными длине среднего луча ( $\vartheta = 0$ ), то должно выполняться следующее соотношение:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \{ \varrho(1 - n \cos \vartheta) + nz_0 \} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \{ f(1 - n) + nz_0 \}, \quad (6.5)$$

откуда следует уравнение для граничной поверхности

$$\varrho = \varrho(\vartheta) = f \frac{1 - n}{1 - n \cos \vartheta} \quad (6.6)$$

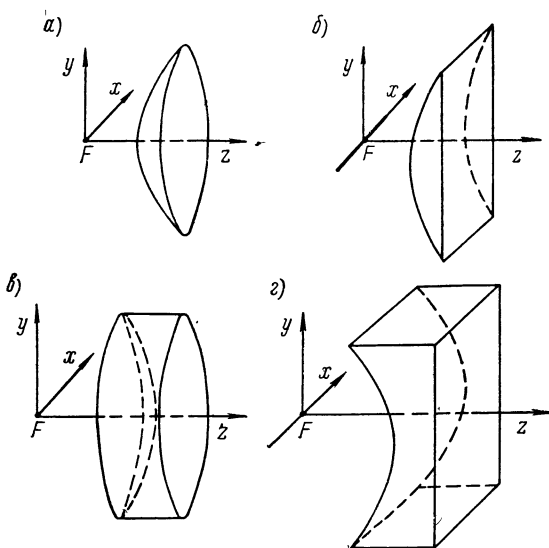


Рис. 6.1. Линзы с цилиндрической симметрией и симметрией вращения с плоской геновой граничной поверхностью (облучатель в точке F): а, б — замедляющие; в, г — ускоряющие.

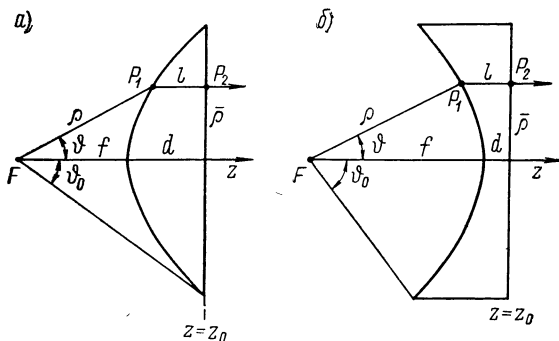


Рис. 6.2. Геометрические величины для описания хода лучей в замедляющей (а) и ускоряющей (б) линзах.

или, соответственно, в декартовых координатах

$$x^2 + y^2 + (1 - n^2) z'^2 = f^2 \frac{1 - n}{1 + n}, \quad (6.7)$$

где  $z' = z - \frac{nf}{1+n}$ .

Как следует из аналитической геометрии, граничная поверхность представляет собой часть поверхности либо гиперboloида, если  $n > 1$  (замедляющая линза), либо эллипсоида, если  $n < 1$  (ускоряющая линза).

Центр поверхности расположен в обоих случаях в точке

$$z = \frac{nf}{1+n}. \quad (6.8)$$

Если  $q'_0$  — наибольшее расстояние от поверхности до начала той системы координат, в которой выражена поверхность, то

$$f = q'_0 (1 + n). \quad (6.9)$$

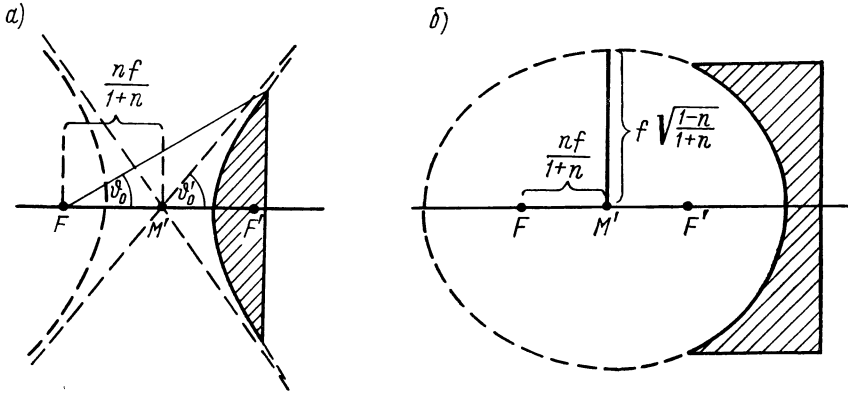


Рис. 6.3. Главное сечение линз плоской поверхностью: *a* — замедляющая линза (сечение — отрезок гиперболы); *b* — ускоряющая линза (сечение — часть эллипса с фокусами в точках  $F$  и  $F'$ ); облучатель находится в точке  $F$ ;  $M'$  — центр кривой или центр эллипса.

Конус асимптот гиперboloида определяется следующим уравнением:

$$\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = q' = nz'. \quad (6.10)$$

Для половинного угла раскрыва  $\vartheta'_0$  конуса асимптот справедливо

$$\cos \vartheta'_0 = \frac{z'}{q'} = \frac{1}{n}. \quad (6.11)$$

Половинный угол линзы  $\vartheta_0$  всегда меньше, чем  $\vartheta'_0$ :

$$\vartheta_0 < \vartheta'_0. \quad (6.12)$$

Рис. 6.3 поясняет эти связи. Фокусное расстояние  $f$  и толщина  $d$  сферической замедляющей линзы выражаются через коэффициент преломления  $n > 1$ , диаметр  $b$  и половинный угол раскрыва  $\vartheta_0$  следующим образом:

$$f = \frac{b}{2} \cdot \frac{n \cos \vartheta_0 - 1}{(n - 1) \sin \vartheta_0}; \quad (6.13)$$

$$d = \frac{b}{2} \cdot \frac{1 - \cos \vartheta_0}{(n - 1) \sin \vartheta_0} = \frac{b}{2(n - 1)} \operatorname{tg} \left( \frac{\vartheta_0}{2} \right). \quad (6.14)$$



Для цилиндрической линзы с линейным облучателем, расположенным в точке  $F$ , справедливы те же соотношения при  $x = 0$ .

Для расчета амплитудного распределения в сферической линзе будем исходить из характеристики облучателя, которую, не принимая во внимание поляризацию, считаем скалярной и имеющей симметрию вращения. Тогда распределение в апертуре также обладает симметрией вращения. Обозначим ее через  $h(\bar{\rho})$ , где

$$\bar{\rho} = \rho \sin \vartheta \quad (6.15)$$

представляет собой радиальную координату в апертуре (рис. 6.2). Плотность потока излучения в апертуре  $h^2(\bar{\rho}) \cdot \text{const}$  связана с интенсивностью излучения  $g^2(\vartheta) \cdot \text{const}$  равенством

$$h^2(\bar{\rho}) \bar{\rho} d\bar{\rho} = g^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (6.16)$$

Из (6.6) и (6.15) получаем  $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\vartheta)$  и отсюда  $d\bar{\rho}/d\vartheta$ . Если подставить эти величины в (6.16), то

$$h(\bar{\rho}) = \frac{g(\vartheta)}{f(1-n)} \sqrt{\frac{(1-n \cos \vartheta)^2}{\cos \vartheta - n}}. \quad (6.17)$$

Для цилиндрической линзы с линейным облучателем имеют место следующие соотношения:

$$h^2(\bar{\rho}) d\bar{\rho} = h^2(y) dy = g^2(\vartheta) d\vartheta; \quad (6.18)$$

$$h(\bar{\rho}) = h(y) = \frac{g(\vartheta)}{\sqrt{\rho_0(n-1)}} \cdot \frac{|1-n \cos \vartheta|}{\sqrt{n-\cos \vartheta}}. \quad (6.19)$$

Из выражений (6.17) и (6.19) следует, что для сферических и цилиндрических линз с плоской граничной поверхностью на апертурной стороне случай  $h(\bar{\rho}) = \text{const}$ , т. е. равномерное амплитудное распределение, практически не может быть осуществлен, так как при этом  $g(\vartheta)$  должна была бы иметь минимум при  $\vartheta = 0$  и очень сильно возрастала бы при увеличении угла до его краевого значения  $\vartheta_0$ .

На рис. 6.4 представлена зависимость от  $\vartheta$  отношений  $\frac{h(\bar{\rho})}{g(\vartheta)}$  для сферической и  $\frac{h(y)}{g(\vartheta)}$  для цилиндрической линз с коэффициентами преломления  $n = 1,6$ .

Другой тип замедляющей линзы, с более благоприятным распределением с точки зрения максимального усиления, получают следующим образом (рис. 6.5).

Пусть линза ограничена со стороны облучателя сферической поверхностью, центр которой совпадает с фокусом. Так как лучи падают на граничную поверхность перпендикулярно к ней и, следовательно, не преломляются, то можно считать, что область, заключенная между линиями  $AF$ ,  $A'F$  и поверхностью линзы, заполнена однородным диэлектриком и не вызывает изменения хода лучей. Условие синфазности в апертуре  $BB'$  приводит к следующему уравнению для граничной поверхности линзы  $ACA'$  на апертурной стороне:

$$\rho = f \frac{n-1}{n-\cos \vartheta}. \quad (6.20)$$

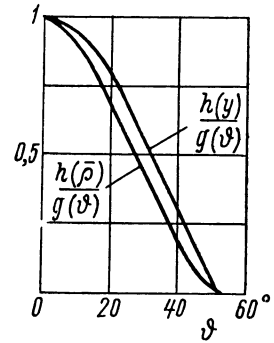


Рис. 6.4. Зависимость распределения в апертуре от распределения первичного излучения для сферической  $\left[ \frac{h(\bar{\rho})}{g(\vartheta)} \right]$  и цилиндрической  $\left[ \frac{h(y)}{g(\vartheta)} \right]$  замедляющих линз с  $n = 1,6$  (по Сильверу).

Это — уравнение эллипсоида, которое в декартовых координатах имеет вид

$$x^2 + y^2 + \frac{n^2 - 1}{n^2} z'^2 = f^2 \frac{n - 1}{n + 1}, \quad (6.21)$$

где  $z' = z - \frac{f}{n + 1}$ .

Амплитудное распределение в апертуре полученной таким образом сферической линзы с вращательно-симметричным облучением  $g(\vartheta)$  с помощью точечного первичного источника, расположенного в  $F$ , определяется следующим выражением:

$$h(\bar{\rho}) = \frac{g(\vartheta)}{f(n-1)} \sqrt{\frac{(n - \cos \vartheta)^3}{n \cos \vartheta - 1}}. \quad (6.22)$$

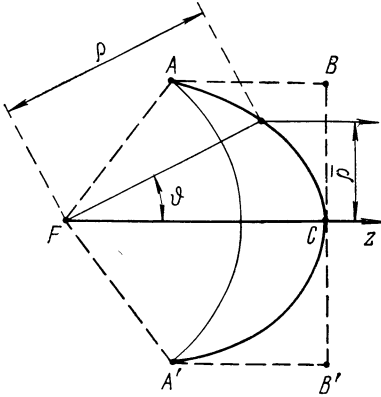


Рис. 6.5. Геометрические величины для замедляющей линзы со сферической освещенной граничной поверхностью. Теневая граничная поверхность является частью эллипсоида.

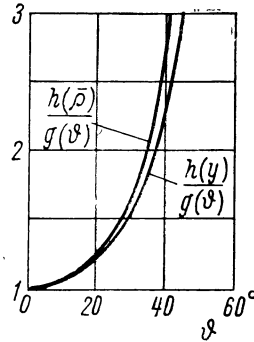


Рис. 6.6. Зависимость распределения в апертуре от распределения первичного излучения для сферической  $\left[ \frac{h(\bar{\rho})}{g(\vartheta)} \right]$  и цилиндрической  $\left[ \frac{h(y)}{g(\vartheta)} \right]$  замедляющих линз с непреломляющей освещенной граничной поверхностью (шаровая или цилиндрическая поверхность) при  $n = 1,6$  (по Сильверу).

Для амплитудного распределения соответствующей цилиндрической линзы имеет место

$$h(\bar{\rho}) = h(y) = \frac{g(\vartheta)}{V f(n-1)} \cdot \frac{n - \cos \vartheta}{V n \cos \vartheta - 1}. \quad (6.23)$$

На рис. 6.6 представлена зависимость от  $\vartheta$  отношения  $\frac{h(\bar{\rho})}{g(\vartheta)}$  для сферической и  $\frac{h(y)}{g(\vartheta)}$  для цилиндрической линз указанного вида с коэффициентами преломления  $n = 1,6$ . Поскольку первичное излучение, как правило, убывает с увеличением угла  $\vartheta$ , с помощью обычных облучателей удается осуществить приблизительно равномерное амплитудное распределение.

Хотя описываемые до сих пор линзы, у которых на граничной поверхности не происходит преломления лучей, можно довольно просто представить с точки зрения геометрической оптики, они обладают тем недостатком, что волны, отраженные от непреломляющей поверхности, синфазно складываются на облучателе, в результате чего может возникнуть

значительное рассогласование. По этой причине, а также из-за необходимости качания луча в широком угле большинство линз, применяемых в технике СВЧ, имеют две преломляющие поверхности.

Рассмотрим замедляющую линзу, представленную на рис. 6.7. Обе граничные поверхности  $AC_1A'$  и  $AC_2A'$  должны быть выбраны так, чтобы лучи, выходящие из фокуса  $F$ , после прохождения через линзу были параллельны ее оси, т. е. чтобы поле в апертуре  $BB'$  было синфазным. Пусть в случае вращательно-симметричной линзы облучатель является точечным, а в случае цилиндрической — линейным. Связь между координатами  $\varrho$  и  $\vartheta$  граничной поверхности, обращенной к облучателю, определяется следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{d\varrho}{d\vartheta} = \frac{n \sin(\vartheta - \vartheta')}{n \cos(\vartheta - \vartheta') - 1}. \quad (6.24)$$

Для координат  $z$ ,  $\bar{\varrho}$  точки  $P$  граничной поверхности на апертурной стороне, в которой луч, соответствующий углу  $\vartheta$ , пересекает эту поверхность, справедливо следующее соотношение:

$$\frac{\bar{\varrho} - \varrho \sin \vartheta}{z - \varrho \cos \vartheta} = \operatorname{tg} \vartheta'. \quad (6.25)$$

Другое условие получается из требования синфазности в апертуре. Все лучи электрически должны иметь одинаковую длину и, следовательно, должны быть равны длине осевого луча:

$$\varrho + nl = \varrho_0 + d - z = \varrho_0 + nd.$$

Учитывая, что

$$l = \frac{z - \varrho \cos \vartheta}{\cos \vartheta'},$$

для координаты  $z$  точки  $P$  можно получить следующее выражение:

$$z = \frac{\varrho (\cos \vartheta' - n \cos \vartheta) + d(1 - n) \cos \vartheta'}{\cos \vartheta' - n}. \quad (6.26)$$

Кроме того, для радиальной координаты из выражений (6.25) и (6.26) следует:

$$\bar{\varrho} = \varrho \sin \vartheta + \frac{\sin \vartheta'}{n - \cos \vartheta'} \{d(n - 1) - \varrho(1 - \cos \vartheta)\}. \quad (6.27)$$

Указанными уравнениями обе граничные поверхности определены не однозначно. Можно было бы привлечь еще несколько условий. Например, совершенно произвольно можно положить

$$\vartheta' = \frac{\vartheta}{2}. \quad (6.28)$$

Тогда дифференциальное уравнение (6.24) определяет семейство поверхностей, из которого для соответствующего максимального расстояния  $\varrho_0$  выбирается граничная поверхность  $AC_1A'$ . Граничная поверхность на апертурной стороне получается из уравнений (6.26) и (6.27). В этом случае отношения функции распределения в апертуре к первичной характеристике  $h(\bar{\varrho})/g(\vartheta)$  для вращательно-симметричной или, соответственно,

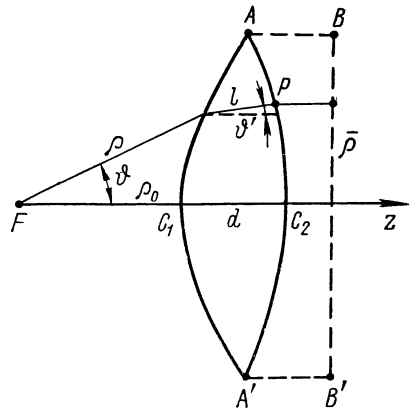


Рис. 6.7. Геометрия замедляющей линзы с двумя преломляющими поверхностями.

$h(y)/g(\vartheta)$  для цилиндрической линзы, как показывает точный расчет, приблизительно постоянны (для цилиндрической линзы это выполняется точнее). Благодаря этому можно получить распределение, обеспечивающее максимальное усиление. Если не фиксировать  $\vartheta'$ , то по заданной характеристике облучателя можно, например, определить ожидаемое амплитудное распределение в апертуре (общего решения этой задачи пока не существует). Линзы с двойным преломлением играют значительную роль при широкоугольном качании луча (см. раздел 6.5).

### 6.1.3. Излучение линзовых антенн

Расчет характеристики излучения линзовых антенн целесообразно производить апертурным методом, причем поле в апертуре определяется методами, указанными в предыдущем разделе. Сообразно с этим поляризация не принимается во внимание, так что поле излучения следует описывать согласно (4.52) с помощью групповой характеристики. Такой подход справедлив только для малых углов излучения и не дает возможности определить свойства поляризации в дальней зоне. В некоторых случаях (например, для металлопластинчатой линзы) поляризация поля в апертуре определяется структурой преломляющей среды. Напротив, для естественных и ряда искусственных диэлектриков возможно возбуждение с произвольной поляризацией. В этих случаях можно определить поле в апертуре, учитывая и вид поляризации, с помощью выведенных ранее формул и затем рассчитать характеристику излучения, например по выражениям (4.33), (4.34).

Ближнее поле линзовых антенн или, соответственно, поле на освещенной стороне линзы при падении на нее плоской волны явилось предметом исследования многих теоретических и экспериментальных работ (см. [6.22] и указанную там литературу). Если на линзу в осевом направлении падает плоская волна, то поле на освещенной стороне в этом направлении при прохождении через точку  $F$  претерпевает скачкообразное изменение фазы на  $180^\circ$  для сферической линзы и, соответственно, на  $90^\circ$  для цилиндрической. Этот так называемый Гцу-эффект проявляется и в параболических зеркальных антеннах.

## 6.2. Однородные диэлектрические линзы

### 6.2.1. Зонированные линзы

Как следует из раздела 6.1.2, линзы могут достигать довольно больших размеров. Поэтому сплошные диэлектрические линзы имеют, как правило, большой вес. Кроме того, они сильно поглощают проходящее излучение, что недопустимо. Однако этот недостаток можно устранить, сделав линзы значительно тоньше. Требуемая синфазность поля в апертуре выполняется, очевидно, до целого числа, кратного  $2\pi$ .

Можно разделить линзу на зоны таким образом, чтобы разность путей пробега лучей в отдаленных зонах была кратной длине волны и чтобы размеры линзы не превышали размеров, необходимых для соблюдения фазового условия.

В качестве простейшего примера рассмотрим диэлектрическую линзу с плоской теневой поверхностью. Теневая поверхность должна быть разделена на зоны так, чтобы пути лучей в соседних зонах отличались на длину волны. Для этого от края линзы внутрь ее проведем сечение до той точки, где разность фаз, обусловленная диэлектриком, будет равна длине волны. Затем представим себе линзу разрезанной до освещенной стороны и про-

ведем отсюда параллельно теневой стороне сечение до точки, где разность фаз снова станет равной длине волны. Такое деление продолжается до середины линзы. Очевидно, что на практике из конструктивных соображений необходимо оставлять конечную минимальную толщину линзы  $d_{\min}$  (рис. 6.8). Так как длина пути лучей в зоне по отношению к соседней изменяется на длину волны, то для глубины зоны  $t$  справедливо следующее соотношение:

$$\frac{t}{\lambda_e} - \frac{t}{\lambda_0} = 1.$$

Следовательно, при  $\lambda_e = \frac{\lambda_0}{n}$

$$t = \frac{\lambda_0}{n-1}, \quad (6.29)$$

так что максимальная толщина линзы

$$d_{\max} = d_{\min} + \frac{\lambda_0}{n-1}. \quad (6.30)$$

(Пример:  $n = 1,6$ ;  $t = \lambda_0 \cdot 1,67$ ).

На рис. 6.9 показан принцип зонирования линзы с двойным преломлением, освещенная сторона которой для простоты принята плоской.

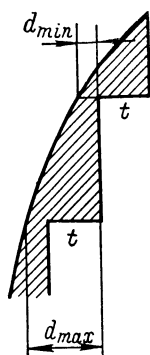


Рис. 6.8. Зонирование плоской теневой граничной поверхности диэлектрической замедляющей линзы.

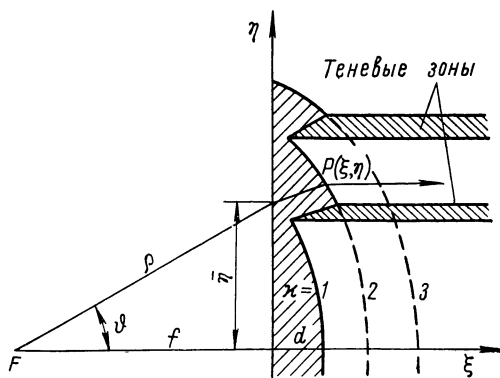


Рис. 6.9. Принцип зонирования диэлектрической замедляющей линзы с двойным преломлением и плоской освещенной граничной поверхностью.

ном случае возникают так называемые теневые зоны, которые не принимают участия в излучении и через которые в режиме приема падающая энергия не поступает в фокус. Такие теневые зоны всегда возникают при зонировании преломляющей поверхности. Они вызывают уменьшение усиления и возрастание добавочных лепестков.

Для поверхностей отдельных зон, обозначенных через  $\kappa = 1, 2, \dots$ , справедливо следующее параметрическое представление (рис. 6.9):

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \{(\kappa - 1) \lambda_0 + (n - 1) d + f - \varrho\} \frac{\sqrt{n^2 \varrho^2 - \bar{\eta}^2}}{n^2 \varrho - \sqrt{n^2 \varrho^2 - \bar{\eta}^2}}; \\ \eta &= \bar{\eta} \left\{ 1 + \frac{\xi}{\sqrt{n^2 \varrho^2 - \bar{\eta}^2}} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

## 6.2.2. Согласование и потери

Тело линзы отрицательно влияет на проходящее через него излучение в основном по двум причинам. Во-первых, происходит частичное отражение энергии на границе воздух — диэлектрик и, во-вторых, возникают потери в преломляющей среде.

В результате этого уменьшается усиление и ухудшается характеристика излучения. Уменьшение усиления вызывается потерями в среде и рассогласованием линзы, а также возникающим изменением распределения поля в апертуре. Ухудшение характеристики излучения тоже обусловливается изменением распределения поля в апертуре, которое можно объяснить наличием многократных отражений между граничными поверхностями. Особенно это сказывается на уменьшении ослабления добавочных лепестков. Поэтому важно осуществить переход из воздуха в диэлектрик по возможности без отражений. Рассмотрим прежде всего отражения на граничных поверхностях или, соответственно, вызываемое ими рассогласование облучателя. Отражения особенно сильно влияют на излучатель в том случае, когда граничная поверхность совпадает с поверхностью равных фаз. При этом все отраженные лучи складываются в фокусе с одинаковой фазой. Для коэффициента отражения от плоской границы раздела воздух — диэлектрик (коэффициент преломления  $n$ ) при нормальном падении справедливо следующее соотношение:

$$\Gamma = -\frac{n-1}{n+1}, \quad (6.32)$$

где  $\Gamma$  — отношение напряженностей электрического поля отраженной и падающей волн. Так как граничная поверхность имеет слабую кривизну, то это соотношение выполняется с хорошим приближением. Если все первичное излучение падает на поверхность, не претерпевая при этом преломления, то коэффициент отражения на облучателе из-за синфазного сложения волн имеет то же значение, что и в (6.32).

В этом случае коэффициент стоячей волны

$$s = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} = n. \quad (6.33)$$

Это выражение справедливо для случая, когда облучатель без линзы идеально согласован и потери не учитываются. Из-за рассогласования облучателя значение коэффициента отражения, определяемого формулой (6.32), увеличивается или уменьшается, в зависимости от фаз отражений на линзе и на облучателе. Однако компенсации обеих частей, как правило, не происходит, так как вследствие больших путей пробега гашение возникает лишь в очень узкой полосе частот. Следовательно, коэффициент стоячей волны в линии питания облучателя линзы из полистирола с одной непреломляющей поверхностью и без специальных мер по согласованию практически (в этом случае в необходимой полосе частот) всегда больше, чем  $s = n = 1,6$ , т. е. имеет величину, которая в большинстве случаев недопустима. Наряду с этим на каждой граничной поверхности из-за отражений происходит потеря мощности приблизительно на 0,25 дБ, что, однако, не имеет существенного значения. Следовательно, сплошная линза с одной непреломляющей поверхностью на практике почти не применяется, за исключением случая, когда приняты специальные меры по согласованию.

В принципе поверхность линзы может быть согласована, если покрыть ее диэлектрическим слоем, действующим как четвертьволновый трансформатор. Материал этого слоя должен иметь диэлектрическую прони-

цаемость  $\varepsilon_r$ , которая равна среднему геометрическому диэлектрических проницаемостей воздуха и среды линзы:

$$\bar{\varepsilon}_r = \sqrt{\varepsilon_r}. \quad (6.34)$$

Толщина слоя  $\delta$  должна быть равна четверти длины волны в этой среде:

$$\delta = \frac{\lambda_{\bar{\varepsilon}}}{4} = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{n}}. \quad (6.35)$$

Такой метод согласования требует довольно больших затрат и поэтому не рекомендуется. Однако четвертьволновый трансформатор можно значительно проще изготовить из диэлектрических полос с одинаковыми диэлектрическими проницаемостями. Действующая диэлектрическая проницаемость, соответствующая «коэффициенту заполнения», меньше, чем проницаемость материала линзы. Для узких линз достаточно одной полосы.

Кроме того, четвертьволновый трансформатор можно выполнить из металлического искусственного диэлектрика, представляющего собой замедляющую среду (см. [6.13] и приведенные там ссылки на литературу), например из металлических дисков, распределенных по поверхности, или из проволочной

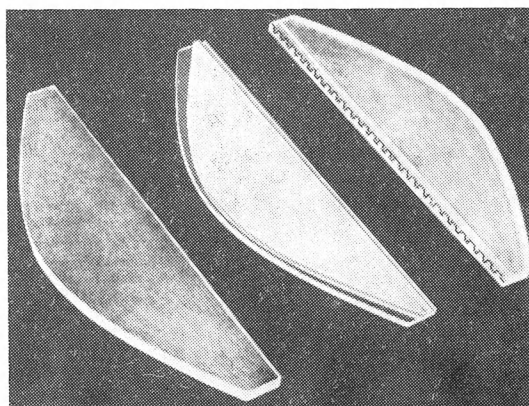


Рис. 6.10. Три диэлектрические цилиндрические линзы с плоскими теньевыми сторонами (по Кону).

сетки, которая помещается непосредственно над внешней поверхностью линзы и действует как реактивное сопротивление. На рис. 6.10 показаны три плоские линзы, из которых левая не имеет специального согласования, в то время как средняя согласована с помощью диэлектрической полосы, а правая — металлического слоя. Коэффициенты согласования этих трех линз, измеренные по методу Кона [6.13], приведены в табл. 6.1.

Другой способ уменьшения отражений от поверхности линзы, действующих на облучатель, состоит в том, что последний смещают из фокуса немного в сторону. Тогда лучи, отраженные от непреломляющей поверхности, пересекаются в точке, являющейся зеркальным изображением

Таблица 6.1

Коэффициенты согласования (коэффициенты стоячей волны) линз, показанных на рис. 6.10

	s
Согласования нет . . . . .	1,61
Согласование с помощью диэлектрических полос . . . . .	1,02
Согласование с помощью металлических дисков . . . . .	1,055
Один облучатель (рупорный излучатель) . . . . .	1,03

облучателя по отношению к оси линзы. При этом хотя из-за смещения облучателя и исключается обратное действие на него отражений, однако остается неблагоприятное влияние на излучение многократных отражений от поверхности линзы.

В зонированных линзах отражение от непреломляющей поверхности (разделенной на зоны) меньше сказывается на согласовании антенны. Полная разность хода отраженных от соседних зон лучей, измеренная в длинах волн, составляет

$$\frac{2l}{\lambda_e} = \frac{2n}{n-1}.$$

Эта величина не является целым числом, так что на облучателе синфазного сложения не происходит. Отдельные участки отраженных волн взаимно гасаются.

Отражения, возникающие на преломляющей поверхности, становятся заметными лишь после многократных отражений и преломлений на облучателе. Их влияние на согласование, как правило, незначительно и теоретически не может быть оценено. Однако возникающая здесь из-за отражений потеря мощности может иметь уже значительную величину, так как при наклонном падении отражается большая часть энергии, чем при нормальном. Это обстоятельство также способствует ухудшению характеристики излучения.

Для оценки возникающих в линзе диэлектрических потерь будем исходить из тангенса угла потерь среды:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} (\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r''). \quad (6.36)$$

Волна ослабляется в среде при прохождении пути в одну длину волны  $\lambda_e$  в  $D_e$  раз, а при прохождении пути  $\lambda_0$  в свободном пространстве — в  $D_0$  раз:

$$D_e = e^{-\pi \operatorname{tg} \delta}; \quad D_0 = e^{-\pi n \operatorname{tg} \delta}. \quad (6.37)$$

Согласно этому затухание  $d_0$  на пути в одну длину волны в свободном пространстве составляет (в дБ)

$$d_0 = -20 \log D_0 = 27,3n \operatorname{tg} \delta. \quad (6.38)$$

Общее затухание, вызываемое диэлектрическими потерями, можно рассчитать следующим образом. Пусть  $|g|^2 \cdot \text{const}$  — плотность потока излучения в среде, выраженная в заданной системе координат [например,  $g = g(\vartheta)$  или  $g = g(\rho)$ ]. Пусть, кроме того,  $l$  — геометрическая длина пути, который проходит луч в диэлектрике, выраженная в той же системе координат. Тогда для плотности потока излучения, выходящего из линзы, справедливо следующее выражение:

$$\text{const} \cdot |g|^2 e^{-2\pi n \operatorname{tg} \delta (l/\lambda_0)},$$

а для полной излучаемой линзой мощности

$$\text{const} \cdot \int_{(F)} |g|^2 e^{-2\pi n \operatorname{tg} \delta (l/\lambda_0)} dF.$$

Если разделить полученное выражение на значение полной входной мощности

$$\text{const} \cdot \int_{(F)} |g|^2 dF,$$



то получим коэффициент  $D_{\text{полн}}^2$ , который характеризует ослабление излучаемой мощности:

$$D_{\text{полн}}^2 = \frac{\int_{(F)} |g|^2 e^{-2\pi n \operatorname{tg} \delta (l/\lambda_0)} dF}{\int_{(F)} |g|^2 dF}. \quad (6.39)$$

После применения первой теоремы интегрального исчисления о среднем интеграл в числителе принимает следующий вид:

$$e^{-2\pi n \operatorname{tg} \delta (l_m/\lambda_0)} \int_{(F)} |g|^2 dF,$$

где  $l_m$  — некоторое среднее значение геометрической длины лучей в среде. С учетом этого

$$D_{\text{полн}}^2 = e^{-2\pi n \operatorname{tg} \delta (l_m/\lambda_0)}. \quad (6.40)$$

Если в зонированной линзе, определяемой формулой (6.29), принять за среднее геометрическое длин лучей в среде значение

$$l \approx \frac{\lambda_0}{n-1}, \quad (6.41)$$

то

$$D_{\text{полн}}^2 \approx e^{-2\pi (n/n'-1) \operatorname{tg} \delta}. \quad (6.42)$$

Общее затухание составит (в дб)

$$d_{\text{полн}} = -27,3n \operatorname{tg} \delta \frac{l_m}{\lambda_0}. \quad (6.43)$$

### 6.2.3. Зависимость от частоты и допуски

Оценим влияние отклонения механических параметров и длины волны от их номинальных значений, не прибегая при этом к статистическим методам.

Согласно (6.4) электрическая длина луча от фокуса до апертуры

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (Q + nl). \quad (6.44)$$

В зонированной линзе длины путей в отдельных зонах различаются на число, кратное  $2\pi$ , так что электрическая длина лучей, проходящих через  $\mu$ -ю зону, определяется следующим выражением:

$$\varphi_\mu = \varphi_1 - 2\pi (\mu - 1) = \frac{2\pi}{\lambda} (Q_\mu + nl_\mu); \quad (6.45)$$

$\varphi_1$  справедливо для зоны, которая соответствует сплошной линзе (на рис. 6.8 и 6.9 — внешняя зона).

Если имеют место незначительные погрешности в определении геометрической длины  $l$  в среде, коэффициента преломления  $n$  и длины волны  $\lambda$ , то для электрической длины в первом приближении справедливо следующее соотношение:

$$\bar{\varphi} = \varphi + \Delta\varphi, \quad (6.46)$$

где

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} \Delta\lambda + \frac{\partial\varphi}{\partial l} \Delta l + \frac{\partial\varphi}{\partial n} \Delta n$$

(индекс обозначения зон  $\mu$  опущен).

Перепишем частные производные в последнем выражении:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = -\frac{1}{\lambda} \Phi;$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial l} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{\partial \rho}{\partial l} + n \right) = \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1)$$

(так как  $l + \rho = \text{const}$ , то  $\partial \rho / \partial l = -1$ );

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 2\pi \frac{l}{\lambda}.$$

Тогда фазовая погрешность в апертуре принимает следующий вид:

$$\Delta \Phi = -\Phi \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + 2\pi (n - 1) \frac{\Delta l}{\lambda} + 2\pi \frac{l}{\lambda} \Delta n; \quad (6.47)$$

используя соотношение  $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta f}{f}$ , это выражение можно записать относительно частоты  $f$ .

$\Delta \Phi$  зависит от места, так как, вообще говоря,  $\Delta l$  и  $\Delta n$  локально непостоянны.

Пусть сначала имеет место погрешность только в коэффициенте преломления  $n$ . Тогда, если потребовать, чтобы максимальная фазовая погрешность в апертуре не превышала

$$|\Delta \Phi| \leq \Delta_m, \quad (6.48)$$

погрешность в коэффициенте преломления составит

$$|\Delta n| \leq \frac{\lambda}{l} \frac{\Delta_m}{2\pi}. \quad (6.49)$$

В большинстве случаев можно принять

$$\Delta_m = \frac{\pi}{8}. \quad (6.50)$$

Если речь идет о зонированной линзе, то справедливо приближенное равенство (6.41).

Если отлично от нуля только  $\Delta l$ , т. е. имеет место погрешность лишь в толщине линзы, то с учетом (6.48) условие максимальной погрешности принимает вид

$$|\Delta l| \leq \frac{\lambda}{n-1} \frac{\Delta_m}{2\pi}. \quad (6.51)$$

В соответствии с этим к зонированным линзам при использовании равенства (6.50) можно предъявить следующие требования в отношении коэффициента преломления и толщины линзы:

$$|\Delta n| \leq \frac{n-1}{16}; \quad |\Delta l| \leq \frac{\lambda}{16(n-1)}. \quad (6.52)$$

Тогда при использовании полистирола в качестве материала линзы ( $n = 1,6$ ) коэффициент преломления может отклоняться от заданного значения максимум на 3,75%, а толщина линзы — приблизительно на 10% длины волны в свободном пространстве.

Для оценки зависимости от частоты положим  $\Delta n = \Delta l = 0$ . Так как для сплошных линз пути лучей до апертуры электрически равны, то в этом случае (если предположить, что коэффициент преломления не

зависит от частоты, и пренебечь многократными отражениями) не возникает изменений свойств излучения с частотой. Ширина полосы для сплошных линз определяется в основном только частотной зависимостью облучателя. Напротив, в случае зонированных линз при заданной частоте электрические пути лучей в различных зонах отличаются на число, кратное  $2\pi$ . Различие в длинах пути изменяется с частотой, причем максимальное отклонение от значения, кратного  $2\pi$ , располагается где-то между внешней и внутренней зонами. Для изменения фазы в 1-й и  $m$ -й зонах справедливы соотношения

$$\Delta\varphi_1 = -\varphi_1 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \varphi_1 \frac{\Delta f}{f}; \quad \Delta\varphi_m = -\varphi_m \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \varphi_m \frac{\Delta f}{f}.$$

Кроме того, согласно (6.45)

$$|\varphi_1 - \varphi_m| = 2\pi(m - 1).$$

Тогда разность отклонений

$$|\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_m| = |\varphi_1 - \varphi_m| \frac{|\Delta f|}{f} = 2\pi(m - 1) \frac{|\Delta f|}{f}.$$

Если опять обозначить максимально допустимое отклонение через  $\Delta_m$ , то допустимое относительное изменение частоты составит

$$\frac{|\Delta f|}{f} \leq \frac{1}{m-1} \frac{\Delta_m}{2\pi} \quad (6.53)$$

и с учетом (6.50)

$$\frac{|\Delta f|}{f} \leq \frac{1}{16(m-1)}. \quad (6.54)$$

Следовательно, для линзы, состоящей из семи зон, максимально допустимое изменение частоты составляет приблизительно 1%. Ширина полосы равна удвоенному значению правой части неравенства (6.53). Большие изменения частоты влекут за собой фазовые погрешности, превышающие  $\pi/8$ .

### 6.3. Металлические ускоряющие линзы и линзы с принудительным преломлением

#### 6.3.1. Параллельные металлические пластины в качестве искусственного диэлектрика. Формы линз

Наиболее употребительным искусственным диэлектриком [6.33] являются параллельно расположенные металлические пластины. Систему из двух параллельных металлических пластин можно рассматривать как предельный случай прямоугольного волновода, у которого одна сторона бесконечно велика. Согласно этому при соответствующем выборе расстояния между пластинами возможны в основном два случая распространения волн между ними. Если электрический вектор параллелен пластинам, то  $\lambda_L > \lambda_0$  (длины волны в свободном пространстве); если электрический вектор перпендикулярен пластинам (следовательно, магнитный вектор параллелен), то  $\lambda_L = \lambda_0$ . Система из нескольких параллельных металлических пластин действует как искусственный диэлектрик, коэффициент

преломления которого зависит от поляризации. Если электрический вектор  $\mathbf{E}$  параллелен пластинам, то длина волны в среде

$$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}. \quad (6.55)$$

Следовательно, коэффициент преломления

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda_L} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}. \quad (6.56)$$

Чтобы волны могли распространяться между пластинами, расстояние между ними должно быть больше, чем половина длины волны:  $a > \frac{\lambda_0}{2}$ . Однако если расстояние между пластинами больше длины волны, то уже

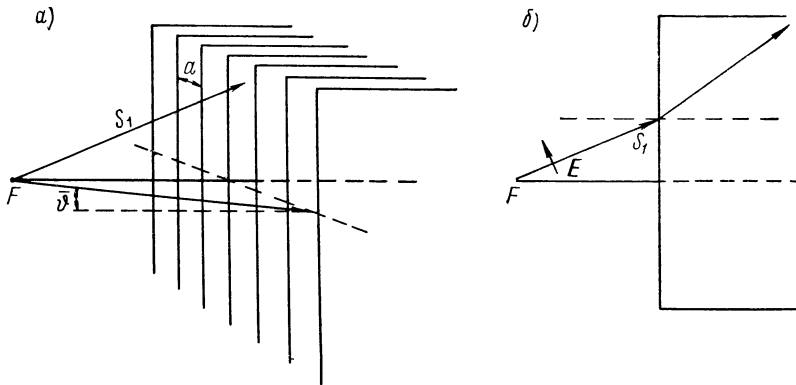


Рис. 6.11. К объяснению процесса преломления в металлопластинчатой среде:  $a$  — расположение пластин в пространстве;  $b$  — сечение параллельно пластинам; электрический вектор параллелен пластинам (случай  $E$ -волны).

могут распространяться более высокие типы волн. Следовательно,  $a$  нужно выбирать в следующих пределах:

$$\frac{\lambda_0}{2} < a < \lambda_0. \quad (6.57)$$

Если магнитный вектор  $\mathbf{H}$  параллелен пластинам, то  $n = 1$ . В этом случае линза теряет свои свойства.

Рассмотрим систему из металлических пластин, представленную на рис. 6.11. О поведении электромагнитной волны, падающей из точки  $F$  на граничную поверхность искусственного диэлектрика, прежде всего можно сказать следующее. Для лучей, плоскость падения которых параллельна пластинам, справедлив закон преломления Снелиуса, причем для  $E$ -волны коэффициент преломления определяется выражением (6.56), а для  $H$ -волны  $n = 1$ . На рис. 6.11,  $b$  показаны падающий и преломленный лучи  $E$ -волны. Для всех прочих лучей закон преломления несправедлив. В частном случае, когда плоскость падения перпендикулярна пластинам, преломление всегда происходит в направлении, параллельном им и перпендикулярном к граничной плоскости, так как волны неизбежно проходят между пластинами. В этом случае говорят о принудительном (constained) преломлении. На основании симметрии и вытекающей отсюда поляризационной зависимости металлопластинчатого диэлектрика это справедливо преимущественно для линз с цилиндрической симметрией

и линейным облучателем. Если исключить симметрирующие линзы (см. раздел 6.3.5), то можно указать три следующих основных вида цилиндрических линз.

а) Линза с естественным преломлением (рис. 6.12, а).

Справедливы те же самые законы, что и в случае соответствующих диэлектрических линз. Различие состоит лишь в том, что  $n < 1$ . Как указывалось в разделе 6.1.2, освещенная граничная поверхность искусственного диэлектрика представляет собой часть эллиптического цилиндра (при условии синфазности в апертуре). Справедливы уравнения (6.6) и (6.19). Из-за частотной зависимости целесообразно выбирать  $n$  не меньше 0,5—0,6.

б) Линза с принудительным преломлением (рис. 6.12, б).

Электрический вектор также параллелен пластинам. Расстояния между пластинами везде одинаковы. Так как лучи принудительно распространяются перпендикулярно к теневой граничной поверхности и поскольку вследствие синфазности в апертуре ход лучей такой же, как

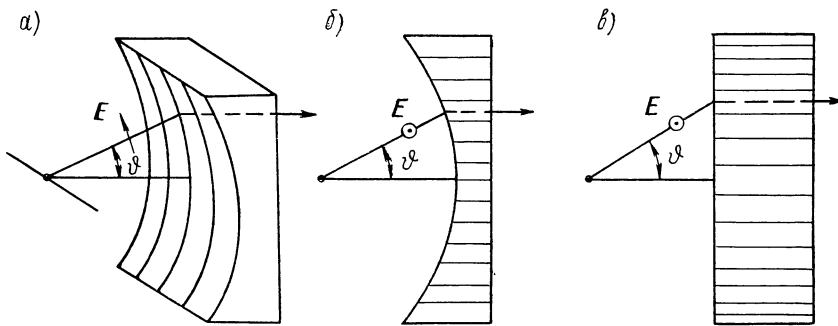


Рис. 6.12. Три основных типа цилиндрических металлопластинчатых линз: а — с естественным преломлением; б — с принудительным преломлением и постоянным расстоянием между пластинами; в — с принудительным преломлением, параллельными сторонами и переменным расстоянием между пластинами.

и у линзы типа а), то при том же расстоянии между пластинами распределение в апертуре аналогично распределению линзы типа а).

в) Линза с принудительным преломлением (рис. 6.12, в).

Обе граничные поверхности плоские. Синфазность в апертуре достигается тем, что расстояние между пластинами уменьшается от центра к краям (поэтому по мере приближения к краям возрастает фазовая скорость).

Комбинируя принципы а) и б), можно получить линзу с круговой симметрией. Такая линза аналогична диэлектрической, только  $n < 1$ . Для освещенной поверхности справедливы уравнения (6.6) или (6.7), а для распределения в апертуре — уравнение (6.17). Толщина линзы, как и в случае цилиндрических линз типов а) и б), не влияет на излучение. Она может быть выбрана исходя из требования хорошего согласования линзы и компенсации отражений от обеих граничных поверхностей.

Как и в случае диэлектрических линз, размеры металлопластинчатых линз могут быть уменьшены путем разбиения их на зоны. На рис. 6.13, а пояснен метод зонирования цилиндрических линз, соответствующих указанному на рис. 6.12, а и б, а также линз с круговой симметрией. Первая центральная зона соответствует сплошной линзе. Вторая зона должна быть ограничена таким образом, чтобы электрическая длина пути  $FP'Q'$  в усеченной линзе была на  $2\pi$  длиннее пути  $FPQ$  в сплошной. Если

обозначить соответствующие электрические пути через  $Q'$  и  $Q$ , то должно выполняться требование

$$\varphi' = \frac{2\pi}{\lambda} (Q + t + nl') = \varphi + 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} (Q + nl) + 2\pi,$$

где  $l = PQ$ ;  $l' = P'Q' = l - t \cos \vartheta$ .

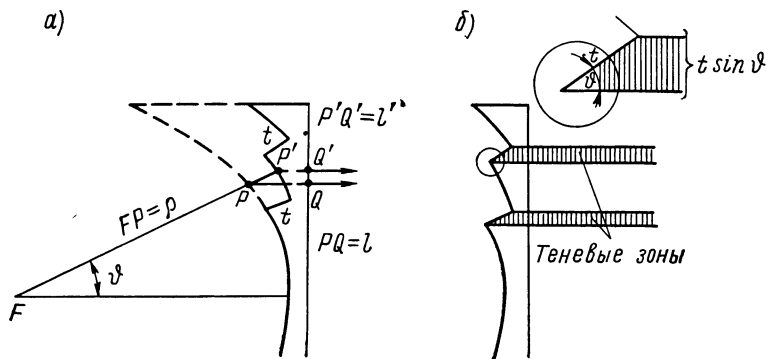


Рис. 6.13. Зонирование освещенной стороны металлопластинчатых линз, изображенных на рис. 6.12, *а* и *б*, или соответствующих им сферических линз: *а* — геометрические величины для описания хода лучей; *б* — теневые зоны.

Аналогичным образом получают другие зоны. Смещение  $t$  отдельных зон друг относительно друга

$$t = \frac{\lambda}{1 - n \cos \vartheta}. \quad (6.58)$$

Как показано на рис. 6.13, *б*, ширина теневых зон составляет  $t \sin \vartheta$ .

### 6.3.2. Согласование и потери в металлопластинчатых линзах

Если электромагнитная волна падает на поверхность металлопластинчатого диэлектрика, то частично она проходит между пластинами, а частично отражается. Соотношение между отражением и прохождением для данной системы зависит от угла падения и от поляризации, а также, в противоположность естественному диэлектрику, от положения плоскости падения относительно плоскости пластин. Так как металлопластинчатый диэлектрик не является однородным, то на граничной поверхности могут возникать более высокие типы волн, которые при точном расчете должны учитываться для выполнения краевых условий на граничной поверхности. Отражение в пространстве вне диэлектрика не подчиняется законам геометрической оптики (угол падения равен углу отражения). Каждый торец действует как вторичный излучатель, так что при больших расстояниях между ними (больше, чем длина волны) в плоскости, перпендикулярной к пластинам, возникает несколько главных максимумов отраженного излучения. Вопрос отражения и прохождения энергии в случае металлопластинчатого диэлектрика достаточно широко освещен в литературе (см., например, [6.6], [6.59], [А 6]). Ограничимся рассмотрением простого случая без учета более высоких типов волн.

Если имеет место естественное преломление [например, при использовании цилиндрической линзы с линейным источником питания (рис. 6.12, *а*)], то отражение на границе с достаточной степенью точности может быть оценено коэффициентом отражения. Для плоской поверхности

или поверхности с малой кривизной и нормального падения волн, как и в случае естественного диэлектрика, справедливо следующее соотношение:

$$\mathbf{r} = \frac{1-n}{1+n} e^{j\psi}. \quad (6.59)$$

Здесь дополнительно должна быть введена фаза  $\psi$ , так как эффективная поверхность отражения, вообще говоря, не совпадает с поверхностью, образованной краями пластин (за эффективную поверхность отражения принимается поверхность, на которой, как при коротком замыкании двухпроводной линии, между прямой и обратной волнами возникает разность фаз  $180^\circ$ ). Фаза  $\psi$ , как правило, мала и положительна, т. е. эффективная отражающая поверхность расположена в диэлектрике на некотором удалении от краев. С увеличением расстояния между пластинами, т. е. при  $n \rightarrow 1$ , коэффициент отражения уменьшается до нуля. При  $n = 0$  вся падающая энергия отражается. На практике в качестве нижней границы для коэффициента преломления, как упоминалось выше, может быть принято значение 0,5, при котором отражается приблизительно 11% энергии. При выходе волны из пластинчатой среды для коэффициента отражения приближенно выполняется соотношение (6.59). Составляющие, отраженные от непреломляющей граничной поверхности, как и в случае диэлектрической линзы, складываются на облучателе в первом приближении синфазно, так что там коэффициент отражения также описывается соотношением (6.59).

В случае принудительного преломления при падении в  $H$ -плоскости (перпендикулярно плоскости пластин) для значения коэффициента отражения приближенно справедливо следующее выражение (см. [А 35, стр. 411]; [6.6]):

$$|\mathbf{r}| = \frac{|\cos \bar{\vartheta} - n|}{|\cos \bar{\vartheta} + n|}. \quad (6.60)$$

При этом  $\bar{\vartheta}$  — угол падения в  $H$ -плоскости (рис. 6.11, а). Формула (6.60) с достаточной степенью точности выполняется в области

$$0 \leq \sin \bar{\vartheta} \leq \frac{\lambda}{a} - 1$$

при  $1 < \frac{\lambda}{a} < 2$ .

При больших углах падения ( $\cos \bar{\vartheta} = n$ ) может возникать явление гашения. Однако в большинстве случаев этот угол уже не лежит в области справедливости формулы (6.60).

При расчете потерь в металлопластинчатой линзе, вызываемых затуханием в линии, будем исходить из коэффициента затухания линии, состоящей из металлических пластин (электрический вектор параллелен пластинам):

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{R_F}{Z_0} \frac{\lambda^2}{a^3 n}. \quad (6.61)$$

$\alpha$  получается из коэффициента затухания прямоугольного волновода, возбуждаемого волной  $H_{10}$  [уравнение (2.119) при  $m = 1$ ], при неограниченном возрастании стороны прямоугольника  $b$ .  $R_F$  представляет поверхностное сопротивление металлических пластин, т. е. сопротивление постоянному току любого квадрата поверхности толщиной  $t$  (глубина проникновения, см. раздел 2.2.6), по которому протекает ток параллельно краям

пластин. При прохождении пути  $z$  поле между двумя пластинами ослабляется, причем степень ослабления определяется множителем

$$D = e^{-\alpha z}. \quad (6.62)$$

Для коэффициента  $D_{\text{полн}}^2$ , который характеризует ослабление всей мощности излучения, проходящей через линзу, по аналогии с линзой из естественного диэлектрика получаем

$$D_{\text{полн}}^2 = \frac{\int_{(F)} |g|^2 e^{-2\alpha l} dF}{\int_{(F)} |g|^2 dF}, \quad (6.63)$$

где  $g$  — распределение поля в апертуре  $F$ ;  
 $l$  — длина луча в среде.

Применяя теорему о среднем, аналогично с выражением (6.40) получим

$$D_{\text{полн}}^2 = e^{-2\alpha l_m}, \quad (6.64)$$

где  $l_m$  — некоторое среднее значение длины луча в среде.

Если в зонированных линзах принять сдвиг отдельных зон  $t$  за среднюю длину пути  $l_m$ , то из выражения (6.58) для средних лучей ( $\cos \vartheta \approx 1$ ) следует:

$$1 - n \approx \frac{\lambda}{l_m} = \frac{\lambda}{t}.$$

Если это соотношение приближенно выполняется для всех лучей, то можно исключить  $n$  из выражения (6.61) и получить

$$2\alpha l_m = \frac{R_F}{Z_0} \frac{\lambda^2}{a^3 \left(1 - \frac{\lambda}{t}\right)}.$$

Тем самым выражение (6.64) принимает следующий вид:

$$D_{\text{полн}}^2 = \exp\left\{-\frac{R_F}{Z_0} \frac{\lambda^2}{a^3 \left(1 - \frac{\lambda}{t}\right)}\right\}, \quad (6.65)$$

и общее затухание составляет (в дБ)

$$-10 \log D_{\text{полн}}^2 = 4,34 \frac{R_F}{Z_0} \frac{\lambda^2}{a^3 \left(1 - \frac{\lambda}{t}\right)}. \quad (6.66)$$

*Пример.* Пусть материалом пластин является латунь ( $R_F = 5,3 \times 10^{-2}$  ом);  $a = 2,3$  см,  $\lambda = 3,2$  см. Отсюда следует, что  $n = 0,6$ ,  $t \approx 8$  см. Общее затухание линзы, зонированной как показано на рис. 6.13, составит  $1,3 \cdot 10^{-3}$  дБ.

Потери, вызываемые рассогласованием, как правило, больше потерь, возникающих из-за конечной проводимости стенок. Однако эти значения справедливы только при безукоризненном качестве поверхностей.

### 6.3.3. Зависимость от частоты и допуски

Оценка влияния механических отклонений и изменений частоты на излучение производится так же, как и в случае линзы из естественного диэлектрика. Так как при этом  $n < 1$ , то для электрической длины лучей в  $m$  различных зонах вместо выражения (6.45) справедливо

$$\Phi_\mu = \Phi_1 + 2\pi(\mu - 1) = \frac{2\pi}{\lambda} (Q_\mu + n l_\mu). \quad (6.67)$$



Для фазового отклонения при небольших изменениях длины волны  $\lambda$ , толщины линзы  $l$  и расстояния между пластинами  $a$  справедливо выражение (6.46), причем необходимо  $n$  заменить на  $a$ .

Используя правило вычисления производной [причем необходимо учесть, что в соответствии с формулой (6.56)  $n$  зависит от  $\lambda$  и от  $a$ ] и соотношение  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta f}{f}$  ( $f$  — частота), для фазовой погрешности получим следующее выражение:

$$\Delta\varphi = \left\{ \varphi + \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{1-n^2}{n} \right\} \frac{\Delta f}{f} - 2\pi(1-n) \frac{\Delta l}{\lambda} + \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{1-n^2}{n} \frac{\Delta a}{a}. \quad (6.68)$$

Если погрешностью обладает  $l$  или  $a$ , то при максимально допустимой фазовой погрешности  $\Delta_m$  получаются следующие условия:

$$|\Delta l| \leq \frac{\lambda}{1-n} \frac{\Delta_m}{2\pi}; \quad (6.69)$$

$$|\Delta a| \leq \frac{an}{1-n^2} \frac{\lambda}{l} \frac{\Delta_m}{2\pi}; \quad (6.70)$$

в частности, при  $\Delta_m = \pi/8$

$$|\Delta l| \leq \frac{\lambda}{16(1-n)}; \quad (6.71)$$

$$|\Delta a| \leq \frac{an}{16(1-n^2)} \frac{\lambda}{l}. \quad (6.72)$$

Если принять во внимание, что излучение изменяется только в том случае, когда фазовые погрешности в апертуре меняются от точки к точке, то оказывается, что зонированные линзы с точки зрения точности изготовления предпочтительнее, чем сплошные. Так как в сплошных линзах длины  $l$  крайних и средних лучей в среде сильно различаются, то при оценке  $\Delta a$  необходимо использовать максимальное значение  $l$ , поэтому к точности изготовления могут предъявляться довольно жесткие требования. Если возникают большие отклонения, то они сказываются на краевых лучах более значительно, чем на средних, в результате чего фазовая погрешность в апертуре сильно зависит от места. В противоположность этому в зонированных линзах длина  $l$  всегда ограничена величиной смещения зон  $t$ . Здесь снова можно приближенно положить

$$1-n \approx \frac{\lambda}{l} \approx \frac{\lambda}{t},$$

так что выражения (6.69) и (6.70) принимают следующий вид:

$$|\Delta l| \leq t \frac{\Delta_m}{2\pi}; \quad (6.73)$$

$$|\Delta a| \leq a \frac{1 - \frac{\lambda}{t}}{2 - \frac{\lambda}{t}} \frac{\Delta_m}{2\pi} \approx \frac{a}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda}{t} \right) \frac{\Delta_m}{2\pi}. \quad (6.74)$$

Для примера, приведенного в конце раздела 6.3.2, получаются следующие требования:  $|\Delta l| \leq 5 \text{ мм}$ ,  $|\Delta a| \leq 0,5 \text{ мм}$ .

Для оценки зависимости свойств металлопластинчатой линзы от частоты или необходимого постоянства частоты для поддержания макси-

мального фазового отклонения  $\Delta_m$  рассмотрим прежде всего максимально возможные разности фазовых погрешностей, предполагая, что  $l$  и  $a$  не имеют погрешностей.

В соответствии с выражением (6.68) справедливы следующие соотношения:

для сплошной линзы

$$|\Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}| = \frac{2\pi}{\lambda} (l_{\max} - l_{\min}) \frac{1-n^2}{n} \frac{|\Delta f|}{f}; \quad (6.75)$$

для зонированной линзы

$$|\Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}| = \left\{ \varphi_{\max} - \varphi_{\min} + \frac{2\pi}{\lambda} (l_{\max} - l_{\min}) \frac{1-n^2}{n} \right\} \frac{|\Delta f|}{f}. \quad (6.76)$$

Если  $\Delta_m$  — максимально допустимая относительная фазовая погрешность, то имеет место следующее требование:

$$|\Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}| \leq \Delta_m. \quad (6.77)$$

Отсюда, используя формулу (6.75), можно легко получить допустимое отклонение частоты или, соответственно, полосу пропускания сплошной линзы.

Для зонированной линзы приближенно можно положить

$$l_{\max} - l_{\min} = t.$$

Кроме того, из выражения (6.67) следует:

$$\varphi_{\max} - \varphi_{\min} = 2\pi (m - 1).$$

Если же теперь, используя равенство  $1 - n = \frac{\lambda}{t}$ , ввести смещение зон  $t$ , то выражение (6.76) переходит в следующее:

$$|\Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}| = 2\pi \left\{ m - 1 + \frac{2 - \frac{\lambda}{t}}{1 - \frac{\lambda}{t}} \right\} \frac{|\Delta f|}{f}. \quad (6.78)$$

Если же ввести  $n$ , то получается простое выражение

$$|\Delta\varphi_{\max} - \Delta\varphi_{\min}| = 2\pi \frac{1 + mn}{n} \frac{|\Delta f|}{f}, \quad (6.79)$$

откуда, учитывая равенство (6.77), можно определить допустимое отклонение частоты или, соответственно, полосу пропускания зонированной линзы. Для металлопластинчатой среды полоса пропускания зонированной линзы больше, чем для сплошной, в противоположность линзам из естественного диэлектрика. Этот результат очевиден, так как электрические свойства естественного диэлектрика (коэффициент преломления) с достаточной степенью точности можно считать частотнонезависимыми, в то время как металлопластинчатый диэлектрик обладает ярко выраженной зависимостью от частоты.

Используя комбинацию зонированной и сплошной линз, из которых первая является собирающей, а вторая — рассеивающей, можно до некоторой степени выравнять частотную характеристику и тем самым увеличить полосу пропускания (см. [А 35, стр. 410] и [6.33]).

### 6.3.4. Волноводы в качестве искусственных диэлектриков

Принцип действия металлопластинчатой линзы легко можно изменить таким образом, чтобы она была пригодна для произвольной эллиптической поляризации. Если вместо одной системы параллельных пластин применить две пересекающиеся системы, то фазовая скорость для обеих составляющих, поляризованных параллельно пластинам, окажется больше скорости света. Если же, в частности, расстояния между пластинами в системах равны, то фазовые скорости для обеих ортогональных составляющих также равны, т. е. эллиптически поляризованная волна получит возможность распространяться в среде без изменения поляризации. Обе пересекающиеся системы пластин образуют в этом случае конструкцию из волноводов квадратного сечения (рис. 6.14). При этом всегда имеет место принудительное преломление. Для получения в апертуре синфазности форму линзы следует выбирать по рис. 6.12, *а, б* или, соответственно, по рис. 6.1, *в*, т. е. освещенная сторона должна быть частью поверхности эллипсоида. Если расстояния между пластинами обеих систем неодинаковы, т. е. волноводы имеют прямоугольное, а не квадратное сечение, то при прохождении излучения через линзу изменяется его поляризация (за исключением случая линейной поляризации, параллельной поверхности пластин). Этот факт может быть использован, например, для получения круговой поляризации. При этом разность электрических длин для обоих направлений выбирается равной  $90^\circ$ , а в качестве питающей применяется волна с линейной поляризацией и наклоном электрического вектора на  $45^\circ$  относительно плоскости пластин. Правда, в этом случае соотношения сторон поперечного сечения волноводов из-за различных длин лучей в линзе следует выбирать различными. Лучшее всего, когда для преобразования поляризации за обычной сплошной линзой располагается соответствующая конструкция из пластин или волноводов. Если она состоит, например, из металлических пластин с параллельными граничными поверхностями и повернута на  $45^\circ$  вокруг оси по отношению к линзе, то излучение линзы с линейной поляризацией может быть преобразовано в произвольное эллиптически поляризованное излучение. Круговая поляризация, в частности, возникает в том случае, если электрическая разность хода лучей в линзе-приставке составляет  $90^\circ$ . Пример подобной системы линз указывают Грэй и Губер [6.25].

Для уменьшения частотной зависимости можно применять волноводы П-образного сечения («мостиковый» волновод), нагруженные на щели [6.46]. В «мостиках» с определенной периодичностью прорезаются поперечные щели. Вследствие этого уменьшается фазовая скорость, так что система действует как замедляющая среда. Электрические свойства улучшаются также при расположении на «мостиках» диэлектрических полос.

Проктор приводит экспериментальные данные о коэффициенте распространения в зависимости от высоты «мостика», ширины и глубины щели, расстояния между щелями, частоты и положения диэлектрических полос.

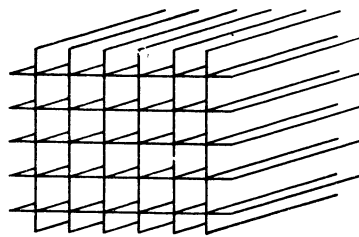


Рис. 6.14. Волноводные линии квадратного сечения в качестве материала для ускоряющих линз с принудительным преломлением и эллиптической поляризацией.

Для уменьшения частотной зависимости можно применять волноводы П-образного сечения («мостиковый» волновод), нагруженные на щели [6.46]. В «мостиках» с определенной периодичностью прорезаются поперечные щели. Вследствие этого уменьшается фазовая скорость, так что система действует как замедляющая среда. Электрические свойства улучшаются также при расположении на «мостиках» диэлектрических полос.

Проктор приводит экспериментальные данные о коэффициенте распространения в зависимости от высоты «мостика», ширины и глубины щели, расстояния между щелями, частоты и положения диэлектрических полос.

### 6.3.5. Линзы с геометрическим выравниванием

В металлопластинчатых линзах, о которых до сих пор шла речь, энергия в среде из металлических пластин всегда распространяется с фазовой скоростью, отличной от скорости света. Это справедливо и в том случае, когда имеет место принудительное преломление. Однако существуют линзы, лучи в которых распространяются без изменения фазовой скорости и по таким путям, что только вследствие различия геометрических длин последних получается требуемое распределение в апертуре.

Такие линзы можно назвать линзами с геометрическим выравниванием путей распространения. Простейшая линза такого рода с граничной поверхностью, обладающей цилиндрической симметрией, состоит (рис. 6.15, а) из системы параллельных металлических пластин, расположенных наклонно к плоскости апертуры. Электрический вектор направлен перпендикулярно плоскостям пластин, поэтому энергия между пластинами

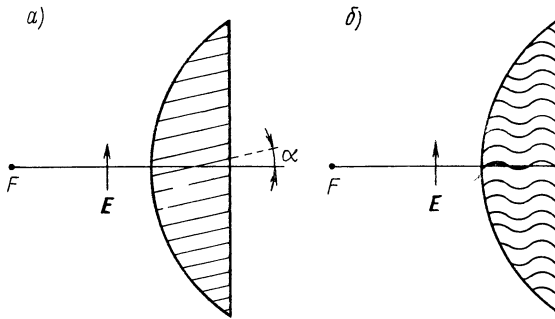


Рис. 6.15. Линзы с геометрическим выравниванием путей распространения: а — состоящая из системы параллельных металлических пластин, расположенных наклонно относительно направления излучения; б — состоящая из волнообразных пластин (змеявиковая линза).

распространяется со скоростью света. Расстояние между пластинами целесообразно выбирать меньше половины длины волны, чтобы исключить возможность распространения волн других типов или вращение плоскости поляризации. Так как средние лучи проходят до апертуры больший путь, чем крайние, то длины всех лучей от  $F$  до нее приблизительно равны, и в апертуре получается приблизительно синфазное распределение.

Включение выравнивающих линз в класс линзовых антенн довольно произ-

вольно и кажется необоснованным, потому что при распространении энергии в среде не происходит изменения фазовой скорости, являющегося самым существенным признаком линз. Однако если отвлечься от сдвига фаз лучей при прохождении их между пластинами, то можно приписать среде замедляющие свойства, обусловленные принудительными обходными путями. Если  $\alpha$  — угол между плоскостью пластин и осью линзы, то осевая составляющая фазовой скорости волны меньше скорости света на множитель  $\cos \alpha$ . Поэтому за эффективный коэффициент преломления такой линзы (рис. 6.15, а) принимают величину

$$n_{эфф} = \frac{1}{\cos \alpha} > 1 \quad (6.80)$$

и в этом смысле считают металлопластинчатую среду замедляющей.

Согласно [А 6, стр. 99] для коэффициента передачи на граничной поверхности линзы справедливо следующее выражение:

$$|\ddot{u}|^2 = \frac{4 \sin \alpha' \cos \beta}{(\sin \alpha' + \cos \beta)^2}. \quad (6.81)$$

Углы  $\alpha'$  и  $\beta$  показаны на рис. 6.16.

Линза с геометрическим выравниванием по сравнению с обычными металлопластинчатыми линзами имеет то преимущество, что не требует

высокой точности установки расстояния между пластинами. Кроме того, по вполне понятным причинам подобные линзы обладают большой широкополосностью. Нежелательное влияние оказывает несимметрия, обусловленная принципом построения линзы. Из-за наклонного распространения волн в среде при симметричном возбуждении распределение в апертуре несимметрично, в результате чего уменьшается усиление и повышается уровень боковых лепестков по сравнению с апертурой с симметричным распределением. Кроме того, вследствие различия фазовых изменений на переходах в апертуре возникает фазовая погрешность, которая в основном линейна. В результате появляется асимметрия вторичного излучения. Фазовая погрешность может быть частично скомпенсирована смещением облучателя в сторону.

В так называемой змеевиковой линзе (рис. 6.15, б) погрешностей, обусловленных асимметрией, не возникает [А 6] [6.33]. Теоретические исследования таких линз и, соответственно, электрических длин лучей до сих пор не проводились. При небольшой кривизне пластин электрическая длина пути приблизительно равна их геометрической длине [6.35]. Экспериментальное сравнение необходимо в каждом конкретном случае.

Более подробную информацию о линзах с геометрическим выравниванием можно получить из литературы (например, [А 6, стр. 101 и сл.]).

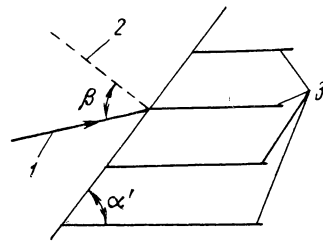


Рис. 6.16. К объяснению формулы (6.81) для коэффициента передачи на граничной поверхности металлопластинчатой среды. Электрический вектор падающей волны лежит в плоскости рисунка.

1 — направление падения; 2 — нормаль к поверхности; 3 — металлические пластины.

## 6.4. Металлические замедляющие линзы и искусственные замедляющие среды

### 6.4.1. Обзор искусственных замедляющих сред

Искусственные диэлектрики, т. е. материалы, в которых могут распространяться электромагнитные волны и которые состоят из искусственно изготовленных проводящих или непроводящих элементов, обладают в основном такими же электрическими свойствами, как и естественные диэлектрики, а в качестве материала для линз они во многих отношениях удобнее их. Преимущество искусственных диэлектриков состоит главным образом в том, что их коэффициент преломления может меняться в широких пределах и они могут быть изготовлены с требуемыми механическими свойствами (вес, прочность, температурная стабильность и т. д.).

Электрические свойства искусственных диэлектриков описываются в основном коэффициентом преломления  $n$ , который, как и в случае естественных диэлектриков, определяется в соответствии с формулой (6.1) отношением скорости света к фазовой скорости в среде. У искусственных диэлектриков  $n$  может быть больше или меньше единицы. Примером искусственного диэлектрика с  $n < 1$  является изображенная на рис. 6.3 металлопластинчатая среда, для которой, вообще говоря, закон преломления Снелиуса несправедлив.

Другие искусственные диэлектрики с  $n < 1$  (искусственные ускоряющие среды) представляют собой конструкции из проволоки или металлических полос, расположенных параллельно электрическому вектору (см. [А 6], [6.45] и указанную там литературу), а также конструкции из

перфорированных металлических пластин, перпендикулярных к направлению распространения. Их частотная характеристика в основном такая же, как и у металлопластинчатого диэлектрика, т. е. вследствие своей структуры они обладают ярко выраженной дисперсией. Распространение энергии в искусственной ускоряющей среде можно сравнить с распространением волны в линии, нагруженной на индуктивность.

Искусственные диэлектрики с  $n > 1$ , которые, следовательно, в основном ведут себя как естественные, не обладают дисперсией, т. е. значительно меньше зависят от частоты, чем ускоряющие среды. Они приблизительно соответствуют линии, нагруженной на емкость (рис. 6.17). Наиболее часто используются пространственные конструкции из дискретных проводящих элементов, как правило, заделанных в естественный диэлектрик. Элементы и расстояния между ними должны быть малы по сравнению с длиной волны (приблизительно  $\lambda/10$  или меньше), чтобы среда была электрически однородной. Наиболее распространенными формами элементов являются металлические сферы, проводники, расположенные параллельно вектору магнитного поля, и круглые или квадратные металлические пластинки [6.13] [6.14] [6.18]. Кроме того, возможны конструкции из нескольких естественных диэлектриков

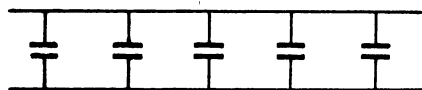


Рис. 6.17. Нагруженная на емкость линия в качестве простой эквивалентной схемы искусственной замедляющей среды.

возможны конструкции из нескольких естественных диэлектриков

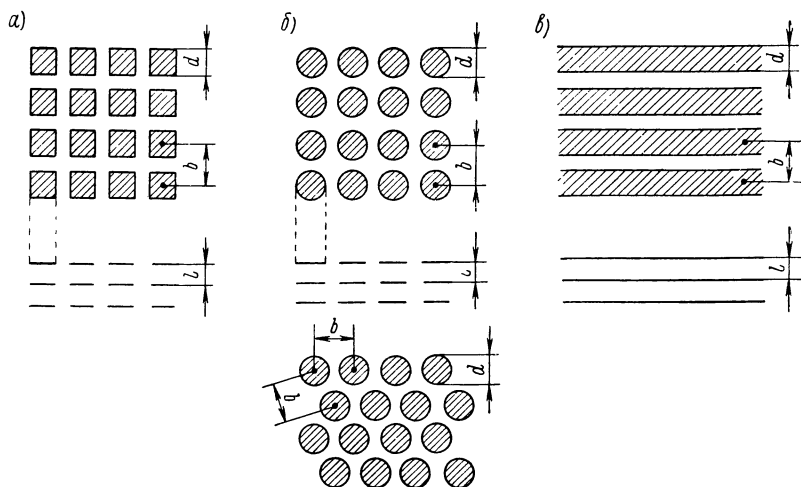


Рис. 6.18. Схематическое изображение некоторых искусственных замедляющих сред, состоящих из квадратных металлических пластинок (а), из металлических дисков (б) и из металлических полос (в).

с различными коэффициентами преломления, например конструкция из кварцевых сфер, помещенных в пенополистирол, или слоистых диэлектриков, состоящих из пластин с различной диэлектрической проницаемостью [6.16] [6.15] [6.13]. При соответствующем выборе размеров элементов коэффициент преломления получает определенное значение в заданных пределах.

Искусственные замедляющие и ускоряющие среды в большинстве случаев анизотропны, т. е. характер распространения волн в них зависит от направления и поляризации. Только в случае симметричных формы и

расположения элементов (например, сфер) среда получается изотропной.

На рис. 6.18 схематически представлено несколько наиболее часто применяемых искусственных замедляющих сред.

#### 6.4.2. Расчет коэффициента преломления искусственных замедляющих сред

Электрическое действие искусственных замедляющих сред, состоящих из дискретных проводящих элементов, можно объяснить по-разному. Можно, например, представить, что электрическая поляризация среды благодаря зарядам, индуцированным при наличии электромагнитного поля, сильно изменяется. Сообразно с этим по аналогии с молекулярной физикой может быть определен вектор поляризации и вычислена относительная диэлектрическая проницаемость. С другой точки зрения металлические элементы представляют собой емкостную нагрузку среды, которая уменьшает фазовую скорость. Обе точки зрения дают качественную оценку свойств искусственной замедляющей среды и могут быть положены в основу количественных методов расчета.

Понятие поляризации среды ведет к следующему методу расчета эффективной диэлектрической проницаемости. Для диэлектрического смещения в естественной среде справедливо соотношение

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (6.82)$$

где  $\mathbf{P}$  — поляризация среды.

Предполагается, что  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{P}$  коллинеарны. В соответствии с этим диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{|\mathbf{P}|}{|\mathbf{E}|} \quad (6.83)$$

или, соответственно,

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{|\mathbf{P}|}{|\mathbf{E}|} \frac{1}{\varepsilon_0}. \quad (6.84)$$

Эти соотношения можно использовать также для искусственных диэлектриков и, исходя из формы и расположения элементов, рассчитать вектор поляризации  $\mathbf{P}$ .

Для этого вектора справедливо

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p}, \quad (6.85)$$

$$\mathbf{p} = q\mathbf{s}, \quad (6.86)$$

где  $N$  — число элементов в единице объема;  
 $\mathbf{p}$  — дипольный момент элемента;  
 $q$  — эквивалентный заряд;  
 $\mathbf{s}$  — вектор, направленный от отрицательного эквивалентного заряда к положительному (рис. 6.19).

Если положить

$$\frac{|\mathbf{p}|}{|\mathbf{E}|} = \alpha \quad (6.87)$$

(где  $\alpha$  — дипольный момент элемента на единицу напряженности), то с учетом выражений (6.84)—(6.86)

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{N\alpha}{\varepsilon_0}. \quad (6.88)$$

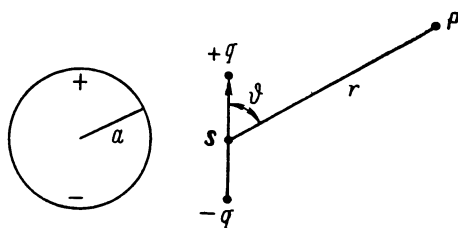


Рис. 6.19. К расчету коэффициента  $\alpha$  и диэлектрической проницаемости искусственной замедляющей среды, состоящей из металлических сфер.

Параметр  $\alpha$  описывает свойства, зависящие от формы элемента. Так как формула (6.88) выведена для электростатического случая, то с достаточной степенью точности она справедлива только при сравнительно малых расстояниях между элементами. Это условие можно практически считать выполненным, если расстояние между центрами соседних элементов меньше, чем  $\lambda/10$ , а максимальные размеры элементов меньше половины расстояния между ними. Взаимное влияние элементов при этом не учитывается. Его приближенно можно учесть, если представить напряженность электрического поля следующим образом:

$$|\mathbf{E}| = E_0 - E_1; \quad (6.89)$$

здесь  $E_0$  — невозмущенное поле, а  $E_1$  — добавочное поле (обусловленное взаимным влиянием элементов), направление которого противоположно невозмущенному полю.

С достаточной степенью точности добавочное поле можно считать пропорциональным дипольному моменту

$$E_1 = c |\mathbf{p}|,$$

а для расчета  $\alpha$  используется невозмущенное поле

$$\alpha = \frac{|\mathbf{p}|}{E_0}.$$

Тем самым получается приближение более высокого порядка для  $\alpha$ :

$$\alpha' = \frac{|\mathbf{p}|}{|\mathbf{E}|} = \frac{1}{\frac{E_0}{|\mathbf{p}|} - \frac{E_1}{|\mathbf{p}|}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} - c} = \frac{\alpha}{1 - \alpha c}. \quad (6.90)$$

В этом случае  $\epsilon_r$  принимает следующий вид:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0(1 - \alpha c)}. \quad (6.91)$$

Точный расчет коэффициента пропорциональности  $c$  практически невозможен. Приближенно справедливо выражение

$$c = \frac{N}{3\epsilon_0}. \quad (6.92)$$

При использовании металлических сфер в качестве элементов коэффициент  $\alpha$  или, соответственно, диэлектрическая проницаемость получаются следующим образом. Потенциал дипольного момента  $\mathbf{p}$  в точке  $P$  (см. рис. 6.19) при  $r \gg |s|$  выражается формулой

$$U_1 = \frac{|\mathbf{p}| \cos \phi}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Благодаря действию внешнего поля между элементом и точкой  $P$  возникает разность потенциалов

$$U_2 = -Er \cos \phi.$$

Для потенциала вне сферы в однородном поле справедливо

$$U = U_1 + U_2.$$

На идеально проводящей сфере потенциал становится равным нулю:

$$[U]_{r=a} = \left\{ \frac{|\mathbf{p}|}{4\pi\epsilon_0 a^2} - Ea \right\} \cos \phi = 0.$$



Из этого уравнения следует:

$$\alpha = \frac{|\mathbf{p}|}{E} = 4\pi\epsilon_0 a^3, \quad (6.93)$$

так что для  $\epsilon_r$  в первом приближении справедливо

$$\epsilon_r = 1 + 4\pi N a^3, \quad (6.94)$$

где  $a$  — радиус сферы. Следует принять во внимание, что  $N$  имеет размерность  $\text{м}^{-3}$ . Если с помощью равенства

$$f = \frac{4}{3} \pi N a^3$$

ввести коэффициент заполнения среды  $f$ , т. е. отношение объема, занятого сферами, ко всему объему, то

$$\epsilon_r = 1 + 3f. \quad (6.95)$$

Для плотно прилегающих друг к другу сфер  $f = \frac{\pi}{6}$ , следовательно, практически всегда

$$f \ll \frac{\pi}{6}.$$

С учетом (6.91) получается приближение для  $\epsilon_r$  более высокого порядка:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{3f}{1-f} \approx 1 + 3f + 3f^2. \quad (6.96)$$

Учет электрической поляризации элементов не дает полного представления о свойствах распространения волн в среде. Ток, индуцированный в элементах высокочастотным полем (который не учитывался при электростатическом методе рассмотрения), оказывает дополнительное влияние на окружающее поле. В результате этого согласно закону Ленца первоначальное поле ослабляется. На языке эквивалентных схем это означает, что к емкостному действию индуцированных зарядов прибавляется еще индуктивное, которое противодействует первому.

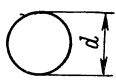
С молекулярной точки зрения это влияние можно оценить, используя эффективную магнитную проницаемость среды, которая меньше единицы.  $\mu_r$  рассчитывается аналогично  $\epsilon_r$  с помощью намагничивания элемента. Эффективный коэффициент преломления

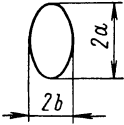
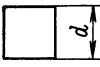
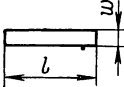
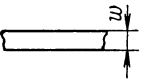
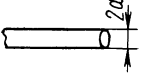
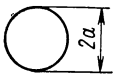

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}.$$

В табл. 6.2 указаны значения  $\epsilon_r$  и  $\mu_r$  для различных форм элементов.

Таблица 6.2

Эквивалентные величины  $\epsilon_r$  и  $\mu_r$  для различных форм элементов

Форма элемента	$\epsilon_r$	$\mu_r$
Тонкие диски 	$\uparrow \epsilon \quad 1 + \frac{2}{3} d^3 N$	$\cdot \mu \quad 1 - \frac{1}{3} d^3 N$

Форма элемента	$\varepsilon_r$	$\mu_r$
<p>Тонкие эллиптические пластинки</p> 	$\uparrow E 1 + \frac{4\pi ab^2 k^2 N}{3(1-k^2)[F(k) - E(k)]}$ $\vec{E} 1 + \frac{4\pi ab^2 k^2 N}{3[E(k) - (1-k^2)F(k)]}$	$\cdot H 1 - \frac{4\pi ab^2 N}{3E(k)}$
<p>Тонкие квадратные пластинки</p> 	$\uparrow E 1 + 1,032d^3 N$	$\cdot H 1 - 0,455d^3 N$
<p>Тонкие прямоугольные пластинки (<math>l \gg w</math>)</p> 	$\uparrow E 1 + \frac{\pi}{4} w^2 l N$	$\cdot H 1 - \frac{\pi}{4} w^2 l N$
<p>Тонкие полосы (неограниченные)</p> 	$\uparrow E 1 + \frac{\pi}{4} w^2 n$	$\cdot H 1 - \frac{\pi}{4} w^2 n$
<p>Круговые цилиндры (неограниченные)</p> 	$\uparrow E 1 + 2\pi a^2 n$	$\uparrow H 1 - 2\pi a^2 n$ $\vec{H} 1 - \pi a^2 n$
<p>Сферы</p> 	$\uparrow E 1 + 4\pi a^3 N$	$\uparrow H 1 - 2\pi a^3 N$
<p>Не очень толстые плоские элементы с объемом <math>\tau</math></p> 	$-$	$\vec{H} 1 - \tau N$

$N$  — число элементов на единицу объема;  $n$  — число элементов на единицу поверхности, перпендикулярной к полосам или цилиндрам;  $k = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$ ;  $E(k)$ ,  $F(k)$  — полные эллиптические интегралы (см., например, [В 3, стр. 55]).

Качественно те же результаты получаются, если определять фазовую скорость или коэффициент преломления методом аналогий с линией. Предполагая, что среда бесконечна в направлении, перпендикулярном направлению распространения, или пренебрегая влиянием границ, все пути лучей, проходящих через среду, можно считать электрически равными. Путь лучей с единичным поперечным сечением может быть представлен в виде линии, причем элементы среды действуют как включенные параллельно реактивные сопротивления  $B$ , которые расположены периодически в линии с волновым сопротивлением  $Z_{\epsilon\mu}$ . Вследствие взаимного влияния элементов, расположенных друг за другом, при незначительных расстояниях между ними действует еще последовательно включенное реактивное сопротивление между элементами  $B'$ . Эквивалентная линия может быть представлена последовательным соединением четырехполюсников указанного на рис. 6.20 вида (см. [6.13, стр. 474]). Расчет элементов позволяет определить эффективный коэффициент преломления среды (см. литературу в [6.13, стр. 473]).

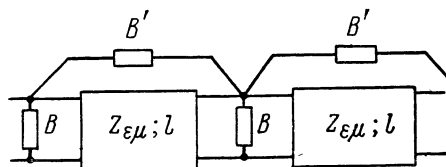


Рис. 6.20. Эквивалентная схема искусственной замедляющей среды для расчета постоянных распространения.

В сложных случаях коэффициент преломления может быть определен только непосредственным измерением. Для компенсации или учета погрешностей, возникающих вследствие отражений и фазовых искажений на граничных поверхностях, применяются методы, известные из техники измерений в линиях (определение матрицы рассеяния промежуточного элемента).

## 6.5. Апланатические линзы. Качение диаграммы направленности в широких пределах

### 6.5.1. Задачи, решаемые с помощью апланатических линз

Иногда в радиолокационной технике возникает необходимость изменять во времени направление излучения антенны по определенному закону, например осуществлять периодическое качание главного лепестка диаграммы излучения (игольчатой диаграммы или веера лепестков) в заданной угловой области. Простейшим примером является радиолокатор кругового обзора, который обследует пространство с помощью вращения лепестка диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости. Механическое качание всей антенны при таких методах нецелесообразно и практически невозможно в тех случаях, когда необходимо обследовать малую угловую область или же требуется очень быстрое качание луча. Примерами этого могут служить качание луча в пределах сектора посадки в горизонтальной и вертикальной плоскостях с помощью радиолокационной станции приземления, коническое качание в случае радиолокационной станции слежения и пространственное качание в случае трехмерного радиолокатора, у которого антенна в горизонтальной плоскости вращается сравнительно медленно, а вертикальное качание происходит с повышенной скоростью.

Если качание луча осуществляется без механического перемещения антенной системы, то говорят об электрическом качании. В случае зеркальных или линзовых антенн качание луча может производиться с помощью сдвига облучателя перпендикулярно оси излучения (а также с помощью

качания зеркала при закрепленном облучателе). Поскольку масса подвижной части значительно меньше массы всей антенны, качание может происходить с относительно большой скоростью.

В случае антенных систем из дискретных элементов качание луча осуществляется путем изменения разности фаз между отдельными излучателями. Оно может быть получено, например, при использовании ферритового фазовращателя или в результате изменения частоты (см. разделы 8.2.4 и 8.3.5).

В данном разделе излагаются методы электрического качания, основанные на смещении облучателя линзовой антенны перпендикулярно оси линзы (угол качания составляет приблизительно  $\pm 30^\circ$ ). Пути лучей до апертуры при сдвиге облучателя линзовой антенны перпендикулярно оси, как показано на рис. 6.21, частично удлиняются, частично укорачиваются, так что апертура синфазно уже не возбуждается. Фазовые фронты расположены наклонно к апертуре, и излучение происходит под углом

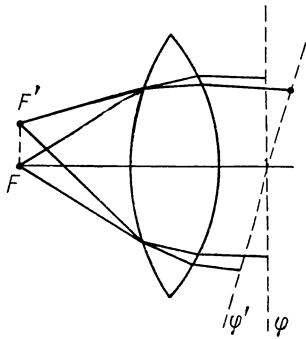


Рис. 6.21. Ход лучей и фазовый фронт на теневой стороне замедляющей линзы со смещенным относительно оси облучателем.

к основному направлению излучения. Однако так как наклонные фазовые фронты, как правило, не плоские, то не может быть получена синфазно возбуждаемая плоская эквивалентная апертура, которая создавала бы в основном такое же излучение, как и нормально возбуждаемая линза. Поэтому при качании форма лепестка диаграммы излучения меняется. В результате этого при работе антенны в режиме приема лучи, поступающие с соответствующего направления, не собираются за линзой в месте смещенного облучателя, а происходит некоторая расфокусировка их. Это явление соответствует известным погрешностям изображения в оптике, в частности (так как мы ограничиваемся фиксированной частотой), астигматизму (неточечное изображение в случае линз с двумя плоскостями симметрии) и коме

(изображение точки в виде запятой в плоскости симметрии цилиндрической линзы). Другие погрешности изображения, являющиеся важными в оптике, не играют в технике СВЧ столь большой роли. Сферическая aberrация (близкие к краям лучи, падающие параллельно оси, в случае линзы, ограниченной сферическими поверхностями, не пересекаются в фокусе) в линзах, описанных в разделе 6.1.2, не возникает, а масштабные погрешности изображения (изменение масштаба в плоскости изображения) могут быть скорректированы при обработке результатов. Следовательно, при проектировании линзы СВЧ для электрического качания луча необходимо решать оптическую задачу получения резкого изображения.

Принципиально это можно осуществить, если расположить несколько линз друг за другом (анастигмат в оптике) или взять очень толстую линзу. Кроме того, резкое изображение в параксиальной области может быть получено при использовании оптики Шмидта [6.24] [6.9]. Однако в технике линз СВЧ, как правило, ограничиваются простыми линзами с двумя преломляющими поверхностями, параметры которых выбираются таким образом, чтобы вблизи оси линзы или в заданных точках изображение было резким. Такие линзы называются апланатическими. Они соответствуют описанным в разделе 6.1.2 линзам с двумя преломляющими поверхностями, но с добавлением некоторых дополнительных условий.

Основными типами апланатических линз являются следующие:

1) простой широкоугольный апланат, который при смещении облучателя перпендикулярно оси не дает погрешности изображения первого порядка, т. е. при его использовании форма лепестка диаграммы излучения сохраняется тем лучше, чем меньше угол качания;

2) бинормальная линза, или линза с двухточечной коррекцией, которая дает резкое изображение в двух точках, расположенных симметрично относительно оси.

Простой широкоугольный апланат в виде диэлектрической цилиндрической линзы исследовался уже давно (обзор более старой литературы приводит Браун [А 6]). Математически он характеризуется условием Аббе (см. раздел 6.5.2). Большое внимание уделялось линзам с двухточечной коррекцией, т. е. тем формам линз, у которых резкое или достаточно резкое изображение получается в областях вне оси. При этом иногда приходится отказываться от получения резкого изображения на оси. Рузе указал принципы построения цилиндрических металлопластинчатых линз с принудительным преломлением, которые дают резкое изображение в двух точках (точнее: в двух фокальных линиях), симметричных относительно оси. В случае изменяющегося по сечению линзы коэффициента преломления (переменное расстояние между пластинами) резкое изображение можно получить также для одной точки, расположенной на оси. Подобный принцип был использован Штернбергом [6.54] при создании диэлектрических линз с двухточечной коррекцией, обладающих цилиндрической или круговой симметрией, и развит Бекефи [6. 12] в том смысле, что при малых отклонениях резкое изображение получается также и на оси. Общий обзор методов проектирования и расчета апланатических диэлектрических линз дают Хольт и Майер [6. 27], а также Клотье и Бекефи [6. 12]. В [6. 27] для определения поверхностей линзы пользуются понятием решетки излучателей (ray-lattice), т. е. рассматривается система точек и связанных с ними направлений, которая дает возможность определить поверхность линзы и соответствующие направления излучения. Из цилиндрических линз, построенных по указанному принципу, вращением поперечного сечения линзы вокруг оси получается линза, обладающая симметрией вращения. При заданных диаметре линзы, коэффициенте преломления и максимальном угле качания фокусное расстояние не может уменьшаться произвольно. В [6.27] рассматривается также зонирование апланатических линз. Проктор и Рис [6. 47] указывают методы определения граничных поверхностей и коэффициента преломления линзы при условии, что среднеквадратичная фазовая погрешность в апертуре в заданной угловой области качания минимальна.

В последующих разделах мы рассмотрим в качестве типичных примеров простой диэлектрический широкоугольный апланат, диэлектрическую линзу с двухточечной коррекцией и металлопластинчатую линзу с двухточечной коррекцией и принудительным преломлением.

#### **6.5.2. Простой диэлектрический широкоугольный апланат**

Линза с двойным преломлением (см. раздел 6.1.2) еще не полностью определяется требованием синфазности в апертуре при помещении облучателя в фокус или на фокальную линию. Рассмотрим поперечное сечение цилиндрической линзы и потребуем дополнительно, чтобы при незначительном смещении облучателя из фокуса перпендикулярно оси в апертуре возникало линейное фазовое отклонение, т. е. чтобы качание луча осуществлялось без изменения формы лепестка диаграммы излучения.

Пусть облучатель смещен из точки  $F$  в точку  $F'$  на небольшой отрезок  $\delta$  (рис. 6.22). При  $\delta \ll FP$  в первом приближении справедливо

$$F'P = FP - \delta \sin \vartheta. \quad (6.97)$$

Кроме того, в первом приближении  $QR$  и  $Q'R'$  параллельны, а пути  $PR$  и  $P'R'$  электрически равны. В соответствии с этим разность электрических длин лучей  $FR$  и  $F'R'$

$$\Delta = \delta \sin \vartheta. \quad (6.98)$$

Чтобы в апертуре возникла линейная фазовая погрешность, абсолютное значение которой пропорционально отклонению  $\delta$ , должна соблюдаться пропорциональность

$$\Delta \sim \delta y. \quad (6.99)$$

Из (6.98) и (6.99) вытекает следующая связь между координатой  $y$  в апертуре и углом облучения  $\vartheta$ :

$$y = f' \sin \vartheta, \quad (6.100)$$

где  $f' = \text{const.}$   $f'$  называется парааксиальным фокусным расстоянием. Равенство (6.100) является условием Аббе, которое должно быть выполнено,

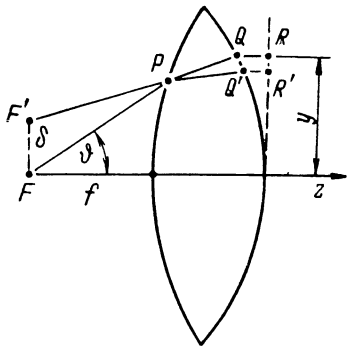


Рис. 6.22. К расчету поворота луча в случае простого диэлектрического широкоугольного апланата.

если требуется осуществить качание луча без изменения в первом приближении формы лепестка диаграммы излучения. Если выразить  $y$  через геометрические длины и углы лучей на освещенной стороне и внутри линзы, то уравнение (6.100) при введенных в разделе 6.1.2 обозначениях переходит в

$$f' \sin \vartheta = q \sin \vartheta + l \sin \vartheta'. \quad (6.101)$$

Отсюда, с учетом (6.24)—(6.27) (причем  $q$  нужно заменить на  $y$ ), получаются уравнения граничных поверхностей линзы. Решение, как правило, производится численными методами.

В простом случае, когда освещенная граничная поверхность является плоской, приближенное выполнение условия Аббе достигается специальным выбором коэффициента преломления. При этом требование равенства электрических длин всех лучей до апертуры (рис. 6.23) гласит:

$$\frac{f}{\cos \vartheta} + nl + d - l \cos \vartheta' = f + nd. \quad (6.102)$$

При  $\vartheta = \vartheta_0$   $l = 0$  и равенство (6.102) переходит в следующее:

$$f \sec \vartheta_0 = f + (n - 1)d \quad \left( \sec \vartheta_0 = \frac{1}{\cos \vartheta_0} \right). \quad (6.103)$$

Из последних уравнений получается

$$l = f \frac{\sec \vartheta_0 - \sec \vartheta}{n - \cos \vartheta'}. \quad (6.104)$$

Далее, принимая во внимание геометрию линзы, из уравнений (6.100) и (6.101) можно найти следующее выражение для  $y$ :

$$y = f \operatorname{tg} \vartheta + l \frac{\sin \vartheta}{n}. \quad (6.105)$$

Сравнение с уравнением (6.100) позволяет получить справедливое при  $\vartheta = 0$  соотношение для  $f'$ :

$$f' = f + \frac{d}{n}. \quad (6.106)$$

Если подставить (6.104) в (6.105), то

$$y = f \operatorname{tg} \vartheta + f \frac{\sin \vartheta}{n} \frac{\sec \vartheta_0 - \sec \vartheta}{n - \cos \vartheta'} \quad (6.107)$$

или, с учетом (6.106), после некоторых преобразований

$$y = f' \sin \vartheta + f \sin \vartheta \times \left\{ \frac{n^2 - n - 1}{n(n-1)} (\sec \vartheta - 1) - \frac{(1 - \cos \vartheta') (\sec \vartheta_0 - \sec \vartheta)}{n(n-1)(n - \cos \vartheta')} \right\}. \quad (6.108)$$

Условие Аббе выполнено, если обращается в нуль выражение в фигурных скобках последнего равенства. Очевидно, что это невыполнимо ни для каких значений угла  $\vartheta$ . Однако множитель перед скобками равен нулю при  $\vartheta = 0$ , кроме того, при  $\vartheta = \vartheta_0$  обращается в нуль второй член в скобках. Следовательно, если первое слагаемое в скобках для любого  $\vartheta$  стремится к нулю, то выражение в фигурных скобках определяется лишь вторым членом и множителем перед скобками и остается малым во всей области. Первый член равен нулю при  $n^2 - n - 1 = 0$ , откуда

$$n = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{5}) \approx 1,62. \quad (6.109)$$

Это означает, что для линзы из полистирола ( $n \approx 1,6$ ) или для линзы с таким же коэффициентом преломления, изготовленной в соответствии с указанными выше принципами, условие Аббе выполнено с хорошей точностью. Кроме того, могут быть легко получены следующие соотношения между  $f'$ ,  $f$ ,  $d$ , шириной апертуры  $b = 2y_0$  и половинным углом раскрыва  $\vartheta_0$ :

$$\left. \begin{aligned} f' &= f + (n-1)d = \frac{f}{\cos \vartheta_0} = \frac{b}{2 \sin \vartheta_0} = \sqrt{f^2 + \frac{b^2}{4}}; \\ (n-1)d &= f' - f = f' - \sqrt{f'^2 - \frac{b^2}{4}}; \end{aligned} \right\} \quad (6.110)$$

параксиальное фокусное расстояние  $f'$  равно длине крайнего луча.

Линза с  $n = 1,6$  и шириной лепестка диаграммы излучения по половинному уровню  $2\vartheta_H = 1,3^\circ$  дает угол качания до  $10^\circ$  (см. [А 6, стр. 76]). При этом отношение фокусного расстояния к ширине апертуры полагалось равным единице ( $f'/b = 1$ ). Полученные результаты применимы и для случая граничных поверхностей с симметрией вращения, если апертура круглая.

В случае квадратной апертуры максимальный угол качания несколько уменьшается, так как крайние лучи из-за влияния углов вносят большую погрешность.

### 6.5.3. Бинормальная диэлектрическая линза

Рассмотрим линзу с двойным преломлением, обладающую цилиндрической симметрией и имеющую коэффициент преломления  $n > 1$ , которая (рис. 6.24) должна давать резкое изображение в обеих точках  $F_1$  и  $F_2$ ,

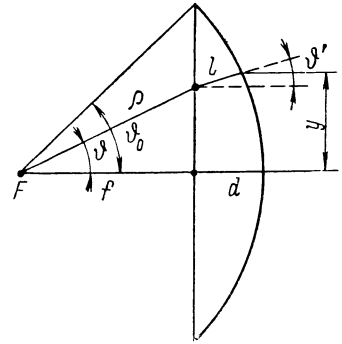


Рис. 6.23. К выводу условия Аббе для замедляющей линзы с плоской освещенной стороной.

расположенных симметрично относительно оси (линза с двухточечной коррекцией, см. [6.12], [6.54]).

Условия для граничных поверхностей получают следующим образом. Пусть ширина линзы  $b = A_1A_2$  и положения фокусов  $F_1(y_1, z_1)$  и  $F_2(-y_1, z_1)$  заданы. Тогда из требования равенства путей  $F_1A_1B_1$  и  $F_1A_2B_2$  определяется угол качания  $\psi$ :

$$\sin \psi = \frac{A_1B_1'}{A_1A_2} = \frac{F_1A_2 - F_1A_1}{A_1A_2}. \quad (6.111)$$

Наклон обеих граничных поверхностей на краю линзы получается из требования параллельности лучей  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$ . При этом (рис. 6.25) краевые зоны рассматриваются как бесконечно малые части зеркально расположенных призм. Из геометрических соображений получается следующая система уравнений для определения углов  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\left. \begin{aligned} & \arcsin \left[ \frac{1}{n} \sin (\alpha + \varepsilon_1) \right] + \\ & + \arcsin \left[ \frac{1}{n} (\sin \beta + \psi) \right] = \\ & = \alpha + \beta; \\ & \arcsin \left[ \frac{1}{n} \sin (\alpha + \varepsilon_2) \right] + \\ & + \arcsin \left[ \frac{1}{n} \sin (\beta - \psi) \right] = \\ & = \alpha + \beta, \end{aligned} \right\} (6.112)$$

где

$$\operatorname{tg} \varepsilon_1 = \frac{\frac{b}{2} - y_1}{-z_1}; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_2 = \frac{\frac{b}{2} + y_1}{-z_1}. \quad (6.113)$$

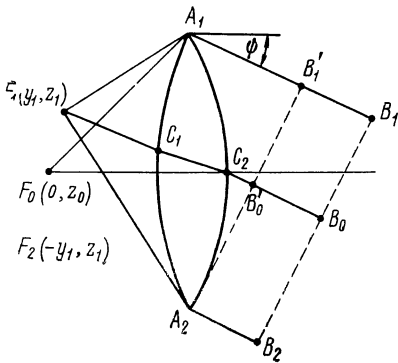


Рис. 6.24. Бинормальная замедляющая линза с двухточечной коррекцией (геометрические величины для вывода условий получения резкого изображения в точках  $F_1$  или  $F_2$ ).

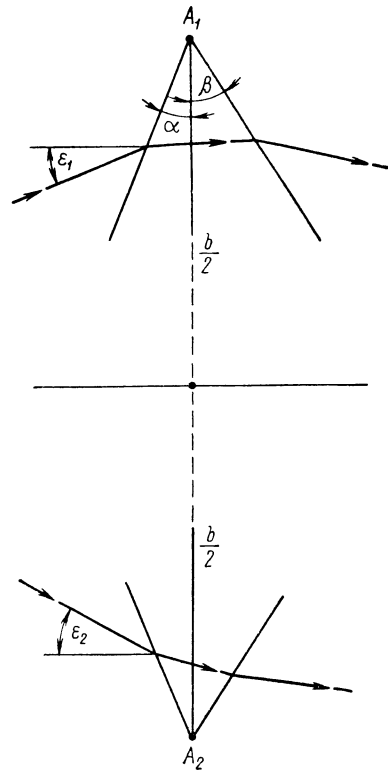


Рис. 6.25. Схематическое изображение краевых зон бинормальной замедляющей линзы для определения углов  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Для полного определения обеих поверхностей линзы необходимо рассмотреть другие проходящие через нее лучи. Граничные поверхности получаются из требования равенства всех электрических длин лучей до апертуры  $A_2B_1'$  или  $B_1B_2$  (рис. 6.24). Для этого освещенную граничную и теневую поверхности целесообразно представить в полярных координатах



$\varrho, \vartheta$  уравнениями вида  $\varrho = \varrho_{1,2}(\vartheta)$ , причем за начало полярных координат выбирается фокус  $F_0$ , т. е. та точка на оси, в которой пересекаются краевые лучи, падающие параллельно оси. Для половинного угла раскрыва  $\vartheta_0$  указанным выше способом получается уравнение

$$\arcsin \left[ \frac{1}{n} \sin(\alpha + \vartheta_0) \right] + \arcsin \left[ \frac{1}{n} \sin \beta \right] = \alpha + \beta, \quad (6.114)$$

откуда следует  $z$ -координата  $z_0$  точки  $F_0$ :

$$-z_0 = \frac{b}{2} \operatorname{ctg} \vartheta_0. \quad (6.115)$$

Функции  $\varrho_{1,2}(\vartheta)$  целесообразно представить в виде степенных рядов, причем вследствие симметрии ряды будут содержать только четные степени. Обычно для простоты ограничиваются тремя членами и получают следующие выражения:

для освещенной граничной поверхности

$$\varrho = \varrho_1 (1 + a_1 \vartheta^2 + b_1 \vartheta^4), \quad (6.116)$$

для теневой граничной поверхности

$$\varrho = \varrho_2 (1 + a_2 \vartheta^2 + b_2 \vartheta^4). \quad (6.117)$$

Для определения шести неизвестных коэффициентов сразу же могут быть указаны четыре уравнения. Прежде всего обе функции при  $\vartheta = \vartheta_0$  должны быть равны отрезку  $F_0 A_1$ :

$$\varrho_\nu (1 + a_\nu \vartheta_0^2 + b_\nu \vartheta_0^4) = F_0 A_1 = \frac{b}{2 \sin \vartheta_0} \quad (\nu = 1, 2). \quad (6.118)$$

Кроме того, известны значения производных обеих функций на краю:

$$\left[ \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{d\vartheta} \right]_{\vartheta=\vartheta_0} = \frac{2a_\nu \vartheta_0 + 4b_\nu \vartheta_0^3}{1 + a_\nu \vartheta_0^2 + b_\nu \vartheta_0^4} = \begin{cases} \operatorname{tg}(\vartheta_0 + \alpha) & \text{для } \nu = 1; \\ \operatorname{tg}(\vartheta_0 - \beta) & \text{для } \nu = 2. \end{cases} \quad (6.119)$$

Остается найти еще два условия, которые выбираются в зависимости от заданных свойств линзы. Чтобы получить изображение как можно более резким в обоих фокусах  $F_1$  и  $F_2$ , расположенных вне оси линзы (линза с двухточечной коррекцией в более узком смысле, см. [6.54]), не требуя этого для  $F_0$  (допущение сферической аберрации), необходимо задать либо синфазность двух крайних лучей из фокуса  $F_1$ , либо синфазность одного луча из этого фокуса (например, среднего луча  $F_1 C_1 C_2 B_0'$ ) и толщину линзы  $d = \varrho_2 - \varrho_1$ . Удобные компромиссные решения, в которых приближенно выполняются оба требования, указывают Клотье и Бекефи [6.12].

Линзы с граничными поверхностями, обладающими симметрией вращения, проектируются подобно цилиндрическим (см., например, [6.27]). Вращательно-симметричная линза с двухточечной коррекцией может быть использована для конического обследования пространства (например, в случае радиолокационной станции слежения за целью). Первичный излучатель при этом вращается вокруг оси по окружности, определяемой фокусами  $F_1$  и  $F_2$ .

#### 6.5.4. Металлопластинчатая линза с двухточечной коррекцией и принудительным преломлением

Рассмотрим цилиндрическую металлопластинчатую линзу, которая предназначена для качания луча в широких пределах. Плоскость качания расположена перпендикулярно к плоскостям пластин, т. е. в плоскости качания имеет место принудительное преломление. Благодаря этому

упрощается решение задачи качания по сравнению с диэлектрической линзой. Коэффициент преломления или, соответственно, расстояние между пластинами полагаются зависящими от места.

При этих предположениях линза может быть описана следующими тремя функциями от  $y$  (рис. 6.26):

1) уравнением освещенной граничной поверхности

$$z = z(y);$$

2) толщиной линзы

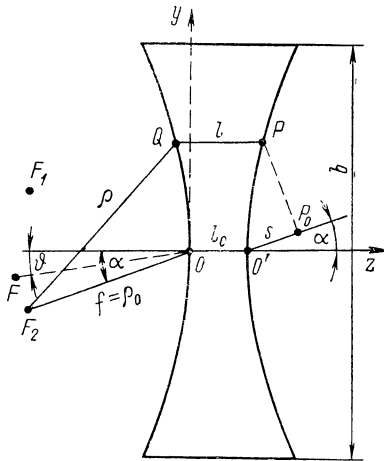
$$l = l(y);$$

3) коэффициентом преломления

$$n = n(y) = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \quad (6.120)$$

при  $a = a(y)$ .

В соответствии с этим следует ожидать, что могут быть заданы три независимых функциональных условия, т. е. условия, которые справедливы во всей области изменения интересующих нас параметров. Два условия



получаются из того, что фокусы  $F_1$  и  $F_2$ , в которых линза должна быть скорректирована, выбираются симметричными относительно оси. Пусть  $\alpha$  — угол между осью линзы и линией  $F_2O$ . Потребуем, чтобы излучение, выходящее из  $F_2$  в направлении, определяемом углом  $\alpha$ , было сфокусировано, т. е. чтобы все электрические пути  $[F_2QP]$  (до целого числа  $m$ , если необходимо предусмотреть возможность зонирования) были равны среднему  $[F_2OO'P_0]$ . (Для отличия от обозначения электрического пути, т. е. общей разности фаз, деленной на  $2\pi$ , символ, обозначающий геометрический путь, заключается в квадратные скобки.) Это требование ведет к условию

Рис. 6.26. Геометрические величины для расчета металлопластинчатой линзы с двухточечной коррекцией и принудительным преломлением.

$$\frac{1}{\lambda_0} \{ \varrho + nl \} = \frac{1}{\lambda_0} \{ \varrho_0 + n_0 l_0 + s + m \lambda_0 \}$$

или

$$\varrho^2 = \{ \varrho_0 + n_0 l_0 - nl + s + m \lambda_0 \}^2. \quad (6.121)$$

Кроме того, с помощью рис. 6.26 могут быть выведены следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \varrho^2 &= (y + \varrho_0 \sin \alpha)^2 + (z + \varrho_0 \cos \alpha)^2; \\ s &= (l - l_0 + z) \cos \alpha + y \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (6.122)$$

Если к верхнему фокусу  $F_1$  предъявляется соответствующее требование (угол излучения  $-\alpha$ ), то получаются аналогичные уравнения, причем в (6.122)  $\sin \alpha$  нужно заменить на  $-\sin \alpha$ . Подстановка (6.122) в (6.121) в обоих случаях дает два уравнения; в которых члены, содержащие  $\sin \alpha$ , можно перенести в одну сторону. Эти выражения равны (так как другие части обоих уравнений также равны). Результирующее уравнение имеет вид

$$n_0 l_0 - nl + (l - l_0 + z) \cos \alpha + m \lambda_0 = 0. \quad (6.123)$$

Поэтому (6. 121) с учетом (6.122) принимает простой вид:

$$(y + \varrho_0 \sin \alpha)^2 + (z + \varrho_0 \cos \alpha)^2 = (\varrho_0 + y \sin \alpha)^2$$

или

$$z^2 + y^2 \cos^2 \alpha + 2\rho_0 z \cos \alpha = 0. \quad (6.124)$$

Выражение (6.124) является уравнением освещенной граничной поверхности линзы. Речь идет об эллиптическом цилиндре с фокальными линиями, проходящими через фокусы  $F_1$  и  $F_2$ . В предельном случае, когда оба фокуса совпадают с осью,  $\alpha$  становится равным нулю и поверхность линзы переходит в поверхность кругового цилиндра. Тогда для выходящих лучей справедливо (вследствие принудительного преломления) условие Аббе:

$$y = f \sin \vartheta.$$

Уравнение (6. 123) можно рассматривать как обобщение принципа Аббе. Недостающее условие может быть получено различными способами. Можно, например, потребовать, чтобы фазовая погрешность в апертуре не только равнялась нулю при помещении облучателя в  $F_1$  и  $F_2$ , но и оставалась возможно меньшей при расположении его в любой точке окружности, проходящей через  $F_1$  и  $F_2$ , с центром в точке  $O$ . При этом целесообразно свести к минимуму среднеквадратичную фазовую погрешность по апертуре и области качания [6.47].

Рузе указывает четыре возможных вида недостающего условия [А 6]. Это условие  $l = l_0 = \text{const}$  (линза постоянной толщины) и, кроме того, условие  $l = l_0 - z$  (линза с плоской теневой граничной поверхностью). Обе линзы просты в изготовлении. Помимо этого он вводит условие синфазности лучей, выходящих из третьей точки  $F_0$ , расположенной на оси (линза с трехточечной коррекцией), и рассматривает, наконец, линзу с  $n = n_0 = \text{const}$ , т. е. с постоянным расстоянием между пластинами. Наиболее важные его результаты сведены в табл. 6.3. Для фазовой погрешности в апертуре учитывались члены второй и третьей степеней. Значения полного угла качания справедливы при допущении максимальной квадратичной фазовой погрешности  $\lambda/6$ , максимальной кубической погрешности  $\lambda/4$  и погрешности  $\lambda/8$ , вызываемой зонированием. В случае линзы с плоской теневой граничной поверхностью при оптимальном фокусном расстоянии возникают только фазовые погрешности более высокого порядка. Эта линза позволяет обеспечить очень большой угол качания. Для подобной линзы с отношением фокусного расстояния к диаметру, равным единице, и шириной основного лепестка по половинному уровню  $2^\circ$  Рузе указывает значение полного угла качания  $110^\circ$ . Однако практически это значение получить невозможно.

Максимальный угол качания, кроме фазовой погрешности, ограничивается также тем, что эффективная апертура уменьшается в отношении  $\cos \alpha$  ( $\alpha$  — угол качания). В результате в такой же степени уменьшается усиление. Кроме того, при большом расстоянии  $a$  между пластинами, а именно при соблюдении неравенства

$$\frac{a}{\lambda} \cong \frac{1}{1 + \sin \alpha}, \quad (6.125)$$

возникают так называемые вторичные основные лепестки на стороне, противоположной направлению качания.

Свойства четырех специальных форм металлопластинчатых линз с двухточечной коррекцией и принудительным преломлением (по Рузе)

Тип линзы	Толщина линзы $l$	Коэффициент преломления $n$	Фазовые погрешности в апертуре (рис. 6.26)	Угол качания, град.	
				$F$ на окружности с центром в $O$	оптимальное расстояние между пластинами
Постоянной толщины	$l_0$	$n_0 + \frac{m\lambda_0 + z \cos \alpha}{l_0}$	$\frac{\alpha^2 - \vartheta^2}{2} \left\{ \frac{y^2}{Q_0} - \frac{\vartheta y^3}{2Q_0^2} \right\}$	$81 \frac{\sqrt{Q_0 \lambda_0}}{b}$	$158 \frac{\sqrt[3]{Q_0^2 \lambda_0}}{b}$
С плоской теневой граничной поверхностью	$l_0 - z$	$\frac{m\lambda_0 + n_0 l_0}{l_0 - z}$	$\frac{\alpha^2 - \vartheta^2}{4} \left\{ \frac{y^2}{Q_0} - \frac{\vartheta y^3}{Q_0^2} \right\}$	$115 \frac{\sqrt{Q_0 \lambda_0}}{b}$	---
С коррекцией в трех точках	$l_0 - z - \frac{Q_0 - \sqrt{(z + Q_0)^2 + y^2}}{1 - \cos \alpha}$	$\frac{1}{l} \{ m\lambda_0 + n_0 l_0 + (l - l_0 + z) \cos \alpha \}$	$\frac{\alpha^2 - \vartheta^2}{4} \left\{ \frac{y^2}{Q_0} - \frac{\vartheta y^3}{Q_0^2} \right\}$	$158 \frac{\sqrt[3]{Q_0^2 \lambda_0}}{b}$	$158 \frac{\sqrt[3]{Q_0^2 \lambda_0}}{b}$
С постоянным расстоянием между пластинами	$l_0 + \frac{m\lambda_0 + z \cos \alpha}{n_0 - \cos \alpha}$	$n_0$	$\frac{\alpha^2 - \vartheta^2}{2} \left\{ \frac{y^2}{Q_0} - \frac{\vartheta y^3}{2Q_0^2} + \frac{y^2 \cos^2 \alpha - 2mQ_0 \lambda_0}{2Q_0(n_0 - \cos \alpha)} \right\}$	$81 \frac{\sqrt{Q_0 \lambda_0}}{b}$	$158 \frac{\sqrt[3]{Q_0^2 \lambda_0}}{b}$

## 6.6. Неоднородные линзы

### 6.6.1. Основные соображения. Принципы расчета

До сих пор мы рассматривали линзы (за исключением изображенной на рис. 6.12, в), коэффициент преломления которых не зависит от координат точки преломления. Теперь рассмотрим линзы с коэффициентом преломления, зависящим от координат, и с криволинейным ходом лучей в толще линзы, в частности с точки зрения решения задачи универсального качания луча. Под этой задачей понимают обеспечение качания луча в неограниченной угловой области без изменения характеристики излучения и исключительно с помощью перемещения облучателя. В частности, при качании в пределах плоскости должна быть обеспечена возможность поворота луча на  $360^\circ$ . Задача универсального качания луча принципиально решается с помощью неоднородных линз. Из-за требования симметрии рассматриваются только линзы, имеющие сферическую (для качания луча в пространстве) и цилиндрическую (для качания луча в плоскости) симметрии, причем это требование относится также к зависимости коэффициента преломления от пространственных координат.

Первая линза со сферической симметрией и зависящим от координат коэффициентом преломления была предложена в 1860 г. Максвеллом и с тех пор известна как линза Максвелла «рыбий глаз». Она обладает свойством при сферической симметрии собирать лучи, выходящие из точки, расположенной на поверхности сферы, в противоположной точке поверхности. На рис. 6.27 показаны ход лучей и волновые фронты в такой линзе. Для лучей, являющихся отрезками эллипса, справедливо уравнение

$$z^2 + y^2 + 2yr \operatorname{ctg} \alpha = r^2; \quad (6.126)$$

здесь  $\alpha$  — угол, который образует касательная к лучу в точке его входа в линзу с соответствующим диаметром. Указанный ход лучей возникает в том случае, если коэффициент преломления  $n$  удовлетворяет уравнению

$$n = n \left( \frac{r}{r} \right) = \frac{2n_1}{1 + \frac{r^2}{r^2}}. \quad (6.127)$$

В центре линзы коэффициент преломления  $n$  имеет значение  $2n_1$  и уменьшается к краям до значения  $n_1$ . Указанные уравнения справедливы в случае сферической и цилиндрической симметрий. Если разрезать линзу посередине вдоль плоскости  $xy$  (перпендикулярно к плоскости рисунка) и рассмотреть только одну ее половину, то лучи, выходящие из плоской граничной поверхности, перпендикулярны к ней. Эта поверхность действует как синфазно возбуждаемая апертура и создает излучение в направлении оси  $z$ . Однако качание луча путем перемещения облучателя вдоль поверхности линзы может осуществляться только в очень ограниченной области, поэтому практического применения линза Максвелла не нашла.

Полное решение задачи универсального качания луча было дано Люнебергом [6.36]. Он показал, что сферическая линза, которая возбуждается в какой-либо точке ее поверхности, преломляет все лучи таким образом, что они выходят из линзы параллельно соответствующему диаметру, если коэффициент преломления удовлетворяет условию

$$n = n \left( \frac{r}{r} \right) = n_1 \sqrt{2 - \frac{r^2}{r^2}} = n_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{r^2}}. \quad (6.128)$$

Следовательно,  $n$  уменьшается от значения  $n_0$  в центре до значения  $n_1 - \frac{n_0}{\sqrt{2}}$  на поверхности. При этом коэффициент  $n_1$  равен коэффициенту

преломления окружающей среды, так как в противном случае при выходе лучей опять будет происходить преломление. На рис. 6.28 показаны ход лучей и волновые фронты в линзе Люнеберга. Лучи опять представляют собой отрезки эллипсов, удовлетворяющих уравнению

$$z^2 - 2yz \operatorname{ctg} \alpha + y^2 (1 + 2 \operatorname{ctg}^2 \alpha) = r^2. \quad (6.129)$$

На рис. 6.29 показана геометрия лучей в линзе Люнеберга (см. [6.52]). Указанные уравнения справедливы также для случая сферической и ци-

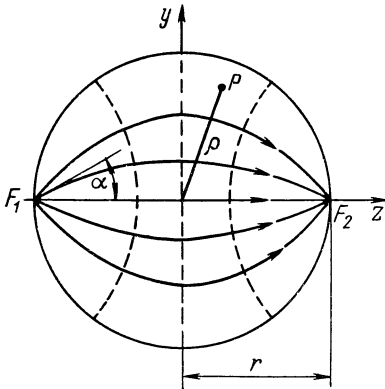


Рис. 6.27. Ход лучей в сферической линзе Максвелла.

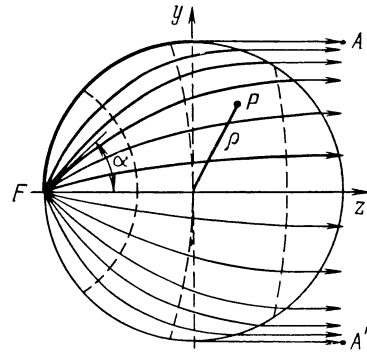


Рис. 6.28. Лучи и волновые фронты в линзе Люнеберга.

— — — — — волновые фронты;  
 ————— лучи.

линдрической симметрий. Линза Люнеберга в самых различных формах исполнения нашла широкое применение в технике СВЧ.

Другой неоднородной линзой, которая хотя и не используется для электрического качания луча, но обладает интересными свойствами в другом отношении, является линза Итона—Липмана [6.21] [6.29]. В случае этой

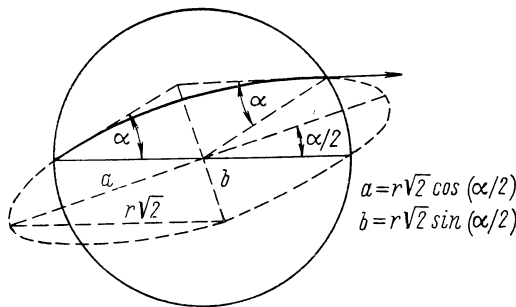


Рис. 6.29. Геометрия лучей в линзе Люнеберга.

линзы, коэффициент преломления которой при сферической или цилиндрической симметрии удовлетворяет уравнению

$$n = \sqrt{2 \frac{r}{\rho} - 1}, \quad (6.130)$$

скалярный метод рассмотрения, т. е. исследование хода лучей без учета векторного характера электромагнитного поля, позволяет установить следующее ее свойство. При падении плоской волны ход лучей изменяется

таким образом, что возникает обратное излучение в направлении падения. Следовательно, при скалярном рассмотрении линза действует как плоский рефлектор. Практически, т. е. при учете векторного характера волн, это свойство возникает только в двумерной (цилиндрической) линзе, в то время как в линзе со сферической симметрией вследствие векторного характера падающей волны в направлении падения обратное излучение отсутствует. Это следует из свойства симметрии сферической линзы. Цилиндрическая линза принципиально может применяться в качестве

радиолокационного отражателя. Однако практического применения она, по-видимому, до сих пор не имеет.

Аналогичными свойствами в отношении отражения падающей плоской волны обладает так называемый рефлектор Люнеберга (рис. 6.30). Здесь речь идет о линзе Люнеберга, у которой часть поверхности покрыта отражающим слоем. При падении плоской волны все лучи сходятся в точке, расположенной на противоположной стороне поверхности линзы, отражаются в этой точке, если она лежит на отражающем слое, и вследствие преломляющих свойств линзы выходят из нее в направлении падения в виде плоской волны. Угловая область, в пределах которой возникает такое отражение, зависит от размеров отражающего слоя. Эта линза тоже может применяться в качестве радиолокационного рефлектора. Однако практически она не используется, так как такими же свойствами обладают более простые устройства (трехгранный отражатель и т. д.).

В отношении поляризации цилиндрическая линза Итона—Липмана и рефлектор Люнеберга ведут себя следующим образом. При падении волны с круговой поляризацией первая не меняет направления вращения при отражении относительно направления распространения, в то время как рефлектор Люнеберга, как и плоский рефлектор, осуществляет поворот направления вращения.

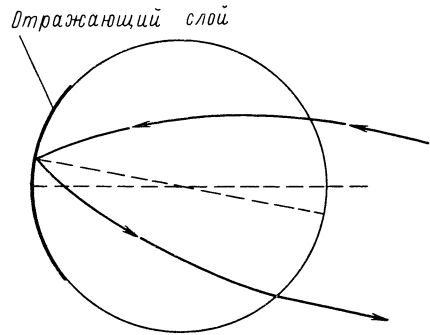


Рис. 6.30. Ход лучей в рефлекторе Люнеберга.

Три типа линз (линза Люнеберга, линза Итона—Липмана, рефлектор Люнеберга) могут быть усовершенствованы в такой степени, чтобы обеспечить получение наперед заданного несимметричного распределения излучения. В такой линзе лучи, идущие от облучателя, расположенного на краю линзы, или от бесконечно удаленного источника, после прохождения через линзу получают заданное распределение. Эту задачу теоретически рассмотрел Кэй [6.29] [6.30]. Коэффициент преломления при этом обычно также зависит от угла.

Наиболее важной из неоднородных линз с точки зрения практического применения является линза Люнеберга, конкретные конструкции которой, используемые на практике, мы рассмотрим в следующем разделе.

### 6.6.2. Типы конструкций линзы Люнеберга, используемые на практике

Линза Люнеберга и различные типы ее конструкций, используемые на практике, неоднократно рассматривались в литературе [6.2] [6.7] [6.10] [6.11] [6.26] [6.32] [6.36]—[6.39] [6.41]—[6.44] [6.55] [6.56] [6.58] [9.99]. Мы остановимся только на важнейших возможностях их реализации.

Сферические линзы изготавливаются из естественных диэлектриков или искусственных замедляющих сред. Линза может быть выполнена, например, из пенополистирола с переменной плотностью. При этом зависимость коэффициента преломления от плотности определяется экспериментально. Для многих целей достаточно изготовить линзу из сферических оболочек с различной диэлектрической проницаемостью, вследствие чего коэффициент

преломления постепенно изменяется в зависимости от расстояния до центра [6.37] [6.42].

Линзы Лüneберга с цилиндрической симметрией применяются довольно часто, а именно в плоском исполнении с использованием металлопластинчатой среды. Принцип построения линзы следующий (рис. 6.31). Две металлические поверхности 1, пространство между которыми заполнено диэлектриком 2, образуют двумерную систему, коэффициент преломления которой для волн, поляризованных параллельно поверхности, зависит от расстояния между пластинами и от относительной диэлектрической проницаемости среды заполнения  $\epsilon_r$ . Справедливо следующее соотношение:

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}, \quad (6.131)$$

где  $a$  — расстояние между пластинами, зависящее от расстояния до центра  $\rho$ .

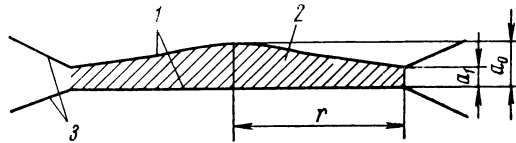


Рис. 6.31. Поперечный разрез через плоскую цилиндрическую линзу Лüneберга.

1 — металлические поверхности; 2 — естественный диэлектрик; 3 — рупор.

Чтобы  $n$  удовлетворяло уравнению (6.128), должно выполняться следующее равенство:

$$\frac{2a}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - n_1^2 \left(2 - \frac{\rho^2}{r^2}\right)}}. \quad (6.132)$$

Если для согласования с окружающим пространством выбрать  $n_1 = 1$ , то

$$\frac{2a}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - 2 + \frac{\rho^2}{r^2}}}. \quad (6.133)$$

Чтобы получить требуемую направленность в вертикальной плоскости, можно установить по периметру конусообразные металлические рупоры 3, так что линза Лüneберга будет действовать как система питания биконического рупора. В качестве облучателя в большинстве случаев служит открытый прямоугольный волновод. Его следовало бы подводить к ребру линзы, так как электрический вектор должен лежать в плоскости линзы (горизонтально). Однако поскольку расстояние между пластинами на краю линзы

$$a_1 = \frac{\lambda_0}{2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (6.134)$$

при обычных диэлектриках меньше, чем широкая сторона поперечного сечения волновода, то последний в этой плоскости должен быть сужен. Это осуществляется, например, так, как указано на рис. 6.32, а; при этом граничная волна благодаря диэлектрику увеличивается (так как при  $\epsilon_r > 2$   $a_1 < \lambda_0/2$ ). Кроме того, как правило, необходимо изменять попереч-



ное сечение волновода в плоскости линзы, что объясняется следующими соображениями.

Как показано на рис. 6.28, при возбуждении линзы Лüneберга изотропным источником на краю эквивалентной апертуры возникает относительно большая амплитуда поля (лучи на краю плотнее). Такое распределение создает диаграмму излучения с относительно высокими вторичными лепестками. Для предупреждения этого недостатка нужно позаботиться о том, чтобы краевые области возбуждались первичным излучателем

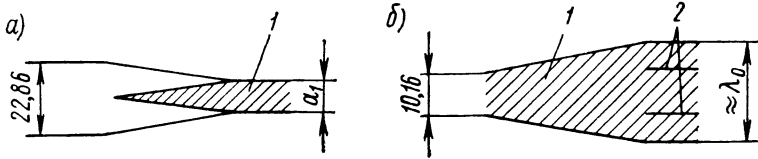


Рис. 6.32. Конструкция облучателя линзы Лüneберга, показанной на рис. 6.31: *а* — сечение в вертикальной плоскости; переход от ширины волновода  $R100$  к высоте  $a_1$  линзы; *б* — сечение в горизонтальной плоскости; переход от узкой стенки волновода к раскрытию излучателя, необходимому для получения предварительной направленности.

1 — диэлектрик; 2 — металлические пластинки.

слабее центральных. Это означает, что в данном случае первичный излучатель не может облучать линзу равномерно, а должен обладать относительно острой направленностью. В качестве критерия можно принять ширину основного лепестка по половинному уровню  $2\vartheta_H \approx 70^\circ$  или несколько меньше, если линза должна действовать как однородно возбуждаемая плоская апертура шириной  $2r$  (добавочные лепестки ослабляются приблизительно на 13 дБ). При более значительном ослаблении добавочных лепестков направленность облучателя должна быть выше (практически еще не удавалось достигнуть очень больших ослаблений добавочных лепестков; ср. [6.7], [6.58]).

Однако указанную направленность облучателя можно получить только в том случае, если его раскрытие в этой плоскости приблизительно равно длине волны. Следовательно, открытый волновод, используемый в качестве облучателя, в плоскости линзы должен расширяться. Это осуществляется, например, так, как показано на рис. 6.32, б. Разделительные металлические пластинки 2 служат для подавления более высоких типов волн.

Если из конструктивных соображений коэффициент преломления на краю линзы должен быть отличным от единицы, то, как было упомянуто выше, происходит дальнейшее преломление лучей на краю линзы и выходящие лучи уже не будут параллельны. В этом случае может быть добавлена, как показано на рис. 6.33, переходная зона с коэффициентом преломления  $n_1 \neq 1$ , которая в направлении излучения ограничена плоскостью. Благодаря этому механизм излучения линзы сохраняется, но на выходе возникает плоский волновой фронт. Однако такой способ ограничивает область качания диаграммы излучения.

Существуют различные модификации линзы Лüneберга, характеризующиеся тем, что один из фокусов больше не находится на граничной поверхности линзы, а другой расположен в бесконечности [6.10] [6.39]

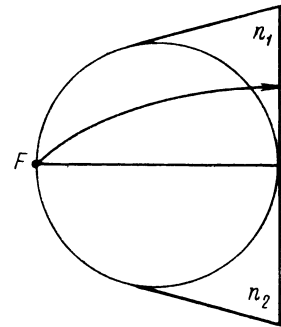


Рис. 6.33. Линза Лüneберга с переходной зоной;  $n_1 \neq 1$ .

[6.40]. Важную роль на практике играют те модифицированные линзы Люнеберга, у которых один фокус расположен внутри или снаружи линзы, тогда как другой остается в бесконечности, следовательно, выходящие лучи параллельны. Фокус должен находиться снаружи, если из конструктивных соображений облучатель не может быть расположен непосредственно на граничной поверхности линзы.

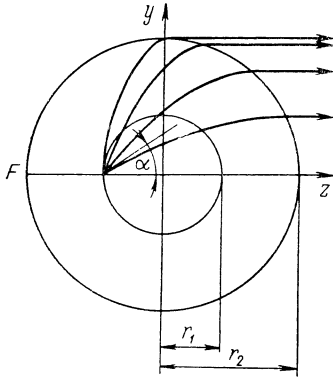


Рис. 6.34. Ход лучей в модифицированной линзе Люнеберга.

С другой стороны, с помощью специальных конструктивных средств облучатель можно вращать внутри корпуса линзы, вслед-

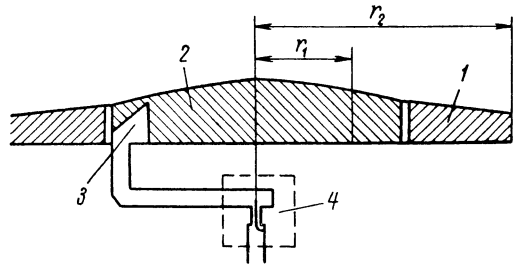


Рис. 6.35. Принцип конструкции модифицированной цилиндрической линзы Люнеберга.  
1 — неподвижная часть; 2 — вращающаяся часть; 3 — облучатель; 4 — вращающийся переход

ствие чего требуемая амплитуда качания первичного излучателя уменьшается. В этом случае коэффициент преломления должен зависеть от координат следующим образом:

$$n = n_2 \sqrt{1 + \frac{r_2^2}{r_1^2} - \frac{q^2}{r_1^2}} = n_1 \sqrt{1 + \frac{r_1^2}{r_2^2} - \frac{q^2}{r_2^2}}; \quad (6.135)$$

здесь  $r_1$  — расстояние от облучателя до центра,  $r_2$  — радиус тела линзы,  $n_2$  — коэффициент преломления на краю линзы и  $n_1$  — коэффициент преломления в месте расположения облучателя.  $n_2$  следует выбирать равным коэффициенту преломления окружающей среды. Пути лучей в линзе опять являются отрезками эллипсов и удовлетворяют уравнению

$$z^2 - 2yz \operatorname{ctg} \alpha + y^2 \left( \operatorname{ctg}^2 \alpha + \frac{r_1^2}{r_2^2 \sin^2 \alpha} \right) = r_1^2, \quad (6.136)$$

где  $\alpha$  — угол наклона луча относительно соответствующего диаметра (рис. 6.34). На рис. 6.35 показан принцип конструкции двумерной модифицированной линзы Люнеберга.

## 7. Зеркальные антенны

### 7.1. Механизм излучения зеркальных антенн

#### 7.1.1. Различные типы зеркальных антенн

Как и в случае линзовых антенн, в основе зеркальных антенн СВЧ лежат оптические принципы. По аналогии с оптическим прожектором в технике СВЧ применяют параболические зеркала, т. е. рефлекторы с поверхностью в виде параболоида. Как правило, зеркальные антенны исполь-

зуют в тех случаях, когда требуется высокая направленность излучения в определенном направлении («игольчатая диаграмма») или когда лепесток диаграммы излучения должен быть узким только в одной плоскости, а в перпендикулярной к ней плоскости допускается более слабая направленность или, в частности, веер лепестков. В первом случае целесообразно применять зеркало в виде параболоида вращения с точечным облучателем или в виде параболического цилиндра с линейным облучателем, а во втором случае — зеркало в виде параболического цилиндра с приблизительно точечным облучателем. Кроме того, зеркальные антенны используются для получения любых заданных характеристик излучения в пределах определенных границ. В этих случаях применяется либо геометрически простая поверхность зеркала (зеркало в виде параболоида вращения и параболического цилиндра) в соединении со специальным, в большинстве случаев линейным, облучателем, либо используется точечный облучатель, а поверхности зеркала придается специальная форма. Наряду с названными основными типами зеркальных антенн применяются другие, более простые типы, которые, однако, обладают меньшей направленностью (например, уголкового отражателя).

В качестве облучателей зеркальных антенн в большинстве случаев применяются рупорные излучатели, а также комбинации щелевых излучателей, диполи или комбинации диполей (прежде всего на более длинных волнах диапазона СВЧ) и другие облучатели специального вида.

#### 7.1.2. Геометрические свойства зеркал, имеющих вид параболоида вращения и параболического цилиндра

Зеркало, обладающее симметрией вращения относительно оси  $z$  (рис. 7.1), является частью параболоида вращения, удовлетворяющего уравнению

$$x^2 + y^2 = 4fz. \quad (7.1)$$

$f = OF$  называется фокусным расстоянием, а  $F$  — фокусом. Параболическое зеркало обладает тем свойством, что все попадающие на него лучи, выходящие из фокуса, отражаются параллельно оси  $z$ .

В цилиндрической системе координат  $\varrho, \psi', z$ , связанной с декартовыми координатами соотношениями

$$x = \varrho \cos \psi', \quad y = \varrho \sin \psi', \quad z = z, \quad (7.2)$$

уравнение параболоида имеет вид

$$\varrho^2 = 4fz. \quad (7.3)$$

Для сферической системы координат  $R, \psi', \vartheta'$  с началом в фокусе (рис. 7.1), которая связана с прямоугольными декартовыми координатами соотношениями

$$x = R \cos \psi' \sin \vartheta', \quad y = R \sin \psi' \sin \vartheta', \quad z = f - R \cos \vartheta', \quad (7.4)$$

справедливо уравнение

$$R = f + z = \frac{2f}{1 + \cos \vartheta'} = \frac{f}{\cos^2 \left( \frac{\vartheta'}{2} \right)}. \quad (7.5)$$

Если раскрыв параболического зеркала представляет собой круговую поверхность, расположенную параллельно плоскости  $xy$ , и если расстояние от раскрыва до плоскости  $xy$  или до вершины параболоида (глубина

параболы) обозначить через  $z_0$ , а диаметр раскрыва через  $d$ , то справедливо соотношение

$$z_0 = \frac{d^2}{16f}. \quad (7.6)$$

Если, кроме того, угол раскрыва параболы равен  $2\vartheta_0$  (смотря из фокуса), то имеют место соотношения

$$\sin \vartheta_0 = \frac{\frac{d}{2f}}{1 + \left(\frac{d}{4f}\right)^2}; \quad \operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{\frac{d}{2f}}{1 - \left(\frac{d}{4f}\right)^2}; \quad \operatorname{tg} \left(\frac{\vartheta_0}{2}\right) = \frac{d}{4f}. \quad (7.7)$$

Как легко можно установить из уравнений параболы, каждая плоскость, параллельная оси  $z$ ; вырезает из параболоида параболу с тем же фокусным расстоянием. Следовательно, для изготовления или для контроля поверхности зеркала необходим только один шаблон в виде параболы.

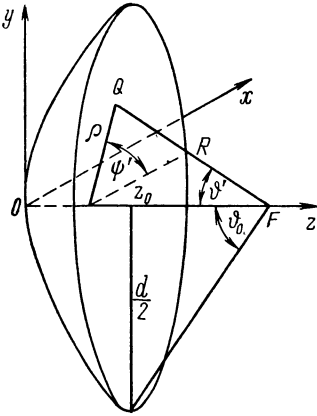


Рис. 7.1. Геометрия зеркальной антенны, имеющей вид параболоида вращения.

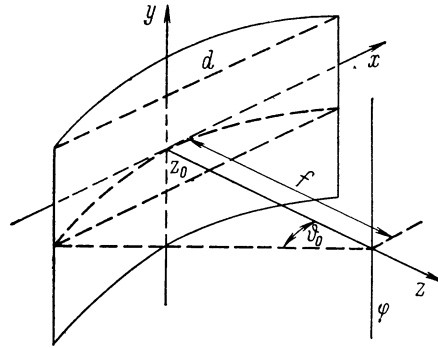


Рис. 7.2. Геометрия зеркальной антенны, имеющей вид параболического цилиндра.

Зеркало в форме параболического цилиндра (рис. 7.2) представляет собой часть поверхности, описываемой уравнением

$$x^2 = 4fz. \quad (7.8)$$

За фокусное расстояние принимают расстояние от фокальной линии до вершины (на рис. 7.2 — до оси  $y$ ). При синфазном возбуждении облучателя, расположенного на фокальной линии, излучение, падающее на зеркало, отражается таким образом, что волновые фронты оказываются параллельными плоскости  $xy$  и распространяются в направлении оси  $z$ .

Для глубины  $z_0$  и ширины  $d$  зеркала в виде параболического цилиндра также справедливо соотношение (7.6). Угол раскрыва параболы  $2\vartheta_0$  (если смотреть из фокальной линии) определяется формулой (7.7).

### 7.1.3. Расчет характеристики излучения, поляризационной характеристики и усиления антенны, имеющей вид параболоида вращения, методом, использующим распределение тока

Положим в основу следующие соображения относительно зеркала, имеющего вид параболоида вращения с произвольным контуром раскрыва, которое возбуждается первичным излучателем, находящимся в фокусе. При расчете распределения излучения методом, использующим распреде-

ление тока, будем считать выполненными предположения, сделанные в разделе 4.2.1. Следовательно, первичный излучатель рассматривается как точечный источник, дальнейшее поле которого возбуждает токи на зеркале, считающемся идеально проводящим. Токи рассчитываются согласно рекомендациям раздела 4.2.2, причем предполагается, что в каждой точке поверхности зеркала первичное излучение представляет собой плоскую волну, падающую на идеально проводящую поверхность, касательную в данной точке к поверхности зеркала. Токи на зеркале считаются источниками вторичного излучения. При этом не принимается во внимание первичное излучение, которое не попадает на зеркало и частично интерферирует с основным излучением зеркала, а частично проходит мимо него и может привести к возникновению заметного обратного излучения или добавочных лепестков, расположенных далеко от основного.

Для описания первичного излучения, распределения тока на зеркале и характеристики излучения введем следующие системы координат (рис. 7.1 и 7.3; см., кроме того, приложение 2):

1) для представления первичного излучения — сферическую систему координат  $R, \alpha, \beta$  с началом в фокусе;

2) для представления поверхностных токов, кроме прямоугольной декартовой, — плоскую полярную систему координат  $\varrho, \psi'$ ;

3) для представления вторичной характеристики (или, соответственно, полной характеристики) — две сферические системы координат  $r, \vartheta, \varphi$  и  $r, \bar{\vartheta}, \bar{\varphi}$  с началом в вершине параболы.

Для характеристики излучения системы токов на зеркале в соответствии с формулами (4.22) и (4.23) справедливо

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = j\omega\mu_0[\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \mathbf{A}_0]], \quad (7.9)$$

где

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{2\pi Z_0} \int_{(F)} e^{-jk(r'-r)} [\mathbf{n}, [\mathbf{e}_R, \mathbf{E}_p]] dF. \quad (7.10)$$

При этом введены следующие обозначения:

$\mathbf{r}$  — единичный вектор в направлении  $OP$  ( $P$  — точка наблюдения в дальнем поле);

$\mathbf{e}_R$  — единичный вектор, направленный от фокуса к точке интегрирования  $Q$  на зеркале;

$\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный по нормали к зеркалу;

$\mathbf{E}_p = \frac{e^{-jkR}}{R} \mathbf{E}_{0p}$  — напряженность электрического поля первичного излучения на зеркале;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число;

$r$  — расстояние  $OP$ ;

$r'$  — расстояние  $QP$  от точки наблюдения до точки интегрирования;

$\omega, \mu_0, Z_0 = 120 \pi \text{ ом}$  — круговая частота, магнитная проницаемость и волновое сопротивление свободного пространства.

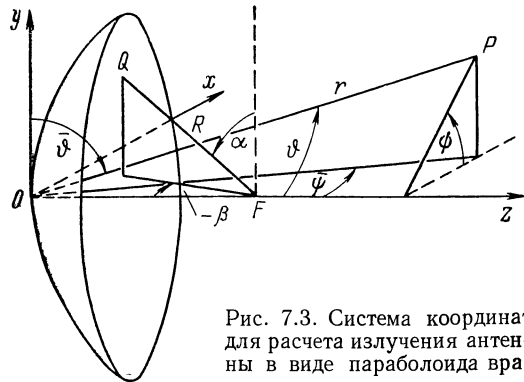


Рис. 7.3. Система координат для расчета излучения антенны в виде параболоида вращения.

Если выразить величины, входящие в выражение (7.10), через координаты  $\varrho, \psi'$  и координаты характеристики излучения, а также ввести единичные векторы  $\mathbf{e}_\vartheta, \mathbf{e}_\psi$  или, соответственно,  $\mathbf{e}_{\bar{\vartheta}}, \mathbf{e}_{\bar{\psi}}$  системы координат, рассмотренной для представления характеристики излучения, то после довольно сложных вычислений (которые здесь не приводятся) получаем для характеристики излучения в системе координат  $r, \vartheta, \psi$  следующее выражение:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi Z_0} \frac{e^{-jkf}}{f} \{ \mathbf{e}_\vartheta E_\vartheta + \mathbf{e}_\psi E_\psi \}, \quad (7.11)$$

где

$$E_{\vartheta, \psi} = \int_{\psi'=\psi'_1}^{\psi'_2} \int_{\varrho=\varrho_1(\psi')}^{\varrho_2(\psi')} \frac{\varrho}{1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2} \frac{e^{jkg}}{W} \{ a_{\vartheta, \psi} E_\alpha + b_{\vartheta, \psi} E_\beta \} d\varrho d\psi'. \quad (7.12)$$

При этом

$$g = \varrho \cos(\psi' - \psi) \sin \vartheta - \frac{\varrho^2}{4f} (1 - \cos \vartheta); \quad (7.13)$$

$$W = \sqrt{1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^4 + 2\left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \cos(2\psi')}; \quad (7.14)$$

$$\left. \begin{aligned} a_\psi &= -\cos \psi - \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \cos(2\psi' - \psi); \\ b_\psi &= \sin \psi - \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \sin(2\psi' - \psi); \\ a_\vartheta &= -b_\psi \cos \vartheta + u \sin \vartheta; \quad b_\vartheta = a_\psi \cos \vartheta + v \sin \vartheta; \\ u &= \frac{\varrho}{2f} \left[ 1 - \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \right] \sin \psi'; \quad v = \frac{\varrho}{2f} \left[ 1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \right] \cos \psi'. \end{aligned} \right\} \quad (7.15)$$

Границы зеркала заданы функциями  $\varrho = \varrho_1(\psi')$  и  $\varrho = \varrho_2(\psi')$  для  $\psi$ , изменяющегося в пределах от  $\psi'_1$  до  $\psi'_2$  (как правило,  $|\varrho_1| \equiv 0$ ).  $E_\alpha$  и  $E_\beta$  — составляющие характеристики первичного излучения

$$\mathbf{E}_{0p} = \mathbf{e}_\alpha E_\alpha + \mathbf{e}_\beta E_\beta. \quad (7.16)$$

В системе координат  $r, \bar{\vartheta}, \bar{\psi}$  для характеристики излучения получается

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi Z_0} \frac{e^{-jkf}}{f} \{ \mathbf{e}_{\bar{\vartheta}} E_{\bar{\vartheta}} + \mathbf{e}_{\bar{\psi}} E_{\bar{\psi}} \}, \quad (7.17)$$

где

$$E_{\bar{\vartheta}, \bar{\psi}} = \int_{\psi'=\psi'_1}^{\psi'_2} \int_{\varrho=\varrho_1(\psi')}^{\varrho_2(\psi')} \frac{\varrho}{1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2} \frac{e^{jkg}}{W} \{ a_{\bar{\vartheta}, \bar{\psi}} E_\alpha + b_{\bar{\vartheta}, \bar{\psi}} E_\beta \} d\varrho d\psi'. \quad (7.18)$$

При этом

$$g = \varrho (\sin \bar{\vartheta} \sin \bar{\psi} \cos \psi' + \cos \bar{\vartheta} \sin \psi') - \frac{\varrho^2}{4f} (1 - \sin \bar{\vartheta} \cos \bar{\psi}); \quad (7.19)$$

$W$  определяется равенством (7.14);

$$\left. \begin{aligned}
 a_{\bar{\theta}} &= \sin \bar{\theta} - \frac{\rho}{2f} \cos \bar{\theta} \cos \bar{\psi} \sin \psi' \left[ 1 - \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \right] + \\
 &+ \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 [\cos \bar{\theta} \sin \bar{\psi} \sin (2\psi') + \sin \bar{\theta} \cos (2\psi')]; \\
 b_{\bar{\theta}} &= -\cos \bar{\theta} \sin \bar{\psi} - \cos \bar{\theta} \cos \bar{\psi} \cos \psi' \frac{\rho}{2f} \left[ 1 + \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \right] - \\
 &- \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 [\cos \bar{\theta} \sin \bar{\psi} \cos (2\psi') - \sin \bar{\theta} \sin (2\psi')]; \\
 a_{\bar{\psi}} &= \frac{\rho}{2f} \left[ 1 - \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \right] \sin \bar{\psi} \sin \psi' + \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \cos \bar{\psi} \sin (2\psi'); \\
 b_{\bar{\psi}} &= -\cos \bar{\psi} + \frac{\rho}{2f} \left[ 1 + \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \right] \sin \bar{\psi} \cos \psi' - \\
 &- \left( \frac{\rho}{2f} \right)^2 \cos \bar{\psi} \cos (2\psi').
 \end{aligned} \right\} \quad (7.20)$$

Это — общие выражения для характеристики излучения зеркальной антенны в двух координатных системах, наиболее употребительных на практике, полученные методом, использующим распределение тока, без сделанных ранее допущений. Для дальнейшего расчета должны быть заданы характеристики излучения облучателя и уравнения границ зеркала. Переход к декартовым координатам для представления токов на зеркале с использованием приведенных в приложении 2 соотношений не является трудным. Система координат для представления первичной характеристики выбирается аналогичной той, в которой обычно выражается характеристика излучения простого облучателя (например, рупорного излучателя).

Если характеристика облучателя не определена, но приблизительно известны обе диаграммы излучения в основных плоскостях  $\alpha = \pi/2$  и  $\beta = 0$ , то в большинстве случаев ее без существенной ошибки можно считать поддающейся разделению и представить в виде произведения обеих диаграмм.

Для дальнейшего рассмотрения введем приближение, в силу которого справедливость приведенных формул ограничивается значениями углов вблизи направления главного излучения  $\vartheta = 0$ . Член разложения  $kg$ , содержащий вторую степень  $\varrho$ , в соответствии с формулой (7.13) имеет вид

$$kg' = \frac{\pi}{2} \frac{\varrho^2}{f\lambda} (1 - \cos \vartheta) \leq \frac{\pi}{8} \frac{d^2}{f\lambda} (1 - \cos \vartheta), \quad (7.21)$$

где  $d$  — наибольшая ширина апертуры ( $\varrho \leq d/2$ ). Если положить  $\vartheta$  настолько малым, что можно пренебречь величиной  $\vartheta^2/12$  по сравнению с единицей (при  $\vartheta = 20^\circ$  из-за этого возникает погрешность, равная приблизительно 1%), то при разложении  $\cos \vartheta$  в ряд Тейлора можно ограничиться квадратичными членами. Тогда

$$kg' \leq \frac{\pi}{8} \frac{d^2}{f\lambda} \frac{\vartheta^2}{2} = \frac{\pi\lambda}{d} \frac{d}{4f} \left( \frac{d\vartheta}{2\lambda} \right)^2. \quad (7.22)$$

Теперь можно положить

$$\frac{d}{4f} \leq 1 \quad (7.23)$$

(при  $d = 4f$  фокус расположен на уровне передней границы зеркала). Пусть далее

$$\frac{d\vartheta}{2\lambda} \leq 1. \quad (7.24)$$

Тем самым при равномерном распределении рассматриваются углы вплоть до второго нулевого значения диаграммы, т. е. с первым боковым лепестком, а при распределении вида  $\cos^2$  (см. раздел 4.3.3), следовательно при ослаблении добавочного лепестка в  $32 \text{ дб}$ , — углы приблизительно до первого нулевого значения, т. е. весь главный лепесток. При обычных распределениях, типичных для параболических антенн, область применимости расчетных формул простирается примерно до середины первого добавочного лепестка. С учетом (7.23) и (7.24) неравенство (7.22) может быть переписано следующим образом:

$$kg' \leq \frac{\pi\lambda}{d}. \quad (7.25)$$

Знак равенства при справедливости (7.23) и (7.24) соответствует границе области интегрирования (при  $\varrho = d/2$ ). Так как, кроме того, при применении принципа Кирхгофа, который лежит в основе метода, использующего распределение тока, и без того нужно положить  $d \gg \lambda$ , то можно принять  $kg' \ll 1$  и пренебречь этим членом в экспонентах под интегралами выражений (7.12) и (7.18).

Тем самым

$$g = \bar{g} = \varrho \cos(\psi' - \psi) \sin \vartheta = \varrho (\sin \bar{\vartheta} \sin \bar{\psi} \cos \psi' + \cos \bar{\vartheta} \sin \psi'). \quad (7.26)$$

В качестве примера возможного возбуждения параболической антенны рассмотрим теперь возбуждение диполем Герца, который ориентирован перпендикулярно оси параболы. В этом случае при круговом раскрытии зеркала выражения для характеристики излучения могут быть довольно просто представлены с помощью разложения в ряд. В случае диполя Герца, расположенного в фокусе в направлении  $y$ , для первичного излучения справедливо (см: раздел 1.4.2)

$$\left. \begin{aligned} E_{\beta} &= 0; \\ E_{\alpha} &= A \sin \alpha = A \frac{W}{1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (7.27)$$

(правая часть получается пересчетом в координаты токов на зеркале).

Тем самым формула (7.12) при использовании приближения (7.26) принимает следующий вид:

$$E_{\vartheta, \psi} = A \int \int \frac{\varrho e^{jk\bar{g}}}{\left[1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2\right]^2} \alpha_{\vartheta, \psi} d\varrho d\psi'. \quad (7.28)$$

Пределы интегрирования те же, что и для формулы (7.12). Аналогичное выражение справедливо и для  $E_{\bar{\vartheta}, \bar{\psi}}$ .

При круглом раскрытии  $\psi'_1 = 0$ ,  $\psi'_2 = 2\pi$ ,  $\varrho_1 = 0$ ,  $\varrho_2 = \varrho_0 = d/2$  ( $d$  — диаметр раскрытия зеркала). В этом случае интегрирование по  $\psi'$  может быть проведено по замкнутому контуру.



Для составляющих  $E_\vartheta$ ,  $E_\psi$  получаем

$$\left. \begin{aligned} E_\vartheta &= A \int_0^{\varrho_0} \frac{\varrho}{\left[1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2\right]^2} \left\{ -\sin \psi \cos \vartheta I_0^{(c)} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 \cos \vartheta [\cos \psi I_2^{(s)} - \sin \psi I_2^{(c)}] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\varrho}{2f} \left[1 - \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2\right] \sin \vartheta I_1^{(s)} \right\} d\varrho; \\ E_\psi &= A \int_0^{\varrho_0} \frac{\varrho}{\left[1 + \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2\right]^2} \left\{ -\cos \psi I_0^{(c)} - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\varrho}{2f}\right)^2 [\sin \psi I_2^{(s)} + \cos \psi I_2^{(c)}] \right\} d\varrho, \end{aligned} \right\} (7.29)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_n^{(s)} &= \int_0^{2\pi} \sin(n\psi') e^{j\xi \cos(\psi' - \psi)} d\psi' = j^n 2\pi \sin(n\psi) J_n(\xi); \\ &\quad \xi = k\varrho \sin \vartheta; \\ I_n^{(c)} &= \int_0^{2\pi} \cos(n\psi') e^{j\xi \cos(\psi' - \psi)} d\psi' = j^n 2\pi \cos(n\psi) J_n(\xi). \end{aligned} \right\} (7.30)$$

(При интегрировании делается замена  $\psi' = \varphi + \psi$ , причем из-за периодичности пределы остаются неизменными; при разложении круговых функций получаются интегралы

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \sin(n\varphi) e^{j\xi \cos \varphi} d\varphi &= 0; \\ \int_0^{2\pi} \cos(n\varphi) e^{j\xi \cos \varphi} d\varphi &= 2 \int_0^{\pi} \cos(n\varphi) e^{j\xi \cos \varphi} d\varphi = j^n 2\pi J_n(\xi). \end{aligned}$$

Если в (7.29) подставить  $t = \varrho/2f$ , то

$$\left. \begin{aligned} E_\vartheta &= 8\pi f^2 A \sin \psi \left\{ -\cos \vartheta (B_0^{(1)} + B_2^{(3)}) + j \sin \vartheta (B_1^{(2)} - B_1^{(4)}) \right\}; \\ E_\psi &= 8\pi f^2 A \cos \psi \left\{ -B_0^{(1)} + B_2^{(3)} \right\}, \end{aligned} \right\} (7.31)$$

где

$$B_n^{(m)} = \int_0^{\tau} \frac{t^m}{(1+t^2)^2} J_n(\zeta t) dt.$$

При этом введены обозначения

$$\tau = \frac{\varrho_0}{2f}; \quad \zeta = 2kf \sin \vartheta. \quad (7.32)$$

Последовательным интегрированием по частям с использованием соотношений

$$\int z^{v+1} J_v(\xi z) dz = \frac{z^{v+1}}{\xi} J_{v+1}(\xi z)$$

интегралы  $B_n^{(m)}$  могут быть представлены рядами (см. [А 44, стр. 344]), т. е.

$$B_n^{(n+1)} = \frac{\xi^n \tau^{2n}}{2^{n+1}(1+\tau^2)} \sum_{v=1}^{\infty} \left( \frac{\tau^2}{1+\tau^2} \right)^v \frac{\Lambda_{n+v}(\xi\tau)}{(v+1)(v+2)\dots(v+n)}; \quad (7.33)$$

$$B_1^{(2)} - B_1^{(4)} = \frac{3}{2} B_1^{(2)} - \frac{3}{\xi} B_2^{(3)} + \frac{1}{2} B_3^{(4)} - \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{1+\tau^2} \frac{J_2(\xi\tau)}{\xi}. \quad (7.34)$$

При этом

$$\Lambda_m(x) = 2^m m! \frac{J_m(x)}{x^m} \quad (7.35)$$

(табулировано, например, в [В 3, стр. 180—188] для  $m$  от 1 до 8).

Между составляющими  $E_{\bar{\theta}, \psi}$  и  $E_{\bar{\psi}, \bar{\theta}}$  существует следующая взаимосвязь

$$\left. \begin{aligned} E_{\bar{\theta}} &= - \frac{E_{\theta} \sin \psi \cos \bar{\theta} + E_{\psi} \cos \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 \psi \sin^2 \bar{\theta}}}; \\ E_{\bar{\psi}} &= \frac{E_{\theta} \cos \psi - E_{\psi} \sin \psi \cos \bar{\theta}}{\sqrt{1 - \sin^2 \psi \sin^2 \bar{\theta}}}. \end{aligned} \right\} \quad (7.36)$$

В соответствии с этим справедливы представления

$$\left. \begin{aligned} E_{\bar{\theta}} &= - \frac{8\pi f^2 A}{\sqrt{1 - \sin^2 \psi \sin^2 \bar{\theta}}} \left\{ -B_0^{(1)} (\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \bar{\theta}) + \right. \\ &\quad \left. + B_2^{(3)} (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi \cos^2 \bar{\theta}) + j \sin \bar{\theta} (B_1^{(2)} - B_1^{(4)}) \right\}; \\ E_{\bar{\psi}} &= 8\pi f^2 A \frac{\cos \psi \sin \psi}{\sqrt{1 - \sin^2 \psi \sin^2 \bar{\theta}}} \times \\ &\quad \times \left\{ -2B_2^{(3)} \cos \bar{\theta} + j \sin \bar{\theta} (B_1^{(2)} - B_1^{(4)}) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (7.37)$$

Тем самым составляющие характеристики излучения представлены в обеих взятых за основу системах координат в функции от  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{\psi}$ .

Пересчет в координаты  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{\psi}$  можно производить с помощью соотношения (П.18), приведенного в приложении 2. Однако, как правило, можно обойтись указанными здесь представлениями.

В главных плоскостях  $\psi = 0^\circ$  и  $\psi = 90^\circ$  составляющая  $E_{\bar{\psi}}$  равна нулю, т. е. поляризация вторичного излучения соответствует поляризации возбуждающего диполя. На рис. 7.4 показаны диаграммы излучения в обеих главных плоскостях.

Для оценки излучения в других угловых областях прежде всего констатируем, что составляющие  $E_{\bar{\theta}}$ ,  $E_{\bar{\psi}}$  в указанной последовательности соответствуют составляющим  $E_\alpha$ ,  $E_\beta$  первичного излучения. Так как при возбуждении диполем в направлении  $y$  имеет место лишь составляющая  $E_\alpha$  первичного излучения, то следует ожидать, что и во вторичном излучении также появится только составляющая  $E_{\bar{\theta}}$ . Однако это не так. Хотя в глав-

ных плоскостях, как мы видели, отлична от нуля лишь «основная составляющая»  $E_{\bar{\varphi}}$ , в других направлениях это справедливо и для составляющей  $E_{\bar{\psi}}$ . Это явление получило название перекрестной поляризации, а  $E_{\bar{\psi}}$  — составляющей перекрестной поляризации. Такие же результаты получаются обычно при возбуждении любым облучателем с линейной поляризацией (первичное излучение называется линейно поляризованным, если при соответствующем положении системы координат отлична от нуля только составляющая  $E_{\alpha}$ ). Для количественной оценки перекрестной поляризации введем коэффициент перекрестной поляризации  $D$ , определяемый формулой

$$D = D(\vartheta, \psi) = \frac{|E_{\bar{\psi}}(\vartheta, \psi)|}{|E_{\bar{\varphi}}|_{\vartheta=0}}; \quad (7.38)$$

$D$  представляет собой отношение составляющей перекрестной поляризации в направлении  $\vartheta, \psi$  к главной составляющей в направлении основного излучения.

В нашем случае

$$|E_{\bar{\varphi}}|_{\vartheta=0} = 4\pi f^2 A \frac{\tau^2}{1 + \tau^2}, \quad (7.39)$$

и  $D$  получается как частное от деления (7.37) на (7.39). Так как в выражении (7.37) для  $E_{\bar{\psi}}$  величина в фигурных скобках не зависит от  $\psi$ , то максимум  $E_{\bar{\psi}}$  относительно  $\psi$  при фиксированном  $\vartheta$  может быть определен рассмотрением множителя, стоящего перед скобками.

Решение экстремальной задачи дает следующую связь между угловыми координатами в максимумах перекрестной поляризации:

$$\cos(2\psi) = -\operatorname{tg}^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \approx -\frac{\vartheta^2}{4}, \quad (7.40)$$

т. е. максимумы имеют место приблизительно при  $\psi = 45^\circ, 135^\circ$ , иначе говоря, — между главными плоскостями. Если в соответствии с введенным выше приближением пренебречь величиной  $\vartheta^2$ , то для коэффициента перекрестной поляризации получим

$$D_m = D_m(\vartheta) = 2 \frac{1 + \tau^2}{\tau^2} |B_2^{(3)}|$$

или с учетом (7.33)

$$D_m = D_m(\vartheta) = \left(\frac{\xi\tau}{2}\right)^2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{\tau^2}{1 + \tau^2}\right)^{\nu} \frac{\Lambda_{2+\nu}(\xi\tau)}{(\nu+1)(\nu+2)}. \quad (7.41)$$

При этом  $D_m$  — коэффициент перекрестной поляризации в виде функции от  $\vartheta$  для значения  $\psi$ , при котором возникает максимум. Обозначения  $\xi$  и  $\tau$  объяснены в формулах (7.32). Коэффициент  $D_m$  может быть легко рассчитан, так как ряд в формуле (7.41) быстро сходится. Обычно ограничиваются тремя-пятью членами. На рис. 7.5 представлена зависимость

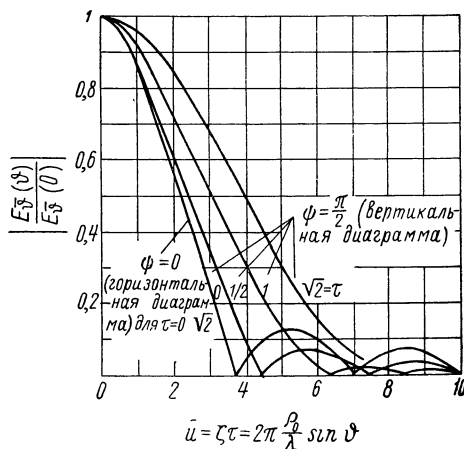


Рис. 7.4. Диаграммы излучения в обеих главных плоскостях антенны, имеющей вид параболоида вращения с круглым раскрытием, при возбуждении диполем Герца.

$D_m$  от  $\zeta = 2kf \sin \phi$  для различных значений  $\tau = \rho_0/2f$ . Максимумы рас-  
положены приблизительно на границе основного лепестка.

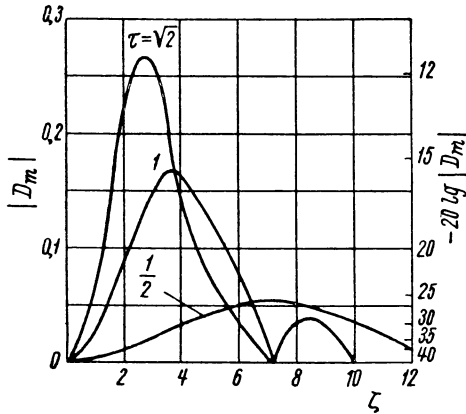
На рис. 7.6 показаны общий вид диаграммы излучения и составляющие  
поля в апертуре зеркала. Если через  $D_{mm}$  обозначить максимум  $D_m$  отно-  
сительно  $\phi$ , т. е. абсолютный максимум коэффициента перекрестной поляри-  
зации, то для ослабления лепестков перекрестной поляризации (в  $\delta\text{б}$ )  
по отношению к основному излучению справедливо

$$d_{mm} = -20 \log D_{mm}. \quad (7.42)$$

Это составляет, например,  $d_{mm} \approx$   
 $\approx 15,5 \text{ дб}$  для  $\tau = \rho_0/2f = 1$  и  $d_{mm} \approx$   
 $\approx 25,5 \text{ дб}$  для  $\tau = 0,5$ .

Количественно подобные же цифры  
характеризуют возбуждение круго-  
вой параболической антенны дипо-  
лем с рефлектором или любым дру-  
гим источником с линейной поляри-  
зацией. Так как составляющие пе-  
рекрестной поляризации при малых  
фокусных расстояниях (по сравне-  
нию с раскрывом) относительно ве-  
лики, то во многих случаях (например, в радиолокационных антеннах,  
у которых задано ослабление боковых лепестков в  $23 \text{ дб}$ ) необходимо  
принимать во внимание возможное влияние перекрестной поляризации.  
Джонс [7.36], применив апертурный метод, показал, что при использо-

Рис. 7.5 Коэффициент перекрестной по-  
ляризации в зависимости от  $\tau = \rho_0/2f$ .



во многих случаях (например, в радиолокационных антеннах,  
у которых задано ослабление боковых лепестков в  $23 \text{ дб}$ ) необходимо  
принимать во внимание возможное влияние перекрестной поляризации.  
Джонс [7.36], применив апертурный метод, показал, что при использо-

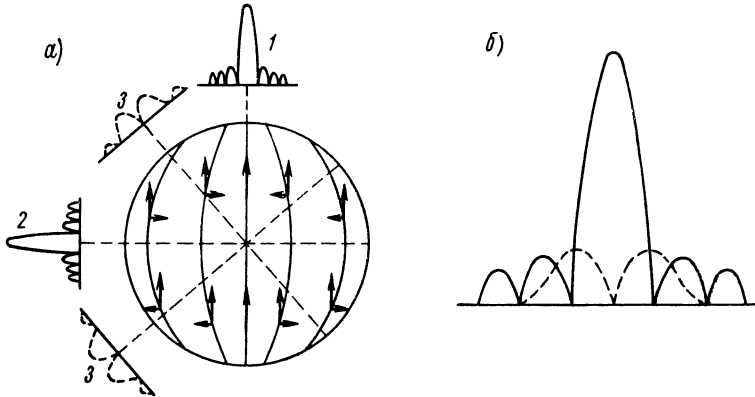


Рис. 7.6. Перекрестная поляризация антенны в виде параболоида вращения с круглым  
раскрывом при возбуждении диполем Герца: а — основные составляющие и составляющие  
перекрестной поляризации в апертуре; диаграммы 1 и 2 основных составляющих в главных  
плоскостях (горизонтальной и вертикальной); диаграммы 3 составляющих перекрестной  
поляризации в плоскостях, наклоненных под углом  $45^\circ$ ; б — диаграммы основных составля-  
ющих и составляющих перекрестной поляризации в плоскостях, наклоненных под углом  $45^\circ$ .  
Максимумы составляющих перекрестной поляризации расположены приблизительно на  
границе основного лепестка.

————— основные составляющие; - - - - - составляющие перекрестной поляризации.

вании магнитного элементарного излучателя в качестве облучателя при  
соответствующей комбинации электрического и магнитного диполей пере-  
крестная поляризация исчезает. Исходя из этого, можно предположить,  
что при возбуждении рупорным излучателем, у которого первичное поле

определяется электрическими и магнитными эквивалентными токами в апертуре, перекрестная поляризация будет проявляться в меньшей мере, чем при питании диполем.

В случае раскрыва рефлектора некруговой формы (например, овальной) расчет излучения простыми методами невозможен, так как при этом необходимо производить численную оценку двойного интеграла в выражении (7.28) (при возбуждении диполем Герца) или (в общем случае) — в формулах (7.12) и (7.18) (ср. [7.74], где также описывается случай дефокусированного возбуждения, и [7.68]).

Полученные результаты с хорошей точностью справедливы также для случая, когда возбуждение осуществляется полуволновым диполем. Несмотря на ограничивающее предположение, что  $\vartheta \ll 1$ , они справедливы в относительно большой угловой области (в области первых добавочных лепестков). Если требуется более высокая точность в большей угловой области, то в подынтегральном выражении для  $B_n^{(m)}$  [см. (7.31)] должен быть добавлен множитель  $\exp(-jkg') = \exp(-jkft^2(1 - \cos \vartheta))$ , после чего произведено численное интегрирование.

Усиление круговой антенны в виде параболоида вращения, возбуждаемой диполем Герца, можно легко рассчитать на основании выведенных соотношений. Прежде всего согласно (7.17) и (7.39) характеристика вторичного излучения в главном направлении определяется выражением

$$\frac{\omega \mu_0}{2\pi z_0} \frac{1}{f} 4\pi f^2 A \frac{\tau^2}{1 + \tau^2} = \frac{4\pi f}{\lambda} A \frac{\tau^2}{1 + \tau^2},$$

в то время как возбуждающий диполь согласно (7.27) в главном направлении ( $\alpha = 90^\circ$ ) для характеристики излучения дает значение  $A$ . По определению квадрат отношения обоих значений равен усилению антенны относительно диполя Герца:

$$G_{Hz} = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{\tau^4}{(1 + \tau^2)^2}. \quad (7.43)$$

Таким образом, усиление относительно сферического излучателя составит [ср. (1.110)]:

$$G = \frac{3}{2} G_{Hz} = \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi f}{\lambda}\right)^2 \frac{\tau^4}{(1 + \tau^2)^2}. \quad (7.44)$$

Тогда для эффективной площади антенны справедливо:

$$A_w = \frac{\lambda^2}{4\pi} G = 6\pi f^2 \frac{\tau^4}{(1 + \tau^2)^2}, \quad (7.45)$$

а для геометрической поверхности раскрыва:

$$A = \pi \rho_0^2 = 4\pi f^2 \tau^2, \quad (7.46)$$

т. е. коэффициент использования поверхности [см. (4.97)] будет

$$q = \frac{A_w}{A} = \frac{3}{2} \frac{\tau^2}{(1 + \tau^2)^2}. \quad (7.47)$$

Максимум получается при  $\tau = \rho_0/2f = 1$ , т. е. коэффициент использования поверхности принимает максимальное значение, если фокус с возбуждающим диполем расположен в плоскости раскрыва. В этом случае  $q = 0,375$  (см. рис. 7.10, кривая 1). Коэффициент использования поверхности мал, так как при простом диполе на зеркало падает лишь небольшая часть излучаемой энергии. На практике возбуждение параболической

антенны в большинстве случаев производится направленными первичными излучателями, например диполем с рефлектором (штыревой рефлектор или отражающий диск) или рупорным излучателем.

Эти случаи с некоторыми упрощениями рассматриваются в следующем разделе.

#### 7.1.4. Приближенный расчет излучения параболоида вращения и результаты экспериментов

При приближенном расчете излучения антенн в виде параболоида вращения поляризация во внимание не принимается. Такой расчет позволяет получить общее представление об излучающих свойствах вблизи главного лепестка. Исходным при расчете является скалярное выражение для групповой характеристики излучения [см. (4.52)]:

$$E_0^{(g)} = \int_{(A)} |\mathbf{E}| e^{-jk(r'-r)} dF. \quad (7.48)$$

Если

$$f_p(\alpha, \beta) = |\mathbf{E}_{0p}| \quad (7.49)$$

представляет собой значение первичной характеристики, то для напряженности поля или, соответственно, для амплитудного распределения в апертуре  $A$  справедливо

$$|\mathbf{E}| = \frac{1}{R} f_p(\alpha, \beta). \quad (7.50)$$

(Плотность потока излучения в апертуре равна плотности потока излучения в соответствующей точке зеркала, так как между зеркалом и апертурой лучи параллельны.)

Тем самым  $E_0^{(g)}$  принимает следующий вид:

$$E_0^{(g)} = \int_{(A)} \frac{f_p(\alpha, \beta)}{R} e^{-jk(r'-r)} dF. \quad (7.51)$$

Расстояние  $R$  от фокуса до точки на зеркале с координатами  $\alpha, \beta$  первичной характеристики выражается следующим образом:

$$R = \frac{2f}{1 + \cos \beta \sin \alpha}. \quad (7.52)$$

Для представления дальнего поля используются координаты  $\vartheta, \psi$ . Переход к координатам  $\vartheta, \psi$  возможен с помощью формул (П.18), приведенных в приложении 2. Для интегрирования по апертуре используются декартовы координаты  $x, y$  и цилиндрические координаты  $\rho, \psi'$ . Справедливо [см. (7.26)]

$$r' - r = -\bar{g} = -(x \cos \psi + y \sin \psi) \sin \vartheta = -\rho \cos(\psi' - \psi) \sin \vartheta; \quad (7.53)$$

кроме того,

$$dF = dx dy = \rho d\rho d\psi'. \quad (7.54)$$

Пересчет  $f_p(\alpha, \beta)$  и  $R$  в координаты апертуры производится с помощью следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{2t}{1+t^2} \sin \psi'; & \sin \alpha &= \frac{W}{1+t^2}; \\ \cos \beta &= \frac{1-t^2}{W}; & \sin \beta &= -\frac{2t}{W} \cos \psi', \end{aligned} \right\} \quad (7.55)$$

где

$$\left. \begin{aligned} W^2 &= 1 + t^4 + 2t^2 \cos(2\psi'); \\ t &= \frac{\rho}{2f}. \end{aligned} \right\} \quad (7.56)$$

Интеграл в выражении (7.51), как правило, необходимо вычислять приближенно, численными методами.

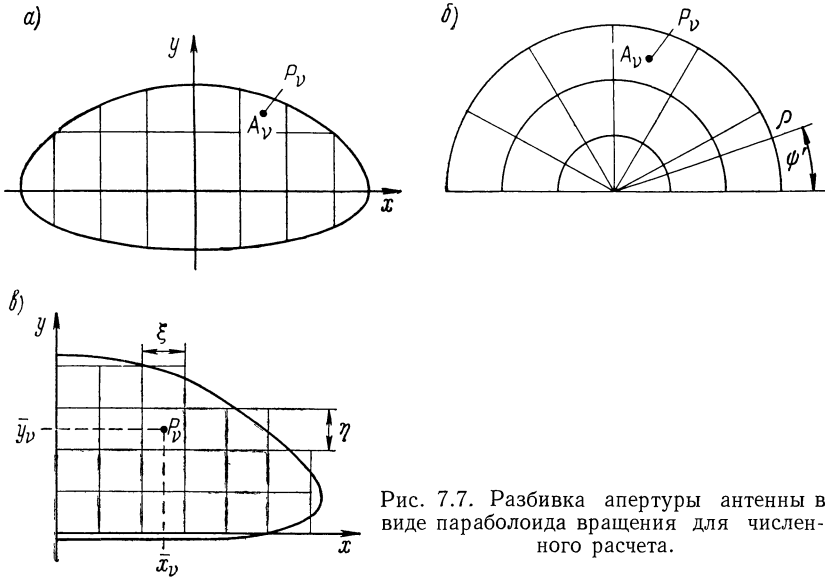


Рис. 7.7. Разбивка апертуры антенны в виде параболоида вращения для численного расчета.

Для этого, например, разбивают апертуру (рис. 7.7, а) на  $N$  частей  $A_v$  ( $v = 1, 2, \dots, N$ ), выбирают в каждом элементе точку  $P_v$  (например, среднюю точку) и составляют следующее приближенное выражение:

$$E_0^{(g)} = \sum_{v=1}^N \frac{f_{P_v}}{R_v} \int_{(A_v)} e^{-jk(r'-r)} dF, \quad (7.57)$$

где  $f_{P_v}$  и  $R_v$  — значения  $f_p(\alpha, \beta)$  и  $R$  в точке  $P_v$ . Выбор апертурных координат зависит от формы раскрыва. В случае полукруглой или подобной ей апертуры целесообразно применять соответствующие цилиндрические координаты (рис. 7.7, б); почти во всех других случаях удобнее декартовы координаты.

Для прямоугольных элементарных участков  $A_v$ , координаты границ которых  $x_v, x_{v-1}, y_v, y_{v-1}$ , имеем

$$\begin{aligned} \int_{(A_v)} e^{-jk(r'-r)} dF &= \int_{x_{v-1}}^{x_v} e^{ikx \cos \psi \sin \vartheta} dx \int_{y_{v-1}}^{y_v} e^{iky \sin \psi \sin \vartheta} dy = \\ &= \xi_v \eta_v e^{jk(\bar{x}_v c_\psi + \bar{y}_v s_\psi) s_\vartheta} \text{sp} \left( \frac{k\xi_v}{2} c_\psi s_\vartheta \right) \text{sp} \left( \frac{k\eta_v}{2} s_\psi s_\vartheta \right). \end{aligned} \quad (7.58)$$

При этом

$$\bar{x}_v = \frac{x_v + x_{v-1}}{2}, \quad \bar{y}_v = \frac{y_v + y_{v-1}}{2}$$

представляют собой координаты точки  $P_v$  (центр  $A_v$ ), а

$$\xi_v = x_v - x_{v-1}, \quad \eta_v = y_v - y_{v-1}$$

соответственно «ширину» и «высоту» участка  $A_v$ .

Круговые функции записаны сокращенно:  $c_\psi = \cos \psi$  и т. д. Кроме того, использовано обозначение

$$\text{sp}(x) = \frac{\sin x}{x}.$$

Если антенна симметрична относительно плоскости  $yz$ , то разбиение производится также симметрично.

Суммирование производится прежде всего по  $n$  участкам на стороне  $x > 0$  ( $N = 2n$ ), а затем на стороне  $x < 0$ , причем  $x_v$  и  $\bar{x}_v$  заменяются их отрицательными значениями. Приближенное выражение для групповой характеристики будет иметь вид

$$E_0^{(g)} = 2 \sum_{v=1}^n \frac{f_{0v}}{R_v} \xi_v \eta_v \cos(k \bar{x}_v c_\psi s_\phi) e^{jk \bar{y}_v s_\psi s_\phi} \text{sp} \left( \frac{k \xi_v}{2} c_\psi s_\phi \right) \text{sp} \left( \frac{k \eta_v}{2} s_\psi s_\phi \right). \quad (7.59)$$

Во многих случаях целесообразно производить разбиение на равные прямоугольники (рис. 7.7, в). В этом случае при  $\xi_v = \xi$ ,  $\eta_v = \eta$  и  $\xi \eta = \sigma$  (площадь элементарного участка)

$$E_0^{(g)} = 2\sigma \text{sp} \left( \frac{k \xi}{2} c_\psi s_\phi \right) \text{sp} \left( \frac{k \eta}{2} s_\psi s_\phi \right) \sum_{v=1}^n \frac{f_{0v}}{R_v} \cos(k \bar{x}_v c_\psi s_\phi) e^{jk \bar{y}_v s_\psi s_\phi}. \quad (7.60)$$

Для общей оценки излучающих свойств параболических антенн полезно наиболее часто встречающиеся первичные характеристики аппроксимировать простыми функциями и проводить исследование уже с этими эквивалентными функциями. Прежде всего в случае зеркала в виде параболоида вращения с круглым раскрывом можно взять за основу первичную характеристику, обладающую симметрией вращения:

$$f_p = f_p(\vartheta'),$$

где  $\cos \vartheta' = \cos \beta \sin \alpha$  (см. рис. 7.1 и 7.3). В этом случае апертурный интеграл в выражении (7.51) может быть сведен к простому интегралу. Для усиления в соответствии с [А 35, стр. 425] получается

$$G = \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \text{ctg}^2 \left( \frac{\vartheta_0}{2} \right) \left| \int_0^{\vartheta_0} \sqrt{G_p} \frac{f_p(\vartheta')}{f_p(0)} \text{tg} \left( \frac{\vartheta'}{2} \right) d\vartheta' \right|^2, \quad (7.61)$$

где  $d = 2\rho_0$  — диаметр апертуры;

$\vartheta_0$  — половинный угол раскрыва;

$G_p$  — усиление облучателя в направлении главного излучения  $\vartheta' = 0$ .

Для коэффициента использования поверхности справедливо

$$q = \frac{A_w}{A} = \frac{G}{\left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^2}.$$



Если теперь по Сильверу [А 35] взять за основу первичные характеристики вида

$$f_p(\vartheta') = \left\{ \begin{array}{l} \cos^\nu \vartheta' \text{ при } \vartheta' \leq \frac{\pi}{2}; \\ 0 \text{ при } \vartheta' > \frac{\pi}{2} \end{array} \right\} \quad (7.62)$$

в качестве представителей большого класса реальных характеристик облучателя, то, как легко проверить вычислением,

$$G_p = 2(2\nu + 1)$$

и тем самым

$$q = 2(2\nu + 1) \left\{ \operatorname{ctg} \left( \frac{\vartheta_0}{2} \right) \int_0^{\vartheta_0} \cos^\nu \vartheta' \operatorname{tg} \left( \frac{\vartheta'}{2} \right) d\vartheta' \right\}^2. \quad (7.63)$$

Показатель степени  $\nu$  не ограничивается значениями натуральных чисел; он может быть любым положительным действительным числом. На рис. 7.8 представлена зависимость  $q$  от  $\vartheta_0$  для различных значений показателя степени, т. е. для различной направленности облучателя.  $q$ , как функция угла раскрыва, при любом  $\nu$  принимает максимальное значение, равное приблизительно 0,82. Характер кривых объясняется тем, что уменьшение коэффициента использования поверхности параболического зеркала обусловлено двумя факторами. Во-первых, распределение в апертуре неравномерно. Это тем более справедливо, чем больше размеры зеркала, вследствие чего  $q$  уменьшается с увеличением диаметра или, соответственно, с ростом  $\vartheta_0$ . Во-вторых, всегда некоторая часть энергии облучателя проходит мимо зеркала, и тем большая, чем меньше размеры зеркала. Для равномерного облучения зеркало должно быть возможно меньшим и, напротив, во избежание сильного «ореола» возможно большим. Максимумы на рис. 7.8 представляют собой оптимальные компромиссные решения.

Как правило, оптимальный угол раскрыва относительно коэффициента использования поверхности можно определить путем дифференцирования выражения (7.61) по  $\vartheta_0$  и определения нулевого значения производной. Это дает для оптимального половинного угла раскрыва  $\vartheta_0$  уравнение

$$2 \sin^2 \left( \frac{\vartheta_0}{2} \right) f_p(\vartheta_0) = \int_0^{\vartheta_0} f_p(\vartheta') \operatorname{tg} \left( \frac{\vartheta'}{2} \right) d\vartheta', \quad (7.64)$$

которое также может быть легко решено численными методами, если только  $f_p(\vartheta')$  не задано аналитически.

Оптимальные значения половинного угла раскрыва (рис. 7.8) для каждого из  $\nu$  значений напряженности поля на краю или для соответствующего значения ослабления (в дБ) связаны с главным направлением первичного излучения. Эти оптимальные значения ослабления в характеристике облучателя, которые должны иметь место на краю зеркала, при максимальном

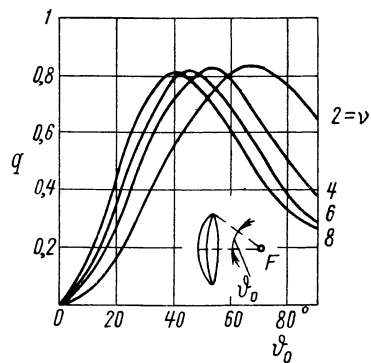


Рис. 7.8. Зависимость коэффициента использования поверхности  $q$  от половинного угла раскрыва  $\vartheta_0$  для характеристик облучателя, описываемых формулой (7.62).

коэффициенте использования поверхности приведены на рис. 7.9 в виде функции от  $n = \nu$ , т. е. в зависимости от остроты направленности облучателя. Как видно из рисунка, оптимальные значения ослабления лежат в пределах 8—11 дБ.

Указанные теоретические значения коэффициента использования поверхности практически не достигаются, так как реальные характеристики облучателя имеют не только основной лепесток, как мы полагали, а существуют, кроме того, боковые лепестки и обратное излучение, которыми нельзя пренебрегать. Как показывает практика, абсолютной верхней границей для коэффициента использования поверхности антенны в виде параболоида вращения можно считать приблизительно значение 0,7.

Имеющиеся количественные результаты относятся к возбуждению комбинациями простых диполей и прямоугольными рупорными излучате-

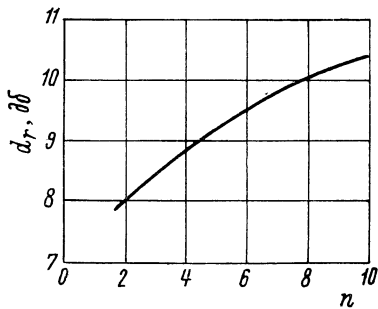


Рис. 7.9. Зависимость оптимального ослабления на краю зеркала  $d_r$  при максимальном коэффициенте использования поверхности от  $n$  для характеристики облучателя, представляемой формулой (7.62).

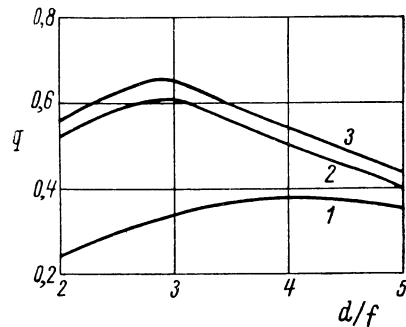


Рис. 7.10. Зависимость коэффициента использования поверхности антенны в виде параболоида вращения с круглым раскрывом от  $d/f$  при возбуждении простым диполем (1) и диполем с рефлектором, расположенным на расстоянии  $\lambda/4$  (2) и на расстоянии  $\lambda/10$  (3).

лями (пирамидальный рупор). На рис. 7.10 представлена зависимость коэффициента использования поверхности от  $d/f$  для простого диполя (1) и для двух простых комбинаций диполь — рефлектор (2 и 3). Кривая для простого диполя подтверждает результат, полученный в предыдущем разделе, заключающийся в том, что при фиксированном диаметре зеркала усиление максимально, если фокус расположен в плоскости раскрыва. Для обеих комбинаций диполь—рефлектор справедливы приблизительно такие же соотношения. Максимальный коэффициент использования поверхности получается при  $d/f \approx 2\sqrt{2} \approx 2,8$ . Однако это значение, как показано на рис. 7.10, не критично. Максимальное значение  $q$  приблизительно равно 0,65.

При возбуждении параболического зеркала, обладающего симметрией вращения, пирамидальными рупорами, основной лепесток диаграммы излучения которых приблизительно обладает вращательной симметрией, справедливы те же соотношения, что и в случае комбинации диполь—рефлектор. На рис. 7.11 представлены результаты, экспериментально полученные Кохом [4.49]. Приведена зависимость коэффициента использования поверхности от относительной интенсивности характеристики облучателя на краю зеркала для различных углов раскрыва. Максимальный коэффициент использования поверхности достигает 0,7.

При выборе  $d/f$ , кроме указанных выше соображений, важную роль играют и другие факторы. ореол, т. е. прохождение энергии облучателя

мимо зеркала, должен быть как можно меньше. Это справедливо, в частности, для малых антенн, у которых различие в усилениях всей антенны и первичного излучателя, выраженное в децибелах, не очень велико. Этот фактор играет решающую роль в радиоастрономии, а именно в радиотелескопах, которые выполнены в виде параболического зеркала, так как ореол является непосредственной причиной шумов антенны (шумовое излучение, обусловленное отражением от поверхности Земли). В этой связи следует сослаться на работу Шютлеффеля [7.76]. Отношение диаметра раскрыва к фокусному расстоянию на практике в большинстве случаев выбирается несколько больше значения, соответствующего максимальному коэффициенту использования поверхности.

При проектировании параболических антенн, обладающих симметрией вращения, кроме приведенных здесь соображений, можно использовать также выводы раздела 4.3.4, которые непосредственно применимы к этим типам антенн. Реальные функции распределения в большинстве случаев могут быть хорошо аппроксимированы выражением (4.124).

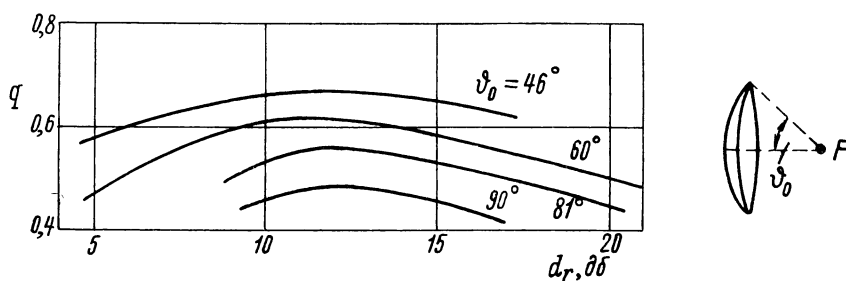


Рис. 7.11. Зависимость коэффициента использования поверхности от интенсивности на краю зеркала  $d_r$  при возбуждении параболических зеркал с круглым раскрывом пирамидальными рупорами (по Коху).

В основе указанных выше соображений лежит апертурный метод расчета поля излучения, который предполагает справедливость принципов геометрической оптики при распространении энергии между облучателем и апертурой. Для малых антенн (диаметр зеркала приблизительно  $10\lambda$  или меньше) это предположение в известной мере уже не выполняется. При некоторых типах облучателей возникают отклонения характеристики излучения от ее расчетных значений. Эти отклонения проявляются в увеличении боковых лепестков при одновременном уменьшении ширины основного лепестка по половинному уровню по сравнению с их теоретическими значениями. Экспериментальные результаты приводит Сильвер [А 35, стр. 433—437].

Чтобы избежать обратного влияния вторичного излучения на облучатель, последний зачастую выносится за пределы раскрыва зеркала, точнее говоря, зеркало обрезается таким образом, чтобы ось образующего параболоида не проходила через оставшуюся поверхность зеркала. Это легко можно осуществить, если значения ширины основных лепестков по половинному уровню в обеих главных плоскостях, а следовательно, размеры зеркала в этих плоскостях различны.

На рис. 7.12 показан принцип построения параболической антенны с вынесенным облучателем.

Если при использовании рупорного облучателя зеркало обрезано таким образом, что интенсивность возбуждения на краях везде примерно одинакова, то профиль зеркала при центральном возбуждении имеет приблизительно эллиптическую форму, а при вынесенном первичном

излучателе — овальную. Для обеих главных плоскостей между значениями ширины основных лепестков диаграммы по половинному уровню первичного облучателя и всей антенны существует обратное соотношение. Соответствующее соотношение имеет место и для размеров питающего рупора и зеркала.

В разделе 4.3.2 групповая характеристика излучающей поверхности выражалась с помощью эквивалентного распределения на линейных источниках [уравнения (4.100) и [4.101)]. Этот метод рассмотрения с успехом может быть использован для антенн в виде несимметрично усеченного параболоида вращения. Например, параболическая антенна с эллиптическим раскрывом, обладающая большим горизонтальным и малым вертикальным размерами, при определении диаграммы в горизонтальной плоскости может быть заменена линейным источником, расположенным вдоль ее большой оси. Эквивалентное распределение на этом линейном источнике согласно выражению (4.100) получается путем соответствующего соединения элементарных источников. Специальным выбором формы

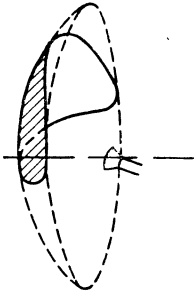


Рис. 7.12. Принцип построения несимметрично усеченной параболической антенны.

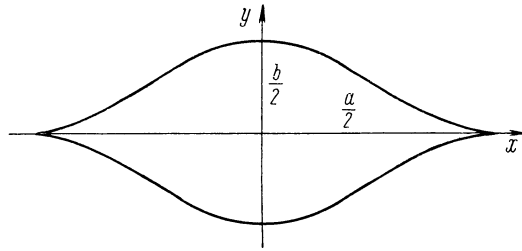


Рис. 7.13. Специальная форма зеркала для получения диаграммы излучения с большим ослаблением боковых лепестков.

раскрыва, т. е. особой зависимости высоты зеркала от горизонтальной координаты, эффективное распределение на эквивалентном источнике может произвольно выбираться в определенных пределах. Эти соображения были положены Кохом [4.48] [4.50] в основу расчета размеров параболических зеркал с большим ослаблением боковых лепестков. Если для простоты предположить, что интенсивность облучения неограниченной параболической антенны везде одинакова (что на практике не имеет места), то горизонтальные контуры зеркала точно определяют эффективное амплитудное распределение эквивалентного линейного источника. Вследствие этого представленная на рис. 7.13 форма зеркала, верхние и нижние границы которой описываются функциями

$$y = \pm \frac{b}{2} \cos^2 \left( \pi \frac{x}{a} \right),$$

соответствует линейному источнику с амплитудным распределением типа  $\cos^2$ , дающим согласно табл. 4.1 ослабление боковых лепестков приблизительно в 32 дБ.

Так как на практике облучение не является равномерным, то контур зеркала должен выбираться несколько отличным от указанного (более подробно — см. работы Коха). Зеркальные антенны такого типа широко используются на практике.

Указанный принцип имеет недостаток, которым нельзя пренебрегать при его использовании. Усечение зеркала в большинстве случаев приводит к потере относительно большей части энергии облучателя за счет прохождения ее мимо зеркала, что влечет за собой не только уменьшение усиления, но и возникновение довольно больших боковых лепестков.

#### 7.1.5. Антенна в виде параболического цилиндра

В случае антенн в виде параболоида вращения ширина основного лепестка по половинному уровню в обеих главных плоскостях приблизительно обратно пропорциональна соответствующему размеру зеркала. Для получения веера лепестков или лепестков диаграммы излучения с резко отличающейся остротой в обеих плоскостях зеркало должно быть очень узким, а направленность первичного излучателя в обеих плоскостях существенно различной. При этих условиях трудно создать систему облучения, сопровождающуюся незначительным прохождением энергии облучателя мимо зеркала.

Для получения необходимой относительно высокой направленности в одной плоскости первичный излучатель должен был бы иметь сравнительно большие размеры в этом направлении, что привело бы к значительному затенению зеркала. С другой стороны, чтобы при выносе облучателя из поля прямого излучения получить малую направленность в плоскости симметрии, потребовалась бы очень сложная форма зеркала. Поэтому антенны в виде параболоида вращения используют только в тех случаях, если требуемая характеристика излучения приблизительно симметрична (игольчатая диаграмма) или, соответственно, если значения ширины лепестков диаграммы по половинному уровню в обеих главных плоскостях не слишком сильно различаются.

За верхний предел приближенно может быть принято отношение значений ширины по половинному уровню  $1 : 5$ . Однако при использовании соответствующих линейных источников с помощью зеркала в виде параболоида вращения также может быть получен широкий веер лепестков. При этом возникают те же явления, что и при электрическом качании луча (раздел 7.4.1), в частности имеет место непостоянство ширины основного лепестка в плоскости наибольшей направленности. Методы устранения этого недостатка указываются в [7.79]. При больших отношениях значений ширины основных лепестков по половинному уровню чаще всего применяют антенны или антенные системы с преобладающим линейным размером в одной из плоскостей (например, волноводно-щелевые антенны) или антенны в виде параболического цилиндра с точечным облучателем.

Существуют два основных метода использования параболического цилиндра в качестве зеркала антенны: во-первых, в соединении с линейным источником (например, волноводно-щелевая антенна) для получения направленного излучения в плоскости, перпендикулярной к первичному источнику, и, во-вторых, в соединении с точечным облучателем для создания направленного излучения в одной плоскости. Эти случаи схематично представлены на рис. 7.14. Оба типа антенн обладают веерной диаграммой направленности. В первом случае (рис. 7.14, а) высокая направленность достигается линейным облучателем, в то время как в перпендикулярной плоскости зеркало в виде параболического цилиндра создает более слабую направленность. Во втором случае (рис. 7.14, б) высокая направленность в одной главной плоскости создается параболическим зеркалом, в то время как в другой главной плоскости направленность в значительной степени определяется также вторичным излучением. Рассмотрим второй тип зеркала в виде параболического цилиндра.

Расчет излучения антенны с зеркалом в виде параболического цилиндра, представленной на рис. 7.14, б, можно производить апертурным методом или методом, использующим распределение тока. При применении апертурного метода вследствие оптического отражения первичного излучения от зеркала получается расходящийся пучок лучей, любое поперечное сечение которого (желательно плоское) может быть принято за апертуру. Апертура ограничивается лучами, отраженными от краев. Распределение поля в апертуре несинфазно, причем фаза изменяется в первом приближении квадратично. Поле излучения, рассчитанное по распределению в апертуре, в вертикальной плоскости (плоскость, перпендикулярная к плоскости кривизны зеркала) при достаточно большой высоте зеркала обладает отличительными чертами первичного излучения в этой плоскости (ср. [7.21]). В частности, ширина диаграммы первичного излучателя в вертикальной плоскости в процессе отражения от зеркала меняется незначительно. При малой высоте зеркала диаграмма

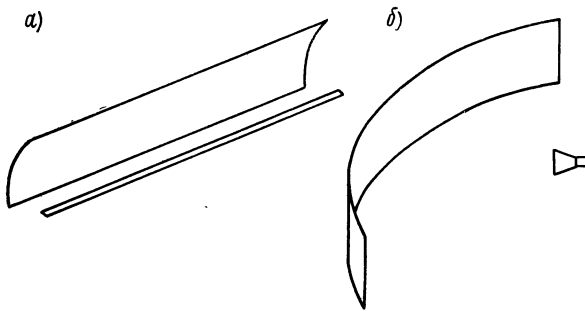


Рис. 7.14. Два способа возбуждения антенны в виде параболического цилиндра.

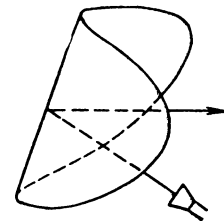


Рис. 7.15. Антенна в виде параболического цилиндра с вынесенным облучателем.

облучателя в вертикальной плоскости расширяется. В этом случае, кроме того, возникает явление, требующее тщательного выбора высоты рефлектора с точки зрения максимального усиления, а именно: оказывается, что усиление антенны в направлении основного излучения периодически меняется с увеличением высоты зеркала. Это объясняется тем, что фаза добавочных токов (или, соответственно, вызываемое ими поле в апертуре) может принимать любое значение относительно фазы в направлении основного излучения.

Если, в частности, добавляется зона зеркала, которая вносит вклад в апертурное поле в противофазе относительно основного излучения, то основное излучение и тем самым усиление ослабляются. Те области зеркала, которые вызывают уменьшение усиления, называются вредными зонами. Указанный эффект был теоретически исследован для случая питания зеркала диполем Герца [7.47]. Он проявляется заметно только при небольшой высоте зеркала. Практически уже при высоте зеркала приблизительно 10 длин волн он не сказывается.

По аналогии с зеркалом в виде параболоида вращения первичный излучатель, во избежание обратного влияния, целесообразно выносить из поля вторичного излучения. Для этого зеркало наклоняется таким образом, чтобы направление основного излучения лежало в горизонтальной плоскости (рис. 7.15). Кроме того, в этом случае поверхность зеркала, как правило, обрезается по линии, соответствующей ослаблению первичного излучения на  $n$  дБ, причем  $n$  составляет приблизительно 10—15 дБ. В результате зеркало приобретает форму овала, границы которого могут быть аппроксимированы прямыми линиями.

Недостаток описанной антенны в виде параболического цилиндра состоит в том, что высота зеркала должна быть больше высоты синфазно возбуждаемой апертуры, которая создает такую же направленность в вертикальной плоскости. Это различие становится особенно заметным при слабой направленности в вертикальной плоскости, когда зеркало должно иметь большую высоту, чем облучатель, определяющий направленность в этой плоскости (в противном случае значительная часть энергии облучателя проходит мимо зеркала). Вследствие этого поверхность ветровой нагрузки антенны много больше поверхности, обусловленной ее направленными свойствами. Это особенно неблагоприятно проявляется в подвижных устройствах (радиолокационные антенны на кораблях, см. раздел 8.2.3).

Для уменьшения высоты зеркала при слабой направленности в вертикальной плоскости было предложено [7.39] использовать облучатель с более высокой направленностью, чем это требуется, соответственно сократив высоту зеркала, и выбрать надлежащий профиль вертикального сечения зеркала, чтобы расширить диаграмму в вертикальной плоскости. Для этого зеркало составляется, например, из отдельных параболических полос (например, металлических), фокусное расстояние которых к краям (в основном к верхним) увеличивается. Кили [7.39] указывает различные типы таких конструкций.

Диаграмма антенны в виде параболического цилиндра в горизонтальной плоскости имеет, как правило, очень широкий основной лепесток (большое расстояние между нулевыми значениями). Если сравнить эту диаграмму с диаграммой антенны в виде параболоида вращения, обладающей такой же шириной основного лепестка по половинному уровню, то основной лепесток последней, как правило, острее.

Модификацией антенны в виде параболического цилиндра является сегментная антенна (англ. «cheese»-aerial). Зеркало в виде параболического цилиндра (рис. 7.16) ограничено сверху и снизу вплоть до апертуры параллельными металлическими пластинами. Питание осуществляется чаще всего малым параболическим рупором с горизонтальной поляризацией, расположенным в середине апертуры. Из-за наличия металлических пластин возникает волноводный эффект, действие которого одинаково для всех лучей, падающих на зеркало, что исключает необходимость в коррекции отражающей поверхности. В сегментных антеннах направленность в обеих главных плоскостях определяется соответствующими размерами раскрыва. Следовательно, они не обладают главным недостатком открытого параболического цилиндра (большая поверхность ветровой нагрузки). Выбором соответствующей формы защитной пластины раскрыва или облицовкой антенны ее форма с точки зрения аэродинамики может быть улучшена. Недостаток простой сегментной антенны, изображенной на рис. 7.16, состоит в том, что облучатель расположен посередине апертуры, в результате чего имеет место затенение излучения по всей ее высоте. Как показано в разделе 7.2.2, это влечет за собой расширение (правда, незначительное) основного лепестка и возрастание боковых. Кроме того, ухудшаются согласование и излучающие свойства облучателя. С помощью такой антенны получить ослабление боковых лепестков более чем на 20 дБ (согласно [7.39] — более чем на 23 дБ) весьма затруднительно. Вредное влияние первичного излучателя может быть или

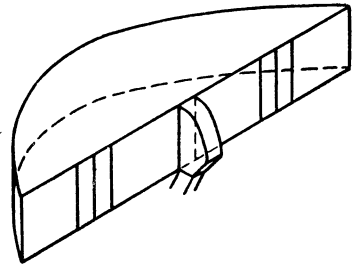


Рис. 7.16. Сегментная антенна.

компенсировано различными способами, или же антенна в виде закрытого параболического цилиндра может быть выполнена таким образом, чтобы облучатель не находился в поле излучения. Соответствующим выбором формы первичного излучателя можно добиться того, что его обратное излучение и дифрагированная на нем волна вторичного излучения приблизительно компенсируются [7.16]. Иногда облучатель покрывается поглощающими материалами. Таким образом, из указанных выше вредных влияний на излучение антенны остается лишь затенение ее поверхности, которое можно уменьшить, используя узкие облучатели. Излучение может быть также до некоторой степени скорректировано размещением в апертуре, симметрично относительно облучателя, металлических стержней или полос [7.39].

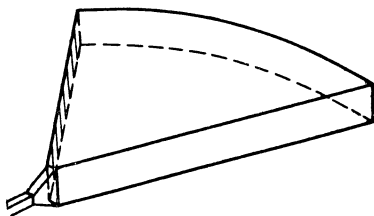


Рис. 7.17. Сегментная антенна с боковым питанием.

Эффективная коррекция излучения в широкой полосе достигается такой конструкцией антенны, при которой вторичное излучение не попадает на облучатель. Известны два основных типа конструкций такого вида: антенна с боковым питанием (рис. 7.17) и антенна, конструкция которой схематично изображена на рис. 7.18 (см., например, [7.39]). Обе антенны лишь слабо напоминают антенны с открытым параболическим цилиндром. Первая конструкция («half-cheese-aerial») может рассматриваться как параболический рупор, а вторая («double-cheese-aerial»)

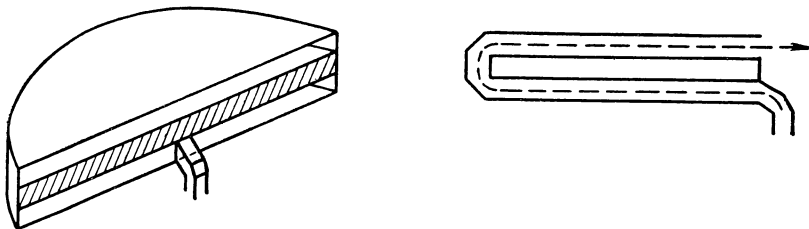


Рис. 7.18. Сегментная антенна с принудительным отражением.

как комбинация простой симметрирующей линзы с параболическим рефлектором. Оба типа антенн относительно легко согласуются и при правильном выборе размеров создают хорошую диаграмму излучения. (Согласно [7.39] в конструкции с боковым питанием было достигнуто ослабление боковых лепестков в 30 дБ).

#### 7.1.6. Антенна с уголковым отражателем

Наряду с параболическими зеркалами на более длинных волнах диапазона СВЧ используются другие, геометрически более простые типы отражателей. К ним относятся сферический рефлектор, который рассматривается в разделе 7.4.2, и уголкового отражателя. Принцип конструкции антенны с уголкового отражателем показан на рис. 7.19.

Первичный излучатель чаще всего представляет собой полуволновый диполь, расположенный параллельно вершине двугранного угла, образующего отражатель. Отражатель состоит из двух плоских металлических пластин равных размеров, пересекающихся под углом  $\alpha$ . Расстояние  $s$  от возбуждающего диполя до линии пересечения называется расстоянием от облучателя до вершины. Если представить угол раскрытия



в виде  $\alpha = 180^\circ/n$ , где  $n$  — натуральное число, то излучение антенны с угловым отражателем приближенно можно рассчитать методом зеркального отображения (см. [А 21, стр. 328]). Вместо системы диполь—отражатель рассматривается антенная система, которая состоит из возбуждающего диполя и его оптических зеркальных отражений. На рис. 7.20, а, б схематично представлены случаи, когда  $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha = 60^\circ$ . Эквивалентные диполи имеют ту же амплитуду, что и возбуждающий излучатель, а фаза от излучателя к излучателю изменяется скачком на  $180^\circ$ . Эквивалентная система создает диаграмму излучения с  $2n$  одинаковыми лепестками (рис. 7.20, в), из которых реально существуют только находящиеся между гранями отражателя. При малом расстоянии  $s$  от облучателя до вершины добавочные лепестки не возникают. Диаграмма излучения в плоскости, определяемой диполем и вершиной отражателя, в основном такая же, как и у простого диполя. Эти соображения справедливы только при большой ширине (которая определяется размером линии пересечения граней отражателя) и при большой длине сторон отражателя.

На рис. 7.21 показаны диаграммы излучения прямоугольного отражателя для трех различных расстояний от облучателя до вершины, а на рис.

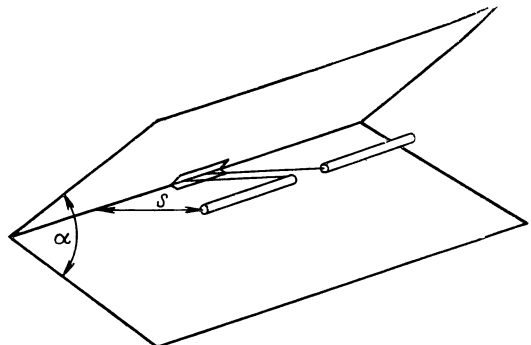


Рис. 7.19. Принцип конструкции антенны с угловым отражателем.

7.22 — кривые эффективного усиления  $G_D$  относительно полуволнового диполя. При слишком малых расстояниях от облучателя до вершины потери становятся заметными (незначительное входное сопротивление и большая амплитуда тока в облучателе), кроме того, в этих случаях мала ширина полосы пропускания. Это вытекает из кривых для входного сопротивления возбуждающего диполя, представленных на рис. 7.23. Расстояние от диполя до вершины целесообразно выбирать в пределах  $\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4}$ .

При произвольном угле раскрытия метод зеркальных отображений безоговорочно не применим. В этом случае расчет должен производиться с использованием методов теории дифракции. При этом удобно применять диадическую функцию Грина для идеализированного углового отражателя (бесконечные грани и т. п.). Клопфенштейн [7.48] с ее помощью рассчитал характеристику излучения, усиление антенны и сопротивление излучения облучателя, представив результаты в графическом виде. При этом длина сторон и ширина отражателя полагались бесконечными, а в качестве облучателя выбирался бесконечно малый диполь, расположенный на касательной к круговому цилиндру, у которого осью служит вершина отражателя.

При конечных размерах отражателя расчет значительно усложняется. Теоретическое рассмотрение этой задачи лишено смысла, так как принципиального интереса она не представляет, а данные, необходимые при практическом использовании, значительно проще получают экспериментально. Для этого случая имеются многочисленные результаты, полученные опытным путем. В [7.14] приводятся результаты измерений усиления при различных углах раскрытия, различных ширине и длине сторон отражателя, а также различных расстояниях от облучателя до

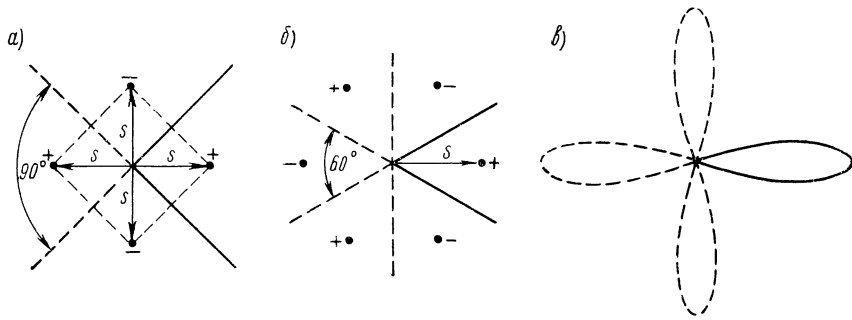


Рис. 7.20. К расчету излучения антенны с уголковым отражателем методом зеркального отображения.

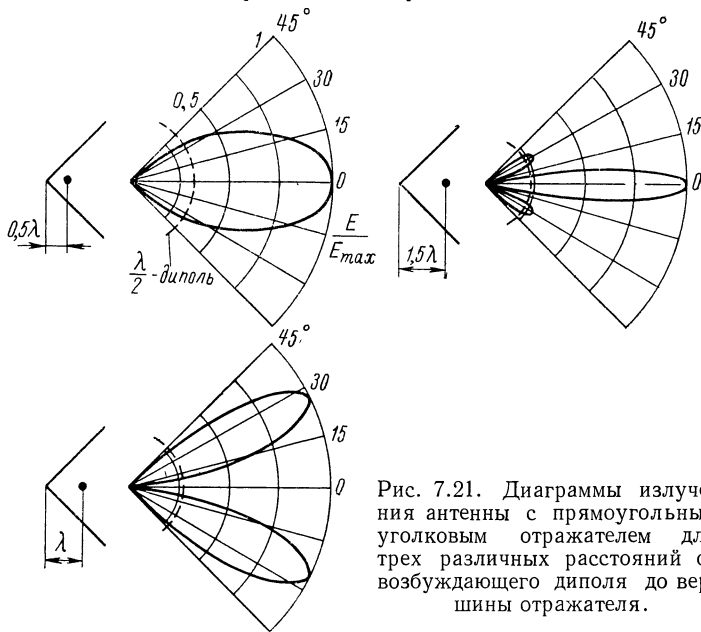


Рис. 7.21. Диаграммы излучения антенны с прямоугольным уголковым отражателем для трех различных расстояний от возбуждающего диполя до вершины отражателя.

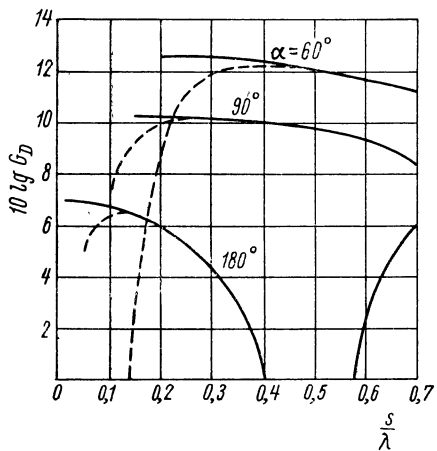


Рис. 7.22. Кривые эффективного усиления полуволнового диполя при уголковом отражателе.  
 — без потерь; - - - сопротивление потерь 1 ом.

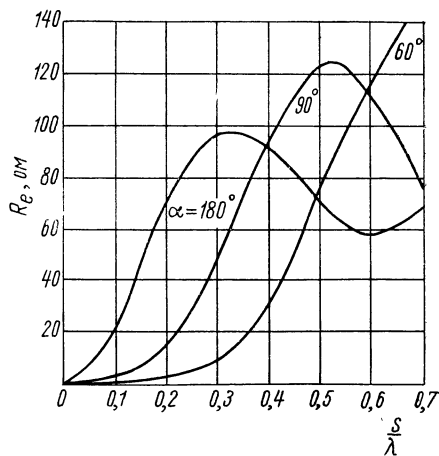


Рис. 7.23. Входное сопротивление возбуждающего полуволнового диполя в случае антенны с уголковым отражателем.

вершины. Облучатель представлял собой полуволновый диполь, расположенный параллельно вершине отражателя. Для каждого отражателя с постоянными шириной и длиной сторон существует оптимальная комбинация угол раскрыва — расстояние от облучателя до вершины, для которой усиление максимально. В [7.91] приводятся полученные экспериментально диаграммы излучения, соответствующие этой оптимальной комбинации (почти 50 диаграмм как для  $E$ -, так и для  $H$ -плоскости).

Наклоном возбуждающего диполя можно добиться того, чтобы излучение антенны с уголкового отражателем в направлении основного излучения обладало круговой поляризацией [7.92].

### 7.1.7. Плоский отражатель

Наряду с рефлекторами, используемыми для фокусировки излучения, в технике СВЧ применяются плоские отражатели, предназначенные преимущественно для изменения направления излучения в антеннах радиорелейной связи. Собственно антенная система, например параболическое зеркало, при использовании отражателя, изменяющего направление излучения (рис. 7.24), может быть расположена невысоко над землей, что позволяет применить короткий фидер и тем самым уменьшить потери в линии.

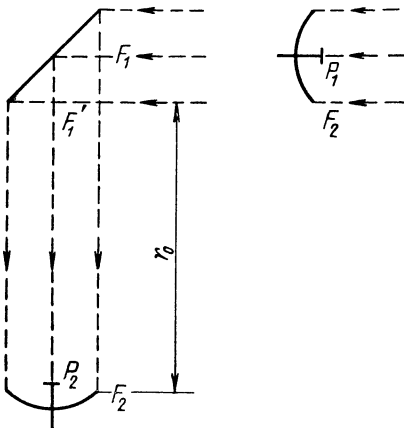


Рис. 7.24. Принцип действия плоского зеркала, изменяющего направление излучения.

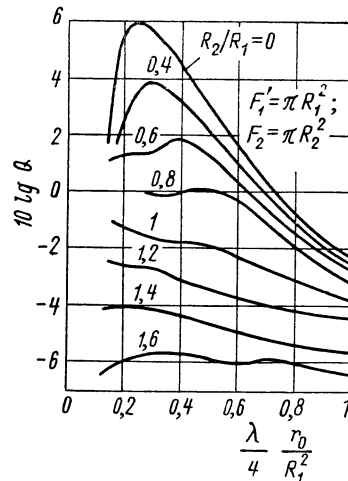


Рис. 7.25. Зависимость величины  $Q = P_2/P_1$  для параболического зеркала с круглым раскрывом и для круглой апертуры  $F_1'$  плоского зеркала, изменяющего направление излучения, от размеров зеркала и его расстояния до отражателя.

Размеры системы антенна — отражатель могут быть подобраны таким образом, чтобы усиление системы соответствовало усилению антенны или даже превышало его. Расчет производится апертурным методом, причем следует учитывать, что отражатель расположен не в дальнем поле параболической антенны, а в зоне Френеля и притом повернут.<sup>1</sup> Здесь приводятся лишь самые важные результаты, а более подробно этот вопрос рассматривается в работах [А 10], [А 25], [7.61], [7.60], [7.49], [7.86], [7.15].

Пусть  $P_1$  — принимаемая мощность антенны, расположенной непосредственно в поле падающей волны, а  $P_2$  — принимаемая мощность такой

<sup>1</sup> Следовательно, лучевая картина геометрической оптики, согласно которой увеличение усиления с помощью плоского отражателя невозможно, не может быть использована.

же антенны при использовании отражателя, изменяющего направление излучения (рис. 7.24). Для оценки действия отражателя служит величина

$$Q = \frac{P_2}{P_1}.$$

Справедливо

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{Z_0} \left| \int_{(F_2)} \left( \mathbf{E}_1, \frac{\mathbf{E}_s}{P_s} \right) dF \right|^2; \\ P_2 &= \frac{1}{Z_0} \left| \int_{(F_2)} \left( \mathbf{E}_2, \frac{\mathbf{E}_s}{P_s} \right) dF \right|^2; \end{aligned} \right\} \quad (7.65)$$

здесь  $F_2$  — поверхность апертуры параболической антенны,  $\mathbf{E}_1$  — напряженность поля падающей волны,  $\mathbf{E}_2$  — напряженность поля в апертуре параболической антенны в присутствии отражателя, а  $\mathbf{E}_s$  — напряженность поля в апертуре параболической антенны, если она работает в режиме излучения и ее излучаемая мощность  $P_s$ .

Для  $\mathbf{E}_2$  справедливо

$$\mathbf{E}_2 = \frac{j}{\lambda r_0} \mathbf{E}_1 \int_{(F_1')} e^{-jkr'} dF. \quad (7.66)$$

В случае круглого контура апертуры  $F_1'$  плоского отражателя и параболического зеркала величина  $Q$  изменяется так, как показано на рис. 7.25.

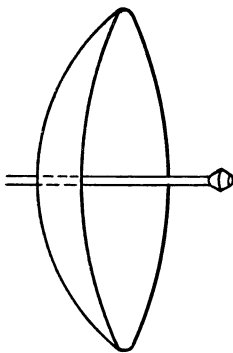


Рис. 7.26. Принцип возбуждения зеркала, имеющего вид параболоида вращения, с помощью проходящей через его центр линии питания.

## 7.2. Конструкции остронаправленных зеркальных антенн

### 7.2.1. Облучатели зеркальных антенн и согласование

В качестве облучателей зеркальных антенн на коротких волнах диапазона СВЧ используются преимущественно рупорные излучатели и прежде всего в тех случаях, когда зеркало не обладает круговой симметрией. Как уже упоминалось, при этом целесообразно обрезать зеркало таким образом, чтобы облучатель не находился в поле вторичного излучения (рис. 7.12). Рупорные излучатели рассматривались в главе 5. Здесь мы укажем лишь, что существуют специальные конструкции, обеспечивающие получение очень широкого лепестка диаграммы излучения, которые, в частности, удобно использовать для облучения зеркал в виде параболоида вращения с большим отношением  $d/f$  (в [5.41] описываются рупорные излучатели, ширина основного лепестка которых на уровне 3 и 6 дБ составляет  $140^\circ$ ).

Питание кругового параболического зеркала осуществляется чаще всего с помощью фидера, который вводится вдоль оси параболы через вершину зеркала и служит носителем расположенного на его конце облучателя (рис. 7.26). В качестве фидера используются коаксиальная линия,

прямоугольные и круглые волноводы; последние чаще всего при подходе к облучателю сужаются. Важнейшими типами облучателей являются диполи с отражателем, излучатели с круговой симметрией и другие специальные их виды. Приведенные ниже рисунки облегчают обзор наиболее употребительных облучателей.

На рис. 7.27, а, б схематично показаны два способа соединения простого диполя с концентрической двухпроводной линией. Расположенный на внешней оболочке запирающий цилиндр длиной  $l_D \approx \lambda/4$  служит для подавления поверхностных волн. Длина  $l_B$  реактивной линии составляет приблизительно  $\lambda/4$ . На рис. 7.27, в, г показаны такие же конструкции

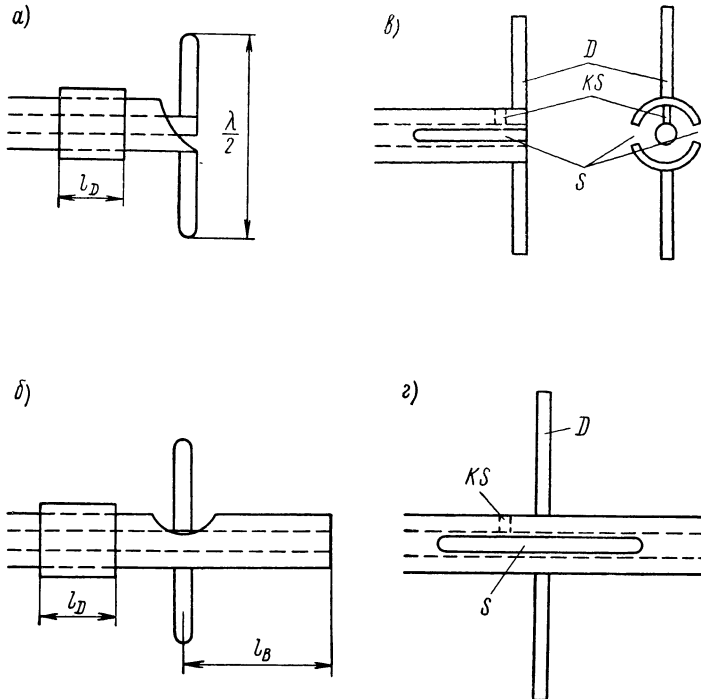


Рис. 7.27. Различные способы соединения полуволновых диполей с коаксиальной линией.

с симметричной связью. На внешней оболочке линии находятся две продольные щели  $S$ , а непосредственно перед диполем  $D$  расположен штифт  $KS$  для осуществления короткого замыкания внешней и внутренней жил. Так как электрическое поле на штифте должно отсутствовать, то в поперечном сечении образуется несимметричное распределение поля (в первом приближении суперпозиция лехеровой волны и волны  $H_{11}$ ), поэтому на щели возникает разность потенциалов, в результате чего диполь возбуждается. На рис. 7.28, а показан диполь с отражающим диском, присоединенный к концентрической двухпроводной линии. Такая конструкция применяется очень часто (см. [7.76]). Она может быть также выполнена в симметричной форме со щелевым питанием. Принцип возбуждения диполя со стержневым рефлектором приведен на рис. 7.28, б. Верхняя половина диполя возбуждается токами, протекающими во внешнем проводнике. На рис. 7.29 схематично показан принцип возбуждения диполя с рефлектором с помощью прямоугольного волновода. Простой диполь

возбуждается аналогичным образом. Рассмотренные системы питания взяты из работы [А 35, стр. 242—256], где приведены также другие варианты возбуждения.

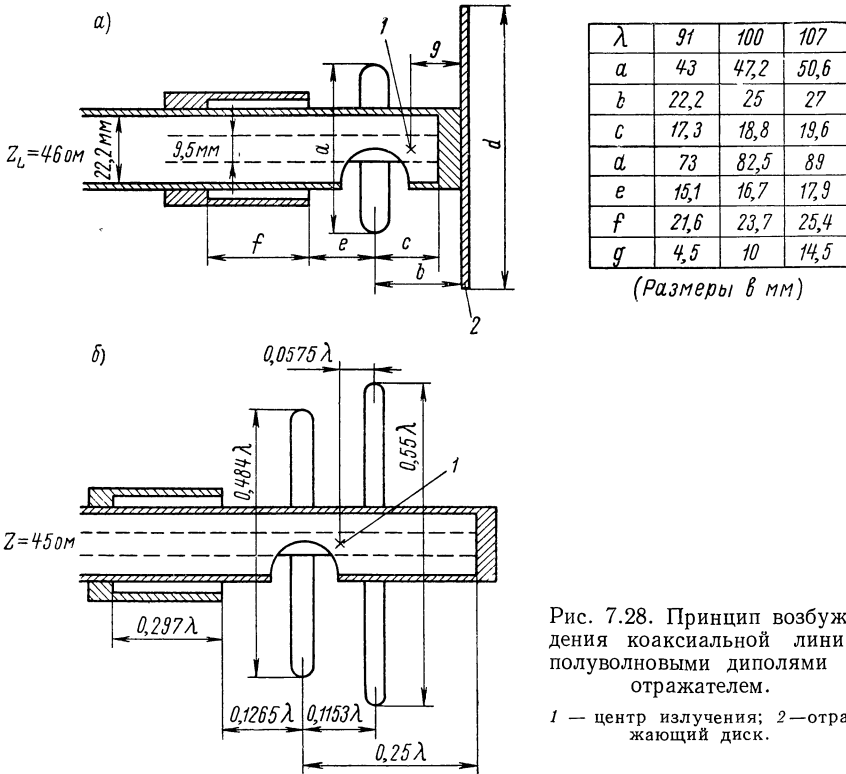


Рис. 7.28. Принцип возбуждения коаксиальной линии полуволновыми диполями с отражателем.

1 — центр излучения; 2 — отражающий диск.

Кроме того, для возбуждения зеркальных антенн с круговой симметрией используется система с двумя щелями и волноводным питанием, которая схематично показана на рис. 7.30.

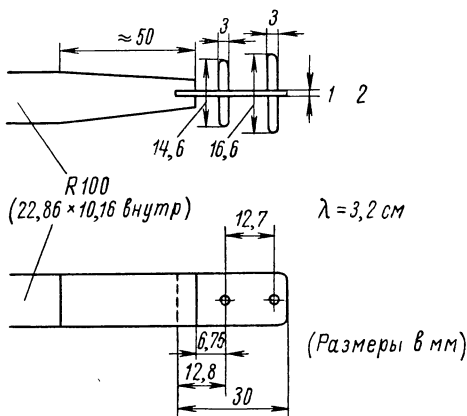


Рис. 7.29. Принцип возбуждения прямоугольным волноводом диполя с отражателем.

прямоугольный волновод сужается к облучателю, где соединяется с плоским резонатором, возбуждающим обе щели.

Важный класс первичных излучателей с центральным питанием образуют облучатели с круговой симметрией. Энергия к ним подводится через круглый волновод, который во многих случаях также сужается к излучателю (граничный диаметр сокращается за счет наполнения волновода диэлектрическим материалом). В самом простом случае перед раскрытием круглого волновода на соответствующем расстоянии располагается металлическая шайба (рис. 7.31), которая изменяет

направление распространения излучения. Однако в этом случае не существует точечного центра излучения. Облучатель действует скорее как кольцевой источник, так что идеального облучения зеркала не происхо-

дит. Этот недостаток в значительной степени устраняется, если перед раскрывом волновода поместить, как показано на рис. 7.32, небольшой гиперболический рефлектор. Если середина раскрыва волновода (приблизительно центр излучения) расположена в фокусе двухполостного гиперboloида, то вследствие геометрических свойств этой поверхности все лучи отражаются так, как будто они исходят из мнимого фокуса  $F$ . Последний представляет собой точечный центр излучения облучателя и рас-

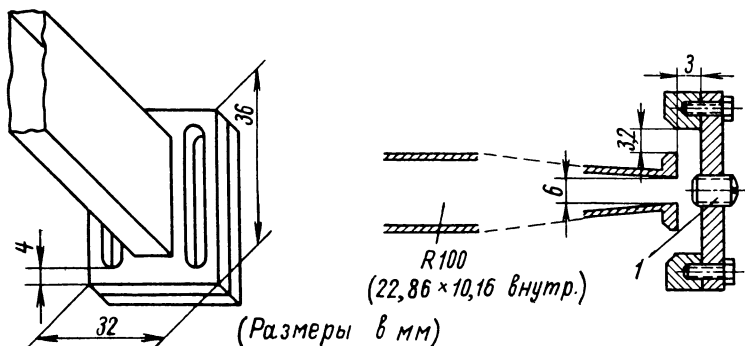


Рис. 7.30. Схема системы возбуждения с двумя щелями.

1 — согласующий винт.

полагается в фокусе зеркала. Аналогичный, хотя и более слабо выраженный эффект достигается с помощью других типов вспомогательных рефлекторов. Рассматриваемые облучатели с круговой симметрией пригодны для любой поляризации питающей волны. Они находят применение в антеннах радиорелейной связи, которые используют одновременно два ортогональных вида поляризации, в радиолокационных станциях с пере-

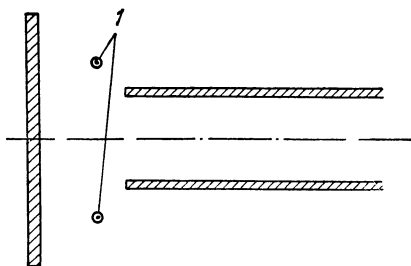


Рис. 7.31. Облучатель, обладающий круговой симметрией, с простой отражающей пластиной.

1 — кольцевой источник.

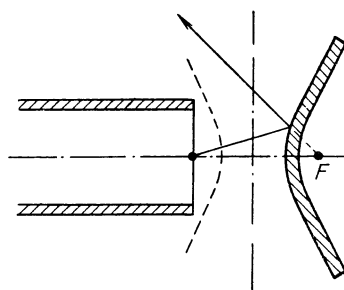


Рис. 7.32. Облучатель, обладающий круговой симметрией, с гиперболическим рефлектором.

менной поляризацией для борьбы с помехами, вызываемыми осадками, или для переключения диаграммы излучения за счет изменения вида поляризации (см., например, [D 14]).

О спиральных антеннах, используемых в качестве облучателей параболических зеркал с симметрией вращения, сообщают Кранк [7. 50] и Грин [7. 24].

Специальный облучатель с волноводным питанием, линейной поляризацией и приблизительно вращательно-симметричной характеристикой рассматривает Клэвин [7. 12]. Этот облучатель состоит (рис. 7. 33) из

электрического диполя 1, питаемого с помощью прямоугольного волновода, и двух возбуждаемых излучением магнитных диполей 2. В [7. 54] описывается рупорный излучатель, возбуждаемый диагональной поляризацией, с лепестком диаграммы излучения, имеющим приблизительно вращательную симметрию.

Так как зеркало обладает очень большой широкополосностью, то часто для перехода на другой частотный диапазон достаточно сменить облучатель. Находят применение также комбинации облучателей с соответствующим выбором вида поляризации и их расположения. В [7. 34] описывается параболическая антенна с комбинацией из трех облучателей для возбуждения на различных частотах. Облучатели для создания специальной диаграммы излучения рассматриваются в разделе 7. 3. 4, а линейные источники в качестве облучателей для антенн в виде параболического цилиндра — в главе 8.

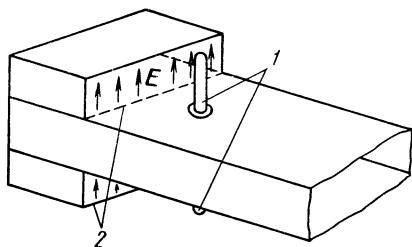


Рис. 7.33. Специальная система возбуждения для получения диаграммы излучения облучателя, обладающей круговой симметрией.

1 — электрический диполь; 2 — магнитные диполи.

Если облучатель находится в поле вторичного излучения антенны, то большое значение имеет его согласование со свободным пространством. Зеркало или те области зеркала, отражение от которых попадает на облучатель, действуют как места неоднородности с коэффициентом отражения, суммирующимся с коэффициентом отражения, характеризующим согласование облучателя со свободным пространством. Коэффициент отражения от зеркала  $\Gamma$  может быть рассчитан известными методами, использующими распределение токов, возбуждаемых на

зеркале невозмущенным первичным излучателем. До множителя, равного единице, справедливо соотношение [А 35, стр. 155—158]

$$\Gamma = \int_{(F)} \frac{G_p}{4\pi R^2} \cos \chi e^{-j2kR} dF, \quad (7.67)$$

где  $G_p$  — функция усиления облучателя;  
 $R$  — расстояние от облучателя до точки интегрирования на зеркале;

$\chi = \vartheta'/2$  — угол падения первичного излучения.

Фаза коэффициента отражения сильно зависит от частоты (из-за величины  $2kR = 4\pi R/\lambda$  в показателе). В формуле (7. 67) учитываются составляющие волны от всех элементарных токов на зеркале. В случае больших антенн, точнее при  $f \gg \lambda$ , коэффициент отражения или его модуль можно получить проще из рассмотрения мощности. При этом учитываются только волны, которые отражаются к облучателю с точки зрения геометрической оптики.

Если  $G_{op}$  — усиление центрально расположенного облучателя в осевом направлении, а  $P_s$  — его полная мощность излучения, то для плотности потока излучения в вершине зеркала справедливо

$$P_1 = P_s \frac{G_{op}}{4\pi j^2}.$$

Эта плотность потока излучения вследствие параллельности лучей после их отражения остается постоянной. Следовательно, мощность,



извлекаемая из поля волны облучателем, если  $A_w$  — его действующая площадь, будет

$$P_e = P_1 A_w = P_1 \frac{G_{op} \lambda^2}{4\pi},$$

откуда следует

$$|r| = \sqrt{\frac{P_e}{P_s}} = \frac{G_{op} \lambda}{4\pi f}. \quad (7.68)$$

Тот же результат получается, если вычислить интеграл (7.67) методом стационарной фазы. Обратное влияние при постоянном угле раскрыва  $2\theta_0$

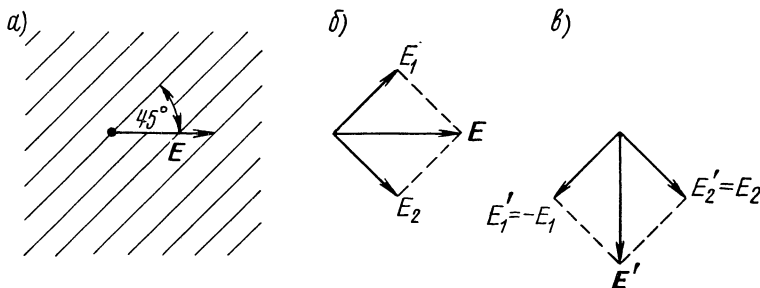


Рис. 7.34. Принцип поворота поляризации на зеркале на  $90^\circ$  с целью хорошего согласования облучателя.

(а тем самым приблизительно постоянном  $G_{op}$ ) тем меньше, чем больше размеры антенны по сравнению с длиной волны.

Отражения от зеркала сказываются лишь в тех случаях, когда их поляризация соответствует поляризации облучателя в режиме приема (см. разделы 1.5.5 и 1.5.7). Таким образом, например, поляризованный по кругу облучатель не принимает отраженного излучения, так как направление вращения электрического вектора относительно направления распространения при отражении меняется на обратное. Вследствие этого параболическое зеркало, возбуждаемое облучателем с поляризованным по кругу излучением, может быть согласовано в широкой полосе частот. Тот же эффект, хотя и с большими затратами, имеет место в случае линейно поляризованного облучателя, если направление поляризации поворачивается на зеркале на  $90^\circ$ . Это можно получить с помощью решетки из полос, которая располагается непосредственно перед поверхностью зеркала под углом в  $45^\circ$  к направлению поляризации и вызывает для составляющей, поляризованной в направлении полос, относительное изменение фазы на  $180^\circ$  (рис. 7.34). Для этого относительное изменение фазы на решетке при распространении в одном направлении должно составлять  $90^\circ$ . (Аналогичным образом линейно поляризованное излучение можно преобразовать в излучение с круговой поляризацией. При этом полный поворот фазы составляющей, поляризованной в направлении полос, должен быть равен  $90^\circ$  относительно перпендикулярной к ней составляющей.)

Обратное влияние зеркала на облучатель может быть почти устранено, если поместить перед вершиной рефлектора металлическую пластину,

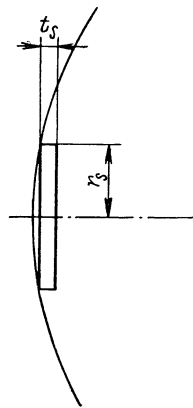


Рис. 7.35. Пластина, расположенная в вершине зеркала, для уменьшения его обратного влияния на облучатель.

которая отражает часть излучения в противофазе, так что общее отраженное поле на облучателе обращается в нуль. Выбор размеров этой пластины теоретически рассматривается в [А 35, стр. 443]. При  $f \gg \lambda$  для радиуса круглой пластины, помещенной в вершине, справедливо (рис. 7.35)

$$r_s = \sqrt{\frac{f\lambda}{3}}, \quad (7.69)$$

а для ее толщины

$$t_s = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} - \frac{5\lambda}{24} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (7.70)$$

Пластина должна иметь хороший электрический контакт с зеркалом. Указанные данные могут рассматриваться только в качестве ориентировочных значений. Окончательный выбор размеров следует производить экспериментально.

### 7.2.2. Излучение зеркальной антенны в реальных условиях. Причины погрешностей

Результаты, выведенные в разделе 7.1, справедливы только при идеализированных допущениях, которые на практике не выполняются. Исследуем теперь отклонения от идеальных излучающих свойств, имеющие место в реальных условиях. При этом все рассуждения будем проводить для антенны в виде параболоида вращения.

Причины погрешностей следующие:

1) поверхность зеркала имеет не точно параболическую форму (отсутствие плоской апертуры с синфазным распределением);

2) предположения геометрической оптики при распространении излучения от облучателя до зеркала или до апертуры выполнены неточно (зеркало находится не в дальнем поле облучателя; вследствие кривизны зеркала и конечной проводимости закон отражения выполняется только приближенно, в частности на краю зеркала возникают отклонения по сравнению с отражением от бесконечной идеально проводящей плоскости);

3) облучатель не является точечным (фазовые фронты волн, падающих на зеркало, — не сферические поверхности);

4) центр излучения облучателя, который считается точечным, смещен из фокуса (отсутствует плоская апертура с синфазным распределением);

5) облучатель нарушает поле вторичного излучения (дифракция вторичного излучения на облучателе, влияние затенения);

6) поле вторичного излучения нарушает возбуждение облучателя (влияние отраженных от зеркала волн на возбуждение облучателя);

7) энергия облучателя, не попадающая на зеркало, изменяет характеристику излучения антенны (прохождение излучения мимо зеркала; интерференция обратного излучения облучателя со вторичным излучением).

Последствия отклонений формы поверхности зеркала (пункт 1) рассматривались в разделах 4.3.5 и 4.3.6 в рамках исследования влияния погрешностей распределения поля на излучение для непрерывно возбуждаемых антенн. Как правило, отклонения распространяются на большие участки поверхности зеркала и так включаются в общую геометрическую картину, что едва ли могут быть определены без вспомогательных средств. Они вызывают погрешности фазового распределения в апертуре, которые, как правило, хотя по величине и малы, но охватывают большую поверхность апертуры. Возникающие из-за этого погрешности излучения стати-

стически определялись в разделе 4.3.6 с помощью уровня помех, который, в частности, может вызывать увеличение боковых лепестков. Симметричное изменение формы зеркала (рис. 7.36), которое в первом приближении снова приводит к параболе, но с измененным фокусным расстоянием, действует как смещение облучателя в осевом направлении и вызывает приблизительно квадратичные фазовые погрешности в апертуре. Этот случай мы рассмотрим ниже.

Практически погрешности, которые возникают при возбуждении токов на зеркале, или погрешности распределения поля в апертуре вследствие отличия свойств системы от оптических обусловлены почти исключительно краевыми эффектами. При использовании закона отражения должно предполагаться, что токи, возбуждаемые на отражающей поверхности, равны токам, которые возбуждались бы на бесконечной идеально проводящей плоскости, касательной в точке падения.

Можно считать, что это условие выполнено с хорошей точностью на достаточном расстоянии от края, если поверхность зеркала имеет малую кривизну, т. е., точнее, если ее главные радиусы кривизны велики по сравнению с длиной волны. Практически это всегда имеет место и нарушается, в частности, только в местах разрыва поверхности зеркала, т. е. вблизи от его краев. Влияние краевых эффектов тем сильнее, чем меньше размеры зеркала по сравнению с длиной волны. Как было показано в разделе 7.1.4, в случае малых зеркальных антенн (диаметр которых  $10\lambda$  или меньше) возникают отклонения в диаграмме излучения от значений, полученных апертурным методом; прежде всего повышается уровень боковых лепестков при одновременном уменьшении ширины основного лепестка по половинному уровню. В первую очередь эти отклонения вызываются краевыми эффектами.<sup>1</sup>

В случае неточечного облучателя (пункт 3) при облучении зеркала однородные сферические волны, выходящие из различных центров излучения, накладываются друг на друга. На результирующее распределение в апертуре влияют в первую очередь фазовые погрешности, которые ведут к расширению главного лепестка и, что более существенно, к возрастанию боковых лепестков. В случае кольцеобразного центра излучения (например, облучателя, изображенного на рис. 7.31) причину расширения главного лепестка легко объяснить. Если кольцевой источник расположен на расстоянии  $f$  от вершины зеркала, то каждый элемент источника вызывает в первом приближении линейную фазовую погрешность, в результате чего происходит незначительный поворот в основном неизменной диаграмме излучения. Вследствие этого полная диаграмма излучения составляется из элементарных лепестков, расположенных на узком конусе, которые в совокупности создают расширенный лепесток диаграммы излучения. При протяженности эффективного источника излучения в осевом направлении возникают квадратичные фазовые погрешности.

При смещении центра излучения, который считается точечным, из фокуса (пункт 4) возникают в зависимости от рода смещения линейные, квадратичные или же фазовые погрешности более высокого порядка.

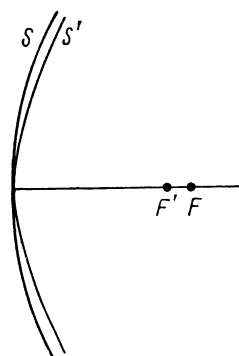


Рис. 7.36. Симметричное изменение формы зеркала как причина квадратичных фазовых погрешностей в апертуре.

<sup>1</sup> Вызываемое краевыми эффектами боковое излучение зеркальных антенн рассматривается в работах [7.44], [7.83].

Смещение облучателя перпендикулярно оси параболы приводит к линейной, а при значительном смещении — к кубической фазовой погрешности, а смещение вдоль оси — в первом приближении к квадратичной фазовой погрешности. Влияние фазовых погрешностей на излучение рассматривалось в разделе 4.3.5.

Величина квадратичной фазовой погрешности в зависимости от смещения облучателя может быть определена следующим образом. Пусть (рис. 7.37) облучатель смещен из фокуса  $F$  в направлении зеркала на отрезок  $\delta$ . В результате пути центральных лучей до апертуры сокращаются на большую величину, чем крайних. Фазовый фронт уже не совпадает с апертурой, а имеет форму, показанную на рисунке пунктирной линией  $ACA'$  (приблизительно квадратичная парабола). Отрезком  $BC$  определяется абсолютная фазовая погрешность в апертуре.

Пути от облучателя до рассматриваемого фазового фронта для всех лучей равны:

$$F'A = F'OC = F'OB + BC.$$

В первом приближении справедливо

$$F'A = FA - \delta \cos \vartheta_0$$

и

$$F'OB = FOB - \delta = FA - \delta.$$

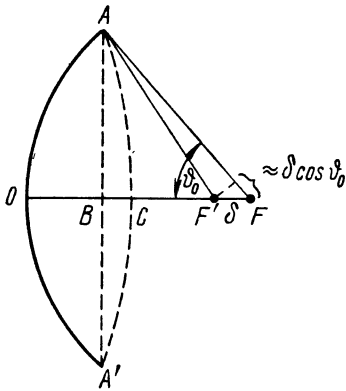
С учетом этого

$$BC = F'A - F'OB = \delta (1 - \cos \vartheta_0) = 2\delta \sin^2 (\vartheta_0/2). \quad (7.71)$$

Из (7.7) и (7.32) следует:

$$BC = 2\delta \frac{\tau^2}{1 + \tau^2}, \quad (7.72)$$

Рис. 7.37. К объяснению квадратичной фазовой погрешности при смещении облучателя в осевом направлении.



$$\tau = \frac{d}{4f}. \quad (7.73)$$

В обозначениях раздела 4.3.5, где  $\varphi_1$  означало фазовое отклонение на краю относительно центра, участку  $BC$  соответствует фазовая погрешность

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} BC = 4\pi \frac{\delta}{\lambda} \frac{\tau^2}{1 + \tau^2}. \quad (7.74)$$

Получающиеся в результате этого изменения диаграммы при различных амплитудных распределениях определяются уравнениями, приведенными в разделе 4.3.3. Уменьшение усиления в первом приближении определяется из формулы (4.152).

Дифракция вторичного поля на облучателе (пункт 5), как правило, может быть точно оценена лишь экспериментально. Однако влияние облучателя можно приближенно рассматривать как влияние одного лишь затенения, т. е. поле в апертуре в зоне, которую затеняет облучатель, обращается в нуль, а в прочих областях остается неизменным. Этот случай можно представить математически, если к излучению невозмущенного поля в апертуре добавить в противофазе излучение области, закрытой облучателем. Так как поперечное сечение облучателя, как правило, мало по сравнению с апертурой, то корректирующее распределение может быть принято равномерным. С таким приближением формула (7.48) для харак-



проходящее мимо зеркала вблизи от его края, может вызвать нежелательные боковые или обратные лепестки без участия вторичного поля. Кроме того (при сильном обратном излучении облучателя), первичное излучение может интерферировать со вторичным, что в свою очередь влияет на характеристику излучения и усиление антенны. Величина лепестков в общей характеристике излучения, возникающих из-за прохождения энергии мимо зеркала, зависит от отношения усиления антенны к усилению облучателя и относительной интенсивности излучения облучателя на краю зеркала. Если  $G_0$  — усиление антенны и  $G_{op}$  — усиление облучателя (оба в соответствующем главном направлении излучения), а  $A_w$  и  $A_{wp}$  — соответствующие действующие площади, то увеличение усиления вторичного излучения  $b$  (рис. 7.39) по сравнению с излучением облучателя составляет (в дБ)

$$b = 10 \log \left( \frac{G_0}{G_{op}} \right) = 10 \log \left( \frac{A_w}{A_{wp}} \right).$$

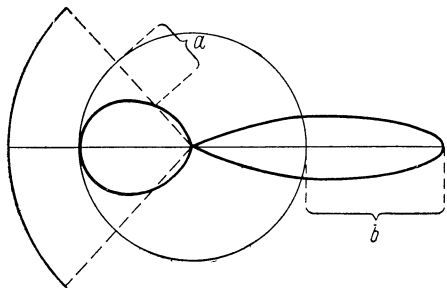


Рис. 7.39. К определению ослабления обратных лепестков, обусловленных прохождением энергии облучателя мимо зеркала.

Если, далее,  $a$  — уменьшение усиления первичного излучения на краю зеркала (в дБ), то из-за прохождения энергии мимо зеркала следует ожидать появления обратных лепестков диаграммы излучения с ослаблением  $(a + b)$  дБ относительно главного максимума. Обычно действующие площади зеркала и облучателя меньше, чем геометрические поверхности раскрыва. Если поверхность раскрыва облучателя определяется его конструкцией, как это имеет место у рупорного излучателя, то вместо отношения действующих площадей можно в случае зеркала в виде параболоида вращения в грубом приближении рассматривать отношение геометрических поверхностей, а в случае зеркала в виде параболического цилиндра — отношение линейных размеров рефлектора и облучателя в плоскости кривизны зеркала. При постоянном угле раскрыва и неизменном облучении лепестки, возникающие из-за прохождения излучения мимо зеркала, тем меньше, чем больше отношение ширины зеркала к длине волны.

Интерференция вторичного излучения в главном направлении и обратного излучения облучателя может привести как к уменьшению усиления антенны, так и к его увеличению в зависимости от разности фаз обеих составляющих. При синфазном и противофазном излучении для истинного усиления  $\bar{G}_0$  антенны получаем

$$\bar{G}_0 = (\sqrt{G_0} \pm \sqrt{G_{rp}})^2 = G_0 \left( 1 \pm \sqrt{\frac{G_{rp}}{G_0}} \right)^2, \quad (7.77)$$

где  $G_{rp}$  — усиление обратного излучения облучателя.

Если обозначить значение усиления (в дБ) через  $\bar{g}_0$  или через  $g_0$ , то в предположении  $G_{rp} \ll G_0$  справедливо

$$\bar{g}_0 = g_0 \pm 8,686 \sqrt{\frac{G_{rp}}{G_0}}. \quad (7.78)$$

При возбуждении простым диполем  $G_{rp} = G_{op}$ . В этом случае (прежде всего при малых размерах зеркала) может происходить значительное уменьшение усиления. В случае рупорных облучателей обратное излу-

чение очень сильно ослабляется (обычно на 50—60 дБ или больше относительно главного излучения). Следовательно, отношение  $G_{rp}/G_0$  меньше, чем  $10^{-6}$ , так что интерференционным эффектом можно пренебречь. Так как соотношение фаз обратного излучения облучателя и вторичного излучения зависит от расстояния до вершины зеркала, отнесенного к длине волны, то усиление при появлении заметного интерференционного эффекта периодически колеблется относительно своего невозмущенного значения.

### 7.2.3. Конструкции поверхности зеркала

Зеркальные антенны, как правило, имеют повышенную поверхность ветровой нагрузки, в особенности на длинных волнах диапазона СВЧ. Возникающие под действием ветра силы требуют соответственно усиленной конструкции зеркала и его крепления, и кроме того, в случае сканирующих антенн (например, вращающихся радиолокационных антенн) — преодоления вращающего момента, вызываемого силой ветра. Вследствие этого зеркало обычно только в случае относительно небольших антенн делается сплошным, т. е. имеет однородную металлическую поверхность или поверхность из пластмассы (например, полиэфирных смол,

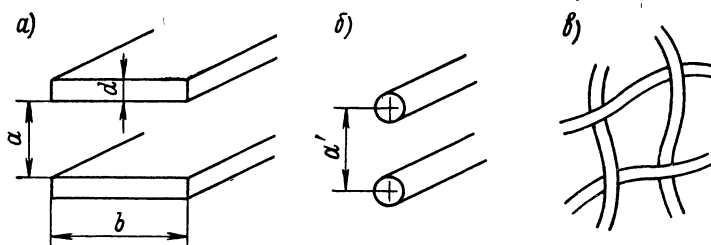


Рис. 7.40. Конструкции зеркала в виде решетки из полос (а), решетки из проводников (б) и петлевой сетки (в).

усиленных стекловолокном), покрытую металлом. Толщина проводящего слоя должна при этом составлять не менее пятикратной глубины проникновения.

Массивную конструкцию поверхности зеркала с очень малым весом и большой устойчивостью можно получить, используя ячеистые структуры, применяемые в самолетостроении. Зеркало выполняется в виде системы ячеек, открытых с обеих сторон; ячейки делаются, например, из гетинакса, покрытого синтетической пленкой, усиленной стекловолокном. Точность изготовления практически зависит лишь от точности изготовления применяемого формовочного изделия.

На более длинных волнах диапазона СВЧ и при большой поверхности зеркала целесообразно выполнять его в виде решетки. На рис. 7.40 показаны три варианта конструкций зеркала: в виде решетки из полос, решетки из проводников и из петлевой сетки. В случае решетки из полос или проводников вектор электрического поля должен быть расположен параллельно полосам или проводникам, следовательно, антенна может работать только с постоянной линейной поляризацией. Конструкция в виде петлевой сетки пригодна для любого вида поляризации.

Для всех конструкций антенной поверхности из дискретных отражающих элементов расстояние между элементами ограничивается в основном двумя факторами. Прежде всего, внутреннее расстояние  $a$  между элементами должно быть всегда меньше, чем  $\lambda/2$ , так как в противном случае значительная часть излучаемой энергии пройдет сквозь зеркало. Кроме

того, расстояние  $a'$  между центрами элементов должно выбираться таким образом, чтобы при отражении не возникали вторичные лепестки, т. е. чтобы пути лучей после отражения от соседних элементов для любого направления отличались меньше, чем на длину волны.

Из требования, что сумма разностей путей до и после отражения должна быть меньше  $\lambda$  ( $s + \bar{s} < \lambda$  для любого  $\varphi$ ; рис. 7.41), для расстояния между центрами элементов получаем

$$a' < \frac{\lambda}{1 + \sin \bar{\varphi}}; \quad (7.79)$$

$\bar{\varphi}$  — угол падения в плоскости, где имеет место периодичность с периодом  $a'$ .

Как правило, это требование выполняется, если расстояние между элементами выбрать таким, чтобы лишь незначительная часть первичного излучения проходила сквозь структуру зеркала.

На рис. 7.42 для решетки из полос показана связь между шириной полос  $b$ , длиной волны, расстоянием между полосами  $a$  и затуханием  $D$  в полосе пропус-

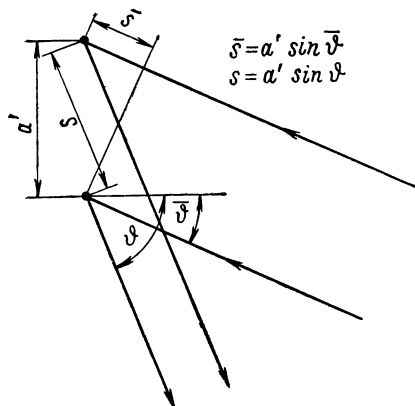


Рис. 7.41. К объяснению величин, входящих в неравенство (7.79).

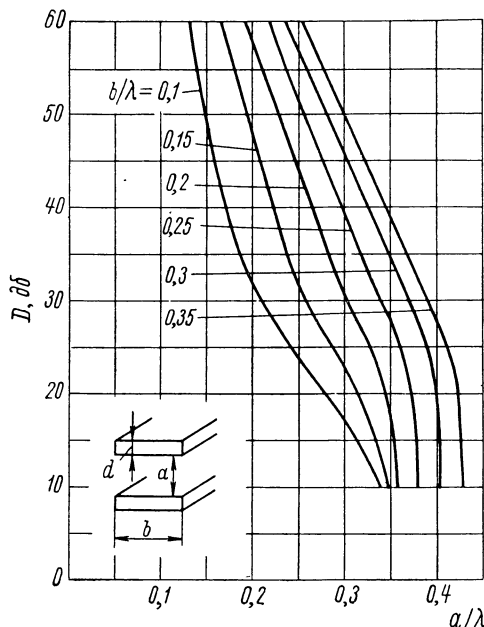


Рис. 7.42. К определению затухания  $D$  при прохождении излучения через решетку из полос.

кания при нормальном падении. Кривые были составлены по данным, приведенным в работе [А 35, стр. 450], и по экспериментальным данным, полученным автором. Толщина полос  $d$  относительно мало влияет на результаты. За основу при выборе размеров можно взять приблизительно  $d \leq 0,05\lambda$ . Практически затухание в полосе пропускания должно составлять около 30 дБ. Так как ширина полос  $b$  влияет на сопротивление ветру в меньшей степени, чем расстояние между пластинами  $a$ , то следует выбирать  $a$  и  $b$  возможно большими. При  $\lambda = 3,2$  см оказались пригодными алюминиевые полосы с  $a = 10$  мм,  $b = 6$  мм и  $d = 1$  мм.

Максимальная сила ветра  $P_{\max}$ , действующая на зеркало, очевидно, пропорциональна площади поверхности и давлению ветра, откуда следует формула

$$P_{\max} = c_p q F, \quad (7.80)$$



где  $q = \frac{1}{2} \rho v^2$  — динамическое давление;

$\rho$  — плотность воздуха;

$v$  — скорость ветра;

$F$  — проекция поверхности зеркала на плоскость, перпендикулярную к направлению ветра, при максимальном давлении ветра;

$c_p$  — коэффициент, который зависит только от формы зеркала (и конструкции его поверхности); следовательно, для всех однотипных зеркал различной величины этот параметр имеет одно и то же значение.

При нормальных условиях с хорошей точностью выполняется следующее соотношение:

$$\rho = \frac{1}{8} \text{ нсек}^2 \text{ м}^{-4},$$

а тем самым

$$q = \frac{1}{16} \text{ нм}^{-2}. \quad (7.81)$$

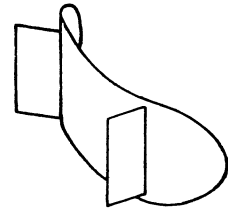


Рис. 7.43. Зеркало в виде параболического цилиндра со стабилизирующими пластинами.

В случае массивной конструкции рефлектора  $c_p$  приблизительно имеет значение 1,5. Для конструкции в виде решетки из полос М. Марк [7.56] получил  $c_p \approx 0,7$  ( $d = 0,04''$ ,  $b = 0,5''$ ,  $a = 0,375''$ ) и  $c_p \approx 0,55$  ( $d = 0,04''$ ,  $b = 0,5''$ ,  $a = 0,5''$ ). При этом было исследовано по 7 различным форм рефлекторов. Максимальное отклонение отдельных значений от среднего не превышало 20%.

В случае вращающихся антенн максимальный вращающий момент  $M_{\max}$ , действующий на оси вращения и обусловленный силой ветра, зависит от динамического давления  $q$ , поверхности зеркала или ее проекции  $F$ , ширины зеркала  $b$ , числа оборотов в единицу времени  $n$ , скорости ветра, формы зеркала и конструкции его поверхности, а также от положения оси вращения. Справедливо следующее соотношение:

$$M_{\max} = c_M q F b; \quad (7.82)$$

$c_M$  — коэффициент, который зависит только от формы зеркала и отношения  $nb/v$ . Так как, очевидно,  $c_M$  прямо пропорционально  $nb/v$ , то приближенно можно положить

$$c_M = A + B (nb/v)^2. \quad (7.83)$$

Постоянные  $A$  и  $B$  зависят только от формы зеркала, конструкции его поверхности и положения оси вращения. Для зеркала в виде решетки из полос и петлевой сетки Марк указывает значения  $A$  от 0,025 и 0,037 и значения  $B$  от 12,6 до 33. При больших скоростях ветра второй член в выражении (7.83) как правило, становится очень малым по сравнению с  $A$ , так что вращающий момент практически не зависит от числа оборотов.

Приведенные формулы позволяют рассчитать ожидаемый максимальный вращающий момент или, соответственно, максимальную ветровую нагрузку на основе измерений на моделях антенн в аэродинамической трубе. Перед окончательным проектированием вращающейся радиолокационной антенны целесообразно установить с помощью измерений на моделях оптимальное положение зеркала по отношению к оси вращения. В [7.56] приводятся различные примеры зависимостей вращающего момента от угла поворота. Сглаживание кривых при одновременном снижении

максимального вращающего момента можно осуществить не только соответствующим выбором расстояния до оси вращения, но и укреплением на обратной стороне зеркала так называемых стабилизирующих пластин (рис. 7.43).

### 7.3. Создание диаграмм излучения специального вида с помощью зеркальных антенн

#### 7.3.1. Постановка задачи и применение диаграмм излучения специального вида

Задача реализации заданной характеристики излучения сводится к получению требуемой диаграммы излучения в плоскости симметрии антенны при обеспечении высокой направленности в перпендикулярной к ней координатной плоскости. Эта задача рассматривается здесь именно в указанном смысле. Плоскость, в которой возникает диаграмма специального вида, будем в дальнейшем считать вертикальной, в то время как плоскость, в которой излучение обладает высокой направленностью, — горизонтальной.

В последующих разделах рассматриваются вопросы создания диаграммы излучения специального вида с помощью зеркальных антенн. Эта задача отличается от задачи общего синтеза диаграммы, рассмотренной в разделе 4.3.7, тем, что здесь за основу берется не линейный источник, а система зеркало — облучатель, и используются преимущественно методы геометрической оптики. Заданная диаграмма излучения может быть реализована в основном либо с помощью зеркала особой формы при простом (точечном или линейном) облучателе, либо с помощью специального облучателя при простой форме зеркала (параболоид вращения или параболический цилиндр). Когда требуемая диаграмма излучения несимметрична, задачу синтеза нельзя свести к плоской апертуре с синфазным возбуждением. В этих случаях, к которым преимущественно относятся последующие рассуждения, для синтеза диаграммы мы используем методы геометрической оптики. Вследствие этого результаты тем точнее, чем больше размеры зеркала и радиусы кривизны его поверхности по сравнению с длиной волны.

Диаграммы излучения специального вида необходимы прежде всего в радиолокационных антеннах, у которых мощность излучения должна быть распределена в пределах угловой области таким образом, чтобы цели с заданными рассеивающими поверхностями одинаково хорошо воспринимались на границах области перекрытия. Типичным примером диаграммы излучения специального вида является так называемая косекансная диаграмма, которая используется как в антеннах станций кругового обзора, так и в антеннах бортовых самолетных радиолокационных станций для ориентирования по наземным объектам (панорамная радиолокационная станция). Целесообразность подобной диаграммы вытекает из следующих рассуждений.

По вполне понятным причинам желательно, чтобы в бортовой самолетной радиолокационной станции, которая дает возможность ориентироваться по наземным предметам, все объекты с равными рассеивающими поверхностями, расположенные в области обнаружения, фиксировались с одинаковой интенсивностью, независимо от их удаления.

Для мощности  $P_e$ , отраженной от объекта, которая принимается станцией, как известно, справедливо следующее соотношение:

$$P_e = P_s \frac{\lambda^3 G^2 \sigma}{(4\pi)^3 r^4}, \quad (7.84)$$

где  $P_s$  — излучаемая мощность (пиковое значение в импульсе);  
 $\lambda$  — длина волны;  
 $r$  — расстояние до объекта;  
 $\sigma$  — эффективная площадь рассеяния объекта (умноженная на 4л интенсивность излучения волны, отраженной в направлении станции, деленная на плотность потока излучения падающей волны);  
 $G$  — усиление приемо-передающей антенны в соответствующем направлении.

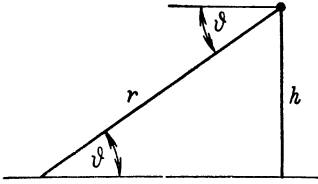


Рис. 7.44. К выводу идеальной диаграммы излучения бортовой самолетной радиолокационной станции обнаружения наземных объектов.

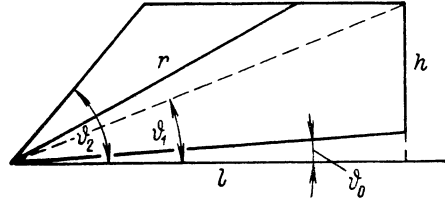


Рис. 7.45. Схематичное представление косекансной диаграммы.

Для выполнения указанного выше требования усиление  $G = G(\vartheta)$  должно быть выбрано таким, чтобы мощность  $P_e$  в заданной области не зависела от угла  $\vartheta$ .

Согласно рис. 7.44

$$r = \frac{h}{\sin \vartheta}. \quad (7.85)$$

Кроме того, на основании экспериментальных данных приближенно справедливо

$$\sigma \approx \sin \vartheta,$$

если в качестве типичного объекта рассеяния принять лежащий на земле предмет площадью в  $1 \text{ м}^2$ . Далее, принимая во внимание ширину  $\Delta\vartheta$  луча, для поверхностных целей справедливо

$$\sigma \approx r \Delta\vartheta.$$

Указанные соотношения позволяют записать:

$$\sigma \approx h \Delta\vartheta, \quad (7.86)$$

т. е.  $\sigma$  приближенно не зависит от угла излучения. Тем самым

$$P_e \approx G^2 \sin^4 \vartheta.$$

Если принимаемая мощность должна быть постоянной, то

$$G \approx \frac{1}{\sin^2 \vartheta} = \operatorname{cosec}^2 \vartheta,$$

или, так как усиление пропорционально радиусу-вектору диаграммы излучения  $E(\vartheta)$  в вертикальной плоскости (при постоянной ширине луча в горизонтальной плоскости),

$$E(\vartheta) = E_1 \operatorname{cosec} \vartheta. \quad (7.87)$$

Это требование не может быть реализовано для  $\vartheta = 0$ . Обычно формула (7.87) приближенно выполняется только для значений углов в пределах  $\vartheta_1 \div \vartheta_2$ , причем справедливы следующие соотношения:

$$0 < \vartheta_1 \leq \vartheta \leq \vartheta_2 < \frac{\pi}{2}.$$

Так как в случае станции кругового обзора соотношение (7.85) также выполняется и так как  $\sigma$  (в этом случае уже для точечных объектов) также может считаться приближенно независимой от угла, то требуемая диаграмма для равномерного обнаружения объектов, находящихся на высоте  $h$ , снова удовлетворяет формуле (7.87).

Так как нижняя граница для  $\vartheta$  не может выбираться сколь угодно малой, то целесообразно работать с диаграммой излучения, указанной на рис. 7.45, идеальная форма которой аналитически определяется следующим образом:

$$E(\vartheta) = \begin{cases} \frac{E_0}{\cos \vartheta} = E_0 \sec \vartheta & \text{для } \vartheta_0 \leq \vartheta \leq \vartheta_1; \\ \frac{E_0}{\sin \vartheta} \operatorname{tg} \vartheta_1 = E_0 \operatorname{tg} \vartheta_1 \operatorname{cosec} \vartheta & \text{для } \vartheta_1 \leq \vartheta \leq \vartheta_2; \\ 0 & \text{для } \vartheta < \vartheta_0; \vartheta_2 < \vartheta. \end{cases} \quad (7.88)$$

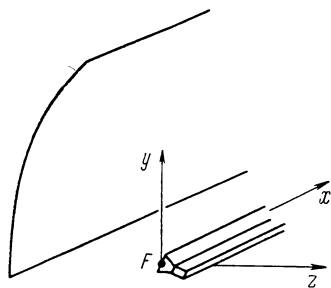
Наиболее употребительными значениями для граничных углов являются:  $\vartheta_0 = 2^\circ$ ;  $\operatorname{tg} \vartheta_1 = h/l = 0,05 \dots 0,1$ ;  $\vartheta_2 = 25^\circ \dots 40^\circ$ .

Если отражающие свойства объектов не соответствуют указанным выше предположениям, то диаграмма излучения будет иметь форму, несколько отличную от идеальной.

### 7.3.2. Создание заданной диаграммы излучения с помощью изменения формы зеркала в случае линейного облучателя

Рассмотрим цилиндрическое зеркало с линейным облучателем, показанное на рис. 7.46. В горизонтальной плоскости (плоскость  $xz$ ) антенна должна создавать остронаправленное излучение, определяемое облучателем, в то время как в вертикальной плоскости (плоскость  $yz$ ) с помощью специально выбранной формы зеркала должна формироваться требуемая диаграмма излучения. Задача определения формы зеркала рассматривается с точки зрения геометрической оптики. При этом считается, что имеет место точная цилиндрическая симметрия, т. е. антенная система заменяется соответствующей системой бесконечной протяженности в направлении  $x$  и рассматривается сечение, параллельное плоскости  $yz$ .

Рис. 7.46. Цилиндрическое зеркало с линейным облучателем для создания заданной диаграммы излучения.



Для кривой, получающейся в сечении, которую мы предполагаем дифференцируемой, с помощью рис. 7.47, б легко вывести дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{q} \frac{dq}{d\varphi} = \frac{d}{d\varphi} \ln q = \operatorname{tg} \left( \frac{\varphi + \vartheta}{2} \right), \quad (7.89)$$

где  $\varphi$  — угол, образуемый падающим лучом с горизонтальной плоскостью;  $\vartheta$  — угол, образуемый отраженным лучом с горизонтальной плоскостью;

$q$  — расстояние в сечении зеркала от точки отражения на кривой  $Q$  до точки расположения облучателя  $F$  (рис. 7.47, а).

Для решения уравнения (7.89) угол  $\vartheta$  должен быть задан в виде функции угла  $\varphi$ . Функцию  $\vartheta(\varphi)$  можно получить из рассмотрения углового распределения излучаемой мощности, используя известную диаграмму облучателя и заданную вторичную диаграмму.

Пусть для вывода этой зависимости  $P_1(\varphi)$  и  $P_2(\vartheta)$  представляют собой мощности в единичном угле, приходящиеся на единицу длины, которые излучаются облучателем или антенной в соответствующих направлениях,

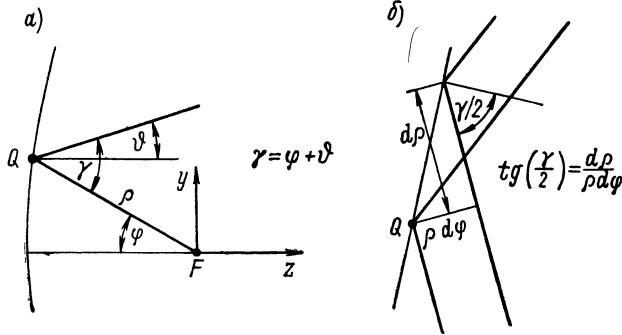


Рис. 7.47. К выводу дифференциального уравнения (7.89).

т. е. в случае вторичного излучения — мощности излучения, проходящие через прямоугольник  $ABB'A'$  (рис. 7.48), деленные на элемент поверхности  $rd\vartheta dx$ . Для упрощения рассуждений при этом предполагается, что излучение в определенном направлении  $\vartheta$  происходит только из точки сечения зеркала  $Q$ . Это условие выполняется, если функция  $\vartheta(\varphi)$  является монотонной (т. е. с возрастанием  $\varphi$  угол  $\vartheta$  должен либо постоянно возрастать, либо постоянно убывать). Так как мощность, падающая на зеркало в элементарном угле  $d\varphi$ , вызывает вторичное излучение в элементарном угле  $d\vartheta$  (предполагается отражение от зеркала без потерь), то справедливо уравнение

$$P_1(\varphi) |d\varphi| = P_2(\vartheta) |d\vartheta|;$$

соответственно, если обозначить диаграмму облучателя через  $g_1(\varphi)$ , а диаграмму вторичного излучения через  $g_2(\vartheta)$ , то

$$g_1^2(\varphi) d\varphi = K g_2^2(\vartheta) d\vartheta, \quad (7.90)$$

где  $K$  — постоянная, которая зависит от способа нормирования диаграммы и указывается ниже. Пусть  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — углы диаграммы облучателя, ограничивающие зеркало, причем  $\varphi_1 < \varphi_2$ , и пусть  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  — соответствующие углы излучения. Тогда для  $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2$  справедливо

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} g_1^2(\varphi) d\varphi = K \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} g_2^2(\vartheta) d\vartheta. \quad (7.91)$$

Постоянную  $K$  можно определить из требования, чтобы полная мощность излучения, падающая на зеркало, равнялась излучаемой мощности:

$$K = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} g_1^2(\varphi) d\varphi}{\int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} g_2^2(\vartheta) d\vartheta}. \quad (7.92)$$

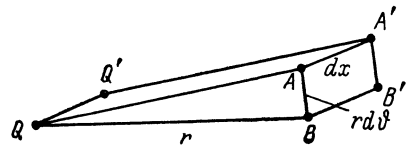


Рис. 7.48. К определению плотности потока мощности вторичного излучения в случае цилиндрической симметрии.

Из уравнения (7.91) с учетом (7.92) функция  $\vartheta(\varphi)$  может быть легко определена численно или графически. Для этого существуют две возможности в зависимости от того, какому граничному углу диаграммы облучателя, верхнему или нижнему, соответствует нижний граничный угол вторичной диаграммы. В первом случае (рис. 7.49, а)  $\vartheta_1 < \vartheta_2$  и  $\vartheta(\varphi)$  — монотонно возрастающая ( $\vartheta'(\varphi) > 0$ ); во втором случае (рис. 7.49, б)  $\vartheta_1 > \vartheta_2$  и  $\vartheta(\varphi)$  — монотонно убывающая ( $\vartheta'(\varphi) < 0$ ).

Полагая  $\vartheta = \vartheta(\varphi)$  и решая дифференциальное уравнение (7.89), можно получить уравнение сечения зеркала

$$\varrho(\varphi) = \varrho_1 \exp \left\{ \int_{\varphi_1}^{\varphi} \operatorname{tg} \left( \frac{\varphi + \vartheta(\varphi)}{2} \right) d\varphi \right\}. \quad (7.93)$$

Величина  $\varrho_1 = \varrho(\varphi_1)$  является произвольной и определяет масштаб системы. Чем больше  $\varrho_1$ , тем точнее оказываются выполненными предпо-

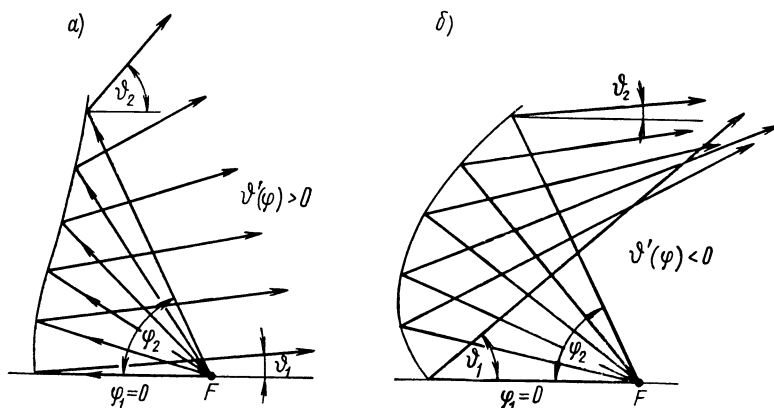


Рис. 7.49. Две возможности образования заданной диаграммы излучения с помощью специального изменения формы зеркала.

сылки для применения геометрической оптики, т. е. фактически с тем большей точностью реализуется требуемая диаграмма излучения.

Для косекансной диаграммы следует положить

$$g_2(\vartheta) = \frac{1}{\sin \vartheta} \quad \text{для } \vartheta_{1,2} \leq \vartheta \leq \vartheta_{2,1}$$

(первый индекс для случая  $\vartheta_1 < \vartheta_2$ , второй — для  $\vartheta_1 > \vartheta_2$ ). Из (7.91) с учетом (7.92) для  $\vartheta(\varphi)$  следует:

$$\operatorname{ctg} \vartheta = \operatorname{ctg} \vartheta_1 + \left\{ \operatorname{ctg} \vartheta_2 - \operatorname{ctg} \vartheta_1 \right\} \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi} g_1^2(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} g_1^2(\varphi) d\varphi}. \quad (7.94)$$

На практике полагают  $\varphi_1 \approx 0$ , а разность  $\varphi_2 - \varphi_1$  выбирают в соответствии с остротой диаграммы облучателя таким образом, чтобы, с одной стороны, не было большого прохождения первичного излучения мимо зеркала, а с другой стороны, чтобы диаграмма облучателя не претерпевала сильных изменений. Границы зеркала должны определяться углами,

соответствующими ослаблению плотности потока излучения облучателя на 10 дБ.

Истинная диаграмма, как правило, тем сильнее отличается от заданной, чем меньше  $Q_1/\lambda$ , так как расчет методами геометрической оптики производится без учета дифракционных явлений. Это справедливо прежде всего при очень больших  $Q_1/\lambda$  или, соответственно, при очень больших по сравнению с длиной волны размерах зеркала. При относительно малых размерах зеркала, что часто имеет место на длинных волнах диапазона СВЧ, точность полученной диаграммы, вообще говоря, колеблется в зависимости от  $Q_1/\lambda$ , т. е., как правило, внутри допустимой области изменения размеров антенн существует оптимальное расстояние до излучателя  $Q_1$ .

Расчет реальной диаграммы излучения целесообразно производить методом, использующим распределение тока. Этим же методом может быть найдено оптимальное значение  $Q_1$ .

Если диаграмма обладает недопустимо большими отклонениями от требуемой формы, чего следует ожидать особенно в антеннах, размеры которых не очень велики по сравнению с длиной волны, то незначительным изменением расчетной формы зеркала можно попытаться получить более хорошую диаграмму. Таким способом определяются также приближенные значения допустимых погрешностей при изготовлении зеркала.

Пренебрежение дифракционным эффектом особенно нежелательно сказывается на краю угловой области  $\vartheta_2 - \vartheta_1$ , т. е. в местах наиболее сильных изменений напряженности поля. Реальная диаграмма обычно бывает шире диаграммы, положенной в основу расчета. Поэтому целесообразно при расчете выбирать несколько меньшую угловую область  $\vartheta_2 - \vartheta_1$ .

### 7.3.3. Создание заданной диаграммы излучения с помощью подбора формы зеркала в случае точечного облучателя

Проблеме создания заданной диаграммы излучения с помощью зеркальной антенны, возбуждаемой точечным облучателем, т. е. при использовании отражающей поверхности с двойной кривизной, в литературе уделяется много внимания [7.5] [7.18] [7.58] [А 35] [А 40].

Последующее изложение ведется согласно методу Маунца [7.58], однако при этом не используются сложные дифференциально-геометрические рассуждения и исключается путь решения с помощью дифференциального уравнения поверхности зеркала, что позволяет получить это уравнение непосредственно на основании относительно несложных геометрических соображений.

Пусть облучатель, который считается точечным, расположен в точке  $F$  (рис. 7.50). Как было показано в разделе 7.3.1, в горизонтальной плоскости (плоскость  $xz$ ) должна получаться острая диаграмма излучения, а в вертикальной плоскости (плоскость  $yz$ ) — требуемая диаграмма.

Для определения поверхности зеркала, которая решает эту задачу, поступим следующим образом. Прежде всего потребуем, чтобы все лучи, которые падают на зеркало в плоскости, перпендикулярной плоскости  $yz$ , под углом  $\vartheta$  к оси  $z$ , отражаясь, собирались в точке  $F$ . Рассматриваемые лучи могут быть расположены в плоскости  $APQB$  (рис. 7.51).  $P$  — точка на центральном сечении поверхности зеркала, т. е. на кривой, получающейся при сечении поверхности зеркала плоскостью  $yz$ .

Плоскость  $APQB$  пересекает поверхность зеркала по кривой  $\sigma$ . Так как все лучи, падающие в рассматриваемой плоскости параллельно

плоскости  $yz$ , должны после отражения собираться в точке  $F$ , то все пути лучей от точек на прямой  $AB$  до  $F$  должны быть равны ( $AB$  параллельна оси  $x$ ). Это означает, что для любой точки  $Q$  на кривой  $\sigma$  должно выполняться равенство

$$APF = BQF$$

или

$$A'P + \varrho = QF, \quad (7.95)$$

если отрезок  $A'Q$  параллелен  $AB$ , а  $\varrho$  — расстояние  $PF$ . Кроме того,

$$\angle A'PF = \varphi + \vartheta,$$

если, теперь уже в режиме излучения,  $\varphi$  — угол направления излучения облучателя, а  $\vartheta$  — угол направления вторичного излучения. Из косого треугольника  $A'PF$  имеем

$$(A'F)^2 = (A'P)^2 + \varrho^2 - 2\varrho A'P \cos(\varphi + \vartheta). \quad (7.96)$$

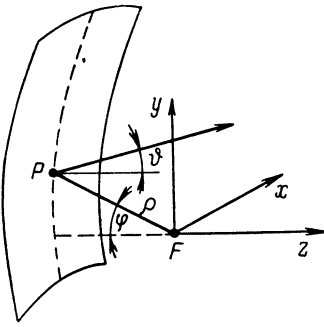


Рис. 7.50. Ход лучей и система координат в случае зеркала с двойной кривизной.

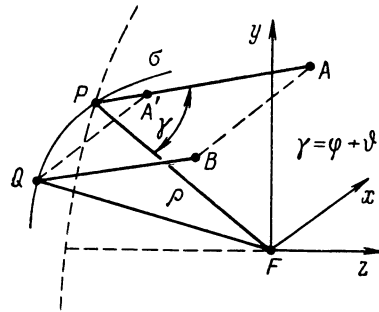


Рис. 7.51. К определению поверхности зеркала для получения заданной диаграммы излучения.

Кроме того, треугольник  $QA'F$  с вершиной в  $A'$  — прямоугольный, следовательно,

$$(A'F)^2 = (QF)^2 - (A'Q)^2. \quad (7.97)$$

Из выражений (7.95)—(7.97) следует:

$$(A'Q)^2 = 2\varrho A'P \{1 + \cos(\varphi + \vartheta)\} = 4\varrho \cos^2\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right) A'P$$

или, если мы введем плоскую систему координат  $\xi, \eta$  с началом в точке  $P$  (рис. 7.52):

$$\eta^2 = 4\varrho \cos^2\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right) \xi. \quad (7.98)$$

Следовательно, элемент кривой  $\sigma$  является параболой с фокусным расстоянием

$$f' = \varrho \cos^2\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right). \quad (7.99)$$

Учитывая отражающие свойства зеркала на элементе кривой  $\sigma$ , можно, кроме того, сделать вывод, что элементы поверхности зеркала вдоль этой кривой образуют бесконечно малую полосу параболоида вращения, фокус которого совпадает с точкой  $F$ , а ось расположена в плоскости  $yz$



под углом  $\vartheta$  относительно оси  $z$  (рис. 7.53). Все зеркало составляется из таких бесконечно малых параболических полос.

Центральное сечение задано либо уравнением

$$\varrho = \varrho(\varphi), \quad (7.100)$$

либо параметрически:

$$\left. \begin{aligned} x &= 0; \\ y &= \varrho(\varphi) \sin \varphi; \\ z &= -\varrho(\varphi) \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (7.101)$$

В дальнейших рассуждениях функция  $\varrho(\varphi)$  предполагается дифференцируемой. Как и в случае обычного криволинейного зеркала, для  $\varrho(\varphi)$  здесь также легко выводится дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{d\varphi} = \operatorname{tg} \left( \frac{\varphi + \vartheta}{2} \right) \quad (7.102)$$

[см. (7.89)], общее решение которого имеет вид:

$$\varrho = \varrho_1 \exp \left\{ \int_{\varphi_1}^{\varphi} \operatorname{tg} \left( \frac{\varphi + \vartheta}{2} \right) d\varphi \right\}. \quad (7.103)$$

Для расчета  $\rho(\varphi)$  должна быть известна связь  $\vartheta$  и  $\varphi$ , которую мы получим ниже из рассмотрения мощностей. Прежде всего, уравнение поверх-

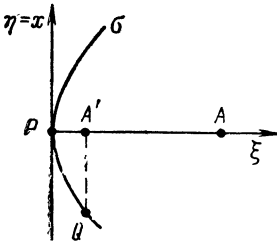


Рис. 7.52. Система координат и элемент кривой  $\sigma$  в точке  $P$ .

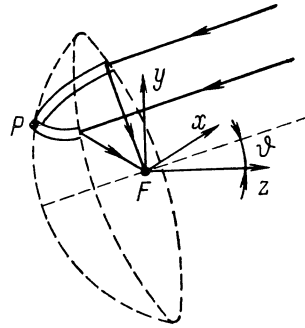


Рис. 7.53. Бесконечно малая параболическая полоска, проходящая через точку  $P$ .

ности зеркала выводится в предположении, что центральное сечение задано. Для этого координаты точки  $P$  на центральном сечении, заданные уравнением (7.101) и соответствующие углу излучения  $\varphi$ , обозначим через  $y_0$  и  $z_0$ . Тогда для координат  $y, z$  точки  $Q$  на поверхности, которая расположена на отрезке параболы, проходящей через  $y_0, z_0$ , справедливо:

$$y - y_0 = \xi \sin \vartheta; \quad z - z_0 = \xi \cos \vartheta. \quad (7.104)$$

Согласно рис. 7.52 в уравнении параболы (7.98) можно положить  $\eta = x$ , так что с учетом (7.104) оно принимает следующий вид:

$$x^2 = 4f'\xi = 4f' \frac{y - y_0}{\sin \vartheta} = 4f' \frac{z - z_0}{\cos \vartheta}. \quad (7.105)$$

Отсюда следует:

$$y - y_0 = x^2 \frac{\sin \vartheta}{4f'}; \quad z - z_0 = x^2 \frac{\cos \vartheta}{4f'}, \quad (7.106)$$

где

$$\left. \begin{aligned} y_0 &= \varrho(\varphi) \sin \varphi; & z_0 &= -\varrho(\varphi) \cos \varphi; \\ f' &= \varrho(\varphi) \cos^2 \left( \frac{\varphi + \vartheta}{2} \right) = \frac{\varrho(\varphi)}{1 + \left[ \frac{\varrho'(\varphi)}{\varrho(\varphi)} \right]^2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.107)$$

Последнее уравнение вытекает из (7.99) и (7.102). Уравнениями (7.106) и (7.107) задана поверхность зеркала с известным центральным сечением  $\varrho = \varrho(\varphi)$  [ $\vartheta(\varphi)$  следует из (7.102)]. Уравнение (7.106) определяет зависимость координат  $y$  и  $z$  поверхности от параметров  $x$  и  $\varphi$ . Каждая пара значений  $x, \varphi$  определяет точку  $Q$  на поверхности зеркала. При постоян-

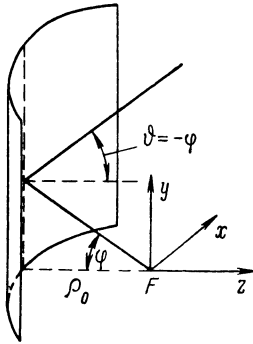


Рис. 7.54. Параболический цилиндр в качестве частного случая зеркала с двойной кривизной для получения заданной диаграммы излучения.

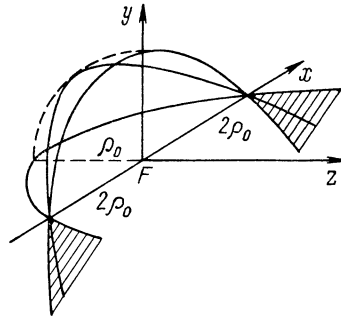


Рис. 7.55. Поверхность параболоида вращения в качестве частного случая зеркала с двойной кривизной.

ном  $x$  точка  $Q$  перемещается с изменением  $\varphi$  вдоль сечения в вертикальной плоскости (параллельно плоскости  $yz$ ). При постоянном  $\varphi$  точка  $Q$  с изменением  $x$  перемещается по отрезку параболы, соответствующему  $\varphi$ .

Если, например, центральное сечение представляет собой прямую, параллельную оси  $y$  и проходящую через точку  $z = -\varrho_0$  на оси  $z$ , то  $\vartheta = \varphi$  и  $\varrho = \varrho_0 / \cos \varphi$ . В этом случае поверхностью является параболический цилиндр (рис. 7.54), описываемый уравнением

$$x^2 = 4\varrho_0(z + \varrho_0).$$

Если центральное сечение представляет собой круг радиуса  $\varrho_0$  с центром в точке  $F$ , то  $\varrho = \varrho_0$  и  $\vartheta = -\varphi$ . При замене значений в (7.106) и исключении  $\varphi$  получается уравнение поверхности

$$16\varrho_0^2(y^2 + z^2) = (4\varrho_0^2 - x^2)^2.$$

Эта поверхность получается из параболы с фокусом в точке  $F$  и вершиной в  $z = -\varrho_0$  на оси  $z$  вращением ее вокруг оси  $x$  (рис. 7.55).

В то время как в первом примере каждая точка поверхности параболического цилиндра может непосредственно просматриваться из центра излучения, во втором примере, когда центральным сечением является круг, это уже не имеет места. Напротив, в своей совокупности поверхность

состоит из двух частей: внутренней ( $|x| < 2\rho_0$ ), которая может просматриваться, и внешней, которая затеняется внутренней. При произвольно заданном центральном сечении, вообще говоря, существует область значений  $\varphi$ , соответствующие которой отрезки парабол частично или полностью расположены в области затенения другими частями зеркала, как это имеет место во втором примере. Огибающая всех плоскостей, в которых расположены эти параболы, называется каустикой. Каустикой является, вообще говоря, поверхность цилиндра, перпендикулярная к плоскости  $yz$ . В нашем примере каустика вырождается в прямую (ось  $x$ ). Можно показать, что для  $\frac{d\vartheta}{d\varphi} \geq 0$  все точки зеркала могут просматриваться из центра излучения, следовательно, каустики не существует. Однако для  $\frac{d\vartheta}{d\varphi} < 0$ , вообще говоря, имеются области поверхности зеркала, которые расположены в зоне затенения. Граничная поверхность между обеими частями является каустикой, которая, следовательно, представляет собой естественный профиль зеркала.

Для определения кривой центрального сечения при заданных первичных и вторичных диаграммах введем сферические координаты  $R, \alpha, \beta$ , необходимые для описания первичного излучения (рис. 7.56):

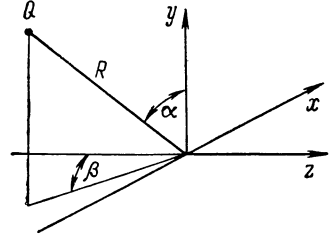


Рис. 7.56. Сферические координаты для определения первичного излучения.

$$\left. \begin{aligned} x &= -R \sin \beta \sin \alpha; & y &= R \cos \alpha; \\ z &= -R \cos \beta \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (7.108)$$

Если  $P_1(\alpha, \beta)$  представляет собой интенсивность излучения (мощность в единичном телесном угле) облучателя в направлении  $\alpha, \beta$ , то для мощности излучения в элементарном телесном угле  $d\omega = \sin \alpha \, d\alpha \, d\beta$  справедливо

$$dP_1(\alpha, \beta) = P_1(\alpha, \beta) \sin \alpha \, d\alpha \, d\beta. \quad (7.109)$$

Для дальнейшего расчета нам потребуется связь между координатами  $\alpha, \beta$ , с одной стороны, и соответствующими параметрами поверхности  $x, \varphi$ , с другой стороны. Эта связь получается из уравнений (7.106) и (7.108) путем исключения  $R$  и приравнивания соответствующих величин:

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 + x^2 \frac{\sin \vartheta}{4f'} = -x \frac{\cos \alpha}{\sin \beta \sin \alpha}; \\ z &= z_0 + x^2 \frac{\cos \vartheta}{4f'} = x \operatorname{ctg} \beta. \end{aligned} \right\} \quad (7.110)$$

Как известно, справедливо

$$\sin \alpha \, d\alpha \, d\beta = \sin \alpha' \, D \, d\varphi \, dx.$$

В результате громоздкого расчета функционального определителя  $D = d(\alpha, \beta)/d(x, \varphi)$ , который здесь не приводится, получается выражение

$$\sin \alpha \, D = \frac{\varrho + \frac{x^2}{4f'} \vartheta'}{\left(\varrho + \frac{x^2}{4f'}\right)^2},$$

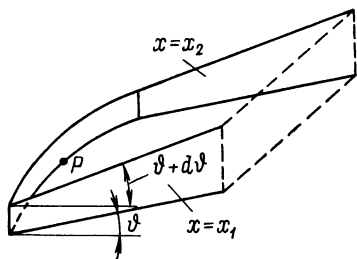
где

$$\vartheta' = \frac{d\vartheta}{d\varphi}. \quad (7.111)$$

Тем самым (7.109) переходит в следующее уравнение:

$$dP_1(\alpha, \beta) = d\bar{P}_1(\varphi, x) = \bar{P}_1(\varphi, x) \frac{\varrho + \frac{x^2}{4f'} \vartheta'}{\left(\varrho + \frac{x^2}{4f'}\right)^2} d\varphi dx. \quad (7.112)$$

Полная мощность  $dP(\varphi)$ , падающая на бесконечно малые параболические полосы, соответствующие углу  $\varphi$ , определяется интегрированием по  $x$  от  $x_1(\varphi)$  до  $x_2(\varphi)$ :



$$dP(\varphi) = d\varphi \int_{x_1(\varphi)}^{x_2(\varphi)} \bar{P}_1(\varphi, x) \frac{\varrho + \frac{x^2}{4f'} \vartheta'}{\left(\varrho + \frac{x^2}{4f'}\right)^2} dx, \quad (7.113)$$

причем горизонтальную границу зеркала практически следует считать симметричной:

$$x_1(\varphi) = -x_2(\varphi). \quad (7.114)$$

Рис. 7.57. К расчету интенсивности вторичного излучения.

Эта мощность отражается в пределах клинообразной области, которая наклонена относительно горизонтальной плоскости на угол  $\vartheta$  и ограничена в вертикальной плоскости плоскостями  $\vartheta = \text{const}$  и  $\vartheta + d\vartheta = \text{const}$ , а в горизонтальной плоскости — плоскостями  $x = x_1$  и  $x = x_2$  (рис. 7.57). В соответствии с этим плотность излучения  $P_2(\vartheta)$  в направлении  $\vartheta$

$$P_2(\vartheta) = \frac{1}{x_2(\varphi) - x_1(\varphi)} \frac{dP(\varphi)}{d\vartheta} = \frac{d\varphi}{d\vartheta} \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \bar{P}_1(\varphi, x) \frac{\varrho + \frac{x^2}{4f'} \vartheta'}{\left(\varrho + \frac{x^2}{4f'}\right)^2} dx. \quad (7.115)$$

Теперь

$$\bar{P}_1(\varphi, x) = K_1 \bar{g}_1^2(\varphi, x); \quad P_2(\vartheta) = K_2 g_2^2(\vartheta),$$

если  $g_1(\varphi, x)$  — первичная характеристика, выраженная через параметры зеркала, а  $g_2(\vartheta)$  — вторичная диаграмма в вертикальной плоскости. Тем самым

$$K \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} g_2^2(\vartheta) d\vartheta = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} I(\varphi) d\varphi, \quad (7.116)$$

где

$$I(\varphi) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \bar{g}_1^2(\varphi, x) \frac{\varrho + \frac{x^2}{4f'} \vartheta'}{\left(\varrho + \frac{x^2}{4f'}\right)^2} dx. \quad (7.117)$$

В силу равенства падающей и отраженной мощностей постоянная  $K$  имеет следующее значение:

$$K = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} I(\varphi) d\varphi}{\int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} g_2^2(\vartheta) d\vartheta}, \quad (7.118)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — граничные углы облучения зеркала в центральном сечении,  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  — соответствующие граничные углы вторичной диаграммы. Как и при рассмотрении цилиндрического зеркала (см. раздел 7.3.2), здесь также предполагается, что  $\vartheta$  является монотонной функцией  $\varphi$ . При этом опять возможны два случая в зависимости от того, является ли  $\vartheta(\varphi)$  монотонно возрастающей или монотонно убывающей (рис. 7.49).

Из выражения (7.116) с учетом (7.117) и (7.118) можно в принципе рассчитать  $\vartheta = \vartheta(\varphi)$  или, соответственно, центральное сечение. Однако расчет значительно сложнее, чем в случае линейного облучателя, так как в правой части уравнения (7.116) появляются также  $\vartheta$  и  $\vartheta'$  в явном виде. Решение возможно лишь с помощью итераций, т. е. последовательных приближений.

Другая математическая формулировка получается, если исходить из дифференциального способа написания уравнения (7.116):

$$K g_2^2(\vartheta) \vartheta' = I(\varphi). \quad (7.119)$$

Если продифференцировать (7.119) по  $\varphi$ , то получим

$$2 \frac{g_2'(\vartheta)}{g_2(\vartheta)} \vartheta' + \frac{\vartheta''}{\vartheta'} = \frac{I'(\varphi)}{I(\varphi)}. \quad (7.120)$$

Это — нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка для  $\vartheta(\varphi)$ , которое вместе с (7.117) может быть решено методом последовательных приближений.

С точки зрения численного решения целесообразно несколько преобразовать уравнение (7.120). Для этого с помощью выражения

$$x = 2\rho(\varphi) u \cos\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right) \quad (7.121)$$

введем в (7.117) новую переменную интегрирования  $u$  и положим

$$I(\varphi) = \frac{1}{\rho(\varphi)} \bar{I}(\varphi), \quad (7.122)$$

где

$$\bar{I}(\varphi) = \frac{1}{u_2 - u_1} \int_{u_1}^{u_2} \bar{g}_1^2(\varphi, u) \frac{1 + u^2 \vartheta'}{(1 + u^2)^2} du. \quad (7.123)$$

С учетом (7.102) уравнение (7.120) принимает следующий вид:

$$\vartheta'' + \left\{ \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right) - \frac{\bar{I}'(\varphi)}{\bar{I}(\varphi)} \right\} \vartheta' + 2 \frac{g_2'(\vartheta)}{g_2(\vartheta)} \vartheta'^2 = 0. \quad (7.124)$$

Уравнение (7.124) с учетом (7.123) целесообразно решать с помощью последовательных приближений следующим образом.

При первом приближении за основу берется только центральное сечение, т. е. полагается  $x_1 = x_2 = 0$  или, соответственно, в (7.123)  $u_1 = u_2 = 0$ . В результате предельного перехода в выражении (7.123) получаем

$$[\bar{I}(\varphi)]_{u_1=u_2=0} = \bar{g}_1^2(\varphi, 0), \quad (7.125)$$

и (7.124) принимает вид

$$\vartheta'' + \left\{ \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi + \vartheta}{2}\right) - 2 \frac{\bar{g}_1'(\varphi, 0)}{\bar{g}_1(\varphi, 0)} \right\} \vartheta' + 2 \frac{g_2'(\vartheta)}{g_2(\vartheta)} \vartheta'^2 = 0. \quad (7.126)$$

Это уравнение может быть решено соответствующим численным методом, например методом Рунге—Кутты. Полученное таким образом  $\Phi(\varphi)$  рассматривается как приближение первого порядка. С его помощью получают приближение второго порядка для  $\bar{I}(\varphi)$  и приближение второго порядка для  $\Phi(\varphi)$  из (7.124) и т. д.

Практически выбирается  $x_2 = -x_1 = \text{const}$ , т. е. ширина зеркала считается постоянной. Благодаря этому острота диаграммы в горизонтальной плоскости не зависит от вертикального угла излучения. Однако ширину зеркала можно выбирать также переменной, причем так, чтобы острота диаграммы в горизонтальной плоскости определенным образом зависела от угла излучения.

Как и в случае цилиндрической поверхности, величина  $\rho_1$  в уравнении (7.103) для центрального сечения является произвольной. При выборе  $\rho_1$  следует учитывать все замечания, сделанные в конце раздела 7.3.2,

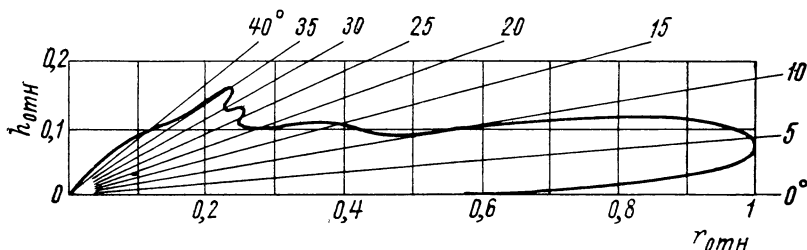


Рис. 7.58. Типичная реальная косекансная диаграмма.

так же, как и при выборе угла излучения  $\varphi_2 - \varphi_1$ . Для расчета поля или для контроля точности, с которой фактически получается требуемая диаграмма, опять можно применить метод, использующий распределение тока. На рис. 7.58 показана типичная косекансная диаграмма, получающаяся на практике.

В заключение необходимо указать на работу Келлера [7.38]. В ней исследуется дифракционная задача, обратная рассмотренной здесь, а именно для случая цилиндрической и круговой симметрии с учетом коэффициента отражения от зеркала (общий случай отражений с потерями).

#### 7.3.4. Создание заданной диаграммы излучения параболических зеркал путем выбора облучателя специального вида

Под первичным излучателем специального вида для облучения зеркала в виде параболоида вращения понимается система из приблизительно точечных возбуждателей, излучение каждого из которых после отражения от зеркала создает острую диаграмму (игольчатую). Направления излучения отдельных лепестков различны и определяются отклонением излучателя от фокуса. Фазы излучателей выбираются таким образом, чтобы в дальнем поле происходило синфазное сложение отдельных лепестков. Требуемая диаграмма излучения получается путем соответствующего выбора амплитуд отдельных возбуждателей.

На рис. 7.59 показан принцип наложения отдельных лепестков для получения требуемой диаграммы. Расстояния от элементарных излучателей, смещенных из фокуса, до вершины целесообразно выбирать согласно указаниям в разделе 7.4.1.

На рис. 7.60 показан принцип конструкции такого сложного облучателя. Система состоит из рупорных излучателей 1, которые питаются волноводом. С помощью делителей мощности 2 можно получить необходимое

амплитудное распределение. Фазы излучателей могут регулироваться либо фазовращателями в общем фидере между излучателями, либо в самих излучателях. Коррекцию фазы целесообразно производить экспериментально, измеряя вторичную диаграмму. Ширина отдельных лепестков уменьшается с ростом размеров зеркала в вертикальной плоскости. Требуемую диаграмму можно реализовать тем точнее, чем больше размеры параболического зеркала по сравнению с длиной волны и чем больше число излучающих элементов. Этот вопрос для случая сложных облучателей подробно рассматривает Сильвер [А 35, стр. 480—482 и 487—494].

У параболического цилиндра с диаграммой специального вида в плоскости, перпендикулярной к его оси, конструкция сложного облучателя

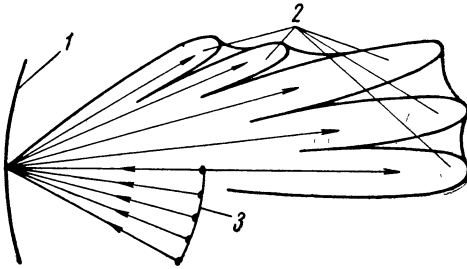


Рис. 7.59. Принцип получения заданной диаграммы вторичного излучения с помощью сложного облучателя.  
1 — параболическое зеркало; 2 — отдельные диаграммы; 3 — система облучателей.

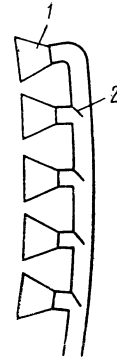


Рис 7.60. Принцип конструкции сложного облучателя.

1 — рупорный излучатель; 2 — делитель мощности.

обычно такая же, как и у зеркала в виде параболоида вращения. В этом случае элементарные излучатели представляют собой линейные источники.

С помощью зеркала в виде параболического цилиндра может быть получена также диаграмма специального вида в плоскости, определяемой фокальной линией и линией, проходящей через вершину. В этом случае

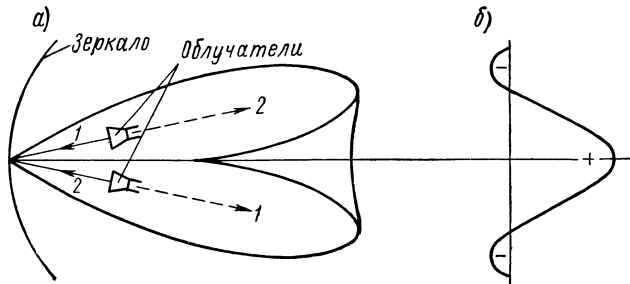


Рис. 7.61. Принцип создания квазисекторной диаграммы излучения с помощью двух облучателей: а — принцип действия антенны и диаграмма излучения; б — распределение эквивалентных линейных источников.

требуемая диаграмма получается уже с помощью специального распределения на линейном первичном источнике (общая задача синтеза, см. раздел 4.3.7), в то время как зеркало служит исключительно для фокусирования излучения в другой плоскости. При несимметричной диаграмме (например, косекансной) линейный источник должен возбуждаться в режиме неодинаковых фаз.

Во всех указанных случаях возбуждения параболического зеркала с помощью сложного облучателя элементы последнего можно переключать, что дает возможность произвольно регулировать диаграмму излучения специального вида или ширину остронаправленного лепестка. Для этого

необходимо предусмотреть соответствующие устройства, позволяющие подключать к линии питания центральный (или любой другой) излучатель.

Квазисекторная диаграмма излучения может быть получена с помощью параболического зеркала и двух облучателей (рис. 7.61).

### 7.3.5. Другие методы создания диаграммы излучения специального вида с помощью зеркальных антенн и сравнение их с известными методами

При проектировании зеркальных антенн для создания квазисекторной диаграммы излучения исходят (в противоположность другим рассмотренным случаям) не только из предпосылок геометрической оптики, а преимущественно из известных соотношений между полем в апертуре и полем излучения. Согласно разделу 4.3.2 излучающие свойства антенны с плоской апертурой можно рассматривать с помощью эквивалентного линейного источника. Функция излучения и функция распределения линейного источника связаны преобразованием Фурье [уравнения (4.104) и (4.105)]. В частности, при равномерно возбуждающем линейном источнике функция излучения обычно имеет следующий вид:

$$\frac{1}{2} g(u) = \text{sp}(u) = \frac{\sin u}{u}; \quad u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \vartheta \quad (7.127)$$

[формула (4.108);  $l$  — длина линейного источника;  $\vartheta$  — угол относительно плоскости, нормальной к источнику]. Наоборот, для создания секторной диаграммы, т. е. диаграммы излучения, которая постоянна в заданной угловой области и равна нулю вне ее, необходим бесконечно протяженный линейный источник, амплитудное распределение которого соответствует функции  $\sin u/u$ . Иначе говоря, если в формулах (4.102)—(4.105), справедливых только для антенны конечной длины  $l$ , произвести преобразования

$$\left. \begin{aligned} p' = \frac{l}{2} p = x; \quad u' = \frac{2}{l} u = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \vartheta; \\ \bar{f}(x) = \frac{2}{l} f(p); \quad \bar{g}(u') = g(u), \end{aligned} \right\} \quad (7.128)$$

то прежде всего следует:

$$\bar{g}(u') = \int_{-l/2}^{+l/2} \bar{f}(x) e^{-ixu'} dx; \quad (7.129)$$

$$\bar{f}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{g}(u') e^{ixu'} du'. \quad (7.130)$$

В этих уравнениях можно осуществить предельный переход  $l \rightarrow \infty$ . Если, кроме того, взять за основу секторную диаграмму в интервале  $-\vartheta_0 \div +\vartheta_0$

$$\bar{g}(u') = \begin{cases} 1 & \text{для } -u'_0 \leq u' \leq u'_0; \quad u'_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \vartheta_0; \\ 0 & \text{для } u' < -u'_0; \quad u' > u'_0, \end{cases} \quad (7.131)$$

то для функции распределения из (7.130) получается

$$\bar{f}(x) = \frac{u'_0}{\pi} \text{sp}(u'_0 x). \quad (7.132)$$



На рис. 7.62 показаны функции распределения и излучения для идеальной секторной диаграммы.<sup>1</sup> Если граничные углы в диаграмме несимметричны относительно перпендикуляра к линейному источнику, как здесь предполагается, то в функции распределения необходимо учесть еще линейную фазовую зависимость.

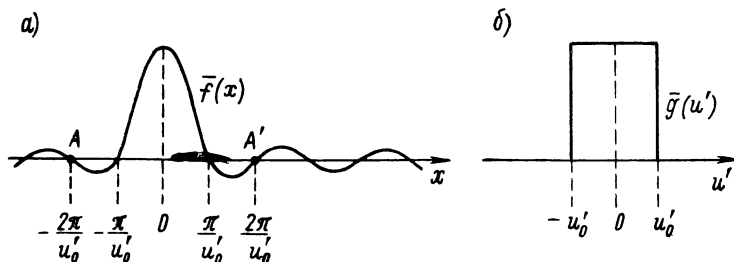


Рис. 7.62. Функция распределения (а) и функция излучения (б) для идеальной секторной диаграммы.

Функция распределения (7.132), кроме неограниченности интервала своего определения, обладает еще одной характерной особенностью, а именно периодичным скачкообразным изменением фазы на  $180^\circ$ . Этот факт используется для приближенной реализации секторной диаграммы в случае антенны конечной длины. Так как функция вида  $\sin u/u$  сильно затухает, то можно получить хорошее приближение к секторной диаграмме, если ограничить функцию распределения антенны только первыми противофазными отрезками. В этом случае распределение имеет вид, показанный на рис. 7.62, а между точками А и А', который приблизительно соответствует облучению, рассматриваемому в конце предыдущего раздела (рис. 7.61, б). Скачки фазы можно легко реализовать с помощью зеркальной антенны, у которой рефлектор в надлежащих местах смещен в осевом направлении на  $\lambda/4$ , так что полная разность фаз при отражении от различных частей зеркала составляет  $180^\circ$ . Однако при этом сохраняется в основном первоначальное амплитудное распределение. На рис. 7.63 показан принцип такой зеркальной антенны и соответствующая функция распределения. Обе части поверхности зеркала отличаются по фокусному расстоянию на  $\lambda/4$ . Однако, как правило, различие столь незначительно, что позволяет использовать соответственным образом отдельные части поверхности зеркала. Полная ширина зеркала согласно выведенным соотношениям должна приблизительно составлять

$$l \approx \frac{4\lambda}{2\theta_0},$$

если  $2\theta_0$  — ширина требуемой квазисекторной диаграммы.

<sup>1</sup> Приближенный метод при дискретном возбуждении излагается в [4.54]; см., кроме того, [4.85].

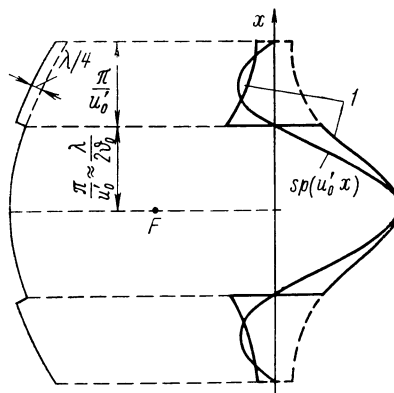


Рис. 7.63. Принцип конструкции зеркальной антенны для создания квазисекторной диаграммы излучения.

*l* — распределение в апертуре.

В некоторых специальных радиолокационных станциях кругового обзора (или станциях для определения высоты) иногда требуется не идеальная секторная диаграмма, а так называемая симметричная косекансная диаграмма (рис. 7.64). С хорошим приближением она может быть получена суперпозицией нормальной игольчатой диаграммы и приблизительно косинусной диаграммы или, соответственно, сравнительно широкого лепестка диаграммы излучения. Это дополнительное излучение со слабой

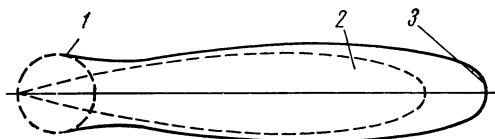


Рис. 7.64. Получение симметричной косекансной диаграммы.

1 — косинусная диаграмма; 2 — игольчатая диаграмма; 3 — результирующая диаграмма.

направленностью может быть получено, например, с помощью металлических полос, расположенных перед рефлектором.

Нормальную косекансную диаграмму можно получить, помимо указанных или рассматриваемых ниже простых методов, так называемым методом зеркальных отображений. При этом используются параболическое зеркало правильной

формы и простой облучатель, излучение которого соответствующим образом видоизменяется с помощью одной или нескольких отражающих пластин.

На рис. 7.65 показан принцип создания диаграммы с помощью такой антенны. Конструкция ее значительно проще, чем антенны с зеркалом специального вида или специальным облучателем. Однако, как правило,

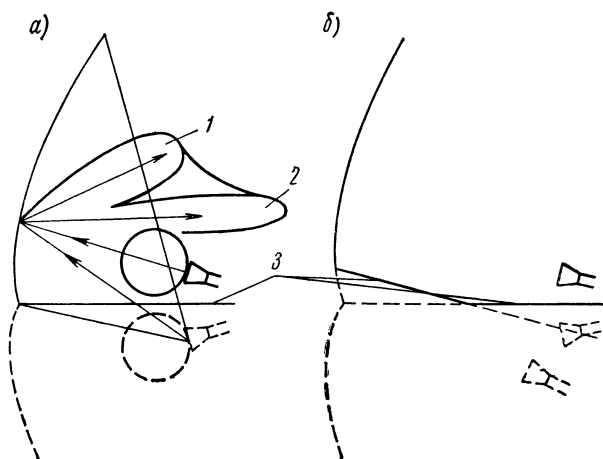


Рис. 7.65. Принцип получения диаграммы излучения специального вида с помощью метода зеркальных отображений: а — простой плоский добавочный рефлектор; б — добавочный рефлектор, составленный из двух плоских участков.

1 — луч, отраженный от основной пластины; 2 — прямой луч; 3 — основная пластина.

требуемая диаграмма излучения реализуется не так хорошо, как при указанных методах (сведения о выборе размеров и полученные результаты приводит Хатчисон [7.281]).

Кроме упомянутых методов создания специальных диаграмм, в частности косекансной, известен еще ряд более простых способов, которые довольно часто применяются, особенно в случае относительно малых по сравнению с длиной волны антенн (т. е. с линейными размерами меньше,

чем приблизительно 15—20 длин волн). При этом точность синтезированной диаграммы обычно не очень высока. Здесь речь идет прежде всего о зеркалах в виде несимметрично усеченного параболоида вращения, которые дополнены частью поверхности другой кривизны. На рис. 7.66 и 7.67 показаны две принципиальные возможности построения таких рефлекторов. Эти рефлекторы могут рассматриваться как модификации ука-

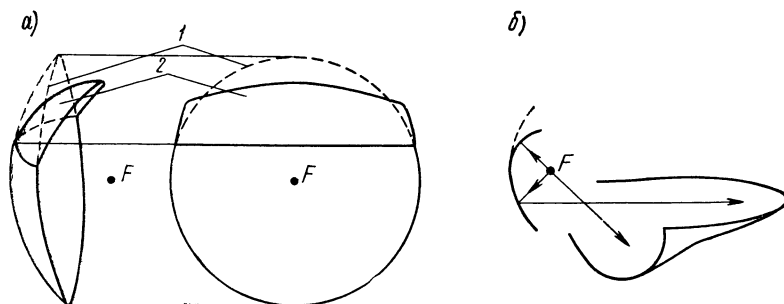


Рис. 7.66. Рефлектор специального вида: *a* — форма зеркала; *б* — получение диаграммы излучения.

1 — первоначальный параболоид; 2 — добавленная поверхность вращения.

занного в разделе 7.3.3 зеркала двойной кривизны. Можно считать, что в первом приближении эти системы создают косекансную диаграмму излучения. Рефлектор, приведенный на рис. 7.66 (англ.: *barrel-reflector*), соответствует случаю  $\vartheta'(\varphi) < 0$  (рис. 7.49, *a*), рефлектор, изображенный на рис. 7.67 (*shovel-reflector*), — случаю  $\vartheta'(\varphi) > 0$ .

У рефлектора первого типа верхняя часть параболического зеркала дополнена частью поверхности, обладающей симметрией вращения, кото-

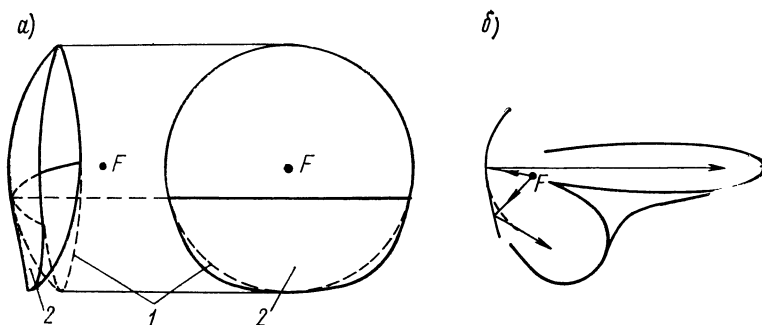


Рис. 7.67. Рефлектор лопатообразного типа: *a* — форма зеркала; *б* — получение диаграммы излучения.

1 — первоначальный параболоид; 2 — добавленный параболический цилиндр.

рая образована вращением обеих частей ограничивающей параболы вокруг прямой, проходящей через фокус. Излучение складывается из части, отраженной от нижней параболической поверхности (приблизительно игольчатая диаграмма), и части, отраженной от добавленной поверхности вращения. Последняя часть создает широкий лепесток диаграммы излучения, наклоненный вниз. На рис. 7.66, *б* показана полученная диаграмма излучения. Эта антенна, как и рефлектор, приведенный на рис. 7.67, используется в бортовых самолетных станциях, где требуется приблизительно косекансная диаграмма излучения, наклоненная вниз. У рефлектора второго типа параболическое зеркало обрезано ниже вершины и

дополнено поверхностью параболического цилиндра. Диаграммы излучения, получающиеся на практике, и рекомендации по выбору размеров указанных антенн приводит Сильвер [А 35, стр. 484].

Другой простой метод создания приближенной косекансной диаграммы состоит в том, что перед нормальным зеркалом в виде параболоида вращения помещается дополнительный рефлектор соответствующей формы и размеров. В самом простом случае он имеет форму полосы (strip-reflector; см. рис. 7.68). Лучшие результаты получаются с помощью добавочного рефлектора, показанного на рис. 7.69. Рефлектор может быть выполнен в виде полос таким образом, чтобы отражалась только составляющая излучения, поляризованная в направлении полос; на ортогональную к ней составляющую рефлектор практически не оказывает влияния. На рис. 7.69 полосы расположены вертикально, так что при вертикальной поляризации возбуждающего излучения возникает приблизительно косекансная диаграмма, в то время как при возбуждении горизонтально поляризованным излучением получается невозмущенная остронаправленная диаграмма параболического зеркала.

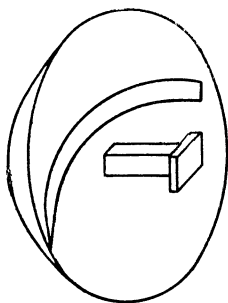


Рис. 7.68. Параболическое зеркало с дополнительным рефлектором в виде полосы.

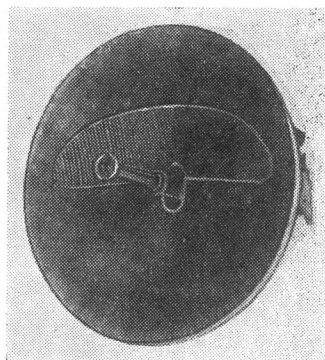


Рис. 7.69. Параболическое зеркало с зависящим от вида поляризации полосковым рефлектором.

Переключение поляризации облучателя производится в данном случае с помощью ферритового фазовращателя (ротатора), расположенного в линии питания (на рис. 7.69 — непосредственно перед зеркалом), который либо оставляет без изменения плоскость поляризации волны в волноводе (волна  $H_{11}$ ), либо поворачивает ее на  $90^\circ$ . Так как угол поворота (угол Фарадея) составляет только 0 или  $90^\circ$ , то устройство обратимо [D 14] [7.2].

Обзор известных методов создания диаграмм излучения специального вида с помощью зеркальных антенн показывает, что ряд методов без особого труда дает возможность, преимущественно экспериментально, реализовать в первом приближении требуемые диаграммы и что, кроме того, некоторые методы позволяют получить довольно точное приближение к заданной диаграмме, но предъявляют повышенные требования к выбору параметров с точки зрения теории и эксперимента. Первые методы, которые дают возможность приближенно реализовать заданную диаграмму без особого труда, применяются преимущественно в случае относительно малых антенн, например антенн самолетных радиолокационных станций. К более точным методам, обычно использующим специальную форму зеркала или сложный облучатель (см. разделы 7.3.2—7.3.4), обращаются, как правило, при разработке антенн для станций кругового обзора. Так

как эти антенны велики по сравнению с длиной волны, то может быть использован способ рассмотрения с точки зрения геометрической оптики и оправданы связанные с ним математические трудности расчета специальной формы зеркала. Сравнение обоих основных методов показывает, что антенна с зеркалом специальной формы (в частности, так называемое зеркало с двойной кривизной) при правильном выборе размеров обладает требуемыми свойствами излучения без коррекции в каждом конкретном случае, в то время как при использовании специального облучателя, как правило, нужно производить сложную коррекцию (фазовая коррекция излучателя). Поэтому существуют повышенные трудности в разработке и изготовлении сложного облучателя, а затраты на изготовление зеркала специальной формы ненамного больше, чем в случае простого параболического зеркала. Эти соображения говорят о целесообразности применения антенн с зеркалом специальной формы и простым облучателем. С другой стороны, следует учитывать, что в антеннах такого вида дополнительная коррекция возможна только в узких пределах (смещением облучателя), так что подготовительные теоретические расчеты должны быть выполнены абсолютно точно.

## **7.4. Электрическое качание диаграммы направленности зеркальных антенн**

### **7.4.1. Качание диаграммы направленности параболического зеркала посредством смещения облучателя**

Под электрическим качанием луча в этом разделе понимается качание главного лепестка диаграммы излучения посредством смещения облучателя из фокуса. При этом рассматриваются прежде всего параболические зеркала, а именно антенны в виде параболоида вращения. Общие соображения о постановке задачи и необходимости электрического качания луча были приведены при рассмотрении линзовых систем (раздел 6.5.1).

Если в антенне в виде параболоида вращения облучатель вынесен из фокуса в направлении, перпендикулярном к оси, то главной лепесток вторичной характеристики располагается уже не в осевом направлении, а под определенным углом к оси, зависящим от степени отклонения облучателя, т. е. в направлении, противоположном его смещению. При идеальном качании диаграммы направленности форма главного и боковых лепестков сохраняется. В лучевой картине геометрической оптики это означает, что все лучи после отражения от зеркала выходят под определенным углом к оси, т. е. параллельны друг другу (рис. 7.70, *а*). В волновой картине идеальное качание луча выражается в том, что фазовые фронты волн после отражения хотя и неперпендикулярны к оси, но являются плоскими (рис. 7.70, *б*). Идеальное качание луча в этом смысле неосуществимо, если рассматривать простой случай отражения от плоского зеркала. В случае параболического зеркала качание луча тем сильнее отличается от идеального, чем больше отношение диаметра к фокусному расстоянию  $d/f$ . Если рассмотреть распределение в апертуре зеркала со смещенным облучателем, то идеальное качание диаграммы направленности характеризуется линейным изменением фазы вдоль апертуры в плоскости качания. Однако практически всегда возникают изменения фазы более высокого порядка, особенно третьего. Следствием этого является то, что качание диаграммы направленности сопровождается уменьшением усиления, расширением основного лепестка и возрастанием уровня боковых лепестков. В частности, возникает один или несколько относительно больших боковых лепестков в направлении, противоположном направлению

качания (рис. 7.70, в). Это явление в оптике называется *кóмой*, т. е. искажением изображения, что приводит к размытию точек, удаленных от оси (изображение точки в виде запятой).

Важным параметром для оценки качества качания луча является отношение угла наклона вторичной диаграммы относительно оси к углу наклона линии вершина—облучатель, который характеризует смещение облучателя. Это отношение мы назовем *относительным углом качания* (англ.: beam deviation) и обозначим через  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{\psi}{\varphi}. \quad (7.133)$$

Всегда  $\sigma < 1$ , т. е. угол поворота вторичной диаграммы меньше угла отклонения облучателя. При неограниченном уменьшении  $d/f$  (переход к плоскому зеркалу)  $\sigma$  стремится к единице. Как показывает практика,  $\sigma$  в первом приближении не зависит от угла качания (при не слишком большом смещении), а зависит только от  $d/f$ .

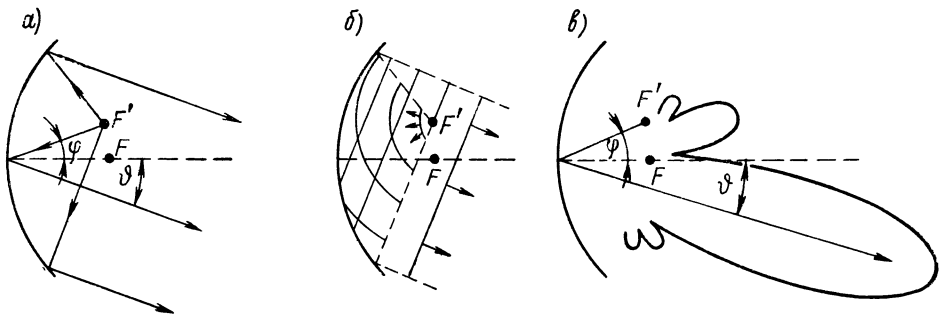


Рис. 7.70. Качание диаграммы путем смещения облучателя в случае зеркальной антенны: а — лучевая картина; б — волновая картина; в — диаграмма излучения.

Сандлер [7.74] рассчитывает излучение антенны в виде параболоида вращения при вынесенном из фокуса перпендикулярно ее оси облучателе методом, использующим распределение тока. При этом результаты расчета получаются в виде, удобном для вычисления на счетно-решающем устройстве. Выражение для относительного угла качания  $\sigma$  параболической антенны с круглым профилем выводит также Ло [7.55].

Для случая смещения облучателя вдоль окружности с центром на оси параболоида на рис. 7.71 и 7.72 показаны соответственно кривые относительного угла качания и относительного усиления (нормированного к усилению при нулевом угле качания). Кривые справедливы для параболических зеркал с круглым раскрывом. При отклонении раскрыва зеркала от круговой формы результаты изменяются (см. [А 35, стр. 488]). Перемещение облучателя по окружности с центром на оси не является оптимальным решением с точки зрения относительного угла качания или, соответственно, возникающего при качании изменения формы диаграммы. Излучающие свойства при качании луча улучшаются в том случае, если смещение облучателя происходит приблизительно перпендикулярно к оси, как это показано на рис. 7.70. Оптимальный путь облучателя зависит от формы зеркала и должен определяться экспериментально.

При больших углах качания (приблизительно 10—15 значений ширины основного лепестка по половинному уровню и больше) чаще всего ширина основного лепестка по половинному уровню в плоскости, перпендикулярной к плоскости качания, становится недопустимо большой (до двойного первоначального значения и больше). Как правило, этим явлением прак-

тически ограничивается угол качания. Соответствующий пример приводит Сильвер [А 35, стр. 491]. Коррекция этой погрешности не всегда возможна, так как оптимальное расстояние от вершины с точки зрения направленности в плоскости качания, вообще говоря, не совпадает с оптимальным расстоянием с точки зрения направленности в перпендикулярной к ней плоскости.

Теоретическую трактовку этой проблемы целесообразно проводить мето-

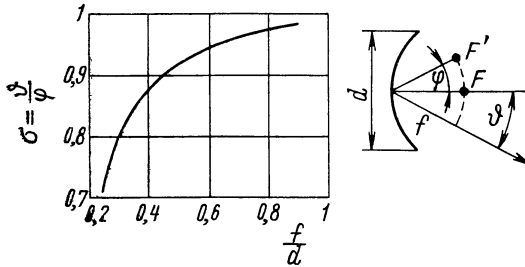


Рис. 7.71. Зависимость относительного угла качания в случае параболического зеркала от  $f/d$ .

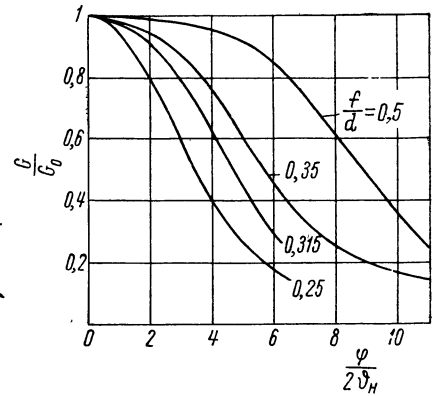


Рис. 7.72. Зависимость относительного усиления  $G/G_0$  от величины угла отклонения облучателя, отнесенной к ширине диаграммы по половинному уровню.

дами лучевой оптики. Слеттен и др. [7.79] определяют этим способом оптимальное положение линейного источника и приводят соображения об оптимальном профиле зеркала для получения веера лепестков. Эта проблема соответствует проблеме качания в широких пределах.

#### 7.4.2. Качание диаграммы направленности в случае сферического зеркала

Сферическое зеркало вследствие его симметрии особенно удобно применять для качания диаграммы направленности в широких пределах за счет смещения облучателя. Если облучатель (рис. 7.73) перемещается по концентрической относительно зеркала окружности, то происходит соответствующее качание вторичной диаграммы излучения. При этом еще не сказывается влияние краев зеркала, т. е. вторичная характеристика не меняет своей формы, пока главный лепесток диаграммы облучателя не выходит за пределы зеркала.

Однако недостаток сферического зеркала состоит в том, что оно не обладает идеальными с точки зрения геометрической оптики свойствами, которые присущи параболическому зеркалу. После отражения лучи, исходящие из точечного облучателя, не параллельны, как это имеет место в случае параболического зеркала, и, соответственно, фазовые фронты после отражения не будут плоскими. Это явление, как и в оптике, называется сферической аберрацией. Отражающие свойства сферического зеркала, в частности условия, при которых практически можно пренебречь сферической аберрацией, определяются из следующих соображений. Центральное сечение сферического зеркала (рис. 7.73) описывается уравнением

$$(z - R)^2 + y^2 = R^2 \quad (7.134)$$

или

$$y^2 = 2Rz \left(1 - \frac{z}{2R}\right). \quad (7.135)$$

Уравнение (7.135) показывает, что для малых  $z$ , а следовательно, для малой ширины раскрыва зеркала центральное сечение лишь незначительно отличается от параболы

$$y^2 = 4fz \quad (7.136)$$

с фокусным расстоянием

$$f = \frac{R}{2} = OF. \quad (7.137)$$

Следовательно, зеркало при малой ширине раскрыва ведет себя почти как параболическое. Фокусное расстояние для параксиальных лучей определяется выражением (7.137). Для расчета фазовой погрешности

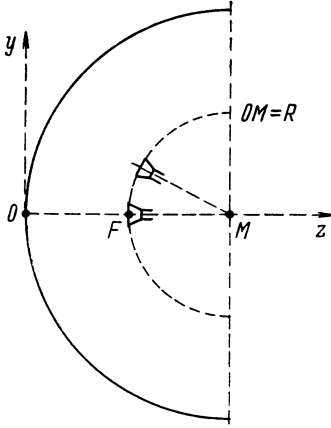


Рис. 7.73. Принцип электрического качания в случае сферического зеркала.

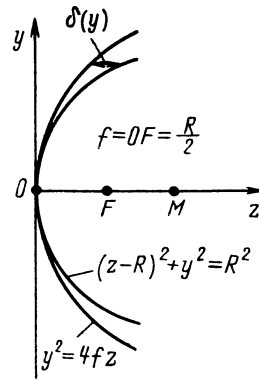


Рис. 7.74. Сравнение параболического и сферического зеркал при расчете фазовой погрешности.

в раскрыве в зависимости от  $y$  при точечном облучателе, расположенном в  $F$ , решим уравнение (7.134) относительно  $z$ :

$$z = R \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{y^2}{R^2}} \right\}.$$

Если с помощью бинома Ньютона представить корень в виде степенного ряда относительно  $\frac{y^2}{R^2}$ , то получим

$$z = R \left\{ 1 - \sum_{\nu=0}^{\infty} \binom{1/2}{\nu} (-1)^\nu \frac{y^{2\nu}}{R^{2\nu}} \right\} = \frac{y^2}{2R} - R \sum_{\nu=2}^{\infty} \binom{1/2}{\nu} (-1)^\nu \frac{y^{2\nu}}{R^{2\nu}}. \quad (7.138)$$

Так как  $z = \frac{y^2}{2R}$  представляет собой параболу с фокусным расстоянием  $f = \frac{R}{2}$ , то ее отличие от центрального сечения сферического зеркала в осевом направлении определяется функцией

$$\delta(y) = -R \sum_{\nu=2}^{\infty} \binom{1/2}{\nu} (-1)^\nu \frac{y^{2\nu}}{R^{2\nu}} = \frac{y^4}{8R^3} + \dots \quad (7.139)$$

(рис. 7.74). Если, кроме того, принять во внимание, что отраженные лучи вблизи вершины и в сферическом зеркале в первом приближении



параллельны оси, то полная разность хода в этой области соответствующих лучей в случае сферического и параболического зеркал составит  $2\delta(y)$ , т. е. для фазовой погрешности в раскрыве в первом приближении справедливо

$$\varphi = \varphi(y) = 4\pi \frac{\delta(y)}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{y}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{\lambda}{R}\right)^3. \quad (7.140)$$

Если  $a$  — ширина раскрыва, то для максимальной фазовой погрешности, возникающей на краю зеркала, имеет место

$$\varphi_{\max} = \varphi\left(\frac{a}{2}\right) = \frac{\pi}{32} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{\lambda}{R}\right)^3. \quad (7.141)$$

Отсюда для максимально допустимой ширины раскрыва при заданной максимальной фазовой погрешности или, соответственно, максимальном отклонении  $\delta_{\max}$  следует:

$$\left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 = \frac{32}{\pi} \varphi_{\max} \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3. \quad (7.142)$$

В большинстве случаев допускается фазовая погрешность в апертуре  $\varphi_{\max} = \pi/8$ , т. е.  $\delta_{\max} = \lambda/32$ . С учетом этого выражение (7.142) принимает вид

$$\left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 = 4 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3. \quad (7.143)$$

Эта формула с учетом (7.137) может быть представлена следующим образом:

$$\frac{f}{a} = 0,315 \sqrt[3]{\frac{a}{\lambda}}. \quad (7.144)$$

Острота диаграммы определяется в основном параметром  $\frac{a}{\lambda}$ . Чем меньше должна быть ширина главного лепестка по половинному уровню (т. е. чем больше  $\frac{a}{\lambda}$ ), тем больше должно быть отношение фокусного расстояния  $f$  к ширине раскрыва  $a$ . На рис. 7.75 зависимость (7.144) представлена графически. В то время как у параболического зеркала отношение  $\frac{f}{a}$  составляет приблизительно 0,4, у сферического зеркала для получения острой диаграммы оно, как правило, должно быть почти вдвое больше.

Соотношения несколько улучшаются, если расстояние от вершины до облучателя выбрать отличным от  $\frac{R}{2}$  таким образом, чтобы фазовая погрешность [или, соответственно, отклонение  $\delta(y)$ ] с увеличением  $y$  возрастала не монотонно, а сначала была бы отрицательной, при определенном  $y$  становилась равной нулю, а затем принимала положительные значения.

При заданной максимальной фазовой погрешности допустимая ширина апертуры становится таким образом больше, чем определяемая выражением (7.143). Если облучатель находится в точке  $\bar{F}$  (рис. 7.76), то расстояние от вершины до облучателя составляет

$$\bar{f} = O\bar{F} < f = \frac{R}{2} = OF. \quad (7.145)$$

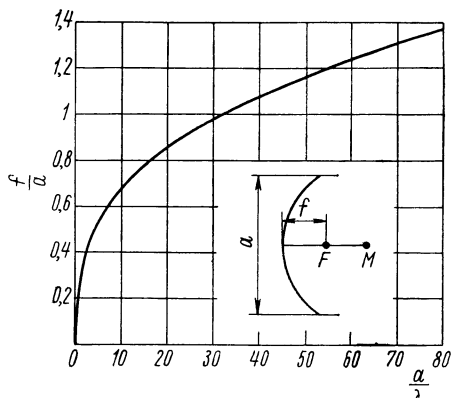


Рис. 7.75. Зависимость  $\frac{f}{a}$  от относительной ширины  $\frac{a}{\lambda}$  сферического зеркала при максимальной фазовой погрешности в апертуре  $\frac{\pi}{8}$ .

(Легко можно видеть, что для  $f > \bar{f}$  фазовая погрешность будет больше, так что этот случай исключается.) Для оценки фазовой погрешности нужно центральное сечение зеркала сравнить с параболой  $z = \frac{y^2}{4\bar{f}}$ . Так как

$$\bar{f} = f \left( 1 - \frac{f - \bar{f}}{f} \right),$$

то в первом приближении

$$\frac{y^2}{4\bar{f}} = \frac{y^2}{4f} + \frac{y^2}{4f^2} (f - \bar{f}) = \frac{y^2}{2R} + \frac{y^2}{R^2} (f - \bar{f}).$$

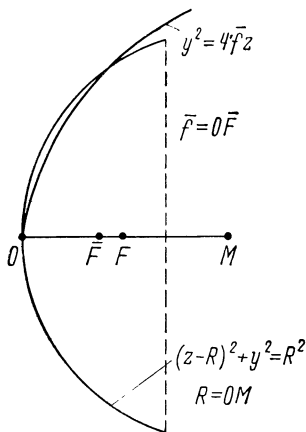


Рис. 7.76. К расчету фазовой погрешности в случае сферического зеркала с облучателем, расположенным в точке  $\bar{F}$ .

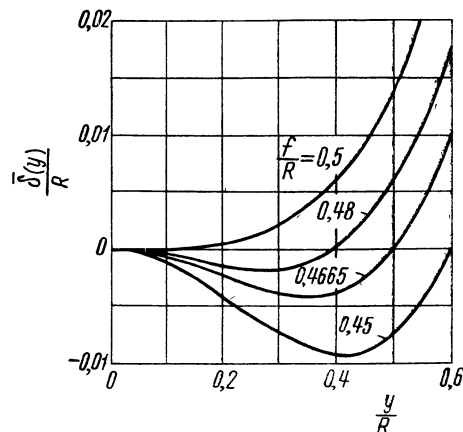


Рис. 7.77. Кривые относительной фазовой погрешности [формула (7.146)].

Сравнение с установленным выше значением  $\delta(y)$  показывает, что здесь дополнительно возникает отклонение величины  $\frac{y^2}{R^2} (f - \bar{f})$ . Имеем

$$\bar{\delta}(y) = \delta(y) - \frac{y^2}{R^2} (f - \bar{f})$$

или, соответственно, с учетом (7.139), пренебрегая более высокими степенями  $\frac{y}{R}$ ,

$$\bar{\delta}(y) = \frac{1}{8} \left( \frac{y}{R} \right)^4 - \left( \frac{y}{R} \right)^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{\bar{f}}{R} \right). \quad (7.146)$$

На рис. 7.77 представлена эта зависимость (согласно [7.54], где используется несколько другое приближение). График показывает, что абсолютная фазовая погрешность при заданной ширине апертуры (разность между максимальным и минимальным фазовыми отклонениями) минимальна в том случае, если функция  $\bar{\delta}(y)$  на краю апертуры равна нулю. Следовательно, оптимальное расстояние от вершины до облучателя  $f_{\text{опт}}$  можно

определить, если уравнение (7.146) при  $y = \frac{a}{2}$  приравнять нулю. Тогда

$$\bar{f}_{\text{опт}} = \frac{R}{2} - \frac{a^2}{32R}. \quad (7.147)$$

Максимальное значение половинной разности хода  $|\delta|_{\text{max}}$  для  $\bar{f} < 2R$  можно определить путем приравнивания нулю первой производной от (7.146) по  $y/R$ . При оптимальном выборе расстояния от вершины до облучателя согласно (7.147) получим

$$\frac{|\delta|_{\text{max}}}{R} = \frac{1}{512} \left( \frac{a}{R} \right)^4. \quad (7.148)$$

Если разность хода  $\delta_{\text{max}} = \lambda/32$  считается еще допустимой, то из (7.148) следует уравнение, аналогичное (7.143),

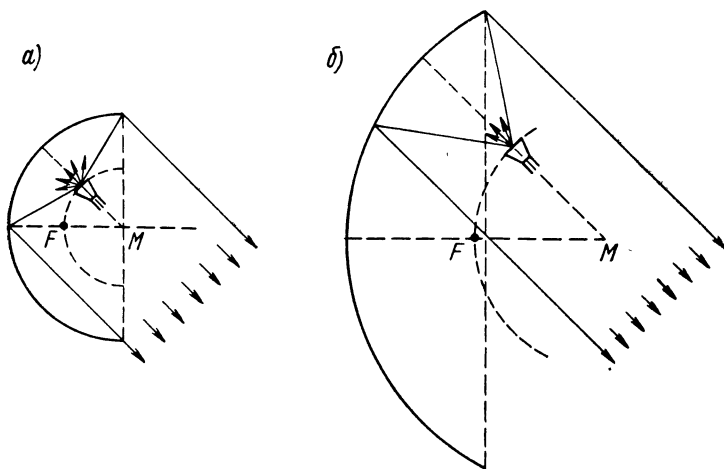


Рис. 7.78. Облучение сферического зеркала при максимальном угле качания луча: *a* — зеркало малых размеров (большой коэффициент использования поверхности, большая фазовая погрешность); *b* — зеркало больших размеров (малый коэффициент использования поверхности, незначительная фазовая погрешность).

$$\left( \frac{a}{\lambda} \right)^4 = 16 \left( \frac{R}{\lambda} \right)^3. \quad (7.149)$$

При том же радиусе кривизны  $R$  ширина апертуры может быть в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем при облучателе, расположенном в точке  $F$ .

Практически оптимальная диаграмма излучения получается, как правило, в том случае, если расстояние от облучателя до вершины выбирается несколько большим, чем определяемое формулой (7.147). Оптимальное значение расстояния зависит от амплитудного распределения в апертуре и определяется экспериментально.

В случае сферического рефлектора качание луча осуществляется путем перемещения облучателя по окружности с центром в точке  $M$ , являющейся центром кривизны, причем  $M$  всегда остается на оси облучателя (рис. 7.73). При этом допустимая ширина апертуры  $a$  в соответствии с ранее изложенным представляет собой ту зону всего раскрыва зеркала, которая в основном освещается первичным излучением. Само зеркало шире. Чтобы

облучение осуществлялось по возможности только в допустимой зоне, необходимо потребовать, чтобы главный лепесток первичного излучения приблизительно соответствовал этой зоне и чтобы не возникали большие боковые лепестки. На рис. 7.78 показан принцип облучения зеркала при максимальном угле качания луча на примере малого зеркала с большой кривизной и широкого зеркала с малой кривизной. Максимальные углы качания в обоих случаях равны, так же как и действующие апертуры. Вследствие этого коэффициент использования поверхности у малого зеркала значительно выше, чем у большого. Однако последнее имеет меньшую фазовую погрешность, как это следует из уравнения (7.141), и, следовательно, может использоваться при работе на более коротких волнах, т. е. имеет более острую диаграмму излучения.

Для того чтобы выполнить требование большого ослабления боковых лепестков первичного излучения, применяют рупорный облучатель с

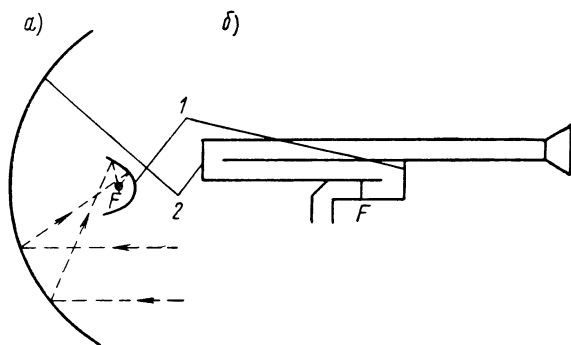


Рис. 7.79. Сферическое зеркало с вспомогательным рефлектором для фазовой коррекции: *a* — принцип действия; *b* — сечение плоскостью.

1 — вспомогательный рефлектор; 2 — сферическое или цилиндрическое зеркало.

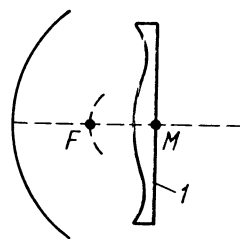


Рис. 7.80. Принцип действия оптики Шмидта.

1 — корректирующая пластина.

квадратным раскрывом, диагональ которого расположена в плоскости качания и излучение которого поляризовано в направлении этой диагонали [7.54].

Сферическая aberrация, которой ограничивается полезная ширина апертуры при заданном радиусе кривизны сферического зеркала, может быть в принципе устранена при использовании специального облучателя. Если рассмотреть плоскую волну, падающую на сферическое зеркало, то лучи, отраженные от различных точек, пересекают ось зеркала в разных местах. Отрезок, определяемый точкой пересечения на оси, тем больше, чем больше ширина зеркала. Каждая точка этого отрезка имеет фазу, которая определяется длиной пробега соответствующего луча. Если в качестве облучателя используется линейный источник, обладающий необходимым фазовым распределением, то, очевидно, после отражения образуются плоские фазовые фронты (см. [А 10, стр. 437]). Другой способ компенсации сферической aberrации с помощью специального облучателя состоит в использовании вспомогательного рефлектора [7.72]. Принцип его действия показан на рис. 7.79, *a* и пояснений не требует.

Кроме того, по аналогии с оптикой для устранения сферической aberrации иногда используют так называемую оптику Шмидта, т. е. перед зеркалом помещают корректирующую пластину (асферическая диэлектрическая пластина). Подобная пластина показана на рис. 7.80. Она имеет такую форму, что и при наклонном падении лучей (в оптике приблизи-

тельно до  $10^\circ$ ) не возникает погрешностей изображения. Резкое изображение получается при нахождении облучателя на поверхности сферы с центром в точке  $M$ , проходящей через фокус  $F$ , т. е. при качании луча облучатель перемещается по этой поверхности. Чэйт [7.9] описывает цилиндрическую СВЧ-оптику Шмидта, при использовании которой в пределах угла качания  $\pm 35^\circ$  форма характеристики излучения изменяется незначительно.

Разбивка сферического зеркала на зоны в виде конических колец [7.67] улучшает характеристики качания диаграммы направленности антенны по сравнению с простыми параболическими или сферическими зеркалами. В основном возникает только астигматизм, который может быть значительно уменьшен путем выбора «компромиссного» фокуса. Были получены углы качания  $\pm 17,5^\circ$  без существенного расширения лепестка (добавочные лепестки ослабляются больше чем на 15 дБ; уменьшение усиления меньше чем на 2 дБ, см. [7.71]).

#### 7.4.3. Зеркальные антенны с вспомогательным рефлектором для качания в широких пределах и подобные им конструкции

Принцип центрального расположения облучателя, показанного на рис. 7.32, может быть использован при конструировании зеркальных антенн. Благодаря этому может быть создана система относительно малых

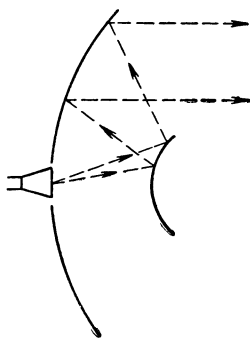


Рис. 7.81. Принцип действия антенны Кассегрейна.

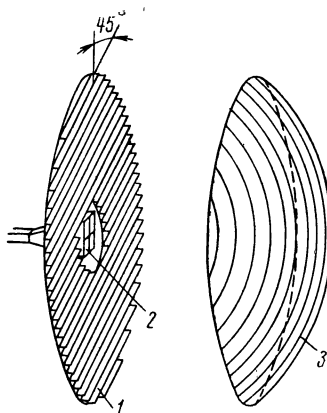


Рис. 7.82. Специальная конструкция антенны Кассегрейна для электрического качания луча.

1 — плоский отражатель с вращающимися пластинами (может механически поворачиваться); 2 — первичный излучатель; 3 — параболическое зеркало для вертикальной поляризации (для горизонтальной поляризации — прозрачное).

размеров с большим фокусным расстоянием. Принцип такой зеркальной системы заимствован из оптики (телескоп Кассегрейна). Преимущество антенны Кассегрейна (рис. 7.81) состоит в том, что благодаря удобному расположению облучателя можно осуществить простое качание диаграммы путем качания облучателя. Однако затенение гиперболическим вспомогательным рефлектором ухудшает ее излучающие свойства (раздел 7.2.2). Чтобы избежать этого, гиперболический рефлектор из полосковой решетки и параболическое зеркало можно сконструировать так, чтобы поляризация излучения изменялась на  $90^\circ$ . Этот принцип рассматривается ниже для другой зеркальной системы. Антенна Кассегрейна может иметь самые различные модификации [7.25] [7.88] [7.87].

Интересная конструкция антенной системы с вспомогательным рефлектором для электрического качания луча описана в [7.1]. Система состоит из плоского рефлектора круглой формы, сквозь центральную область которого производится облучение расположенного перед ним параболического зеркала приблизительно тех же размеров (рис. 7.82). Излучение рупора поляризовано в вертикальной плоскости. На параболическом зеркале отражение происходит без изменения поляризации. Зеркало выполнено в виде системы вертикально расположенных проводников, которые уложены в полусфере из диэлектрика с малыми потерями. Вертикально поляризованное излучение падает на плоскую отражающую пластину, которая служит «ротатором» (см. раздел 5.4.3) и поворачивает

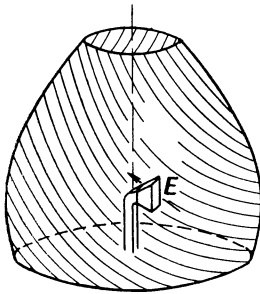


Рис. 7.83. Бочкообразный рефлектор для электрического качания в пределах  $360^\circ$ .

плоскость поляризации при отражении на  $90^\circ$ . Конструкция может представлять собой, к примеру, систему из четвертьволновых полос, которые расположены перед металлической пластиной под углом  $45^\circ$ . Отраженное от металлического рефлектора, уже горизонтально поляризованное излучение почти беспрепятственно проходит сквозь параболический рефлектор, составленный из вертикальной проволочной сетки, и образует в пространстве требуемую диаграмму направленности. То же самое справедливо и для режима приема. Качание луча диаграммы на угол  $\vartheta$  осуществляется наклоном плоского рефлектора в соответствующем направлении на угол  $\vartheta/2$ . Механизм излучения при качании луча по существу остается прежним. При использовании антенны в радио-

локационной станции слежения за целью питающий рупорный излучатель разбивается на четыре сектора, чтобы посредством циклического переключения могло осуществляться коническое качание луча с шагом  $90^\circ$  или можно было определять отклонение цели в соответствии с принципами моноимпульсной техники.

Электрическое качание луча в пределах  $360^\circ$  можно осуществить с помощью бочкообразного рефлектора, выполненного в виде полосковой решетки [7.31] [7.37]. Рефлектор, горизонтальное сечение которого представляет собой окружность, а вертикальное — отрезки парабол, выполнен из диэлектрического материала, в котором заделаны металлические полосы, наклоненные под углом  $45^\circ$  (рис. 7.83). В центре расположен рупорный излучатель, служащий возбудителем, который может вращаться. Плоскость поляризации создаваемого им излучения наклонена под углом  $45^\circ$ , так что на облучаемой поверхности зеркала происходит отражение. Так как полосы зеркала на другой стороне наклонены в противоположном направлении (т. е. под углом  $90^\circ$  относительно отражающих полос), то излучение может проходить через нее по существу беспрепятственно. В 3-сантиметровом диапазоне была получена диаграмма с главным лепестком, ширина которого на уровне  $6\text{ дБ}$  составляла  $3,5^\circ$  при ослаблении боковых лепестков в горизонтальной плоскости  $25\text{ дБ}$ . Вследствие круговой симметрии эти значения справедливы для любого направления излучения.

В вертикальной плоскости боковые лепестки претерпевают большее ослабление. Хотя антенна имеет удобную с точки зрения аэродинамики форму, диаметр рефлектора приблизительно в два раза больше, чем горизонтальные размеры обычной параболической антенны, обеспечивающей получение диаграммы с той же шириной луча.

## 8. Поперечные излучатели из дискретных элементов

### 8.1. Общие понятия о питании и расчете излучения

#### 8.1.1. Вводные соображения. Обзор систем питания и излучающих элементов

При рассмотрении теории излучающих систем, составленных из дискретных элементов (глава 3), исследовалось лишь излучение различных систем и его связь с возбуждением отдельных излучателей. О конкретной форме элементов, их питании и конструкции систем излучателей при использовании их в качестве антенн СВЧ ничего не говорилось. Здесь мы рассмотрим излучающие системы из дискретных элементов в условиях их эксплуатации.

Излучающие системы из дискретных элементов имеют то преимущество перед «классическими» поверхностными излучателями (зеркала, линзы, рупорные излучатели), что соответствующим питанием у них можно реализовать любое требуемое распределение источников.

Способы питания излучающих систем в диапазоне СВЧ можно грубо подразделить на два вида.

1. Питание в условиях одинаковых электрических путей.

Излучатели питаются системой разветвленных линий (рис. 8.1). При  $n$ -кратном раз-

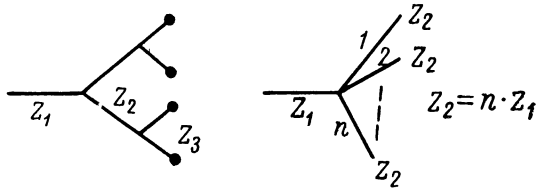


Рис. 8.1. Принцип питания антенных систем в условиях одинаковых электрических путей.

ветвлении волновое сопротивление разветвляющихся линий должно равняться  $n$ -кратному волновому сопротивлению подводящей линии. В большинстве случаев  $n = 2$ , иногда  $n = 3$ . Если питание осуществляется линией с волновым сопротивлением  $Z_1$  через несколько разветвлений, то при числе излучателей  $m$  волновое сопротивление последних должно составлять  $Z_{изл} = mZ_1$  (при отсутствии трансформации волнового сопротивления в промежуточных звеньях). Поэтому при большом числе излучателей перед каждым разветвлением линии целесообразно трансформировать волновое сопротивление в его прежнее значение. Питание в условиях одинаковых электрических путей можно хорошо реализовать с помощью полосковых линий СВЧ (Microstrip). Иногда оно применяется также в случае специальных первичных излучателей зеркальных или линзовых антенн. По сравнению со всеми другими возможными системами питания преимуществом этого способа является большая полоса пропускания (так как пути равны), которая ограничивается лишь частотной зависимостью точек разветвления и, возможно, самих линий.

2. Питание в режиме бегущих волн.

Бегущая волна возбуждает элементы излучателя, расположенные вдоль линии. Излучающие элементы (например, диполи или щели в волноводе), как правило, имеют слабую связь с линией, так что бегущая волна в линии искажается лишь незначительно. Влияние излучателей на волну в линии в основном проявляется в затухании, вызываемом процессом отбора мощности. Остаточная мощность поглощается в конце линии. Однако обычно линия, нагруженная излучателями, имеет постоянную распространения, отличную от постоянной ненагруженной линии. Этот вид питания

в диапазоне СВЧ, может быть технически хорошо реализован во многих случаях, но недостатком его является сильная частотная зависимость (частотная зависимость диаграммы излучения иногда используется для электрического качания луча).

Кроме этих двух основных принципов питания, известны и другие, менее употребительные. К ним относится, например, питание стоячими волнами в линии.

В последнее время на основе принципа питания в условиях одинаковых путей были разработаны системы питания, которые с помощью линейной или плоской системы излучателей создают одновременно несколько независимых лепестков диаграммы излучения [8.1] [8.9] [8.14], т. е. с помощью систем излучателей решают задачу, выполняемую, например, линзовыми антеннами с многократным питанием. Кроме того, были разработаны специальные системы питания, которые дают возможность с помощью фазовращателей чисто электрическим путем осуществлять качание лепестка диаграммы направленности излучения («phased array»; см., например, [D 5], [D 15], [D 38], [8.13], [8.63], [8.4]).

При выборе расстояний между соседними элементами излучателя и относительной фазы их возбуждения условия возникновения поперечного излучения, изложенные в разделе 3.2.1, необходимо учитывать лишь при синфазном возбуждении и расстояниях между элементами, меньших длины волны [уравнения (3.28) и (3.29)]. При больших расстояниях появляются вторичные главные лепестки. Кроме того, при всех видах питания следует иметь в виду, что между элементами, как правило, имеет место связь за счет излучения и что вследствие этого они обычно ведут себя иначе, чем в свободном пространстве.

В качестве питающих линий применяются преимущественно волноводы и с недавних пор полосковые линии СВЧ. При использовании волноводов питание элементов, расположенных вдоль линии, как правило, осуществляется бегущими волнами, а в случае полосковых линий — через разветвляющиеся линии с равными электрическими путями. Иногда вместо волновода, особенно на более длинных волнах диапазона СВЧ, используется концентрическая двухпроводная линия.

Излучающими элементами, чаще всего применяемыми в технике СВЧ, являются диполи в полосковом выполнении или в виде массивных конструкций (при волноводном питании) и, кроме того, щели в волноводе или в металлической стенке (при питании полосковыми линиями). Наибольшее практическое значение имеют в настоящее время волноводно-щелевые антенны. Однако не исключено, что антенны, у которых система питания и излучающие элементы выполнены из полосковых линий, в будущем приобретут еще большее значение. Наряду с этим в качестве элементов поперечных излучателей иногда применяются различные продольные излучатели (спиральные антенны, диэлектрические стержневые излучатели и т. д.). В этих случаях расстояние между элементами, как правило, может быть больше длины волны, так как относительно высокая направленность элементов исключает возможность появления вторичных главных лепестков. (Большее расстояние между элементами в случае продольных излучателей целесообразно также потому, что относительно большая протяженность поля перпендикулярно направлению излучателя при малом расстоянии вызывает сильную связь между элементами; см. раздел 9.1.4.) Поперечными излучателями особого вида являются, например, интерферометры, применяемые в радиоастрономии, у которых, как правило, сами элементы представляют собой остронаправленные антенны СВЧ (например, параболические зеркала), расположенные вдоль прямой на относительно



больших расстояниях друг от друга. Диаграмма излучения такого интерферометра состоит из нескольких очень узких «главных лепестков», огибающая которых определяется главным лепестком отдельных элементов.

### 8.1.2. Линия, нагруженная излучателями

Рассмотрим питание бегущими волнами и исследуем прежде всего свойства линии, нагруженной излучателями. Пусть элементы расположены вдоль линии на одинаковых расстояниях друг от друга. Рассуждения будем проводить для волновода, показанного на рис. 8.2, а, от которого мощность, излучаемая элементами, отбирается с помощью щелей или зондов. Однако эти рассуждения справедливы и для любой другой системы с одинаковыми расстояниями между элементами. Относительную величину отбираемой мощности, — а тем самым нагрузку линии, — можно менять от элемента к элементу. Однако эти изменения должны быть эквивалентны в основном переменному затуханию и лишь в незначительной степени влиять на фазу волны в волноводе. Это ограничение обосновано, так как в противном случае очень усложнилась бы теория и, кроме того, обычно размеры излучателей могут быть выбраны в соответствии с указанным требованием.

Линию можно рассматривать как последовательное соединение звеньев, причем каждое звено содержит излучатель или устройство подведения к нему мощности. Излучаемая мощность характеризует потери в звеньях. Отдельные звенья линии, нагруженной  $n$  излучателями, обозначаются  $D_v$ . Каждое звено характеризуется своей матрицей рассеяния (см. раздел 2.4.3). Введем следующие обозначения (рис. 8.2, б):

- $x_{v-1}$  — волна, входящая в звено  $D_v$  со стороны источника энергии;
- $y_{v-1}$  — волна, выходящая из звена  $D_v$  в сторону источника энергии;
- $x_v$  — волна, выходящая из звена  $D_v$  по направлению к концу линии;
- $y_v$  — волна, входящая в звено  $D_v$  со стороны конца линии.

При этом волны выражаются через напряженности поперечного электрического поля. Четыре величины связаны матричным уравнением

$$\begin{bmatrix} y_{v-1} \\ x_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_v & \ddot{u}_v \\ \ddot{u}_v & r_v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{v-1} \\ y_v \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

или сокращенно

$$X_r^{(v)} = S_v X_h^{(v)}.$$

$S_v$  является матрицей рассеяния звена  $D_v$ . При этом звено считается обратимым (с коэффициентом передачи  $\ddot{u}_v$ ); это предположение всегда выполняется при обычных излучающих элементах. Кроме того, элемент  $D_v$  предполагается симметричным (равные коэффициенты отражения), что при соответствующем выборе ограничивающих поперечных сечений практически также всегда выполняется. Таким образом, каждое звено

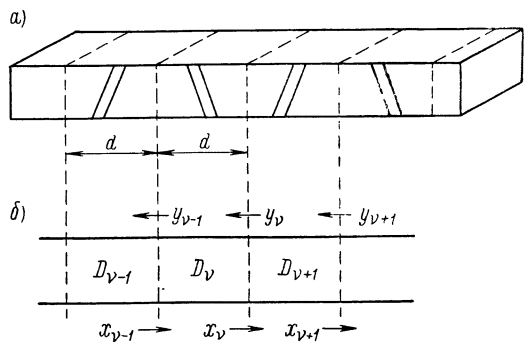


Рис. 8.2. Линия, нагруженная излучателями при питании бегущими волнами: а — часть волноводно-щелевой антенны; б — волновая эквивалентная схема.

характеризуется двумя комплексными величинами — коэффициентом передачи  $\ddot{\mathbf{u}}_v$  и коэффициентом отражения  $\mathbf{r}_v$ . Так как звенья соединены последовательно, то целесообразно пользоваться не непосредственно матрицей рассеяния, а матрицей передачи  $T_v$ . Она определяется следующим матричным уравнением:

$$\begin{bmatrix} x_v \\ y_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11}^{(v)} & t_{12}^{(v)} \\ t_{21}^{(v)} & t_{22}^{(v)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{v-1} \\ y_{v-1} \end{bmatrix} \quad (8.2)$$

или сокращенно

$$X_v = T_v X_{v-1}.$$

Тем самым можно легко записать уравнение передачи вдоль линии, состоящей из  $n$  звеньев:

$$X_n = T_n T_{n-1} \dots T_1 X_0. \quad (8.3)$$

Элементы  $t_{\sigma\tau}^{(v)}$  матрицы передачи звена  $D_v$  выражаются через элементы матрицы рассеяния следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} t_{11}^{(v)} &= \frac{\ddot{\mathbf{u}}_v^2 - \mathbf{r}_v^2}{\ddot{\mathbf{u}}_v}; & t_{12}^{(v)} &= \frac{\mathbf{r}_v}{\ddot{\mathbf{u}}_v}; \\ t_{21}^{(v)} &= -\frac{\mathbf{r}_v}{\ddot{\mathbf{u}}_v} = -t_{12}^{(v)}; & t_{22}^{(v)} &= \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}_v}. \end{aligned} \right\} \quad (8.4)$$

Если рассматривать обычные функции распределения, то при большом числе излучателей  $n$  излучающие элементы, а следовательно,  $\mathbf{r}_v$  и  $\ddot{\mathbf{u}}_v$  от элемента к элементу изменяются лишь весьма незначительно. Поэтому каждый элемент системы ведет себя приблизительно так же, как в случае системы с абсолютно одинаковыми элементами. Поэтому для определения свойств  $D_v$ , как правило, применяется система одинаковых звеньев, из свойств которой можно определить свойства отдельного элемента. Необходимые для этого уравнения получаются из (8.3) при

$$T_v = T = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}.$$

Тем самым матрица передачи всей системы из  $n$  одинаковых элементов будет

$$T_{\text{общ}} = T^n.$$

Для расчета  $T_{\text{общ}}$  предположим, что согласование звеньев выполнено настолько хорошо, что можно пренебречь многократными отражениями. На практике при слабой связи это условие можно считать выполненным. Согласно этому при расчете  $T_{\text{общ}}$  можно пренебречь второй и более высокими степенями  $\mathbf{r}$ .

Прежде всего справедливо

$$T = \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}} & \frac{\mathbf{r}}{\ddot{\mathbf{u}}} \\ -\frac{\mathbf{r}}{\ddot{\mathbf{u}}} & \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}} \end{bmatrix}. \quad (8.5)$$

Далее получается

$$T_{\text{общ}} = T^n = \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}}^n & \frac{\mathbf{r}}{\ddot{\mathbf{u}}} A_n \\ -\frac{\mathbf{r}}{\ddot{\mathbf{u}}} A_n & \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}^n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}} & \frac{\mathbf{r}_{\text{общ}}}{\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}} \\ -\frac{\mathbf{r}_{\text{общ}}}{\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}} & \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}} \end{bmatrix}, \quad (8.6)$$

где

$$A_n = \ddot{\mathbf{u}}^{1-n} \{1 + \ddot{\mathbf{u}}^2 + \dots + \ddot{\mathbf{u}}^{2n-2}\} = \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}^2} \frac{\ddot{\mathbf{u}}^{-n} - \ddot{\mathbf{u}}^n}{\ddot{\mathbf{u}}^{-1} - \ddot{\mathbf{u}}}. \quad (8.7)$$

Из уравнений (8.6) и (8.7) для коэффициентов передачи и отражения всей системы получаются следующие выражения:

$$\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}} = \ddot{\mathbf{u}}^n; \quad (8.8)$$

$$\mathbf{r}_{\text{общ}} = \mathbf{r} \frac{1 - \ddot{\mathbf{u}}^{2n}}{1 - \ddot{\mathbf{u}}^2}. \quad (8.9)$$

Отсюда при известных  $\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}$  и  $\mathbf{r}_{\text{общ}}$  можно легко рассчитать параметры отдельного звена. Об измерении  $\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}$  и  $\mathbf{r}_{\text{общ}}$  речь будет идти в конце этого раздела.

Если обозначить постоянную распространения нагруженной линии через  $\gamma_z$ , то справедливо

$$\ddot{\mathbf{u}} = e^{-\gamma_z d} = e^{-\alpha_z d} e^{-j\beta_z d} = |\ddot{\mathbf{u}}| e^{-j\varphi}, \quad (8.10)$$

где  $d$  — геометрическая длина звена или расстояние между излучающими элементами, распределенными вдоль линии. Из (8.10) следует:

$$\gamma_z = -\frac{1}{d} \ln \ddot{\mathbf{u}}. \quad (8.11)$$

Для постоянной затухания  $\alpha_z$  и фазовой постоянной  $\beta_z$  справедливы следующие соотношения:

$$\alpha_z = \frac{1}{d} \ln \left| \frac{1}{\ddot{\mathbf{u}}} \right|; \quad \beta_z = \frac{\varphi}{d} = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \quad (8.12)$$

Величину  $\lambda_z$  можно считать длиной волны нагруженной линии.

Рассмотрим теперь частный случай, когда электрическая длина звена  $\beta_z d$  кратна  $\pi$  или, соответственно, расстояние между элементами кратно  $\frac{\lambda_z}{2}$ :

$$d = p \frac{\lambda_z}{2} \quad (p = 1, 2, \dots). \quad (8.13)$$

Если  $p$  — четное, т. е.  $d$  кратно  $\lambda_z$ , то все элементы возбуждаются синфазно и излучение происходит в направлении, строго перпендикулярном к линии. Однако часто  $\lambda_z > \lambda_0$ , так что и  $d > \lambda_0$ , вследствие чего происходит синфазное сложение волн, излучаемых отдельными элементами в других направлениях. В излучении появляются так называемые вторичные главные лепестки (см. рис. 3.4). Чтобы избежать этого, выбирают  $d < \lambda_0$ , т. е. в формуле (8.13) полагают  $d = \lambda_z/2$  и для синфазного возбуждения элементы присоединяют к линии попеременно со сдвигом фаз  $180^\circ$ . (Это достигается, например, переменным наклоном щелей, как показано на рис. 8.2, а.) Если выполнено условие (8.13), причем по упомянутым причинам практически принимается во внимание лишь значение  $p = 1$ , говорят о резонансном возбуждении системы. Резонансное возбуждение характеризуется тем, что направление главного излучения строго перпендикулярно к антенной системе. Практически резонансное возбуждение применяется редко, так как при этом имеет место плохое согласование излучателя или, соответственно, незначительная полоса пропускания. В этом можно убедиться следующим образом.

Если справедливо уравнение (8.13), то прежде всего из (8.10) и (8.12) получается

$$\ddot{\mathbf{u}}^2 = |\ddot{\mathbf{u}}|^2$$

и

$$\mathbf{r}_{\text{общ}} = \mathbf{r} \frac{1 - |\ddot{\mathbf{u}}|^{2n}}{1 - |\ddot{\mathbf{u}}|^2}.$$

Далее, если  $\delta$  — отношение излучаемой мощности к мощности, поступающей в звено, то

$$|\ddot{\mathbf{u}}|^2 = 1 - |\mathbf{r}|^2 - \delta;$$

тем самым

$$|\dot{\mathbf{u}}|^{2n} = 1 + \sum_{v=1}^n \binom{n}{v} (-1)^v (|\mathbf{r}|^2 + \delta)^v$$

и окончательно

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{\text{общ}} &= \mathbf{r} \sum_{v=1}^n \binom{n}{v} (-1)^{v-1} (|\mathbf{r}|^2 + \delta)^{v-1} = \\ &= \mathbf{r} n \left\{ 1 - \frac{n-1}{2} (|\mathbf{r}|^2 + \delta) + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (8.14)$$

При хорошем согласовании и незначительном излучении

$$\mathbf{r}_{\text{общ}} \approx \mathbf{r} n, \quad (8.15)$$

т. е. отражения от отдельных звеньев складываются в первом приближении синфазно, и коэффициент отражения системы становится недопустимо большим. Правда, это рассогласование в принципе можно компенсировать на входе линии. Однако, так как уже при малых изменениях частоты синфазного сложения не возникает, а согласующий элемент, как правило, более широкополосный, то система является очень узкополосной.

На основании указанных причин в большинстве случаев отказываются от синфазного возбуждения отдельных излучателей и несколько выходят за резонанс, т. е. выбирают  $d \cong \lambda_z/2$ . В таком случае, т. е. при возбуждении «вне резонанса», отдельные отражения при большом числе излучателей приблизительно компенсируются, и согласование системы остается хорошим. При этом необходимо считаться с недостатком, который заключается в том, что направление главного излучения уже не строго перпендикулярно проводнику, а в большинстве случаев наклонено к нему под малым углом. Этот угол определяется выражением (рис. 8.3)

$$\Delta\vartheta = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \frac{\lambda_0}{d} = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \frac{\Delta d}{d}. \quad (8.16)$$

В этом выражении  $\Delta d = d - d_r$  и  $d_r = \frac{\lambda_z}{2}$  — расстояние между звеньями при резонансе. Например, при  $\Delta d = 0,1d$  и  $\frac{\lambda_0}{\lambda_z} = 0,72$  угол  $\Delta\vartheta = 0,072 = 4,12^\circ$ .

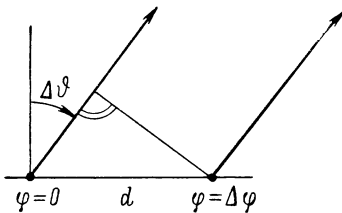


Рис. 8.3. К определению направления излучения при возбуждении «вне резонанса».

Обычно угол  $\Delta\theta$  настолько мал, что изменения в форме главного лепестка и в уровне боковых лепестков, вызванные наклоном луча, еще не заметны. Поэтому излучение может определяться для случая синфазного возбуждения с последующим учетом угла наклона.

В литературе — особенно в более ранних работах — часто оперируют не с элементами матрицы рассеяния отдельного звена, а с сопротивлениями взятой за основу эквивалентной схемы четырехполюсника. Поэтому для оценки этих данных выведем пересчетные формулы, представив обратимый и симметричный излучающий элемент или, соответственно, его линейный аналог симметричной Т-образной ячейкой (рис. 8.4), нагруженной волновым сопротивлением линии. Для коэффициентов отражения и передачи четырехполюсника согласно определению справедливо

$$\bar{r} = \frac{U_{1r}}{U_{1h}}; \quad \bar{u} = \frac{U_2}{U_{1h}};$$

индексы  $h$  и  $r$  обозначают прямую и отраженную волны. Если  $R$  — входное сопротивление четырехполюсника, нагруженного на сопротивление  $Z$ , то справедливо соотношение

$$\bar{r} = \frac{R - Z}{R + Z}.$$

После некоторых преобразований получаем

$$\bar{r} = \frac{R_1 R_2 + \frac{1}{4} R_1^2 - Z^2}{\left(\frac{1}{2} R_1 + Z\right) \left(2R_2 + \frac{1}{2} R_1 + Z\right)}. \quad (8.17)$$

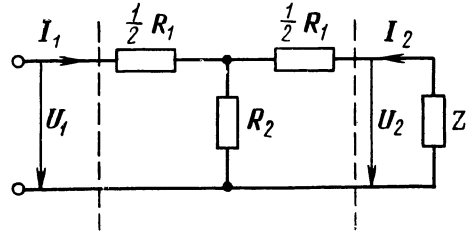


Рис. 8.4. Симметричная Т-образная ячейка как эквивалентная схема обратимого и симметричного соединения излучателей.

Далее, если учесть, что  $U_1 = U_{1h} + U_{1r}$ ,

$$\bar{u} = \frac{U_2}{U_1} (1 + \bar{r})$$

и после применения уравнений симметричной Т-образной ячейки четырехполюсника получаем окончательно:

$$\bar{u} = \frac{2R_2 Z}{\left(\frac{1}{2} R_1 + Z\right) \left(2R_2 + \frac{1}{2} R_1 + Z\right)}. \quad (8.18)$$

Между коэффициентами отражения и передачи аналога излучающего элемента, приведенного к поперечному сечению, и переходного элемента с длиной  $d$  существуют следующие соотношения:

$$\mathbf{r} = \bar{r} e^{j\beta_L d}; \quad \beta_L = \frac{2\pi}{\lambda_L}; \quad (8.19)$$

$$\mathbf{u} = \bar{u} e^{-j\beta_L d}. \quad (8.20)$$

В частном случае  $R_1 = 0$  (параллельно включенное сопротивление)

$$\bar{r} = \frac{-Z}{Z + 2R_2}; \quad \bar{u} = \frac{2R_2}{Z + 2R_2}. \quad (8.21)$$

В случае  $R_2 = \infty$  (последовательно включенное сопротивление)

$$\bar{r} = \frac{R_1}{R_1 + 2Z}; \quad \bar{u} = \frac{2Z}{R_1 + 2Z}. \quad (8.22)$$

Если расстояние между элементами составляет  $d = \lambda_z/2$  и звенья действуют как чисто параллельное или чисто последовательное сопротивление, то с помощью короткого замыкания на конце линии можно добиться того, чтобы в каждом из элементов выделялись одинаковые доли мощности. Таким способом можно реализовать равномерное амплитудное распределение излучающей системы. При чисто последовательных сопротивлениях короткое замыкание должно осуществляться на расстоянии  $n\lambda_L/2 + \lambda_z/2$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) от последнего элемента так, чтобы все элементы находились в пучности тока и линия действовала как простое последовательное соединение. При чисто параллельных сопротивлениях расстояние от места короткого замыкания до последнего элемента необходимо выбирать равным  $n\lambda_L/2 + \lambda_z/4$ . Обе системы представляют собой частный случай питания стоячими волнами.

Как правило, в реальных условиях связь излучающих элементов с линией питания различна, так что постоянная распространения нагруженной линии будет изменяться. Влияние связей на постоянные линии целесообразно определять экспериментально, располагая некоторое число одинаковых элементов вдоль линии и определяя постоянные  $\mathbf{r}_{\text{общ}}$  и  $\mathbf{u}_{\text{общ}}$  системы. Как указывалось в разделе 2.4.3, измерение может быть сведено к измерениям коэффициентов отражения. Для этого система на конце нагружается таким сопротивлением, чтобы отсутствовало отражение, и по амплитуде и фазе определяется коэффициент отражения  $\mathbf{r}_{\text{общ}}$  (отнесенный ко входу первого звена). Затем система на расстоянии  $l$  от конца последнего звена закорачивается и измеряется коэффициент отражения  $\mathbf{r}_k$ , отнесенный ко входу. Общий коэффициент передачи определяется по измеренным величинам по формуле

$$\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}^2 = (\mathbf{r}_{\text{общ}} - \mathbf{r}_k) (\mathbf{r}_{\text{общ}} + e^{2i\beta_L l}). \quad (8.23)$$

Отсюда с помощью формул (8.8) и (8.9) находят коэффициенты отражения и передачи отдельного звена:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\mathbf{u}} &= \sqrt{n} \ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}; \\ \mathbf{r} &= \mathbf{r}_{\text{общ}} \frac{1 - \sqrt{n} \ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}^2}{1 - \ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8.24)$$

Расстояние до места короткого замыкания целесообразно выбирать равным половине длины волны в волноводе или кратным ей, так что экспоненциальная функция в (8.23) становится равной единице. По одному из известных методов измеряется коэффициент отражения на входе при различных расстояниях места короткого замыкания от конца линии и отсюда графическим путем определяются  $\mathbf{r}_{\text{общ}}$  и  $\ddot{\mathbf{u}}_{\text{общ}}$  (метод Дешама). Этот метод можно обобщить, используя «короткое замыкание, обладающее потерями» [8.15], благодаря чему точность измерений иногда возрастает. Во многих случаях нагрузка линии излучающим элементом может рассматриваться как вещественное последовательное или параллельное сопротивление. Тогда у нагруженной линии изменения фазы не происходит, и свойства переходных элементов могут быть определены путем измерения затухания. Если в этих случаях последовательное сопротивление  $\mathbf{R}_1 = |\mathbf{R}_1|$  или параллельная проводимость  $\mathbf{G}_2 = |\mathbf{G}_2| = 1/|\mathbf{R}_2|$  малы по сравнению с волновым сопротивлением или, соответственно, с его обратной величиной, что практически почти всегда имеет место, то из выра-

жений (8.21) и (8.22) для коэффициента передачи можно вывести следующие приближенные соотношения:

$$\left. \begin{aligned} |\ddot{\mathbf{u}}|^2 &= |\ddot{\mathbf{u}}|^2 = 1 - g_2; \\ |\ddot{\mathbf{u}}|^2 &= |\ddot{\mathbf{u}}|^2 = 1 - r_1, \end{aligned} \right\} \quad (8.25)$$

где

$$g_2 = G_2 Z; \quad r_1 = \frac{R_1}{Z}. \quad (8.26)$$

Если пренебречь отражениями (в соответствии с предположением о слабой связи) и потерями в проводнике, то справедливо

$$|\ddot{\mathbf{u}}|^2 + p = 1, \quad (8.27)$$

где  $p$  — отношение мощности, отдаваемой элементом, т. е. излучаемой мощности, к мощности, проходящей через поперечное сечение линии. Сравнение (8.25) и (8.27) показывает, что относительная проводимость  $g_2$  или относительное сопротивление  $r_1$  определяют долю излучаемой мощности.

### 8.1.3. Синтез диаграммы в случае питания бегущими волнами

Если необходимо спроектировать излучающую систему, питаемую бегущими волнами, при известных параметрах элементов, отбирающих заданную долю  $p$  мощности в линии (см. предыдущий раздел), то задача состоит в выборе такого амплитудного распределения на системе, которое обеспечивает получение заданной диаграммы излучения. О связи амплитудного распределения на антенне или функции распределения с распределением излучения для непрерывных распределений речь шла в разделе 4.3. Полученные там выводы можно распространить на системы из дискретных источников с большим числом излучателей. Однако при питании бегущими волнами возникает задача определения доли мощности  $p$ , отбираемой каждым элементом, по амплитудному распределению излучающей системы, которое предполагается заданным, или по функции распределения. Отбор мощности отнюдь не пропорционален квадрату амплитудного распределения, так как мощность, распространяющаяся в линии, уменьшается вследствие излучения и, следовательно, элементы, расположенные вблизи нагрузки, в конце линии при постоянной связи излучали бы меньше, чем элементы, расположенные на входе. Легко видеть, что для получения равномерного амплитудного распределения отдаваемая мощность должна экспоненциально возрастать к концу излучателя относительно мощности, отбираемой в начальных участках линии.

В дальнейшем полагаем, что излучающие элементы расположены вдоль линии на одинаковых расстояниях  $d$  друг от друга и возбуждаются бегущими волнами синфазно или с постоянной малой разностью фаз. Незначительный наклон луча, вызываемый постоянной разностью фаз, не учитывается, так как он влияет на распределение излучения в целом и не вызывает существенных изменений в форме диаграммы. Предположение о равенстве фаз или, соответственно, о постоянстве разности фаз весьма существенно, так как в противном случае теория чрезвычайно усложняется. Для излучающих элементов, представляющих практический интерес, это условие достаточно хорошо выполняется.

Нагруженная линия опять делится на  $n$  симметричных звеньев  $D_v$ . Пусть  $N_v$  — входная мощность звена  $D_v$ ,  $P_v$  — излучаемая мощность, а  $Q_v$  — мощность потерь в звене  $D_v$  (рис. 8.5). Для любого  $v$  имеет место баланс мощности:

$$N_v = P_v + Q_v + N_{v+1} \quad (v = 1, 2, \dots, n). \quad (8.28)$$

Далее введем следующие обозначения:

$$p_v = \frac{P_v}{N_v} \quad (8.29)$$

для отношения излучаемой мощности ко входной;

$$q_v = \frac{N_{v+1}}{N_v} \quad (8.30)$$

для отношения выходной мощности ко входной;

$$\delta = \frac{Q_v}{N_v} \quad (8.31)$$

для отношения мощности потерь ко входной.

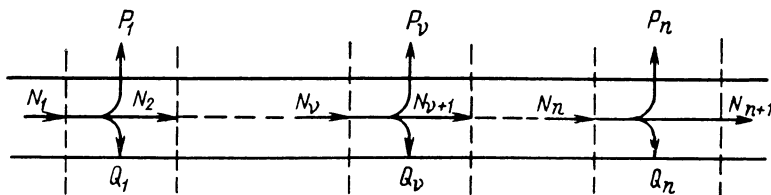


Рис. 8.5. К выводу коэффициентов связи  $p_v = \frac{P_v}{N_v}$ .

Величина  $\delta$  принимается постоянной и полагается равной относительной мощности потерь ненагруженной линии длиной  $d$ .

Из указанных выше соотношений прежде всего следует:

$$\frac{N_{v+1}}{N_v} = 1 - p_v - \delta,$$

в результате чего

$$\frac{N_{v+1}}{N_1} = (1 - p_1 - \delta)(1 - p_2 - \delta) \dots (1 - p_v - \delta).$$

Отсюда, с учетом (8.29), получается:

$$\frac{P_{v+1}}{N_1} = p_{v+1} \frac{N_{v+1}}{N_1} = p_{v+1} (1 - p_1 - \delta)(1 - p_2 - \delta) \dots (1 - p_v - \delta). \quad (8.32)$$

В уравнении (8.32) распределение амплитуд излучателей или относительных значений их квадратов  $P_v$  представлено как функция «коэффициентов связи»  $p_v$ . Тем самым получается принципиальная возможность при заданных  $P_v$  последовательно определить отдельные  $p_v$ . Однако этот метод требует (особенно при большом числе излучателей) чрезвычайно больших затрат времени, к тому же он не является наглядным и точным, поскольку ошибки, сделанные вначале, входят во все последующие результаты. Поэтому поступим иначе и найдем явное представление  $p_v$  в зависимости от  $P_v$ . Прежде всего из (8.28), если  $v$  заменить на  $v - 1$ , решить



относительно  $N_v$  и несколько раз использовать то же самое соотношение, нетрудно получить

$$N_v = N_1 - \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu - \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu. \quad (8.33)$$

Тем самым

$$p_v = \frac{P_v}{N_v} = \frac{P_v}{N_1 - \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu - \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu}. \quad (8.34)$$

Введем к. п. д. антенной системы как отношение излучаемой мощности ко входной:

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{N_1} = \frac{1}{N_1} \sum_{\mu=1}^n P_\mu. \quad (8.35)$$

Если подставить  $N_1$  из (8.35) в (8.34), то получим

$$p_v = \frac{\eta P_v}{\sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu}. \quad (8.36)$$

Так как теперь общая излучаемая мощность и общая мощность потерь в проводнике не больше входной мощности  $N_1$ , то для любого  $v \leq n$  справедливо неравенство

$$\sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu + \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu < N_1$$

или

$$\eta \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu < \sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu. \quad (8.37)$$

Следовательно, можно записать выражение (8.36) в следующем виде:

$$p_v = \frac{p_{0v}}{1 - \Delta_v} = p_{0v} \sum_{\sigma=0}^{\infty} \Delta_v^\sigma, \quad (8.38)$$

где

$$p_{0v} = \frac{\eta P_v}{\sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu}; \quad (8.39)$$

$$\Delta_v = \frac{\eta \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu}{\sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu}, \quad (8.40)$$

причем  $\Delta_v$  всегда меньше единицы. Преобразуем числитель в (8.40) следующим образом:

$$\begin{aligned} \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} Q_\mu &= \delta \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} N_\mu = \delta \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} \left\{ N_1 - \sum_{\sigma=1}^{\mu-1} P_\sigma \right\} = \\ &= \delta \eta \left\{ (v-1) N_1 - \sum_{\mu=1}^{v-1} \sum_{\sigma=1}^{\mu-1} P_\sigma \right\}. \end{aligned} \quad (8.41)$$

При этом для представления  $N_v$  использовалось уравнение (8.33) и сумма мощностей потерь не учитывалась, так как по сравнению с остальными величинами в правой части этого уравнения она мала. Поскольку перед скобкой в (8.41) стоит малая величина  $\delta$ , это допущение соответствует приближению первого порядка. Выразим  $N_1$  в (8.41) с помощью (8.35) через  $\eta$  и  $P_v$  и подставим в (8.40):

$$\Delta_v = \delta \frac{(v-1) \sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} \sum_{\sigma=1}^{\mu-1} P_\sigma}{\sum_{\mu=1}^n P_\mu - \eta \sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu}. \quad (8.42)$$

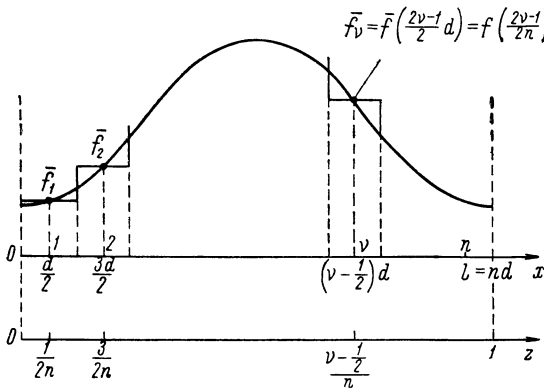
Если  $\bar{f}_v$  — амплитуда  $v$ -го излучателя, то

$$P_v = \text{const } \bar{f}_v^2. \quad (8.43)$$

При заданном амплитудном распределении коэффициенты связи  $p_v$  могут быть определены с помощью формул (8.38), (8.39) и (8.42).

Расчет значительно упрощается (особенно при большом числе излучателей), если дискретное распределение заменить соответствующим непрерывным, а возникающие суммы — интегралами.

Для этого мы поступим следующим образом (рис. 8.6). Заданную непрерывную функцию распределения  $\bar{f}(x)$  заменим ступенчатой кривой со значениями функции на ступеньках



$$\bar{f}_v = \bar{f}(x_v);$$

при этом

$$x_v = \left(v - \frac{1}{2}\right) d, \quad (8.44)$$

Рис. 8.6. «Квантование» непрерывного распределения  $\bar{f}(x)$ .

что соответствует расположению излучающего элемента в середине ступеньки. Общая длина излучателя составляет

$$l = nd. \quad (8.45)$$

Кроме того, для упрощения длину антенны приведем к единице, введя новую переменную  $z$  с помощью соотношения

$$z = \frac{x}{l} = \frac{x}{nd} \quad (8.46)$$

и рассматривая функцию распределения

$$\bar{f}(z) = \bar{f}(ndz).$$

Указанный «процесс квантования» амплитудного распределения основывается на предположении, что каждый элемент линейного источника соответствует участку кривой, расположенному между серединами смежных элементов. Однако для аппроксимации непрерывного распределения, когда отсутствуют нарушения непрерывности в режиме возбуждения, ступенчатое построение, представленное на рис. 8.6, не дает достаточной точности. Структуру распределения между элементами или на краю ан-

тены такой способ, естественно, не учитывает. Несмотря на это, предлагаемая идеализация обоснована во всех случаях, когда число излучателей достаточно велико (примерно  $n \geq 15$ ) и не возникает больших изменений амплитуды вдоль антенны. Амплитудные распределения, применяемые на практике для создания остронаправленных диаграмм излучения (игольчатая диаграмма, веер лепестков), удовлетворяют этим условиям.

Введенную идеализацию, позволяющую в выведенных выше формулах заменить суммы интегралами, которые для многих обычных функций распределения могут быть элементарно вычислены или легко оценены графически, можно обосновать следующими соображениями. Положим прежде всего

$$P_\mu = \text{const } f^2(z_\mu),$$

где  $z_\mu = \frac{2\mu-1}{2n}$ , и

$$\Delta z = z_\mu - z_{\mu-1} = \frac{1}{n}.$$

Тем самым

$$\sum_{\mu=1}^{v-1} P_\mu = \text{const } n \sum_{\mu=1}^{v-1} f^2(z_\mu) \Delta z, \quad (8.47)$$

а сумму можно заменить выражением

$$\text{const } n \int_0^{z_v-1/2n} f^2(\zeta) d\zeta.$$

Формально верхний предел нужно обозначить  $z_v - 1/n$ ; однако поскольку по условию мы идем не только до самого элемента, но до середины следующего промежутка, верхний предел будет  $z_v - 1/2n$ . Представление остальных сумм, включая двойную сумму в (8.42), производится соответствующим образом. Если для сокращения ввести еще функцию

$$g(z) = \int_0^z f^2(\zeta) d\zeta, \quad (8.48)$$

то выражения (8.39) и (8.42) принимают следующий вид (причем теперь  $p_{0v}$  и  $\Delta_v$  сами считаются непрерывными функциями переменной  $z$ ):

$$np_0(z) = \frac{\eta f^2(z)}{g(1) - \eta g\left(z - \frac{1}{2n}\right)}; \quad (8.49)$$

$$\begin{aligned} \Delta(z) &= n\delta \frac{\left(z - \frac{1}{2n}\right) g(1) - \eta \int_0^{z-1/2n} g'(\zeta - \frac{1}{2n}) d\zeta}{g(1) - \eta g\left(z - \frac{1}{2n}\right)} = \\ &= n\delta \frac{\int_0^{z-1/2n} \left\{g(1) - \eta g\left(\zeta - \frac{1}{2n}\right)\right\} d\zeta}{g(1) - \eta g\left(z - \frac{1}{2n}\right)}. \end{aligned} \quad (8.50)$$

При большом числе излучателей величиной  $1/2n$  в аргументах и в верхних пределах интегрирования можно пренебречь, не внося существенной погрешности. Если это сделать, то из (8.38) и выражений для «функции связи»  $p(z)$  или, соответственно, для произведения  $np(z)$  окончательно получается следующее представление:

$$np(z) = \frac{np_0(z)}{1 - n\delta r(z)}, \quad (8.51)$$

где

$$np_0(z) = \frac{\eta^2(z)}{h(z)}; \quad (8.52)$$

$$r(z) = \frac{\int_0^z h(\zeta) d\zeta}{h(z)}; \quad (8.53)$$

$$h(z) = g(1) - \eta g(z); \quad (8.54)$$

$g(z)$  определяется выражением (8.48) (ср. с работой [8.22], где вывод выполнен без учета потерь на затухание).

Для произведения  $n\delta$  справедливо

$$n\delta = 0,23Dl, \quad (8.55)$$

где  $l$  — длина излучателя;

$D$  — затухание ненагруженной линии (в  $\delta b$ ) на единицу длины.

Тем самым при заданных функции распределения  $f(z)$ , затухании, числе излучателей и к. п. д.  $\eta$  можно рассчитать функцию связи. Число излучателей не входит в уравнения, поэтому можно дать лишь общую оценку. Для расчета величины поправки  $\Delta(z)$  необходимо знать, конечно, потери на затухание и длину излучателя.

При использовании указанных выше уравнений к. п. д.  $\eta$  не может задаваться произвольно. Он ограничен уже тем, что ненагруженная линия обладает потерями на затухание. Верхний предел для к. п. д. можно вывести из того условия, что знаменатель в (8.51) никогда не может быть равным нулю. Этот верхний предел практически никогда не может быть произвольно большим, так как должно выполняться условие  $p(z) < 1$  и тем самым  $np(z)$  при конечном числе излучателей ограничено.

Количественную оценку возможного к. п. д. произведем лишь для практически важного случая, когда функция распределения симметрична и монотонно убывает от середины к краям. В этом случае функция  $r(z)$  — монотонно возрастающая и принимает свое максимальное значение при  $z = 1$ :

$$r(1) = \frac{1}{(1 - \eta)g(1)} \int_0^1 h(\zeta) d\zeta. \quad (8.56)$$

Отсюда с учетом (8.54) получаем

$$\eta = \frac{1 - \frac{1}{r(1)}}{1 - \frac{1}{r(1)} \int_0^1 \frac{g(\zeta)}{g(1)} d\zeta}. \quad (8.57)$$

Чтобы знаменатель в (8.51) был всегда отличен от нуля, должно выполняться неравенство

$$\frac{1}{r(1)} > n\delta. \quad (8.58)$$

Так как далее интеграл в знаменателе (8.57) всегда меньше единицы [с увеличением  $z$  функция  $g(z)$  также монотонно возрастает], то из (8.57) и (8.58) для к. п. д. следует неравенство

$$\eta < \frac{1 - n\delta}{1 - n\delta \int_0^1 \frac{g(\xi)}{g(1)} d\xi}. \quad (8.59)$$

Интеграл в знаменателе можно теперь точно вычислить независимо от вида распределения, предполагая лишь симметрию  $f(z)$ . А именно, из равенства

$$f^2(1-z) = f^2(z),$$

как легко показать, следует:

$$g(1-z) + g(z) = g(1)$$

и отсюда

$$\int_0^1 \{g(1-z) + g(z)\} dz = 2 \int_0^1 g(z) dz = g(1).$$

Следовательно,

$$\int_0^1 \frac{g(\xi)}{g(1)} d\xi = \frac{1}{2}. \quad (8.60)$$

Из (8.59) и (8.60) следует:

$$\eta < \frac{1 - n\delta}{1 - \frac{1}{2}n\delta}. \quad (8.61)$$

Для  $n\delta \ll 1$  приближенно справедливо

$$\eta < 1 - \frac{1}{2}n\delta; \quad (8.62)$$

целесообразно выбирать  $\eta$  приблизительно на 5% меньше предела, определяемого выражением (8.62), и находить затем оптимальное значение, учитывая возможности реализации функции связи  $p(z)$ .

Из выведенных уравнений остаточная мощность в конце линии определяется следующим образом:

$$N_{n+1} = N_1 (1 - \eta) \{1 - n\delta r(1)\}. \quad (8.63)$$

Отношение  $N_{n+1}/N_1$  у готовой антенны легко может быть измерено и может служить для контроля правильности выбора размеров. Остаточная мощность, как правило, рассеивается в нагрузке, подключенной к концу линии.

При потерях на затухание, отличных от нуля, оптимальная относительно усиления функция распределения  $f(z)$  не идентична равномерному распределению, как можно было бы предполагать. Если заданы длина

излучателя, потери на затухание и относительная остаточная мощность  $N_{n+1}/N_1$ , то можно определить оптимальную функцию распределения, которая создает максимальное эффективное усиление [8.53]. Однако от равномерного распределения она заметно отличается лишь при очень большом числе излучателей. Кроме того, при заданных функции распределения, потерях на затухание и относительной остаточной мощности существует оптимальная длина излучателя, которая соответствует максимальному эффективному усилению. Мак-Кормик приводит для оптимальной длины следующую формулу:

$$l_{\text{опт}} = \frac{5}{D} \log \left( \frac{N_1}{N_{n+1}} \right).$$

При обычных значениях затухания и остаточной мощности длина  $l_{\text{опт}}$  очень велика, так что эти соображения играют роль лишь в некоторых случаях в радиоастрономии (см. также [8.34]). Кроме того, остаточную мощность можно сделать произвольно малой, так что оптимальная длина  $l_{\text{опт}}$  практически не ограничена. Однако в каждом случае эффективное усиление, которое может быть достигнуто, ограничено потерями на затухание.

Указанный метод синтеза диаграммы, который базируется на формулах (8.51)—(8.55), без особых затруднений

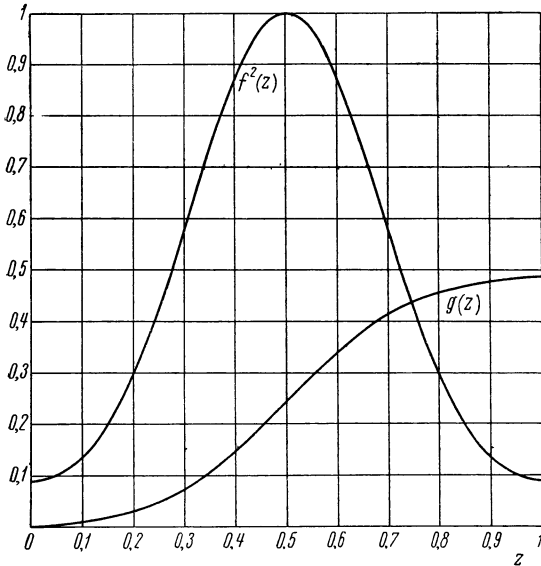


Рис. 8.7. Распределение мощности  $f^2(z)$  [по (8.64)] при  $t = 0,3$  и соответствующая функция  $g(z)$  [по (8.48)].

может быть применен к распределениям Тейлора, рассмотренным в разделе 4.3.8. В этом случае функции  $g(z)$  и  $h(z)$  могут быть представлены в элементарном виде, а интегрирование функции  $h(\xi)$  целесообразно производить численными методами. С помощью электронной счетной машины вычисления можно выполнить за короткое время, однако обычно обходятся без машины и ограничиваются оценкой с помощью логарифмической линейки и карандаша. Часто применяемой функцией распределения является следующая (см. разделы 4.3.3 и 4.3.8):

$$f(z) = t + (1-t) \cos^2 \left[ \frac{\pi}{2} (2z-1) \right] = \frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos [\pi (2z-1)]. \quad (8.64)$$

В случае радиолокационных антенн оптимальным значением параметра является  $t = 0,3$ , при котором имеет место ослабление боковых лепестков, достигающее 27 дб. На рис. 8.7 показаны зависимости  $f^2(z)$  и  $g(z)$  для этого значения параметра  $t$ . На рис. 8.8, а, б представлены функции  $n\rho_0(z)$  и  $r(z)$  для некоторых значений  $\eta$ .

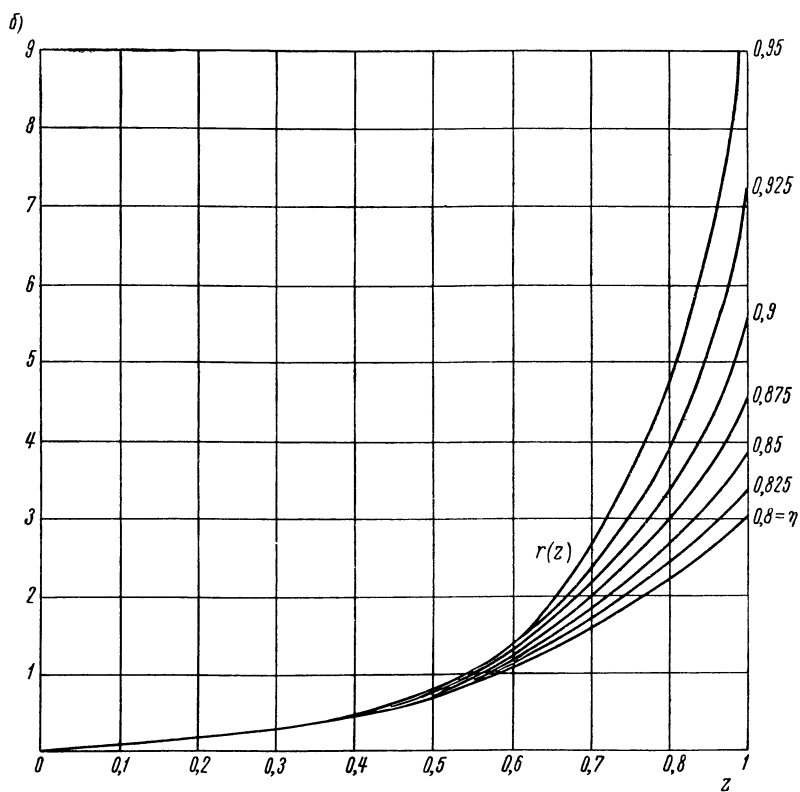
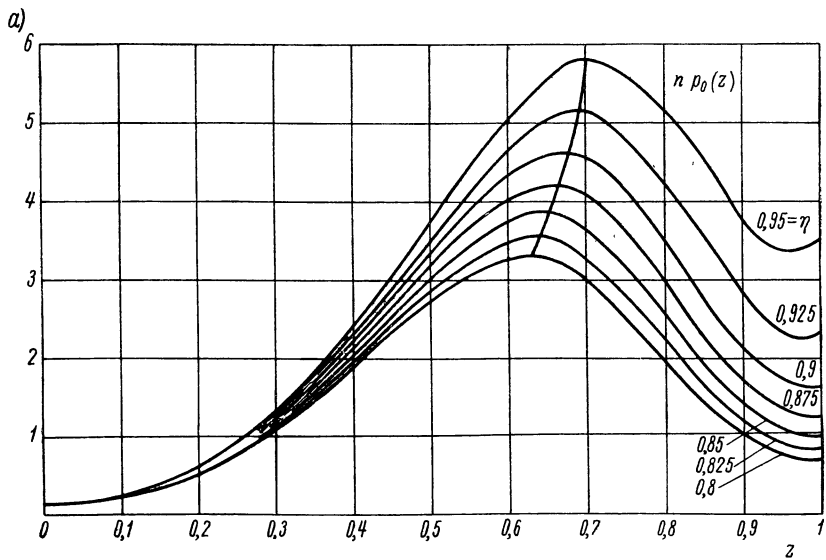


Рис. 8.8 Функции  $n\rho_0(z)$  и  $r(z)$  [по (8.52) — (8.54)] для  $f(z)$  [по (8.64)] при  $t = 0,3$ . Параметр — к. п. д.  $\eta$ .

#### 8.1.4. Влияние погрешностей и частотная зависимость при питании бегущими волнами

Для того чтобы можно было оценить влияние случайных погрешностей в значениях коэффициентов связи  $p_\nu$  (обусловленных случайными погрешностями изготовления) на амплитудное распределение, целесообразно исходить из уравнения (8.32), которое после применения (8.43) и замены  $\nu + 1$  на  $\nu$  принимает следующий вид:

$$\text{const} \frac{\bar{f}_\nu^2}{N_1} = p_\nu (1 - p_1 - \delta) (1 - p_2 - \delta) \dots (1 - p_{\nu-1} - \delta). \quad (8.65)$$

При  $p_\nu \ll 1$  и  $\delta \ll 1$  (эти допущения являются обоснованными) прежде всего следует:

$$\ln \left( \text{const} \frac{\bar{f}_\nu^2}{N_1} \right) = \ln p_\nu - (\nu - 1) \delta - \sum_{\mu=1}^{\nu-1} p_\mu$$

и отсюда

$$\text{const} \frac{\bar{f}_\nu^2}{N_1} = p_\nu e^{-(\nu-1)\delta} \exp \left\{ - \sum_{\mu=1}^{\nu-1} p_\mu \right\}. \quad (8.66)$$

Это уравнение также может быть положено в основу синтеза диаграмм. Однако такое представление ненаглядно, так как  $\delta$  входит в него неявным образом.

Допустим теперь, что в определении коэффициентов связи  $p_\nu$  имеют место случайные погрешности, относительно которых мы предполагаем, что они пропорциональны номинальному значению:

$$p_\nu = \bar{p}_\nu (1 + \rho_\nu); \quad (8.67)$$

здесь  $\bar{p}_\nu$  — коэффициент связи без учета погрешностей,  $\rho_\nu$  — случайная, обычно комплексная, величина погрешности.

Если ввести (8.67) в (8.66) и учитывать лишь малые величины  $\rho_\nu$  до первой степени, то после некоторых преобразований получаем

$$\frac{\bar{f}_\nu^2}{N_1} = \left[ \frac{\bar{f}_\nu^2}{N_1} \right]_{\rho_\nu=0} \left\{ 1 + \rho_\nu - \sum_{\mu=1}^{\nu-1} \bar{p}_\mu \rho_\mu \right\}. \quad (8.68)$$

Это уравнение может быть исследовано методами, рассмотренными в разделе 3.3.2. Если распределение погрешностей  $\rho_\nu$  не подчиняется определенному статистическому закону, а все  $\rho_\nu$ , например вследствие систематических погрешностей измерения, равны, т. е. каждое  $\rho_\nu$  обладает той же самой, в процентном отношении, погрешностью, то выражение, стоящее в фигурных скобках в (8.68), примет вид

$$1 + \rho \left( 1 - \sum_{\mu=1}^{\nu-1} \bar{p}_\mu \right).$$

При этом предположении погрешность в распределении с ростом  $\nu$  убывает, на конце линии, как правило, становится отрицательной и при известных обстоятельствах имеет относительно большое абсолютное значение.



Если, как и в предыдущем разделе, возникающие распределения представить в виде непрерывных функций при единичной длине антенны, то выражения (8.66) и (8.68) переходят в следующие:

$$\text{const } \frac{f^2(z)}{N_1} = p(z) e^{-n\delta z} \exp \left\{ - \int_0^z n p(\zeta) d\zeta \right\}; \quad (8.69)$$

$$\frac{f^2(z)}{N_1} = \left[ \frac{f^2(z)}{N_1} \right]_{\epsilon=0} \left\{ 1 + \epsilon(z) - \int_0^z n \bar{p}(\zeta) \epsilon(\zeta) d\zeta \right\}; \quad (8.70)$$

при этом опять не учитывались малые значения  $1/2n$ .

Влияние на распределение неправильно учитываемых потерь на затухание можно оценить с помощью выражения (8.69). Если  $\bar{D}$  — потери на затухание в линии (в  $\delta b$ ) на единицу длины, которые были положены в основу расчета функции связи, а истинные потери на затухание определяются выражением

$$D = \bar{D} (1 + \epsilon),$$

то

$$n\delta = 0,23Dl = 0,23\bar{D}l \times \\ \times (1 + \epsilon) = n\bar{\delta} (1 + \epsilon).$$

Тем самым согласно формуле (8.69) получается функция распределения  $f(z)$ , отличающаяся от ожидаемой (при  $\epsilon = 0$ ). Практически  $\epsilon$  всегда настолько мало, что необходимо учитывать только первые степени произведения  $\epsilon n \bar{\delta}$ . Тогда из формулы (8.69) следует:

$$f(z) = [f(z)]_{\epsilon=0} \left\{ 1 - \frac{\epsilon}{2} n \bar{\delta} z \right\}. \quad (8.71)$$

Следовательно, в первом приближении истинное распределение отличается от ожидаемого на линейный относительно  $z$  множитель. Отличие тем больше, чем больше число излучателей или, соответственно, длина антенны. Для очень больших антенн потери на затухание необходимо определять особенно тщательно. К. п. д.  $\eta$ , взятый за основу при проектировании, не входит в функцию погрешности.

При оценке влияния на излучение изменения частоты излучающие свойства отдельных элементов в первом приближении можно считать частотно-независимыми. Тогда изменение частоты проявляется лишь в повороте луча (обычно незначительном), обусловленном изменением фазы в линии относительно фазы на входе. Если

$$\varphi = 2\pi \frac{l}{\lambda_z}$$

представляет собой разность фаз на всей длине излучателя, а

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda_0} \Delta\lambda_0$$

изменение разности фаз, обусловленное изменением  $\Delta\lambda_0$  длины волны, то для вызываемого этим обстоятельством поворота луча (рис. 8.9) в первом приближении справедливо

$$\Delta\alpha = \Delta\varphi \frac{\lambda_0}{2\pi l}.$$

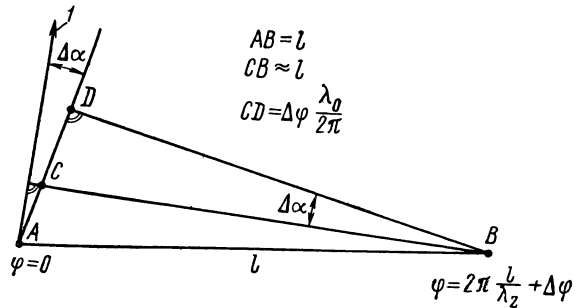


Рис. 8.9. К объяснению зависимости направления излучения от частоты.

$l$  — направление излучения при  $\Delta\varphi = 0$ .

В таком случае

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda_0} = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda_z} \frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0} = - \frac{2\pi l}{\lambda_z^2} \frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0},$$

следовательно,

$$\Delta \varphi = - \frac{2\pi l}{\lambda_z} \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0} \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{2\pi l}{\lambda_z} \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0} \frac{\Delta f}{f}$$

и, наконец,

$$\Delta \alpha = \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \right)^2 \frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0} \frac{\Delta f}{f}, \quad (8.72)$$

где  $\frac{\Delta f}{f}$  — относительное изменение частоты.

Для прямоугольного волновода, возбуждаемого  $H_{10}$ -волной, при  $\lambda_z = \lambda_L$  (изменения фазы за счет связи не происходит)

$$\frac{\partial \lambda_z}{\partial \lambda_0} = \frac{\partial \lambda_L}{\partial \lambda_0} = \frac{\lambda_z^3}{\lambda_0^3}$$

и

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{\Delta f}{f}. \quad (8.73)$$

Для волновода  $R 100$  (внутренние размеры приблизительно  $23 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ ) при частоте  $9375 \text{ МГц}$   $\lambda_0 = 3,2 \text{ см}$  и  $\lambda_L = 4,45 \text{ см}$ . В этом случае

$$\Delta \alpha = 1,39 \frac{\Delta f}{f} = 79,6^\circ \frac{\Delta f}{f}. \quad (8.74)$$

Изменение частоты на 1% (около  $100 \text{ МГц}$ ) вызывает поворот луча примерно на  $0,8^\circ$ .

В случае остронаправленных антенн (ширина диаграммы направленности по половинному уровню меньше  $1^\circ$ ) и большой полосы пропускания подлежащих передаче сигналов (например,  $20 \text{ МГц}$  и больше в  $3\text{-см}$  диапазоне) частотная зависимость антенны, питаемой бегущими волнами, уже неблагоприятно сказывается на эксплуатационных свойствах. Это характерно для радиолокационных станций с высокой разрешающей способностью по углу и дальности, а также для частотномодулированных устройств с большой девиацией частоты. Этот фактор определяет, например, границу применимости волноводно-щелевых антенн [8.28].

## 8.2. Волноводно-щелевые антенны

### 8.2.1. Щель как магнитный диполь. Принцип двойственности

Щели в качестве излучающих элементов или самостоятельных антенн используются не только в технике СВЧ. Они применяются, например, в диапазоне метровых волн в виде так называемого цилиндрического щелевого излучателя. Щель, прорезанная в осевом направлении в вертикально расположенной круглой цилиндрической трубе, при возбуждении в середине в двух противоположных точках создает в горизонтальной плоскости почти круговую диаграмму излучения с горизонтальной поляризацией. В технике СВЧ в качестве излучающих элементов применяются преимущественно щели в волноводах, но могут использоваться также щели в металлических пластинах или фольге, возбуждаемые самым различным обра-

зом с помощью полосковых линий. Прежде чем рассматривать в этом разделе импедансные и излучающие свойства щелей в волноводах и способы составления из таких излучателей волноводно-щелевых антенн, необходимо исследовать излучающую щель в общем виде.

Для этого рассмотрим щель в плоской металлической стенке, которая предполагается бесконечной, идеально проводящей и бесконечно тонкой. Пусть ширина щели  $b$  мала по сравнению с ее длиной  $l$  и длиной волны  $\lambda$  (рис. 8.10). Предположим, что щель (расположенная в плоскости  $xz$ ) возбуждается, например, плоской волной, направление распространения которой совпадает с отрицательным направлением оси  $y$ . Нас интересует поле в щели и вызываемое им излучение. Благодаря бесконечной проводимости стенки тангенциальная составляющая электрического поля на краю щели равна нулю. Далее, поскольку ширина щели была принята малой

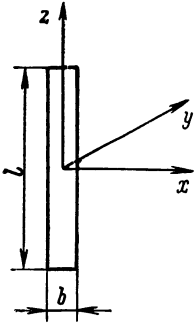


Рис. 8.10. Геометрические параметры щели в бесконечной металлической стенке.

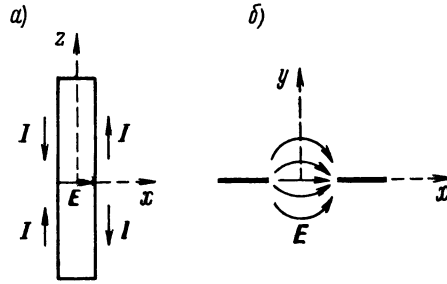


Рис. 8.11. Распределение тока и электрического поля в щели.

по сравнению с длиной волны, поле в любом поперечном сечении щели  $z = \text{const}$  может считаться постоянным, так что в щели  $z$ -составляющая напряженности электрического поля обращается в нуль. Следовательно, при симметричном возбуждении можно положить

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x E_x. \quad (8.75)$$

Линии электрического поля перпендикулярны продольному размеру щели. Это свойство характерно для излучающей щели. Оно следует из предположения, что  $b \ll \lambda$ . Кроме того, возникающее благодаря возбуждению металлической стенки и щели вторичное поле в щели имеет максимум (рис. 8.11), определяемый из условия

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0.$$

Если в первом приближении в окрестности щели положить отличной от нуля лишь  $x$ -составляющую, то отсюда следует, что  $\text{rot } \mathbf{E}$ , а тем самым (согласно первому уравнению Максвелла) и напряженность магнитного поля не имеют в щели поперечной составляющей. Следовательно, если щель рассматривать как излучающую поверхность, то эквивалентные электрические токи, определяемые первым уравнением (1.37), обращаются в нуль, и излучение щели обуславливается лишь эквивалентными магнитными токами в ней

$$\mathbf{I}_{mF} = -[\mathbf{e}_y, \mathbf{E}] = \mathbf{e}_z E_x. \quad (8.76)$$

В этом смысле излучающую щель можно рассматривать как магнитный диполь по аналогии с электрическим диполем, в котором в продольном

направлении протекают только электрические токи. Характеристику излучения можно определить, например, по формуле (1.60), причем объемный интеграл необходимо заменить на интеграл по поверхности  $F$  щели, а объемные токи — на поверхностные. С учетом (8.76)

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{jk}{4\pi} [\mathbf{r}, \mathbf{e}_z] \int_{(F)} E_x e^{-jk(r'-r)} dF. \quad (8.77)$$

Если ввести сферические координаты (рис. 8.12), то получаем

$$\mathbf{e}_z = \mathbf{r} \cos \vartheta - \mathbf{e}_\varphi \sin \vartheta$$

и

$$[\mathbf{r}, \mathbf{e}_z] = -\mathbf{e}_\varphi \sin \vartheta.$$

Далее, если пренебречь шириной щели, то

$$r' - r = -z \cos \vartheta.$$

Так как подынтегральное выражение в (8.77) не зависит от  $x$ , то окончательно получаем

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \frac{-jk}{4\pi} \mathbf{e}_\varphi b \sin \vartheta \int_{-l/2}^{+l/2} E_x e^{-jkz \cos \vartheta} dz. \quad (8.78)$$

Распределение напряженности электрического поля в щели можно определить следующим образом. Прежде всего вследствие бесконечной проводимости контура щели при  $z = \pm l/2$  напряженность  $E_x$  должна обращаться в нуль. Кроме того, контур щели можно рассматривать как короткозамкнутую с обеих сторон двухпроводную линию, по которой протекают токи так, как показано на рис. 8.11, *a*. Тогда, если  $v_z$  — фазовая скорость в этой эквивалентной линии (зависит от вида возбуждения), а  $c$  — скорость света, то для поля в щели справедливо

$$E_x = E_0 \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_z} \left( \frac{l}{2} - |z| \right) \right]. \quad (8.79)$$

Если длина щели выбирается в соответствии с соотношением

$$l = \frac{\lambda}{2} \frac{v_z}{c}, \quad (8.80)$$

Рис. 8.12. Сферическая система координат для исследования излучения щели.

то говорят о резонансной щели. В этом случае

$$E_x = E_0 \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_z} z \right). \quad (8.81)$$

Если положить еще  $v_z = c$  (хорошее приближение для многих практически важных случаев) и вычислить интеграл в (8.78) с учетом (8.81), то для характеристики излучения резонансной щели получается

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_\varphi \frac{-j}{2k} \frac{b}{\lambda} E_0 \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\sin \vartheta}. \quad (8.82)$$

Угловая зависимость — такая же, как для полуволнового диполя. Различие состоит лишь в поляризации, которая в этом случае соответствует положению вектора магнитного поля полуволнового диполя. Формулы справедливы, если щель расположена в бесконечной металлической пла-

стине. При конечных размерах пластины по оси  $x$  диаграмма излучения в плоскости  $xy$  отличается от круговой. Происходит ее сужение в направлении пластины, а кроме того, появляются максимумы и минимумы.

Приближенный расчет распределения излучения при конечных размерах пластины можно осуществить, если предположить, что излучение пластины эквивалентно излучению двух вибраторов, расположенных на ее краях (см. [А 21, стр. 360]). На рис. 8.13 показаны некоторые диаграммы излучения при конечных размерах пластины.

Из сказанного выше следует, что щель в металлической стенке может излучать только в том случае, если электрическое поле возбуждается перпендикулярно ее продольному размеру. Это означает, что токи в стенке, возбуждаемые первичным полем, должны иметь составляющую, перпендикулярную щели. Излучение обусловлено лишь этой составляющей. В щели она проявляется как ток смещения. Если токи в стенке параллельны щели, то они протекают без искажения (предполагается, что  $b \ll \lambda$ ), т. е. щель не оказывает никакого влияния.

Найденная выше аналогия между электрическим и магнитным диполями является частным случаем общей взаимосвязи подобных электрических и магнитных излучателей. Эти связи выражаются принципом двойственности. Как уже было показано в разделе 1.4, из уравнений для поля электрического излучателя путем замены некоторых параметров можно получить подобные же уравнения для поля эквивалентного магнитного излучателя. Таким образом, из представления электрического вектора поля излучения можно получить соответствующий магнитный вектор.

В общем виде эту закономерность можно сформулировать следующим образом. Пусть дана система электрических токов  $\mathbf{I}$  и магнитных токов  $\mathbf{I}_m$  (объемных, поверхностных или линейных). Если заменить  $\mathbf{I}$  на  $\mathbf{I}_m$ ,  $\mathbf{I}_m$  на  $-\mathbf{I}$  и во всей рассматриваемой области пространства  $\epsilon$  на  $\mu$  и наоборот, то возникающую благодаря этому новую систему можно по отношению к первоначальной назвать двойственной или дополнительной. Поле излучения дополнительной системы получают, заменяя у первичной системы  $\mathbf{E}$  на  $\mathbf{H}$ , а  $\mathbf{H}$  на  $-\mathbf{E}$ . Следовательно, при переходе от первоначальной к дополнительной системе необходимо сделать следующие замены:

$$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}; \quad \mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{E};$$

$$\mathbf{I} \rightarrow \mathbf{I}_m; \quad \mathbf{I}_m \rightarrow -\mathbf{I};$$

$$\epsilon \longleftrightarrow \mu.$$

Рис. 8.14 наглядно поясняет двойственную связь на примере электрического и магнитного диполей в свободном пространстве. Принцип двойственности базируется на симметрии уравнений Максвелла относительно электрических и магнитных параметров (с точностью до знака).

Принцип Бабинне, сформулированный в разделе 4.1.2 для скаляров, может быть в более общем виде выведен из принципа двойственности.

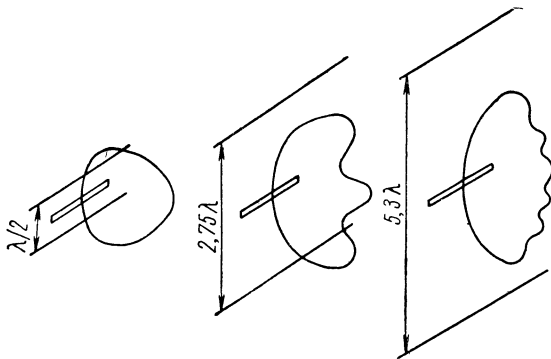


Рис. 8.13. Измеренные диаграммы излучения щелей длиной  $\lambda/2$  в электрической плоскости (перпендикулярной щели) при различных размерах металлической пластины в этой плоскости (по Дорну и Лазарусу).

В векторной формулировке принцип Бабине утверждает следующее [8. 10]. Если электромагнитная волна, падающая на плоский экран, создает за экраном напряженность электрического поля  $\mathbf{E}_1$  и если та же волна создает напряженность поля  $\mathbf{E}_2$  при замене экрана дополнительным, <sup>1</sup> то  $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_0$ , где  $\mathbf{E}_0$  — напряженность поля в случае невозмущенного распространения волны.

Из принципа Бабине следует важное свойство дополнительных экранов. Если с помощью уравнений

$$E_1 = \ddot{u}_1 E_0, \quad E_2 = \ddot{u}_2 E_0$$

(где  $E_v$  — произвольно заданные составляющие поля) ввести коэффициенты передачи  $\ddot{u}_v$  для дополнительных экранов, то

$$\ddot{u}_1 + \ddot{u}_2 = 1. \quad (8.83)$$

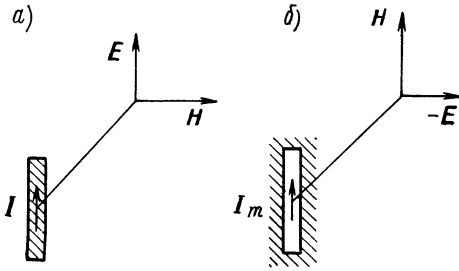
$\ddot{u}_v$  могут рассматриваться как коэффициенты передачи звена, определяемого экраном, причем за основу берется плоская волна, или же при расходящемся излучении напряженности поля приводятся к напряженностям поля на экране. Если теперь выразить влияние экрана или его дополнения на проходящее сквозь него излучение через эквивалентное поперечное сопротивление  $Z_1$  или  $Z_2$ , то из формулы (8.21) следует:

$$\ddot{u}_v = \frac{2Z_v}{Z_0 + 2Z_v}. \quad (8.84)$$

Из (8.83) и (8.84) получается

$$Z_1 Z_2 = \frac{1}{4} Z_0^2. \quad (8.85)$$

Рис. 8.14. К объяснению двойственности электрического (а) и магнитного (б) диполей.



Дополнительные экраны в этом смысле представляют собой, в частности, систему параллельных проводов, с одной стороны, и соответствующую систему щелей в металлической пластине, с другой стороны, причем обе системы повернуты одна относительно другой на  $90^\circ$ . Если формулу (8.85) применить к металлической пластине со щелью и к соответствующему электрическому диполю (рис. 8.15), то  $Z_1$  и  $Z_2$  могут рассматриваться как входные сопротивления обоих излучателей в указанных местах. По известному входному сопротивлению одного излучателя можно рассчитать входное сопротивление другого:

$$Z_2 = \frac{Z_0^2}{4Z_1}.$$

Так как для полуволнового диполя  $Z_1 = (73,13 + j42,55) \text{ ом}$ , то входное сопротивление резонансной щели (рис. 8.15, б)

$$Z_2 = (363 - j211) \text{ ом}.$$

Система из проводящих и прозрачных квадратов, имеющая вид шахматной доски (рис. 8.16), идентична своему дополнению. В этом случае

<sup>1</sup> См. примечание на стр. 133. *Примечание редактора.*

$Z_1 = Z_2$ ; и входное сопротивление такой самодополняющей системы согласно (8.85) составляет

$$Z = \frac{1}{2} Z_0 \approx 190 \text{ ом.} \quad (8.86)$$

Сопротивление  $Z$  не зависит от частоты. Самодополняющая антенна играет важную роль в теории и технике антенн с повышенной полосой пропускания (см. раздел 10).

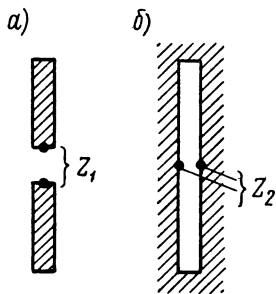


Рис. 8.15. К объяснению двойственной зависимости между входными сопротивлениями электрического диполя и эквивалентной щели.

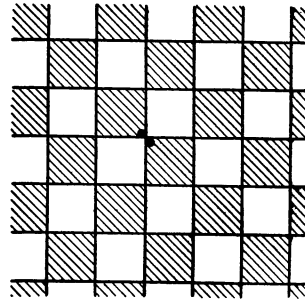


Рис. 8.16. Система в виде шахматной доски в качестве самодополняющей антенны.

### 8.2.2. Импедансные характеристики и излучение щелей в волноводах

Рассмотрим щели в стенках прямоугольных волноводов, которые возбуждаются основной волной ( $H_{10}$ -волна). На рис. 8.17 показана система токов в стенках невозмущенного волновода. Излучающая щель должна быть расположена таким образом (см. раздел 8.2.1), чтобы она пересекалась невозмущенными токами в стенках. На рис. 8.18 указаны два возможных расположения щели, при которых излучение отсутствует. На

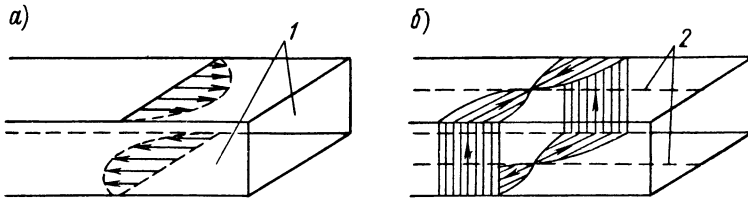


Рис. 8.17. Система продольных (а) и поперечных (б) токов в стенках прямоугольного волновода при возбуждении  $H_{10}$ -волной.

1 — поверхности без продольных токов; 2 — линии без поперечных токов.

рис. 8.19 схематично представлены четыре основных типа излучающих щелей. Щель I расположена в узкой стенке волновода. Как следует из картины протекания токов в стенках, при угле наклона  $\alpha = 0$  излучение отсутствует. При  $\alpha = 90^\circ$  оно максимально. Щели II—IV расположены в широкой стенке волновода. Для щели II излучение отсутствует при  $\xi = 0$  и монотонно возрастает с увеличением  $\xi$ . Для щели III излучение исчезает при  $\alpha = 0$ , а при  $\alpha = 90^\circ$  становится максимальным. Щель IV имеет максимальное излучение при  $\xi = 0$ .

Качественное представление о влиянии щели на волну в волноводе или о линейной эквивалентной схеме щели можно получить, заменив

волновод (рис. 8.20) системой токов в стенках и токов смещения. Известно, что щели *I* и *II* (рис. 8.19) в первом приближении действуют как чисто поперечные сопротивления, в то время как щели *III* и *IV* нагружают линию как продольные сопротивления. Поэтому щели типов *I* и *II* иногда называются параллельными щелями, а типов *III* и *IV* — последовательными. Оба типа параллельных щелей пересекаются только поперечными токами, а последовательная щель *IV* — только продольными. Последова-

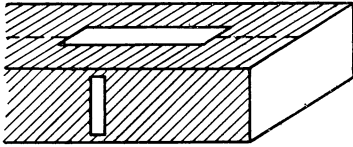


Рис. 8.18. Два возможных расположения щели в прямоугольном волноводе, возбуждаемом  $H_{10}$ -волной, при которых излучение отсутствует: продольная щель в середине широкой стенки и поперечная щель в узкой стенке.

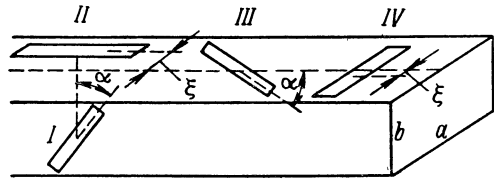


Рис. 8.19. Схематичное представление четырех основных типов излучающих щелей в прямоугольном волноводе.

тельная щель *III* пересекается продольными и поперечными токами, однако поперечные токи на обеих сторонах находятся в противофазе, так что результирующее действие соответствует продольному сопротивлению. Наряду с указанными четырьмя основными типами возможны и другие положения щелей. Щель в широкой стенке волновода может быть смещена в сторону и наклонена (комбинация щелей *III* и *IV* на рис. 8.19). Такие щели ведут себя уже не как чисто последовательные или чисто параллельные. Иногда они называются сложными щелями.

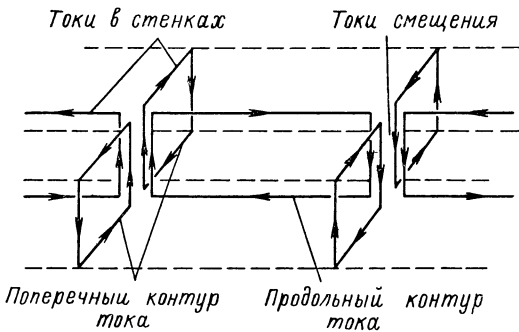


Рис. 8.20. Система токов в стенках и токов смещения прямоугольного волновода, возбуждаемого  $H_{10}$ -волной.

поперечным электрическим полем. Расчет для узкой щели вблизи резонанса ( $l \approx \lambda/2$ ) был проведен Стивенсоном [8.74] [А 35]. Методы и результаты расчета для щели вне резонанса в широкой стенке прямоугольного волновода приводит Олинер [8.57]. При этом учитывалась также конечная толщина стенок. Во всех известных методах расчета предполагается, что стенка волновода, в которой прорезана щель, представляет собой бесконечную плоскую металлическую пластину. Так как это условие даже приближенно не выполняется и сильное влияние на процесс излучения и импедансные характеристики щели может оказать конструкция вне щели (рупорная система для создания направленности и т. д.), то на основании теоретического рассмотрения можно получить лишь относительное пред-



ставление о процессе излучения и основных зависимостях и нельзя определить численных значений характеристик. Несмотря на это, формулы для активных сопротивлений и активных проводимостей резонансных щелей, приведенные на рис. 8.21, могут служить для общей оценки импедансной характеристики.

Экспериментальные результаты определения импедансной характеристики щелей типов II—IV в широкой стенке волновода и их сравнение с теоретическими данными приводит Олинер [8.57]. Для щели типа I экспериментальные значения можно найти у Сильвера [А 35, стр. 299 и сл.]. Щели типа I в узкой стенке волновода, как правило, несколько

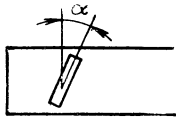
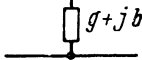
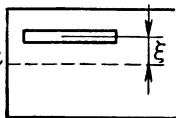
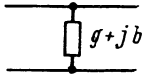
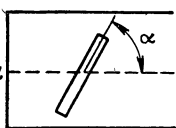
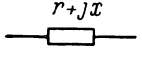
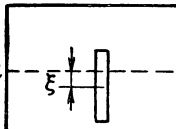
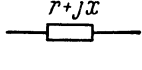
Номер щели	Положение щели	Эквивалентная схема	Относительные проводимость или сопротивление
I			$g = \frac{30}{73\pi} \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{\lambda_0^4}{a^3 b} \left\{ \frac{\sin \alpha \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \sin \alpha \right)}{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right)^2 \sin^2 \alpha} \right\}^2$
II			$g = 2,09 \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \frac{a}{b} \sin^2 \left( \frac{\pi \xi}{a} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \right)$
III			$r = 0,131 \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \frac{\lambda_0^2}{ab} \left\{ Q_+ \sin \alpha + Q_- \frac{\lambda_L}{2a} \cos \alpha \right\},$ где $Q_{\pm} = \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} S_- \right)}{1 - S_-^2} \pm \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} S_+ \right)}{1 - S_+^2};$ $S_{\pm} = \frac{\lambda_0}{\lambda_L} \cos \alpha \pm \frac{\lambda_0}{2a} \sin \alpha.$
IV			$r = 0,523 \left( \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \right)^3 \frac{\lambda_0^2}{ab} \cos^2 \left( \frac{\pi \xi}{a} \right) \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{2a} \right).$

Рис. 8.21. Эквивалентные импедансные схемы и соответствующие величины активной проводимости или активного сопротивления для четырех основных типов щелей в прямоугольном волноводе.

вдаются в прилегающие к ней широкие стенки (рис. 8.22). С помощью подобного выреза размеры щелей могут выбираться таким образом, чтобы они возбуждались в условиях резонанса. В этом случае они представляют чисто активные сопротивления и в первом приближении не оказывают влияния на фазовую скорость в волноводе. При резонансном возбуждении максимальный размер щели приближенно составляет длину волны в свободном пространстве. Однако оказывается, что практически независимо от угла наклона  $\phi$  при фиксированной глубине выреза  $t$  реактивное сопротивление и тем самым влияние на длину волны в волноводе мало (для не слишком больших значений  $\phi$ ). При этом глубина выреза не является слишком критичной (см. также [А 35, стр. 298]; ср., однако, [3.23]). Равным образом электрические свойства щелей типа I по сравнению с другими типами незначительно зависят от частоты. Поэтому наклонные щели в узкой стенке являются предпочтительными, особенно для больших антенных систем.

Как объясняется в следующем разделе, в большинстве случаев поляризованная поперечно волновому составляющая поля наклонной щели в узкой стенке должна быть подавлена. Это можно осуществить с помощью

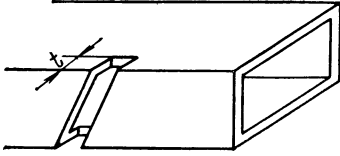


Рис. 8.22. Конструкция наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода.

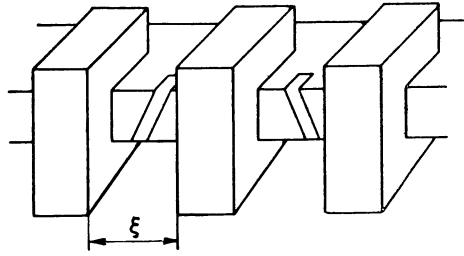


Рис. 8.23. Система наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с металлическими разделительными блоками для подавления вертикально поляризованной составляющей излучения.

дрессельных ловушек, которые располагаются на обеих сторонах узкой стенки. Однако выбор их размеров очень критичен [8.48]. Другая возможность подавления нежелательной составляющей состоит в том, что

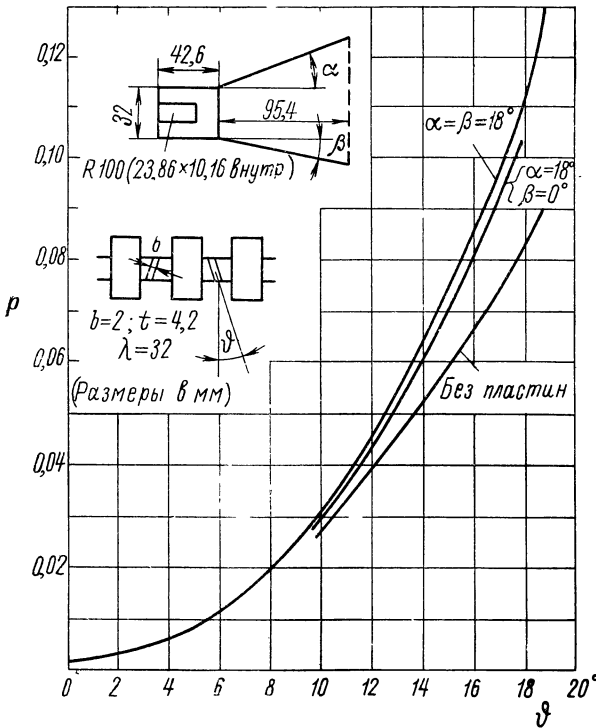


Рис. 8.24. Зависимость фактора связи  $\rho$  (отношение отдаваемой мощности к мощности, проходящей через поперечное сечение волновода) от угла наклона  $\varphi$  для различных систем щелей в узкой стенке прямоугольного волновода.

по волновому) от угла наклона для трех различных систем. Глубина выреза  $t = 4,2$  мм определялась таким образом, чтобы при всех углах наклона щелей имело место максимальное излучение при минимальном влия-

между щелями помещаются металлические разделительные блоки (рис. 8.23). Промежуток между блоками для составляющей, поляризованной поперечно волновому, действует как предельный поглотитель ( $\xi < \lambda_0/2$ ). Импедансная характеристика щелей, прорезанных в волноводе, отличается от характеристики простой системы щелей. Поскольку, как правило, перед щелями для создания направленности излучения располагаются еще другие конструкции, также влияющие на импедансную характеристику щелей, то в каждом случае необходимо экспериментально определять сопротивления в конкретных практических условиях.

На рис. 8.24 показана зависимость фактора связи (или, что то же, отношения отдаваемой мощности к мощности, передаваемой

нии на волну в волноводе. Кривые были получены экспериментальным путем при десяти последовательно соединенных одинаковых щелях (с попеременным наклоном). При этом затухание, обусловленное излучением, определялось методом замещения с учетом известных потерь на затухание и рассогласование. Проверка по измеренным значениям коэффициентов отражения согласно формуле (8.23) привела к аналогичным результатам.

Рассмотренные типы щелей I — IV располагались, как правило, несимметрично относительно средней линии соответствующей стенки волновода. Симметрично расположенные щели (рис. 8.18) не излучают. Однако протекание токов в стенке вблизи от этих симметрично расположенных щелей можно изменить таким образом, чтобы происходило излучение. На рис. 8.25 показаны эти возможности. Более подробно этот вопрос освещает Клапп [8.17].

Этим способом можно также в некоторых пределах варьировать связь со щелями. На другую возможность изменения связи с продольной щелью

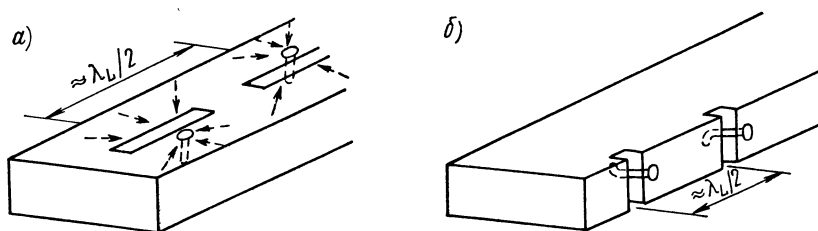


Рис. 8.25. Возможности воздействия на распределение токов в стенках волновода для создания излучения щелей в прямоугольном волноводе, которые обычно не излучают: *a* — продольные щели в середине широкой стенки; с помощью штифтов, помещенных сбоку и обладающих емкостным действием, нарушается симметрия тока в стенке волновода, так что составляющая тока, пересекающая щель, становится отличной от нуля; *б* — поперечные щели в узкой стенке волновода; изогнутые штифты около щелей, обладающие преимущественно индуктивным действием, изменяют магнитное продольное поле вблизи стенки таким образом, что в стенке волновода возникает составляющая тока, пересекающая щель.

в середине широкой стенки указывает Тэнг [8.76]. С помощью передвигаемой поперек волновода диафрагмы можно получить приблизительно такую же связь, как и при смещении щели в сторону. Реактивное сопротивление и тем самым влияние на длину волны в волноводе остаются пренебрежимо малыми. С помощью системы из 12 элементов путем изменения отдельных коэффициентов связи удавалось получить диаграмму излучения с ослаблением боковых лепестков 10—34 дБ. Аналогичным образом ненаклонные щели в узкой стенке волновода можно заставить излучать с помощью несимметричных диафрагм [8.25].

Данные об импедансных характеристиках и возможностях использования так называемых сложных щелей, которые расположены в широкой стенке, сдвинуты относительно средней линии и, кроме того, повернуты, приводит Максум [8.51]. С помощью этих щелей можно изменять амплитуду и фазу излучения независимо друг от друга. Такой способ позволяет получить несимметричную диаграмму излучения специального вида (например, косекансную диаграмму в радиолокационных станциях кругового обзора и самолетных радиолокаторах).

### 8.2.3. Щелевая антенна для радиолокационных станций кругового обзора

Наклонные щели в узкой стенке вследствие их электрических свойств применяются преимущественно в антенных системах с синфазным возбуждением (или, соответственно, с одинаковыми разностями фаз между соседними щелями). Важным типом антенны такого вида является длинный волновод со щелями соответствующих размеров, у которого направленность излучения в перпендикулярной ему плоскости достигается с помощью рупорных конструкций, располагаемых перед щелями. Такая антенна излучает так называемый веер лепестков, или имеет веерную диаграмму, т. е. излучение в плоскости волновода (горизонтальная плоскость) обладает острой направленностью, а в плоскости, перпендикулярной волноводу (вертикальная плоскость), — относительно слабой направленностью. Излучатель часто используется в качестве антенны для радиолокационных станций кругового обзора, прежде всего судовых, так как бортовая и килевая качки судна требуют относительно широкой диаграммы в вертикальной плоскости. При этом ширина диаграммы в горизонтальной

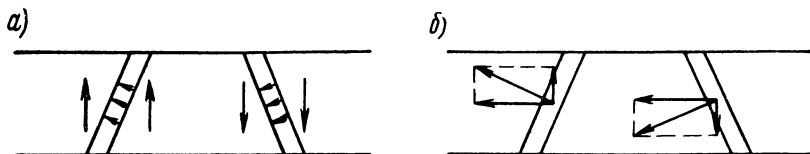


Рис. 8.26. Возбуждение наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода: *a* — токи в стенке волновода и токи смещения в щелях; *b* — разложение вектора электрического поля в щелях на горизонтальную и вертикальную составляющие.

плоскости по половинному уровню составляет приблизительно  $1^\circ$ , а в вертикальной плоскости — около  $25^\circ$ . Однако возможны большие отклонения от этих значений.

Чтобы в горизонтальной плоскости имел место только один остронаправленный главный лепесток, при синфазном или почти синфазном возбуждении расстояние между щелями должно быть меньше, чем длина волны в свободном пространстве. В противном случае синфазное сложение волн, излучаемых элементами, происходит не только в главном, но и в других направлениях, т. е. возникают вторичные главные лепестки (см. раздел 3.2.1). Так как при одинаковом направлении наклона щелей и синфазном возбуждении расстояние между щелями должно быть равным длине волны в волноводе, т. е. больше  $\lambda_0$ , то такая система не приводит к желаемому результату. Поэтому для того чтобы составляющая, которая определяет излучение, возбуждалась синфазно, щели располагаются приблизительно на расстоянии  $\lambda_L/2 < \lambda_0$  с попеременным наклоном. Принципиально можно пренебречь малым отклонением расстояния между щелями от значения  $\lambda_L/2$  (возбуждение вне резонанса; см. раздел 8.1.2), от которого зависит согласование системы, так как это вызывает лишь незначительный поворот всей диаграммы излучения.

На рис. 8.26, *a* показаны противофазные токи в узкой стенке волновода и напряженности возбуждаемого электрического поля в двух соседних щелях с различным наклоном, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\lambda_L/2$ . На рис. 8.26, *b* вектор электрического поля, перпендикулярный щели, разложен на горизонтальную и вертикальную составляющие. Горизонтальные составляющие обеих щелей синфазны, вертикальные — находятся в противофазе. Следовательно, излучение определяется только

горизонтальными составляющими, а вертикальные составляющие с помощью соответствующих средств должны подавляться. Если этого не происходит, то возникают вторичные главные лепестки с вертикальной поляризацией (которые при измерении горизонтально поляризованной основной составляющей не регистрируются). Они располагаются под углами  $\vartheta'$  относительно главного направления, для которых разность хода в свободном пространстве между соседними элементами составляет  $\lambda_0/2$ , т. е. (рис. 8.27)

$$\sin \vartheta' = \frac{\lambda_0}{2d}. \quad (8.87)$$

При использовании обычного прямоугольного волновода и в том случае, когда расстояние между излучателями  $d$  не слишком сильно отличается от  $\lambda_L/2$ , угол  $\vartheta'$  составляет приблизительно  $45^\circ$ . Для подавления вертикально поляризованных составляющих служат указанные в предыдущем разделе средства, из которых наиболее эффективным является при-

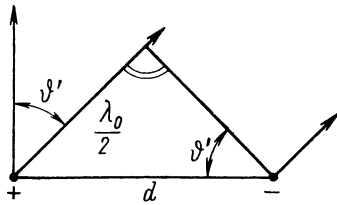


Рис. 8.27. К определению направлений излучения вторичных главных лепестков.

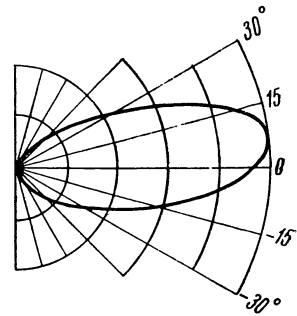
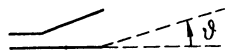


Рис. 8.28. Диаграмма излучения в вертикальной плоскости щелевой антенны (рис. 8.24) с несимметричным рупорным излучателем.

менение блоков, расположенных между щелями (рис. 8.23). С помощью блоков одновременно достигается очень хорошая развязка щелей во внешнем пространстве. Необходимая направленность в вертикальной плоскости, как уже упоминалось, получается за счет соответствующего выбора размеров стенок рупора, однако она может быть реализована и другими способами, например размещением диэлектрического пластинчатого излучателя вдоль всей антенны.

При проектировании или разработке щелевой антенны указанного вида целесообразно поступать следующим образом.

1. Прежде всего по заданной ширине главного лепестка по половинному уровню в вертикальной плоскости определить положение стенок рупора перед щелевым излучателем. Определение осуществляется на основании выводов, относящихся к секториальному рупору (раздел 5.2.3). Несимметричный рупор, изображенный на рис. 8.24, при указанном расположении имеет вертикальную диаграмму (рис. 8.28).

2. Выбрать расстояния между щелями, ширину щелей и размеры блоков. Расстояние между щелями целесообразно выбирать несколько большим половины длины волны в волноводе, причем необходимо учитывать весь частотный диапазон (резонансное возбуждение на границах частотного диапазона не должно иметь места). Выбранным расстоянием между щелями определяется незначительный наклон главного лепестка относительно нормали к оси волновода. На рис. 8.24 показаны возможные в этом случае размеры.

3. Измерить коэффициенты передачи участков щели или, соответственно, значения для их эквивалентных схем в зависимости от наклона щели  $\theta$  и глубины выреза  $t$ . Выбрать для любого наклона щелей глубину выреза, при которой влияние на длину волны в волноводе незначительно или приблизительно одинаково для всех щелей. Тем самым определяются коэффициенты связи  $p_v$  щели в зависимости от  $\theta$  при выбранной глубине  $t$ .

4. Определить функцию распределения, которая создает требуемую диаграмму в горизонтальной плоскости, т. е. диаграмму с требуемым ослаблением боковых лепестков. Целесообразно использовать распределение Тейлора (см. раздел 4.3.8, кроме того, [8. 22]) или простое распределение типа  $\cos^2$  согласно (8.64), или же, — если требуется очень большое ослабление боковых лепестков, — распределение, определяемое (4.247).

5. Определить длину антенны или число излучателей таким образом, чтобы при заданной диаграмме излучения получалась требуемая ширина диаграммы по половинному уровню.

6. Рассчитать по формуле (8.51) функцию связи, вычислить к. п. д. и потери на затухание. Это дает возможность определить коэффициенты связи и углы наклона щелей.

В случае щелевой антенны предъявляются высокие требования к точности изготовления; для этого (особенно при щелевых излучателях для очень коротких волн) должны применяться специальные методы. Форму щели при изготовлении следует воспроизводить точно (острые прямоугольные края). Расстояние между щелями, их ширина и угол наклона должны иметь жесткие допуски, так как погрешности в значениях коэффициента связи щелей влияют на все распределение.

Чернин [8.15] указывает методы изготовления и измерения щелевых антенн для длины волны, равной приблизительно 8 мм (К-диапазон). Для длины волны 3,2 см (Х-диапазон) максимально допустимые погрешности в расстояниях между щелями, в ширине щелей и глубине вырезов при правильно выбранных размерах составляют приблизительно 0,05 мм, максимально допустимая погрешность угла наклона — около 5'.

Для защиты от атмосферных осадков раскрыв излучателя должен закрываться диэлектрической пластиной или же вся излучающая система должна помещаться в защитную оболочку. Защиту следует осуществлять таким образом, чтобы излучение искажалось незначительно. Это выполняется в том случае, если толщина защитной пластины выбрана равной  $\lambda_g/2$  или если защитный материал по своей структуре электрически пассивен (например, материал с сотовой структурой при соответствующем выборе размеров ячеек). На конце линии остаточная мощность обычно рассеивается поглотителем. Размеры его следует выбирать с расчетом на максимальное значение средней мощности. При малых мощностях достаточно использовать резонансный поглотитель с пленкой сопротивления, расположенной на расстоянии четверти длины волны перед местом короткого замыкания. Остаточная мощность может также излучаться, например, согласованием последней щели путем короткого замыкания и с помощью диафрагмы (см. [А 35, стр. 329]). Кроме того, в случае щелевых антенн с большим усилением (содержащих очень много элементов) и малой остаточной мощностью конец линии можно оставлять открытым и согласовывать со свободным пространством, например, с помощью штыря, исключив возможность недопустимого искажения характеристики излучения, обусловленного излучаемой остаточной мощностью.

На рис. 8.29 показана часть волноводно-щелевой антенны судовой радиолокационной станции. В качестве антенн для судовых радиолокационных устройств используются преимущественно щелевые антенны опisanного типа и антенны в виде параболического цилиндра, питаемые рупор-

ным излучателем. Сравнение обоих типов антенн показывает следующие основные преимущества щелевых антенн по сравнению с антеннами в виде параболического цилиндра.

1. Щелевая антенна имеет меньшую поверхность ветровой нагрузки, чем зеркало в виде параболического цилиндра, так как ее поперечное сечение практически равно действующей апертуре, тогда как у антенн в виде параболического цилиндра высота зеркала значительно превышает размер, определяемый требуемой направленностью в вертикальной плоскости. (У антенн в виде параболического цилиндра направленность в вертикальной плоскости обуславливается не высотой зеркала, а высотой облучателя.)

2. У щелевой антенны распределение поля в апертуре, а тем самым и специальный вид диаграммы излучения могут произвольно выбираться в широких пределах, так как связь каждой щели можно несколько регулировать независимо от соседних щелей. Таким образом могут быть получены оптимальные диаграммы излучения. На практике это проявляется в том, что диаграмма излучения щелевой антенны с правильно выбранными

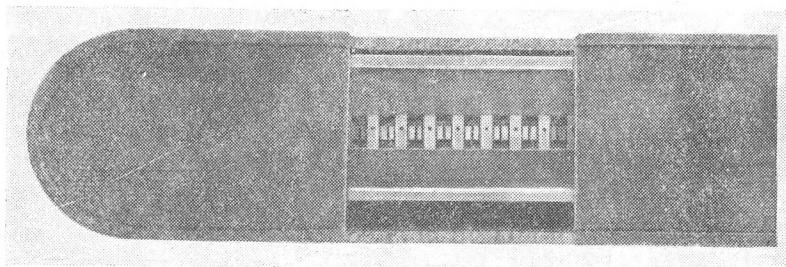


Рис. 8.29. Часть волноводно-щелевой антенны судовой радиолокационной станции (длина волны 3,2 см). Размеры соответствуют симметричному расположению щелей, указанному на рис. 8.24. Вся излучающая система заключена в кожух из материала сотовой структуры. Защитное покрытие системы частично удалено.

размерами при заданном ослаблении боковых лепестков имеет несколько меньшую ширину главного лепестка по половинному уровню, чем диаграмма соответствующей антенны в виде параболического цилиндра такой же ширины и с таким же ослаблением боковых лепестков. Правда, это различие незначительно.

3. У щелевой антенны боковые лепестки, расположенные далеко от основного, и обратное излучение очень малы, так как антенна вблизи апертуры выполнена в виде рупорного излучателя. Напротив, в случае параболического зеркала относительно большая часть первичного излучения всегда проходит мимо него, так что с тыльной стороны появляются добавочные лепестки, уровень которых иногда лишь на 30—40 дБ ниже главного излучения. Довольно высокий уровень боковых лепестков в случае параболического зеркала может (особенно при незначительном усилении антенны, приблизительно при  $G < 1000$ ) привести к помехам, обусловленным появлением отраженных сигналов от объектов, расположенных в ближней области и обладающих большой площадью рассеяния.

Наряду с перечисленными достоинствами щелевая антенна имеет следующие недостатки по сравнению с антенной в виде параболического цилиндра.

1. Щелевая антенна обладает сильной частотной зависимостью, так как она питается бегущими волнами; частотная зависимость антенны

в виде параболического цилиндра определяется лишь частотной зависимостью облучателя и, как правило, незначительна. При обычных размерах щелевых антенн этот недостаток не проявляется. Однако при больших антеннах и очень коротких импульсах необходимо считаться с заметным расширением основного лепестка (портовая радиолокационная станция).

2. Для щелевой антенны затраты на разработку и изготовление обычно выше, чем для антенны в виде параболического цилиндра. Прежде всего предъявляются определенные требования к волноводам и методам их изготовления, без выполнения которых невозможно создать щелевые антенны. Однако современная прогрессивная техника изготовления позволяет почти полностью исключить этот недостаток. Можно даже утверждать, что при целесообразной конструкции и рациональном изготовлении щелевая антенна с приводом будет дешевле, чем соответствующим образом укомплектованная антенна в виде параболического цилиндра.

3. В случае щелевых антенн работа с круговой поляризацией или применение средств для обратимого или необратимого изменения поляризации с целью подавления отражений от осадков и т. п. невозможны без использования специальных методов. Известные в настоящее время методы требуют значительных затрат. Напротив, в случае зеркала в виде параболического цилиндра помехи можно подавлять простыми средствами, регулируя поляризацию в процессе эксплуатации. Этот недостаток щелевой антенны в настоящее время, пожалуй, сильнее всего ограничивает ее применение.

В итоге сравнение обоих типов антенн и применение их в качестве судовых радиолокационных антенн показывают следующее. При обычной направленности в горизонтальной плоскости (ширина по половинному уровню больше  $0,5^\circ$ ) щелевая антенна с правильно выбранными размерами позволяет получить свободное от помех радиолокационное изображение (за исключением помех метеорологического характера), тогда как при антенне в виде параболического цилиндра возможны помехи из-за обратного излучения, которое в большинстве случаев имеет довольно большой уровень. Щелевая антенна проще в эксплуатации, так как у нее поверхность ветровой нагрузки при одинаковой направленности меньше, чем поверхность ветровой нагрузки у параболической антенны. С другой стороны, в случае щелевой антенны применение методов произвольного выбора поляризации для подавления помех связано с известными трудностями. Кроме того, при очень большой направленности в горизонтальной плоскости и очень коротких импульсах неблагоприятно сказывается частотная зависимость щелевой антенны.

Для судовых радиолокационных станций щелевая антенна, как правило, оказывается более приемлемой, чем параболическая. Однако в станциях с очень высокой разрешающей способностью необходимо учитывать частотную зависимость, присущую щелевой антенне.

#### **8.2.4. Другие конструкции волноводно-щелевых антенн**

Подведение энергии к щелевым антеннам, рассмотренным в предыдущем разделе, может производиться в середине антенны, так что в обеих ее половинах образуются волны, распространяющиеся наружу и затухающие вследствие излучения. Чтобы плоская эквивалентная апертура возбуждалась синфазно или обе половины антенны имели одинаковое направление излучения, расстояния между щелями должны точно составлять  $\lambda_L/2$  (резонансное возбуждение), либо эти расстояния или положение обеих половин излучателя должны быть выбраны таким образом, чтобы вдоль апертуры имело место лишь линейное изменение фазы. При резонансном возбуждении обе половины излучателя могут располагаться так, чтобы





качестве линейного облучателя параболического цилиндра, искривленного в вертикальной плоскости. Контакт передвигаемой стенки с неподвижной выполнен в виде запирающего стакана. При изготовлении такой антенны необходима чрезвычайно высокая механическая точность, так что этот тип антенны вряд ли имеет преимущество по сравнению с более простыми конструкциями, например зеркальной антенной с механическим качанием [7.6]. Изменение фазы, необходимое для качания луча, в случае волноводно-щелевой антенны может производиться также с помощью фазовращателей, которые расположены между отдельными элементами. Для этого Реджиа и Спенсер предлагают обратимый ферритовый фазовращатель [8. 61] [8.18] [8.19]. Предполагается, что затухание, обусловленное ферритовой средой, будет незначительно.

В некоторых случаях при использовании волноводно-щелевых антенн требуется наклонное излучение, т. е. сильное отклонение направления главного излучения от нормали к волноводу. Это осуществляется, например, в плоских щелевых излучающих системах, применяемых в доплеровских самолетных радиолокационных станциях. В этой связи важную роль

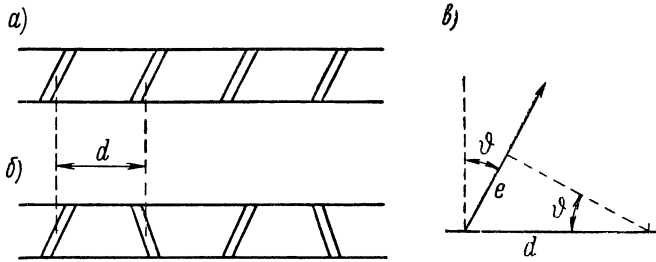


Рис. 8.31. *a* — синфазная система:  $e = d \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + n\lambda_0$  ( $n = 0, \pm 1, \dots$ ); *б* — противофазная система:  $e = d \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + (n - \frac{1}{2})\lambda_0$ ; *в* — к расчету излучения синфазной и противофазной систем.

играют также щели в узкой стенке прямоугольного волновода, которые все имеют одинаковый наклон. Назовем такую систему (рис. 8.31, *a*) синфазной (in-phase-array) в противоположность противофазной системе (anti-phase-array), имеющей щели (рис. 8.31, *б*) с попеременным наклоном (до сих пор рассматривались исключительно такие системы). Для угла  $\vartheta$ , при котором происходит синфазное сложение составляющих волн, справедливо (рис. 8.31, *в*):

в случае синфазной системы

$$\sin \vartheta = \frac{e}{d} = \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + n \frac{\lambda_0}{d} \quad (n = 0, \pm 1, \dots); \quad (8.89)$$

в случае противофазной системы

$$\sin \vartheta = \frac{\lambda_0}{\lambda_L} + \left(n - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_0}{d}. \quad (8.90)$$

Чтобы возникал только один основной лепесток ( $n = 0$ ), должно быть выполнено условие

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \lambda_L} < \frac{d}{\lambda_L} < \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \lambda_L} < \frac{1}{2}.$$

Например, для  $\lambda_0 = 3,2 \text{ см}$ ,  $\lambda_L = 4,46 \text{ см}$  справедливо  $0,94 \text{ см} < d < 1,88 \text{ см}$ . Направление излучения определяется из (8.89) или, соответственно, из (8.90) при  $n = 0$ .

Щелевые антенны с круговой или в общем случае эллиптической поляризацией можно реализовать различными способами. В случае форм антенн, рассмотренных в предыдущем разделе, горизонтальная поляризация, например, в раскрыве рупора может преобразовываться в круговую с помощью циркулятора. Циркулятор представляет собой решетку из параллельных металлических полос, наклоненных под углом  $45^\circ$  к горизонтали; решетка для составляющей, поляризованной в направлении полос, задерживает фазу на  $90^\circ$  относительно перпендикулярной к ней составляющей (рис. 8.32, *a*). Обе составляющие, равные по величине и наклоненные под углом  $45^\circ$  в различных направлениях, на выходе циркулятора образуют волну с круговой поляризацией.

Тот же эффект получается, если плоскость поляризации излучения, выходящего из щелей, наклонена под углом  $45^\circ$  к горизонтальной плоскости, а полосы расположены горизонтально или вертикально. Для этого все щели также должны быть наклонены на  $45^\circ$ , т. е. в том же

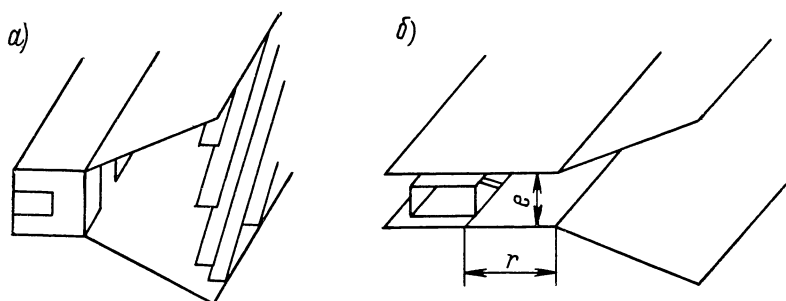


Рис. 8.32. Схематичное представление двух волноводно-щелевых антенн с круговой и эллиптической поляризацией: *a* — щелевая антенна с решеткой из наклонных полос в раскрыве рупора в качестве циркулятора (см. раздел 8.2.3); *b* — щелевая антенна с переменной поляризацией.

самом направлении (синфазная система). Вариант этого принципа рассматривают Хайнс и Апсон [8.39]. В качестве циркулятора они используют не решетку из полос, а параллельные пластины с переменной длиной  $r$  (рис. 8.32, *b*), расположенные непосредственно перед щелевой системой. Если излучение щелей, поляризованное приблизительно под углом  $45^\circ$ , разложить на горизонтальную и вертикальную составляющие, то фазовая скорость горизонтальной составляющей будет зависеть от расстояния между пластинами  $e$ , тогда как фазовая скорость вертикальной составляющей будет равна скорости света в вакууме. Варьируя длину  $r$ , можно получать эллиптическую поляризацию с любым заданным соотношением осей эллипса поляризации.

Щелевая антенна имеет круговую поляризацию также в том случае, если элементы в виде крестообразных щелей расположены в широкой стенке прямоугольного волновода, а именно таким образом, чтобы возбуждение обеих щелей, образующих крест, происходило с разностью фаз  $90^\circ$  [8.69]. Как известно, при основной волне в прямоугольном волноводе между магнитной продольной и соответствующей поперечной составляющими имеется разность фаз  $90^\circ$  и в любом поперечном сечении существуют две точки, в которых обе составляющие равны по величине, т. е. образуется поле с круговой поляризацией.

На рис. 8.33, *a* показан закон изменения в поперечном сечении амплитуд составляющих  $H_z$  (продольной) и  $H_x$  (поперечной). Если в одной из точек широкой стенки волновода, в которых обе составляющие равны по величине, прорезать симметричное отверстие — круглое отверстие или крестообразную систему щелей (рис. 8.33, *б*), — то излучаемая волна будет обладать круговой поляризацией. Точки, расположенные по обе стороны от средней линии, различаются направлением вращения поляризации. Симмонс [8.69] приводит экспериментальные результаты и указывает конструктивные особенности крестообразной щели. В [8.32] рассматривается плоская система подобного вида, у которой крестообразные щели расположены в радиальном волноводе.

Отраженные сигналы, обусловленные атмосферными осадками, в радиолокационных станциях (см. раздел 5.4.3) можно подавлять с помощью не только обратимой антенны с круговой поляризацией, но и линейно поляризованной антенны, если она соответст-

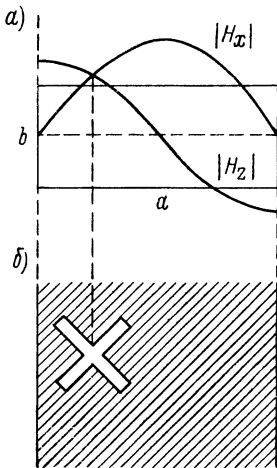


Рис. 8.33. *a* — поперечная ( $H_x$ ) и продольная ( $H_z$ ) составляющие магнитного поля в поперечном сечении прямоугольного волновода; *б* — крестообразная щель в широкой стенке волновода, где магнитное поле и токи поляризованы по кругу.

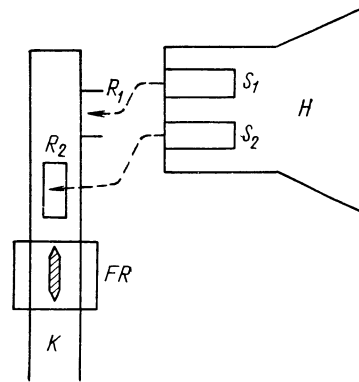


Рис. 8.34. Принцип комбинирования необратимых щелевых излучателей.

вующим образом работает необратимо (ротатор Фарадея в линии питания). Этот принцип, который, кроме того, допускает чисто электрическое изменение поляризации и использование соотношения взаимности, можно перенести на щелевой излучатель или подобные ему формы антенн. Для этого, например, две волноводно-щелевые антенны, из которых одна поляризована ортогонально относительно другой (например, линейная поляризация с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации), располагаются параллельно одна над другой и обе совместно облучают апертуру продольно расположенного рупорного излучателя. Обе антенны посредством, например, прямоугольных волноводов  $R_1$  и  $R_2$  ортогонально соединяются под углом в  $90^\circ$  с круглым волноводом  $K$  (рис. 8.34), который содержит ротатор Фарадея  $FR$ . С его помощью энергия может распределяться произвольно на обе антенны. Подавление сигналов от однородных объектов можно объяснить на основании указаний в разделе 5.4.3. Подавление отраженных сигналов от равномерно отражающих объектов (дождевые области и т. д.) возможно всегда в том случае, если обе антенны  $S_1$  и  $S_2$  линейно поляризованы.

Эллиптически поляризованные щелевые антенны при использовании круглых волноводов рассматриваются в [8.66], [8.67].

## 8.3. Антенны СВЧ в полосковом исполнении

### 8.3.1. Основы техники полосковых линий

В течение последних десяти лет в технике СВЧ наряду с волноводами и коаксиальными линиями (а также линиями поверхностных волн и т. д.) применяются так называемые полосковые линии, т. е. линии или системы линий на базе техники печатных схем. По сравнению с обычными видами линий они имеют малые объем и вес и отличаются незначительной стоимостью изготовления. Как правило, полосковые линии работают на  $L$ -волне и вследствие этого, как и волноводы, не обладают дисперсией. Потери на затухание в них, как правило, сравнимы с потерями в коаксиальных линиях и волноводах. На рис. 8.35 показаны пять основных типов полосковых линий. Рассмотрим сначала важнейшие свойства полосковых линий, а затем излучатели и излучающие системы на основе техники этих линий [П.14] [8.2] [8.7] [8.23] [8.29] [8.31] [8.36] [8.50] [8.54] [8.59] [8.62] [8.65] [8.71].

Верхняя частотная граница полосковых линий в настоящее время достигает приблизительно  $10 \text{ Гц}$ . Их использование ограничено в основном удельной мощностью. Задача постоянства электрических свойств и их воспроизводимости (в большом интервале температур), по-видимому, в основном решена. Полосковые линии или конструктивные элементы в полосковом исполнении применяются особенно часто там, где важны малые объем и вес, а также температурная стабильность, например в самолетных бортовых станциях, в ракетной технике и т. д.

Техника измерений полосковых линий, связанная с известными трудностями, базируется в основном на различных методах короткого замыкания (метод Дешама и др.).

В случае линий, поперечные сечения которых показаны на рис. 8.35, в первую очередь представляют интерес постоянные распространения и волновые сопротивления, а кроме того, воспроизводимость электрических свойств. Электрические параметры в основном зависят от волновых размеров и от свойств диэлектрика. Как уже упоминалось, размеры выбираются такими, чтобы могла распространяться только основная волна ( $L$ -волна). Боковое металлическое обрамление линии (на рис. 8.35 не показано) должно оказывать пренебрежимо малое электрическое

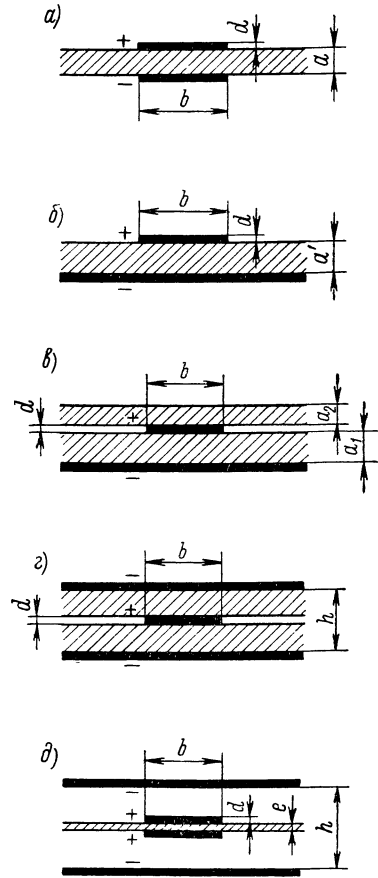


Рис. 8.35. Основные типы полосковых линий:  $a$  — симметричная полосковая линия;  $b$  — несимметричная полосковая линия (microstrip);  $v$  — несимметричная полосковая линия с диэлектрическим верхним слоем;  $g$  — трехпластинчатая линия (triplate);  $d$  — трехпластинчатая линия с малыми потерями (high-Q-triplate). Типы  $v$  и  $g$  называются также «сэндвич»-линиями.

влияние. Это имеет место в том случае, если ширина основных пластин превышает значение  $3b$ .

Для волнового сопротивления полосковой линии в общем случае справедливо

$$Z_L = \frac{1}{vC} = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (8.91)$$

где  $v$  — фазовая скорость  $L$ -волны в линии;

$C$  — погонная емкость (емкость на единицу длины);

$L$  — погонная индуктивность (индуктивность на единицу длины).

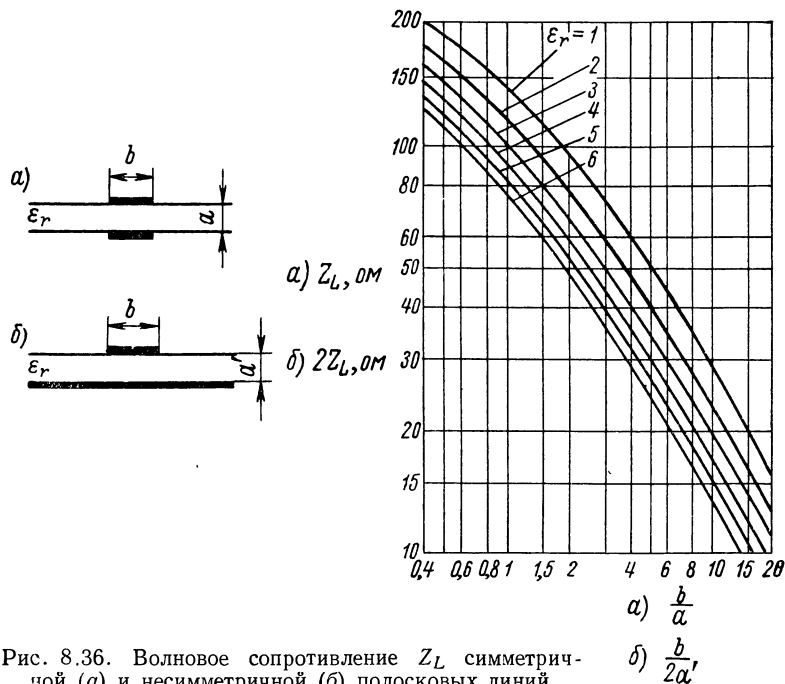


Рис. 8.36. Волновое сопротивление  $Z_L$  симметричной (а) и несимметричной (б) полосковых линий.

Симметричная полосковая линия (рис. 8.35, а) в принципе соответствует двухпроводной линии. Однако в противоположность последней она имеет относительно большую ширину  $b$  проводника и, кроме того, из-за наличия промежуточной (опорной) среды между проводящими плоскостями обладает другим распределением поля. На рис. 8.36 представлена зависимость волнового сопротивления полосковой линии  $Z_L$  от отношения  $\frac{b}{a}$  для различных значений  $\epsilon_r$ , а на рис. 8.37 — зависимость отношения длины волны в линии к длине волны в свободном пространстве  $\frac{\lambda_L}{\lambda_0}$  от  $\epsilon_r$  для различных значений  $\frac{b}{a}$ . Для постоянного распространения справедливо

$$\gamma = \beta + j\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_L} + j\alpha. \quad (8.92)$$

Постоянная затухания  $\alpha$  складывается из постоянных затухания  $\alpha_L$ , обусловленного конечной проводимостью, затухания в диэлектрике  $\alpha_D$  и затухания излучения  $\alpha_S$ :

$$\alpha = \alpha_L + \alpha_D + \alpha_S. \quad (8.93)$$

Как правило,

$$\alpha_L \ll \alpha_D; \alpha_S \ll \alpha_D, \quad (8.94)$$

т. е. затухание в диэлектрике составляет основную часть общего затухания. Если предположить, что все поле сосредоточено в диэлектрике (что не соответствует действительности, однако в большинстве случаев дает возможность произвести необходимую оценку), то имеет место приближенная формула (см. [А 14])

$$\alpha_D = 27,3 \frac{\sqrt{\varepsilon_r} \operatorname{tg} \delta}{\lambda_0}. \quad (8.95)$$

Симметричная полосковая линия применяется довольно редко. При изготовлении очень трудно обеспечить постоянство ее электрических свойств (вследствие флуктуаций  $\varepsilon_r$  и непараллельности проводников). Качественно это справедливо также и для несимметричной полосковой линии (рис. 8.35, б), параметры которой получаются из параметров симметричной линии, если  $a$  заменить на  $a'$ ,  $L$  на  $2L$ ,  $C$  на  $C/2$  и  $Z_L$  на  $2Z_L$ . В случае несимметричной полосковой линии типа «сэндвич» с диэлектрическим верхним слоем (рис. 8.35, в) для волнового сопротивления можно пользоваться в первом приближении значениями, соответствующими простой несимметричной полосковой линии (рис. 8.36, б). Для длины волны в линии при  $a_2 \ll a_1$  приближенно справедлива та же зависимость, что и для линии, приведенной на рис. 8.35, б (рис. 8.37). В этом случае приближенно можно полагать

$$\lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}. \quad (8.96)$$

Затухание в диэлектрике можно также с хорошим приближением определить по формуле (8.95). Если у указанной несимметричной полосковой линии изменить размеры пропорционально длине волны, то согласно Харвею [8.36] для полного затухания приближенно справедливо соотношение следующего вида:

$$\alpha = A + B \sqrt{f}, \quad (8.97)$$

где  $f$  — частота;  
 $A, B$  — постоянные.

В случае трехпластинчатой линии для фазовой скорости и длины волны справедливо

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu_0}}; \quad \lambda_L = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}, \quad (8.98)$$

причем для линии с малыми потерями необходимо полагать  $\varepsilon = \varepsilon_0$  и  $\varepsilon_r = 1$ . При этом пренебрегается влиянием воздушной щели в случае  $g$  (рис. 8.35) или, соответственно, несущей пластины в случае  $d$ , что не ведет к появлению погрешности, так как поле сосредоточено почти исключительно между внутренним проводником и основными пластинами. Точный

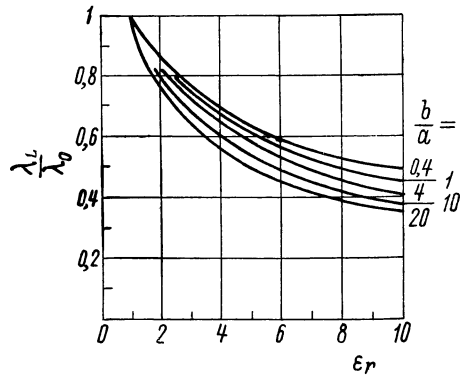


Рис. 8.37. Зависимость  $\frac{\lambda_L}{\lambda_0}$  от  $\varepsilon_r$  для различных значений  $\frac{b}{a}$  (симметричные и несимметричные полосковые линии).

расчет погонной емкости для  $d = 0$  можно произвести с помощью эллиптических интегралов. Для волнового сопротивления получаются следующие приближенные формулы:

при  $b/h \gg 1$

$$Z_L = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{15\pi^2}{\frac{\pi b}{2h} + \ln 2}; \quad (8.99)$$

при  $b/h \ll 1$

$$Z_L = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \left( \frac{8h}{\pi b} \right). \quad (8.100)$$

Конечную толщину проводника ( $d > 0$ ) можно учесть, если принять во внимание соответствующую емкость рассеяния между краями проводника и основными пластинами.

Другой способ состоит в замене прямоугольного поперечного сечения проводника эквивалентным круговым поперечным сечением с диаметром  $d_0$  и определении волнового сопротивления по формуле

$$Z_L = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \left( \frac{4}{\pi} \frac{h}{d_0} \right), \quad (8.101)$$

где  $d_0 = 0,5b + 0,8d$ .

Указанная связь между диаметром  $d_0$  эквивалентного цилиндрического проводника и размерами проводника  $b$  и  $d$  с хорошей точностью выполняется для  $d/b \leq 0,5$ . Формула (8.101) с достаточной точностью справедлива для  $b/(h-d) \leq 0,35$  и  $d/h \leq 0,25$  (см. [А 14, стр. 33] и [8.36, стр. 130]). При трехпластинчатой линии, обладающей малыми потерями (случай  $d$ , рис. 8.35),  $d$  следует заменить на  $2d + e$  и выбрать  $\epsilon_r = 1$ .

В случае трехпластинчатой линии потери, обусловленные излучением, не возникают. Полное затухание складывается из затухания в линии и затухания в диэлектрике. Для постоянной затухания  $\alpha_D$ , которая, как правило, больше  $\alpha_L$ , справедлива формула (8.95). Для  $\alpha_L$  Кон [8.20] приводит точные выражения для предельных случаев очень узких и очень широких полосковых линий, из которых интерполяцией с некоторой достоверностью можно получить представление об их общих свойствах. Значения для  $\alpha_L$  в виде диаграммы дают, кроме того, Харвей [8.36] и Гешвинде [А 14, стр. 35].

Чаще всего используются трехпластинчатые линии. Рекомендаций по выбору оптимальных размеров, обеспечивающих незначительное затухание, как, например, в случае концентрических двухпроводных линий, здесь дать нельзя, так как затухание трехпластинчатой линии, с одной стороны, монотонно убывает при постоянном  $h$  с ростом волнового сопротивления, а, с другой стороны, при постоянном волновом сопротивлении так же монотонно убывает с увеличением  $h$ . Расстояние  $h$  между основными пластинами практически ограничено требованием единственности типа волны. Оно должно быть меньше половины длины волны в свободной среде, так как в противном случае получает возможность распространяться  $E$ -волна самого низкого порядка.

В настоящее время не имеется достаточных данных о нагрузочных характеристиках полосковых линий, которые играют большую роль при использовании их для питания передающих антенн. В случае несимметричной полосковой линии (рис. 8.35, б) при  $a' \approx 0,16$  см для 9 Гц и пиковой мощности в импульсе 15 квт на краях полосковой линии уже возникает корона [8.36, стр. 133]. Трехпластинчатая, обладающая малыми потерями линия с диэлектрическими опорами (аналогичная указанной на



рис. 8.35, д) при  $h = 0,635$  см и  $Z_L = 50$  ом в S-диапазоне (2,7—4 Гц) выдерживает пиковую мощность в импульсе 100 квт, а при  $h = 0,953$  см в L-диапазоне (0,4—1,6 Гц) — 150 квт [8.29, стр. 15]. Парр [8.59, стр. 21] для трехпластинчатой линии с малыми потерями, имеющей размеры  $1,9 \times 1,27$  см<sup>2</sup>, указывает допустимую нагрузку 150 квт (пиковая мощность в импульсе). Данные относятся, вероятно, к частоте 7 Гц. В принципе повышение энергетической прочности можно получить, заключая средний проводник в соответствующий диэлектрик (например, керамику).

К диэлектрическим материалам носителя полосковых линий предъявляются высокие требования с точки зрения их электрических и механиче-

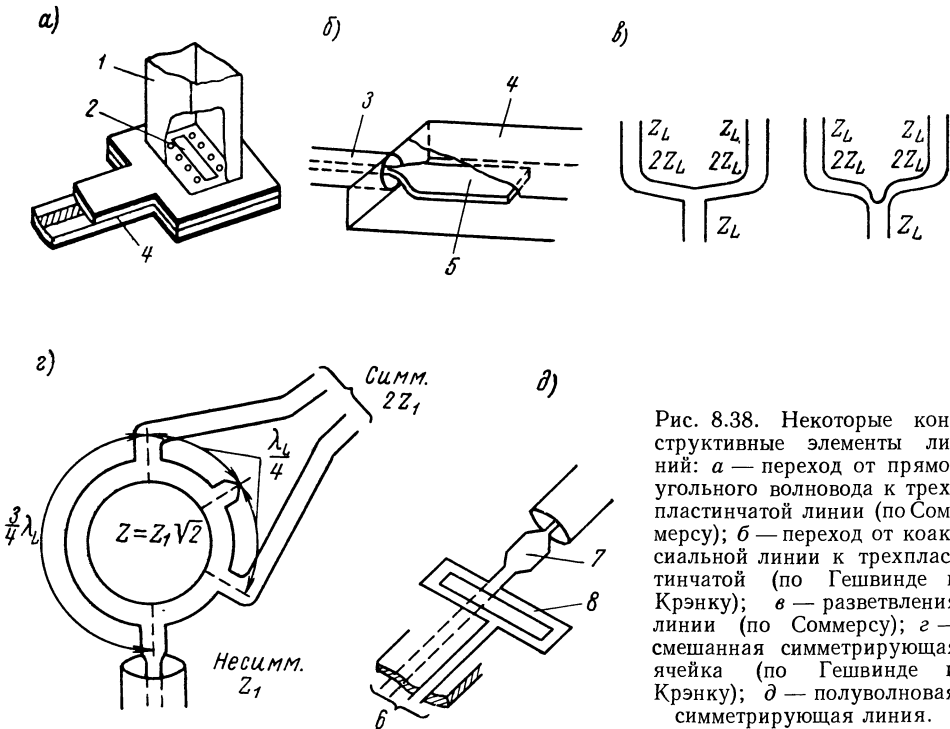


Рис. 8.38. Некоторые конструктивные элементы линий: а — переход от прямоугольного волновода к трехпластинчатой линии (по Соммерсу); б — переход от коаксиальной линии к трехпластинчатой линии (по Гешвинде и Крэнку); в — разветвления линии (по Соммерсу); г — смешанная симметрирующая ячейка (по Гешвинде и Крэнку); д — полуволновая симметрирующая линия.

ских свойств. Трехпластинчатая линия с малыми потерями и в этом отношении превосходит другие типы полосковых линий, так как у нее диэлектрик расположен в области весьма малой концентрации поля, а следовательно, например, влияние флуктуаций  $\epsilon_r$  незначительно. В качестве диэлектрического материала обычно используется силиконовый стеклотекстолит (теплостойкость его  $\sim 180^\circ$  С; чувствительность к влажности незначительна; коэффициент потерь  $\sim 20 \cdot 10^{-4}$  при 10 Гц), а кроме того, при очень высоких требованиях — тефлон или хейдефлон (высокая теплостойкость от  $-200$  до  $+250^\circ$  С; химическая стойкость к метеорологическим воздействиям и т. д.;  $\epsilon_r \approx 2$ ;  $\text{tg } \delta \approx 4 \cdot 10^{-4}$ ), которые, однако, имеют относительно высокую стоимость. Иногда применяются также синтетические смолы с основой из стекловолкна, но они обладают довольно большим коэффициентом потерь, причем при изготовлении параметры их плохо воспроизводятся.

Некоторые конструктивные элементы линий, часто применяющиеся в технике антенн СВЧ, представлены на рис. 8.38. При этом речь идет о соединениях с волноводами и коаксиальными линиями, о делителях мощности или разветвлениях линии и симметрирующих ячейках. В качестве максимального коэффициента деления передаваемой мощности в разветвлениях линии Парр [8.59] указывает отношение 1 : 25. Соответствующим изменением формы разветвления можно получить хорошее согласование в требуемом диапазоне частот. Более подробные сведения приводятся в книге Гешвинде и Крэнка.

### 8.3.2. Дипольные системы с дискретным питанием

Диполи или, соответственно, дипольные поля с дискретным питанием в технике полосковых линий из-за трудности их изготовления применяются преимущественно на длинных волнах диапазона СВЧ. В принципе питание может осуществляться в условиях одинаковых путей или с помощью последовательного соединения диполей.

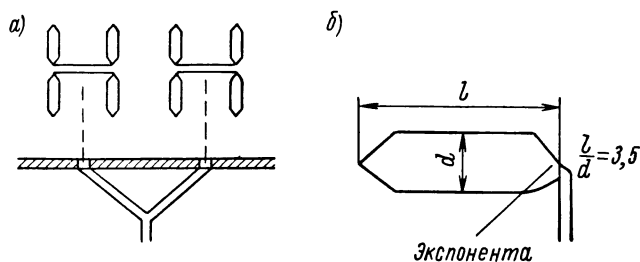


Рис. 8.39. Квадрупольная группа из диполей в полосковом исполнении (а) и форма половины диполя (б).

При питании в условиях одинаковых путей диполи целесообразно группировать в квадруполи по аналогии с ультракоротковолновой и телевизионной антенной техникой. На рис. 8.39, а показано возможное расположение диполей и системы питания квадрупольной группы [А 14]. Система питания квадруполя состоит из симметричных полосковых линий. Питание квадруполей при соединении их в систему целесообразно про-

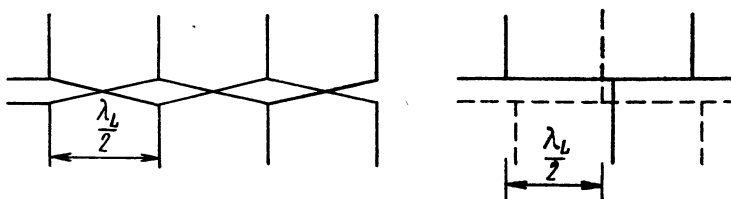


Рис. 8.40. Синфазное последовательное соединение диполей.

изводить с помощью несимметричных полосковых линий (для обеспечения воспроизводимости и меньших потерь на излучение; см. предыдущий раздел), причем перед каждым квадруполем включается симметрирующая ячейка. При согласовании в широкой полосе частот существенную роль играет конструктивное выполнение узла питания отдельных диполей и форма самих диполей. На рис. 8.39, б показана форма половины диполя. Согласно [А 14] таким способом был получен коэффициент стоячей волны в линии питания квадруполя меньший, чем  $s = 1,1$  в диапазоне

$f_0 \pm 10\%$  (при 1 Гц). При соединении нескольких квадрупольных групп и синфазном возбуждении возникают дипольные поля, действующая площадь которых практически соответствует их геометрической площади, т. е. они действуют как равновеликая непрерывно и однородно возбуждаемая поверхность.

При последовательном соединении диполей для осуществления синфазного возбуждения при расстоянии между диполями, меньшем длины волны (в противном случае появляются вторичные главные лепестки, см. раздел 3.2.1), следует изменять фазу от элемента к элементу. На рис. 8.40 показаны две возможные системы. Последовательное питание является узкополосным.

Сведения о питании диполя с помощью трехпластинчатой линии приводит Лайтел [8.50].

### 8.3.3. Полосковые системы с резонансным возбуждением

Последовательное питание дипольных систем или подобных им систем излучателей в полосковом исполнении можно осуществлять также другим способом, отличным от показанного на рис. 8.40. В этом случае каждый излучающий элемент является одновременно линией питания последующего элемента и вся система (или некоторая ее часть) представляет собой резонансное устройство с требуемыми излучающими свойствами. Классическим примером такой системы излучателей является антенна Фрэнклина, названная по имени ее изобретателя, которая первоначально применялась в диапазоне только коротких волн (впервые сооружена в 1926 г. в Бодвине, Корнуолл, фирмой Маркони).

Принцип действия антенны Фрэнклина поясняется рис. 8.41. Полуволновые диполи

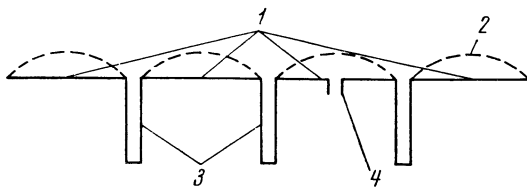


Рис. 8.41. Принцип действия антенны Фрэнклина.  
1 — полуволновые диполи; 2 — распределение тока; 3 — симметрирующие линии; 4 — место питания.

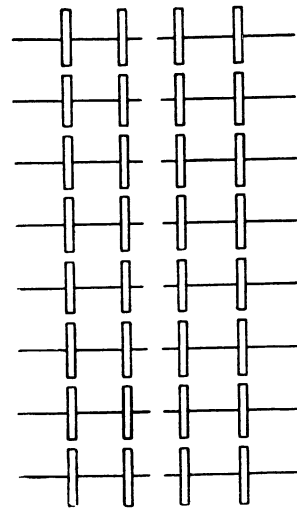


Рис. 8.42. Антенна Фрэнклина из 40 элементов.

питаются последовательно через фазовращающие элементы, так что возникает синфазное распределение тока, показанное на рисунке. В технике полосковых линий фазовращающие элементы целесообразно выполнять в виде полуволновых симметрирующих линий (см. [А 14, стр. 115]; [8.31]), которые расположены либо попеременно с диполями, либо по обе стороны от них. На рис. 8.42 показана антенна Фрэнклина из 40 элементов [8.31]. Питание 8 рядов диполей (по 5 диполей в каждом) осуществляется в середине через симметричные полосковые линии. Каждый ряд диполей выполнен в виде несимметричной полосковой линии. При последовательном питании отдельных рядов диполей полоса пропускания системы мала, так как вследствие фазовой чувствительности

направление излучения зависит от частоты. Отдельные ряды диполей вследствие их незначительных размеров менее зависят от частоты. Изменение частоты приводит к несинфазному возбуждению, которое, однако, из-за симметрии отдельных рядов вызывает не поворот луча, а расширение основного лепестка.



Рис. 8.43. Ряд коллинеарно расположенных диполей с емкостной связью.

Другой способ питания ряда диполей рассматривается в [8.54]. При этом отдельные относительно широкие диполи обладают емкостной связью (рис. 8.43). Кроме того, принцип питания антенны Фрэнклина можно видоизменить таким

образом, чтобы разделение излучающих элементов и симметрирующих линий стало незаметным; это приводит к зигзагообразной конструкции излучающей системы [8.31, стр. 152].

### 8.3.4. Излучающие системы бегущих волн

Полосковые системы могут быть также выполнены в виде антенн бегущих волн. Во многих случаях при соответствующем выборе размеров получаются формы антенн, давно используемые для работы на длинных волнах. Примерами этого служат антенны Яги [8.31] и ромбические антенны [8.54], у которых излучающими частями являются несимметричные полосковые линии, а питание осуществляется, например, с помощью симметричной полосковой линии. Антенна Яги может быть выполнена, в частности,

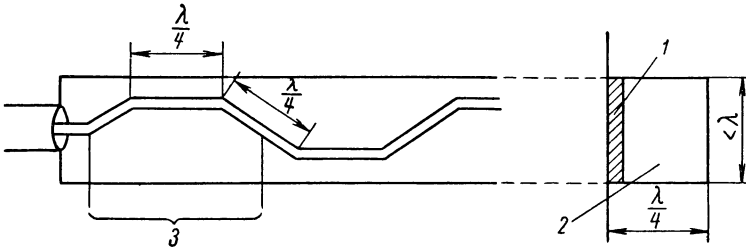


Рис. 8.44. Принцип устройства антенны с волнообразным расположением полосковой линии.

1 — диэлектрик; 2 — резонатор; 3 — полуволновый элемент.

в виде модулированной структуры (ср. раздел 9.3.2). Полосковую систему, питаемую бегущими волнами, которая действует как поперечный излучатель, описывают Ротманн и Карас [8.62]. Речь идет о так называемой Sandwich-Wire антенне. На рис. 8.44 показан принцип исполнения полосковой линии. Излучатель расположен волнообразно на диэлектрической несущей пластине, причем для получения поперечного излучения должны быть соблюдены размеры линии, приведенные на рисунке. За излучателем на расстоянии  $\lambda/4$  находится отражающая пластина, которая может быть заменена резонатором, как показано на рисунке. Направленность в плоскости, перпендикулярной продольному размеру, можно повысить дополнительными средствами, например предварительно включенным рупорным излучателем или соединением нескольких излучателей. Подробности можно найти в указанной литературе.

### 8.3.5. Щелевые антенны, питаемые полосковой линией

На коротких волнах диапазона (приблизительно в интервале частот 5 — 10 Гц) используются преимущественно щелевые антенны, питаемые полосковой линией. Щели вырезаются в одной из внешних пластин трехпластинчатой линии (рис. 8.45). Из-за несимметрии, вызываемой наличием щелей, возникают типы волн более высоких порядков, которые могут подавляться с помощью комбинации штифтов [8.59] [8.71] [А 14], как показано на рисунке. По Парру [8.59] согласование в необходимых пределах может быть достигнуто уже с помощью четырех штифтов. В случае коротких

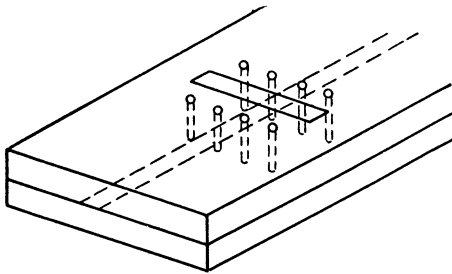


Рис. 8.45. Принцип возбуждения щели трехпластинчатой линией.

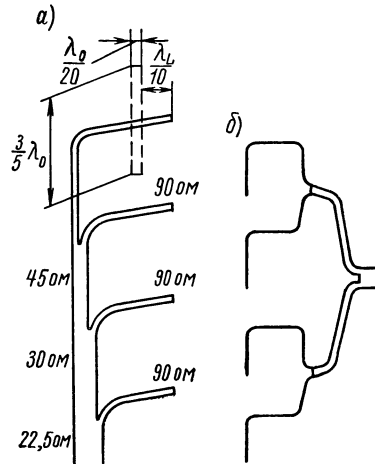


Рис. 8.46. Системы питания в трехпластинчатом исполнении для щелевых антенн.

линейных или плоских систем в основном употребляются две конструкции системы питания (рис. 8.46). В обоих случаях щели расположены на концах ответвлений линии. Размеры, указанные на рис. 8.46, а, являются оптимальными и были экспериментально определены Соммерсом [8.71]. Плоские антенные системы такого вида в некоторых случаях могут применяться в качестве бортовых самолетных антенн и в ракетной технике. Во многих случаях излучающая поверхность может совмещаться с внешними обводами корпуса самолета.

Щелевые антенны, которые возбуждаются бегущими волнами с помощью трехпластинчатой линии, могут выполняться в виде, схематично представленном на рис. 8.47 [8.59]. Относительную мощность, излучаемую каждой щелью ( $p_v$ , см. раздел 8.1.3), можно менять, варьируя размеры щели (ширину, длину) и положение щелей (сдвиг в сторону). Соответствующим расположением места короткого замыкания за последней щелью получают излучение всей мощности. Щелевые антенны такого вида можно рассматривать в известном смысле как противоположность волноводно-щелевых антенн, о которых говорилось в разделе 8.2. Синтез диаграммы производится методами, указанными в разделе 8.1.3. Коэффициенты связи со щелями необходимо определять экспериментально. По сравнению с волноводно-щелевой щелевая антенна, питаемая полосковой линией, обладает преимуществом, которое заключается в том, что длина волны в линии питания не больше длины волны в свободном пространстве и линия не обладает

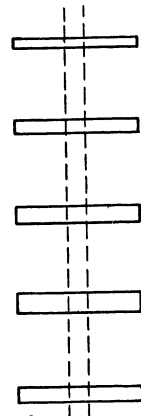


Рис. 8.47. Возбуждение щелевой системы бегущими волнами в трехпластинчатой линии.

дисперсией. Поэтому синфазно возбуждаемые щели могут соединяться таким образом, чтобы вторичные главные лепестки не появлялись. Кроме того, частотная зависимость направления излучения у щелевой антенны меньше, чем у волноводно-щелевой. Правда, нельзя забывать, что к технике изготовления щелевой антенны, питаемой полосковой линией, предъявляются повышенные требования, особенно если необходима большая длина излучателя.

Щелевая антенна, питаемая полосковой линией, чрезвычайно удобна для частотного качания, т. е. для электрического качания луча с помощью изменения частоты. Чтобы увеличить изменение разности фаз между смежными щелями в зависимости от частоты, можно установить малогабаритные симметрирующие линии, так что электрическая длина между щелями будет составлять несколько длин волн. Таким способом в 3-сантиметровом диапазоне были получены углы качания до  $60^\circ$  при изменении частоты на 5% [8.59].

Соответствующей вариацией коэффициентов связи вдоль антенны можно получить диаграмму излучения специального вида. Парр [8.59] в качестве примера указывает косекансную диаграмму излучения, создаваемую 11-элементной щелевой антенной, поразительно хорошо совпадающую с теоретической.

## 9. Продольные излучатели

### 9.1. Механизм излучения и общие свойства продольных излучателей, в частности—антенн поверхностных волн

#### 9.1.1. Неоднородные волны

Распространение электромагнитной энергии происходит с помощью бегущих электромагнитных волн. Все бегущие электромагнитные волны по физической структуре и техническому использованию можно подразделить на три группы: 1) волны, распространяющиеся в однородном пространстве (плоские волны, сферические волны и т. п.); 2) однородные волны в линиях ( $E$ -,  $H$ -,  $L$ -волны); 3) неоднородные волны. Для двух групп однородных волн (распространяющихся в пространстве и в линиях) поверхности постоянной фазы являются одновременно поверхностями постоянной амплитуды. Напротив, у так называемых неоднородных волн амплитудные и фазовые поверхности не совпадают. Можно показать, что у неоднородных волн в однородной среде (или, соответственно, на границе раздела двух однородных сред) фазовые и амплитудные поверхности перпендикулярны друг другу и вдоль фазовых поверхностей амплитуды изменяются по экспоненциальному закону. В этом разделе рассматриваются типы антенн, у которых неоднородные в указанном смысле волны лежат в основе процесса излучения.

Неоднородные волны возникают при соответствующем возбуждении на границе раздела двух сред. Фазовая скорость этих волн вдоль поверхности меньше скорости света. На рис. 9.1, *a* показано распределение амплитуды и фазы. Если фазовая скорость  $v_\phi$  вдоль поверхности раздела больше скорости света  $c$ , то амплитуда и фаза в случае, указанном на рис. 9.1, *б*, зависят от пространственных координат. Тогда электромагнит-

ные волны вдоль поверхности не распространяются, а происходит их излучение под углом  $\vartheta_0$ . Амплитуда вдоль фазового фронта возрастает по экспоненциальному закону.

Назовем первый тип неоднородных волн, у которых  $v_\phi < c$ , направляемыми волнами (англ.: trapped waves), а второй тип ( $v_\phi > c$ ) — излучаемыми волнами (англ.: leaky waves). Направляемые волны называются также поверхностными волнами (иногда и излучаемые волны именуют поверхностными, однако во избежание путаницы мы не будем применять это название).

Направляемые волны (поверхностные) возникают, например, в линии Губо (металлический провод с диэлектрической оболочкой), вдоль диэлектрических стержней или пластин, а также на периодических металлических поверхностных структурах. При использовании такой системы в качестве антенны должны существовать места неоднородности, поскольку невозмущенная поверхностная волна связана со структурой. Эти места

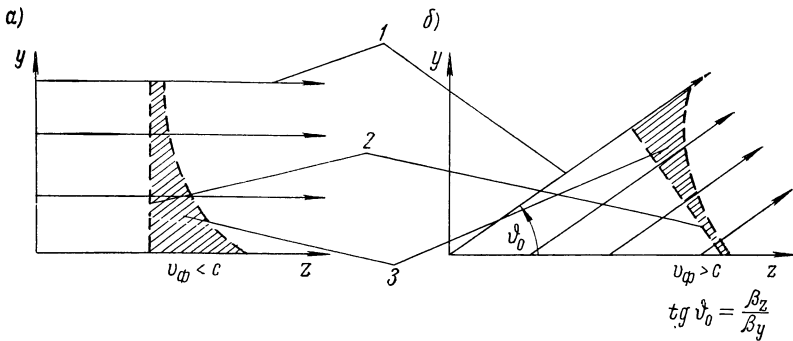


Рис. 9.1. Неоднородные волны: а — направляемые; б — излучаемые.

1 — линии постоянной амплитуды; 2 — линии постоянной фазы; 3 — изменение амплитуды.

неоднородности, которые всегда имеются в месте питания и на конце антенны, вызывают излучение энергии. Примером излучаемой неоднородной волны является волна, выходящая из волновода с продольной щелью (например, прямоугольного волновода с продольной щелью на узкой стенке). Так как фазовая скорость на граничной поверхности (стенка волновода) из-за условия непрерывности соответствует фазовой скорости в невозмущенном волноводе и тем самым больше скорости света, то образуется волна, показанная на рис. 9.1, б. Очевидно, что излучаемые волны в чистом виде существовать не могут, так как из-за неограниченного возрастания амплитуды нарушается условие излучения.

Для пояснения процесса образования обоих типов неоднородных волн рассмотрим плоскую систему, у которой поверхность раздела совпадает с плоскостью  $xz$ . В полупространстве  $y > 0$ , обладающем электрическими свойствами свободного пространства, существует неоднородная волна, которая не зависит от  $x$  и распространяется вдоль граничной поверхности в направлении  $z$  (излучаемую волну можно считать затухающей в плоскости  $xz$ ). Если пренебречь поляризацией и рассмотреть скалярную задачу, то для комплексной амплитуды волны, которая может быть разделена на составляющие по осям  $y$  и  $z$ , справедливо

$$u = Ae^{-j(k_y y + k_z z)}, \quad (9.1)$$

где

$$k_y^2 + k_z^2 = k_0^2; \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0. \quad (9.2)$$

Постоянные  $k_y$  и  $k_z$ , как правило, комплексны:

$$k_y = \beta_y - j\alpha_y; \quad k_z = \beta_z - j\alpha_z. \quad (9.3)$$

Так как  $k_0$  — действительное число, то согласно (9.2) должны выполняться равенства

$$\beta_y^2 + \beta_z^2 - \alpha_y^2 - \alpha_z^2 = k_0^2; \quad (9.4)$$

$$\alpha_y\beta_y + \alpha_z\beta_z = 0. \quad (9.5)$$

На основании этих соотношений могут иметь место следующие случаи.

1.  $\alpha_y = 0$  (постоянная амплитуда в направлении  $y$ ). Так как  $\beta_z > 0$ , то согласно (9.5)  $\alpha_z$  также должна равняться нулю, т. е. волна является незатухающей и в направлении  $z$ . Речь идет об однородной плоской волне, распространяющейся в направлении  $z$ .

2.  $\alpha_z = 0$ , а  $\alpha_y \neq 0$ . Для выполнения (9.5) должно иметь место равенство  $\beta_y = 0$ . Тем самым из (9.4) следует:  $\beta_z^2 = \alpha_y^2 + k_0^2 > k_0^2$ , т. е.  $v_\phi = v_z < c$ . Речь идет о направляемой неоднородной волне, т. е. о поверхностной волне (рис. 9.1, а), у которой фазовая скорость вдоль поверхности всегда меньше скорости света.

3.  $\alpha_z \neq 0$ , точнее,  $\alpha_z > 0$ , так как амплитуда при распространении волны в направлении  $+z$  не может расти. Согласно (9.5) и так как  $\beta_z > 0$ ,  $\alpha_y$  и  $\beta_y$  также должны быть отличны от нуля.  $\beta_y$  может быть лишь больше нуля, так как волна не должна проникать в полупространство  $y < 0$ . Следовательно,

$$\alpha_y = -\frac{\alpha_z\beta_z}{\beta_y} < 0,$$

т. е. амплитуда в положительном направлении  $y$  возрастает по экспоненциальному закону. При этом амплитуда и фаза изменяются согласно рис. 9.1, б. Плоскости постоянной амплитуды совпадают с направлением  $\operatorname{arctg}(\beta_z/\beta_y)$ , а фазовые фронты перпендикулярны ему.

### 9.1.2. Механизм излучения антенн поверхностных волн и основы расчета излучения

Откажемся от рассмотрения излучаемых волн и соответствующих типов антенн, а исследуем лишь антенны, возбуждаемые поверхностными (направляемыми) волнами. Они называются антеннами поверхностных волн в узком смысле.

Чтобы получить общее понятие о механизме излучения и методах расчета антенн поверхностных волн, рассмотрим две модели: плоскую систему, ограниченную в направлении распространения, и соответствующую цилиндрическую систему (рис. 9.2). Пусть плоская система не ограничена в направлении  $x$  и пусть  $y$  обеих с помощью соответствующего рупорного излучателя возбуждается поверхностная волна, распространяющаяся в направлении  $z$ . Если бы система в направлении  $z$  была неограниченной, то поверхностная волна распространялась бы без излучения (не считая излучения, которое возникает в месте питания). Однако поскольку поверхностная структура заканчивается в точке  $z_1$ , т. е. линия в этом месте обладает неоднородностью, то требование выполнения условий непрерывности электромагнитного поля обуславливает возникновение там совокупности различных типов волн, вызывающих излучение энергии. При этом опыт показывает, что характер излучения приблизительно такой же, как если бы оно создавалось эквивалентными токами невозможной поверхностной волны на излучателе вблизи места неоднородности.



В этой связи рассмотрим различные приближенные методы, применяемые для расчета антенн поверхностных волн. Забегая вперед, скажем, что достаточно хорошо обоснованной теории для антенн поверхностных волн еще не существует, и общепринятые методы расчета таких антенн необходимо рассматривать скорее как попытку теоретической интерпретации экспериментальных результатов. Для пояснения методов расчета рассмотрим диэлектрический стержневой излучатель (рис. 9.2, б). Как будет показано ниже, в безграничном диэлектрическом цилиндре не может существовать только одна круговая несимметричная  $E$ - или  $H$ -волна. Всегда появляются так называемые смешанные волны (hybrid-waves), такие, что для выполнения краевых условий к чистой  $E$ - или  $H$ -волне, соответствующей виду возбуждения, добавляется волна другого типа с такой же фазовой скоростью. Говорят о  $HE_{mn}$ - и  $EH_{mn}$ -волнах, в зависимости от того, какой тип преобладает — магнитный или электрический. Простейшей волной, возникающей в диэлектрическом цилиндре, является  $HE_{11}$ -волна,

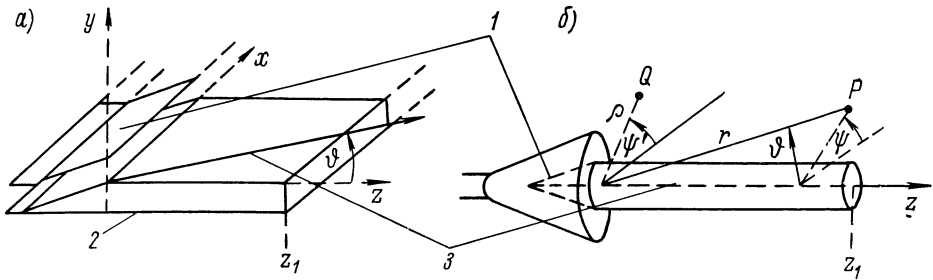


Рис. 9.2. Принцип действия плоской (а) и цилиндрической (б) антенн поверхностных волн. 1 — система питания; 2 — металлическая пластина; 3 — диэлектрик.

которая соответствует волне  $H_{11}$  в круглом волноводе, но обладает дополнительной электрической продольной составляющей.

Для диэлектрического стержневого излучателя применяются в основном четыре метода расчета излучения.

1. Скалярный расчет по принципу Гюйгенса (см. [А 18], [9.11], [9.50], [9.58] и др.).

При возбуждении излучателя  $H_{11}$ -волной (т. е. распространении вдоль стержня волны типа  $HE_{11}$ ) каждая точка поверхности рассматривается как элементарный излучатель. Для разности фаз волн в дальнем поле двух таких элементарных излучателей, отстоящих друг от друга на расстоянии  $a$  вдоль оси стержня, справедливо соотношение

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi a}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta); \quad n_z = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} = \frac{c}{v_z}, \quad (9.6)$$

где  $\lambda_z$  — длина волны при распространении вдоль стержня,  $v_z$  — фазовая скорость в направлении стержня и  $\vartheta$  — угол излучения относительно осевого направления (рис. 9.3, а). Путем интегрирования по всем элементарным источникам на двух противоположных боковых линиях стержня для относительной величины напряженности в дальнем поле получаем

$$E(\vartheta) = \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta) \right]}{n_z - \cos \vartheta} \cos \left( \frac{\pi d}{\lambda_0} \sin \vartheta \right). \quad (9.7)$$

Последний множитель может пониматься как «одиночная характеристика» двух противоположных элементарных источников. Если пренебречь поляризацией, которая из-за скалярного метода рассмотрения вообще

не учитывается, то формулу (9.7) можно считать с известным приближением в основном справедливой только для области главного лепестка, но не для боковых лепестков.

## 2. Метод волновой линзы.

Уилкс [9.102] при изменении длины диэлектрического стержня, возбуждаемого рупорным излучателем, наблюдал периодические колебания усиления. Для объяснения этого явления он рассматривал стержень как волновую линзу, т. е. линзу, поперечные размеры которой соизмеримы с длиной волны. Если принять коэффициенты отражения и передачи плоскопараллельной диэлектрической пластины на входе и выходе излучения приблизительно одинаковыми, то с увеличением толщины пластины действительно появляются периодические колебания усиления излучения, так что это явление, наблюдаемое в случае стержневого излучателя, получает объяснение. Для общего расчета излучения этот метод совершенно непригоден.

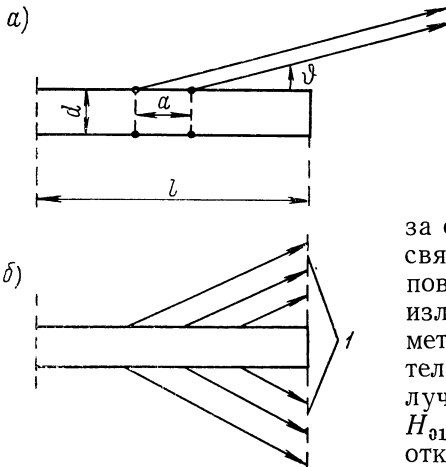


Рис. 9.3. К расчету характеристики излучения продольного излучателя: *a* — методом продольного излучателя; *б* — методом эквивалентной апертуры *I*.

## 3. Расчет методом векторного потенциала с использованием эквивалентных токов на стержне [9.100] [9.101].

В качестве источников поля излучения за основу берутся эквивалентные токи, связанные с электромагнитным полем на поверхности стержня, и характеристики излучения рассчитываются известными методами (раздел 1.3). Этот метод относительно точен, особенно для коротких излучателей и при возбуждении круговой  $H_{01}$ -волной. Однако возникают некоторые отклонения от экспериментальных данных и прежде всего в отношении зависимости ослабления боковых лепестков от длины излучателя. Лучшие результаты получаются при использовании понятия об эффективном диаметре стержня, который меньше действительного. В случае воз-

буждения  $HE_{11}$ -волной этот метод дает не столь хорошее приближение.

## 4. Метод эквивалентной апертуры [9.8].

В основе этого метода лежит предположение, что излучение происходит лишь в местах неоднородности поверхностной структуры (к этой формулировке и ее допустимости вернемся в дальнейшем). У простого стержневого излучателя неоднородность возникает на его конце, если не считать узла питания. Такой излучатель можно сравнивать с рупорным (конический рупор), у которого линия (неоднородная), образующая излучатель, тоже ограничена. Как и в случае рупорного излучателя, когда распределение поля, возникающее в месте неоднородности (т. е. в раскрыве рупора), принимается за распределение источников излучения, как правило без учета коэффициента отражения, Браун и Спектор положили в основу расчета излучения стержня невозмущенное распределение поля, появляющееся в поперечной плоскости на конце стержня (рис. 9.3, б). Следовательно, эта поперечная плоскость для стержневого излучателя представляет вид эквивалентной апертуры *I*. В противоположность апертуре рупорного излучателя эквивалентная апертура здесь бесконечна. Однако амплитуды поля быстро убывают с увеличением расстояния от оси стержня, так что практически все излучение проходит сквозь ограничен-

ную апертуру. По этой причине цилиндрическая часть пространства вокруг излучателя, в которой в основном сконцентрирована энергия волны (спад поля приблизительно на 15—20 дБ), часто называется волновым каналом. Практически поверхность эквивалентной апертуры приблизительно соответствует поверхности апертуры рупорного излучателя с такой же направленностью. Метод эквивалентной апертуры приводит к относительно хорошим результатам, в особенности в случае длинных излучателей. Это и понятно, так как при коротких излучателях невозмущенное распределение поля в поперечных плоскостях вплоть до конца стержня еще не успевает сформироваться.

Таким образом, при расчете излучения диэлектрических стержневых излучателей — и аналогично при обычных антеннах поверхностных волн — могут применяться в основном два метода. При первом методе исходят из распределения поля вдоль излучателя (метод продольного излучателя), которое полагается либо скалярным (метод 1), либо векторным (метод 3). При втором методе за основу берется распределение поля в эквивалентной апертуре, предполагаемой на конце излучателя (метод 4). В обоих случаях для повышения точности расчета следует учитывать излучение, создаваемое непосредственно узлом питания, принимая во внимание присутствие поверхностной структуры. В первом случае для расчета необходимо знать распределение поля вдоль излучателя, в частности фазовую скорость волны, во втором — распределение поля в поперечном сечении  $z = \text{const}$ . Расчет излучения для диэлектрического стержневого излучателя приводится в разделе 9.2.2.

Представление о процессе излучения антенн поверхностных волн можно получить с помощью следующих соображений. Так как неограниченная линия не излучает, то излучение может происходить лишь в местах неоднородности, в частности на границе линии. Но если предположить, как это нередко неправильно делается, что излучение происходит лишь в местах неоднородности, однородные же участки не излучают, а лишь канализируют энергию, то метод продольного излучателя, при котором вообще не учитывается излучение на конце излучателя, не смог бы дать полезных результатов. Однако пригодность этого метода расчета излучения можно легко объяснить, если предположить существование обратного влияния возмущения на соседние участки однородной линии, как это действительно имеет место при любой неоднородности линии. Так как обратное влияние имеет ограниченный радиус действия, то при коротких излучателях расчет получается более точным, чем при длинных, что экспериментально подтверждается.

С другой стороны, при использовании метода эквивалентной апертуры предполагается, что распределение в апертуре соответствует нормальному невозмущенному распределению поля в поперечном сечении. Для коротких излучателей это не выполняется. Напротив, для относительно длинных излучателей это предположение выполняется с достаточной точностью, так что в этом случае получается довольно хорошее приближение. Согласно методу эквивалентной апертуры распределение излучения не зависит от длины излучателя; это по вполне понятным причинам справедливо для длинных излучателей, а при коротких излучателях заметное влияние оказывает их длина, и в этом случае распределение поля в эквивалентной апертуре зависит от длины излучателя. Согласно методу продольного излучателя при больших значениях  $l/\lambda_0$  диаграмма очень сильно обостряется и при определенных комбинациях значений  $l$  и  $n_z$  приобретает нулевое значение в осевом направлении [(формула (9.7)]. Однако практически острота направленности колеблется с увеличением длины излучателя до нескольких длин волн (вследствие интерференции

излучений от места питания и от конца излучателя) и остается приблизительно постоянной при дальнейшем увеличении длины.

На основании этих соображений можно представить себе примерно следующую картину излучения энергии антенной поверхностных волн. Излучение происходит таким образом, как если бы оно создавалось эквивалентными токами в пределах некоторой области на поверхности излучателя.

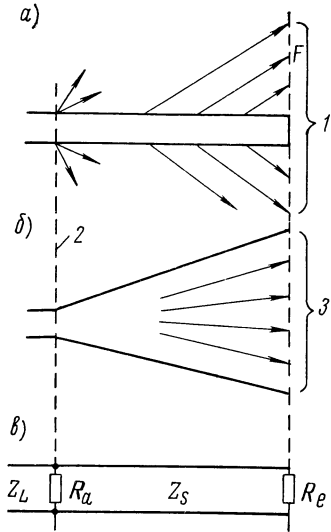


Рис. 9.4. Излучение цилиндрических антенн поверхностных волн: *a* — диэлектрический стержневой излучатель; *б* — рупорный излучатель; *в* — эквивалентная схема стержневого излучателя.

1 — действующая эквивалентная апертура стержневого излучателя; 2 — сечение в месте питания; 3 — апертура рупора.

продольного излучателя, принимая за основу эквивалентные токи на поверхности излучателя. В каждом случае при более тонких исследованиях следует учитывать непосредственное излучение в узле питания. Рис. 9.4 поясняет процесс излучения.

### 9.1.3. Понятие о продольном излучателе. Классификация и общие свойства продольных излучателей

Для создания с помощью поверхностных антенн остронаправленного излучения в заданной плоскости необходимо, чтобы апертура в этой плоскости имела соответствующий размер. То же самое справедливо для линейных систем излучателей, направление излучения которых перпендикулярно линии их расположения (поперечный излучатель, см. раздел 3.2.1 и далее). Связь ширины апертуры и ее возбуждения с остротой направленности или, соответственно, прочими параметрами характеристики излучения рассматривалась в разделе 4.3.2 и следующих. Однако, как это следует из разделов 9.1.1 и 9.1.2, возможны типы антенн, у которых острота направленности и размеры их в направлении, перпендикулярном направлению излучения, не подчиняются законам теории поверхностных антенн. В частности, эти антенны в направлении, перпендикулярном направлению излучения, имеют относительно малые размеры

и, напротив, в направлении излучения — относительно большие. У таких антенн направленность излучения создается не за счет взаимодействия элементарных излучателей в апертуре, определяемой размерами антенны, а вследствие взаимодействия элементарных излучателей, расположенных друг за другом в направлении излучения (причем, как было показано, в этом случае также справедливо представление об эквивалентной апертуре). Такие антенны называются продольными излучателями.

Типичными примерами продольных излучателей являются дипольные системы, питаемые таким образом, чтобы создавалось продольное излучение (см. раздел 3.2.1), а также диэлектрические стержневые излучатели, спиральные антенны и т. д., короче — все антенны поверхностных волн. В дальнейшем будем относить антенны, возбуждаемые излучаемыми волнами, к классу продольных излучателей, хотя направление излучения у них, как правило, значительно отличается от продольного направления антенны. Эффект продольного излучения может проявляться лишь в пло-

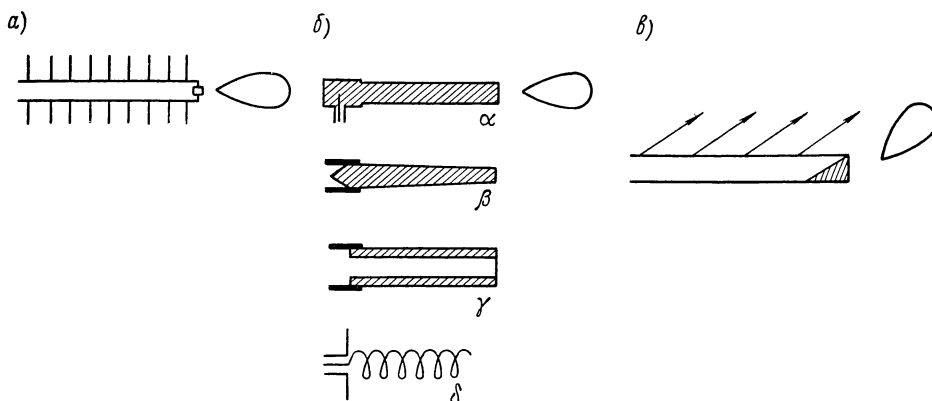


Рис. 9.5. Три группы продольных излучателей; *a* — продольный излучатель, питаемый линией; *b* — продольный излучатель, возбуждаемый поверхностными (направляемыми) волнами; *v* — продольный излучатель, питаемый излучаемыми волнами (например, продольная щель в узкой стенке прямоугольного волновода).

$\alpha$  — диэлектрический стержневой излучатель;  $\beta$  — конический диэлектрический излучатель;  $\gamma$  — диэлектрический трубчатый излучатель;  $\delta$  — спиральная антенна.

скости, проходящей через направление главного излучения. Примером является диэлектрический пластинчатый излучатель, который в этом смысле можно рассматривать как продольный.

Разделим все продольные излучатели на три группы. К первой группе отнесем те из них, которые состоят из дискретных отдельно питаемых элементов. Питание элементов таких излучателей осуществляется с помощью линии, которая сама не излучает. Вторая группа охватывает все антенны поверхностных волн в собственном смысле, т. е. те антенны, механизм излучения которых можно понять, если взять за основу поверхностную (направляемую) волну, распространяющуюся на поверхностной структуре. Продольные излучатели, используемые в диапазоне СВЧ, большей частью являются антеннами поверхностных волн или могут пониматься как таковые. К третьей группе относятся антенны, возбуждаемые неоднородными волнами, и мы кратко назовем их открытыми продольными излучателями. На рис. 9.5 показаны разновидности известных типов продольных излучателей. В дальнейшем рассматриваются преимущественно антенны поверхностных волн и лишь в разделе 9.5 мы кратко остановимся на открытых продольных излучателях.

#### 9.1.4. Системы с поперечным излучением, составленные из продольных излучателей

Для улучшения направленных свойств продольные излучатели можно объединить в линейные или плоские группы, расположенные перпендикулярно линейному размеру отдельных излучателей. При этом острота направленности повышается вследствие поперечного излучения группы и, как правило, настолько, что в основном обуславливается групповой характеристикой. Излучение отдельных продольных излучателей определяет одиночную характеристику. Результирующая характеристика получается умножением векторной одиночной характеристики на скалярную групповую характеристику (раздел 3.1.1).

Так как поле, как это было показано в разделе 9.1.2 для антенн поверхностных волн, имеет относительно большую протяженность в направлении,

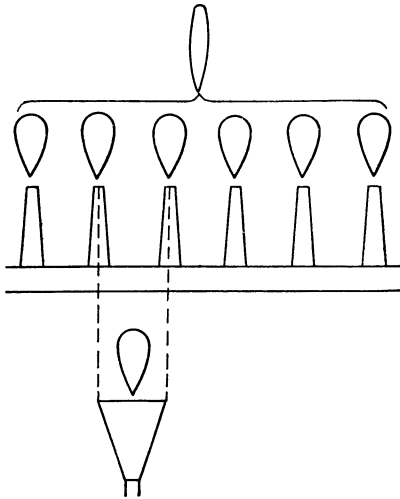


Рис. 9.6. К выбору расстояния между элементами в поперечной излучающей системе из продольных излучателей.

перпендикулярном к продольному излучателю, а действие продольного излучателя может определяться также возбуждением эффективной апертуры, то расстояние между излучателями должно быть достаточно



Рис. 9.7. Подавление вторичных главных лепестков в случае системы, состоящей из группы продольных излучателей: *a* — первичная диаграмма; *б* — групповая диаграмма; *в* — результирующая диаграмма.

большим, чтобы соседние эквивалентные апертуры или их действующие части не перекрывались. В противном случае соседние излучатели будут влиять друг на друга. Поэтому расстояние между излучателями, как правило, должно быть больше обычного расстояния между точечными излучающими элементами. За эквивалентную апертуру с хорошей точностью может быть принят раскрыт рупорного излучателя с оптимальными размерами, создающего ту же направленность излучения, т. е. расстояние между элементами должно быть по меньшей мере равно ширине апертуры такого рупорного излучателя. На рис. 9.6 схематично показана поперечная излучающая система из продольных излучателей.

Из-за относительно больших расстояний между излучателями (больше, чем длина волны) в групповой характеристике (рис. 9.7) возникают добавочные главные лепестки *б* (см. раздел 3.2.1). В результирующей характеристике *в* они отсутствуют в том случае, если в этих направлениях одиночная характеристика имеет нулевое или почти нулевое значение. Выбором соответствующего расстояния между излучателями может быть получено результирующее излучение с относительно низким уровнем боковых лепестков. Однако значительное ослабление боковых лепестков, что требуется, например, в радиолокационных антеннах, создать таким

способом довольно трудно. Если расстояние между излучателями выбиралось меньше указанного выше или больше, чем следует из рис. 9.6, то расчет излучения с необходимой точностью может выполняться лишь с учетом связи между соседними излучателями. Применение этого метода целесообразно также в том случае, когда соблюдается минимальное расстояние в соответствии с указанным выше приближенным правилом. Метод расчета поперечной системы, составленной из продольных излучателей, с учетом связи за счет поверхностных волн приводит Йен [9.104].

## 9.2. Диэлектрические антенны поверхностных волн

### 9.2.1. Поверхностные волны на диэлектрическом стержне

Ниже рассматривается бесконечный диэлектрический стержень и связанная с ним цилиндрическая система координат (рис. 9.8). Чистые  $E$ - и  $H$ -волны, т. е. волны типа  $E_{0n}$  и  $H_{0n}$ , возможны лишь в случае цилиндрической симметрии. Волны, не обладающие цилиндрической симметрией, относятся к классу так называемых смешанных волн (hybrid waves), так как краевые условия для чистого типа волн не выполняются. Смешанные волны называются  $HE_{mn}$ - или  $EH_{mr}$ -волнами, в зависимости от того, какой тип волны преобладает — магнитный или электрический. Таким образом,  $HE_{mn}$ -волна представляет собой  $H_{mn}$ -волну с соответствующей  $E$ -волной. Обозначения аналогичны обозначениям для круглого волновода. Оба типа волн обладают одинаковой фазовой скоростью.

Диэлектрические стержневые излучатели, возбуждаемые  $E_{0n}$ - и  $H_{0n}$ -волнами с круговой симметрией, вследствие симметрии в осевом направлении не излучают. Их пространственная диаграмма излучения имеет конусообразную форму. Поэтому в технике диэлектрических антенн эти типы волн имеют меньшее значение, чем несимметричные. Простейшим несимметричным типом волны, которая применяется преимущественно при возбуждении диэлектрических стержневых излучателей, является  $HE_{11}$ -волна. Она соответствует  $H_{11}$ -волне в круглом волноводе, но при этом возникает продольная электрическая составляющая.  $HE_{11}$ -волна имеет поле простой конфигурации и характеризуется равенством фаз в поперечном сечении. Поэтому у соответствующих стержневых излучателей излучение концентрируется в осевом направлении.

Ограничимся расчетом  $HE_{nr}$ -волн. Для  $H$ -волны справедливы прежде всего общие уравнения (2.15)–(2.17):

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}_{0tr} &= \frac{-\gamma}{\kappa^2} \text{grad}_{tr} H_{0z}; \\ \mathbf{E}_{0tr} &= \frac{j\omega\mu}{\kappa^2} [\mathbf{e}_z, \text{grad}_{tr} H_{0z}]; \\ \Delta_{tr} H_{0z} + \kappa^2 H_{0z} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9.8)$$

где

$$\kappa^2 = \gamma^2 + \omega^2 \epsilon \mu; \quad (9.9)$$

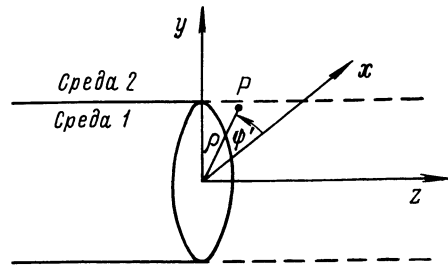


Рис. 9.8. К расчету поля в диэлектрическом стержне.

$\mathbf{E}_{t_r}$ ,  $\mathbf{H}_{t_r}$  и  $\text{grad}_{t_r} H_{0z}$  означают проекции соответствующих векторов на поперечную плоскость;  $\Delta_{t_r}$  — оператор Лапласа, относящийся к поперечной плоскости (см. раздел 2.1.3);  $\gamma = \alpha + j\beta$  — постоянная распространения вдоль линии;  $\beta$  — фазовая постоянная и  $\alpha$  — постоянная затухания. Полные векторы поля (без учета временного множителя  $e^{j\omega t}$ ) выражаются формулами

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H} &= \{ \mathbf{H}_{0t_r} + \mathbf{e}_z H_{0z} \} e^{-\gamma z}; \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_{0t_r} e^{-\gamma z}. \end{aligned} \right\} \quad (9.10)$$

С помощью выражений (9.8) поперечные составляющие сводятся к продольной составляющей  $H_{0z}$ . Для этого воспользуемся третьим уравнением (9.8), представив его в развернутой форме:

$$\frac{\partial^2 H_{0z}}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial H_{0z}}{\partial \varrho} + \frac{1}{\varrho^2} \frac{\partial^2 H_{0z}}{\partial \psi'^2} + \kappa^2 H_{0z} = 0. \quad (9.11)$$

Если, как и в случае круглого волновода, представить  $H_{0z}$  в виде

$$H_{0z} = f(\varrho) g(\psi'), \quad (9.12)$$

то уравнение (9.11) принимает вид

$$\varrho^2 \frac{f''}{f} + \varrho \frac{f'}{f} + \varrho^2 \kappa^2 + \frac{g''}{g} = 0 \quad (9.13)$$

и может быть решено методом разделения переменных. Первые три члена зависят только от  $\varrho$ , а последний только от  $\psi'$ ; поэтому обе части должны быть равны постоянным, а сумма постоянных должна обращаться в нуль.

Положим

$$\frac{g''}{g} = c_1 \quad (9.14)$$

или

$$g'' - c_1 g = 0. \quad (9.15)$$

Уравнение (9.15) имеет общее решение

$$g = A e^{-\sqrt{c_1} \psi'} + B e^{\sqrt{c_1} \psi'}. \quad (9.16)$$

Вследствие периодичности  $g(\psi')$ ,

$$g(\psi' + \nu 2\pi) = g(\psi') \quad (\nu = \pm 1, 2, \dots),$$

должно быть

$$c_1 = -n^2, \quad (9.17)$$

где  $n$  — целое число.

Далее по аналогии с соответствующими волнами в круглом волноводе принимаем, что имеет место синфазность в поперечном сечении, т. е.  $g(\psi')$  предполагается вещественной.

Тем самым получается следующее представление:

$$g(\psi') = A' \cos(n\psi') \quad (9.18)$$

[уравнением (9.18) определен одновременно радиус  $\psi' = 0$  как радиус максимальной напряженности продольного поля]. Для  $f(\varrho)$  из (9.13) с учетом (9.14) и (9.17) получаем дифференциальное уравнение

$$f'' + \frac{1}{\varrho} f' + \left( \kappa^2 - \frac{n^2}{\varrho^2} \right) f = 0 \quad (9.19)$$

с общим решением

$$f(\varrho) = Z_n(\kappa \varrho); \quad (9.20)$$



$Z_n$  — произвольная линейная комбинация цилиндрических функций  $n$ -го порядка (см., например, [В 3]). Обозначим теперь параметры внутри стержня индексом 1, а вне его — индексом 2 и положим

$$\epsilon_2 = \epsilon_0; \mu_2 = \mu_0; \kappa_2^2 = \gamma^2 + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \quad (9.21)$$

Так как поля везде должны оставаться конечными и так как из цилиндрических функций этому условию удовлетворяет лишь функция Бесселя для  $\rho = 0$ , то из (9.20) для внутреннего объема стержня следует:

$$f_1(\rho) = C_1 J_n(\kappa_1 \rho). \quad (9.22)$$

Вне стержня с ростом  $\rho$  амплитуда должна монотонно убывать. Поэтому для  $Z_n$  речь может идти лишь о функции Ханкеля 1-го рода с мнимым аргументом.

Следовательно,

$$f_2(\rho) = C_2 H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho); \quad (9.23)$$

здесь  $\kappa_2 = j\kappa_2'$ , где  $\kappa_2'$  — вещественно. Свойства поля по мере увеличения расстояния от оси стержня можно определить из асимптотического представления функции Ханкеля для  $\kappa_2' \rho \gg 1$ :

$$H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \approx (-j)^{n+1} \frac{e^{-\kappa_2' \rho}}{\sqrt{\frac{\pi}{2} \kappa_2' \rho}}. \quad (9.24)$$

Из выражений (9.12), (9.18), (9.22) и (9.23) для продольной составляющей магнитного поля во внутреннем и внешнем пространстве получаем

$$\left. \begin{aligned} H_{0z}^{(1)} &= A_1 J_n(\kappa_1 \rho) \cos(n\psi'); \\ H_{0z}^{(2)} &= A_2 H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \cos(n\psi'). \end{aligned} \right\} \quad (9.25)$$

Отсюда с помощью уравнений (9.8) получаются следующие выражения для продольных составляющих:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}_{0tr}^{(1)} &= -A_1 \frac{\gamma}{\kappa_1^2} \left\{ \mathbf{e}_\rho \kappa_1 J_n'(\kappa_1 \rho) \cos(n\psi') - \mathbf{e}_\psi \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_1 \rho) \sin(n\psi') \right\}; \\ \mathbf{E}_{0tr}^{(1)} &= A_1 \frac{j\omega\mu_1}{\kappa_1^2} \left\{ \mathbf{e}_\rho \frac{n}{\rho} J_n(\kappa_1 \rho) \sin(n\psi') + \mathbf{e}_\psi \kappa_1 J_n'(\kappa_1 \rho) \cos(n\psi') \right\}; \\ \mathbf{H}_{0tr}^{(2)} &= A_2 \frac{\gamma}{\kappa_2'^2} \left\{ \mathbf{e}_\rho j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \rho) \cos(n\psi') - \mathbf{e}_\psi \frac{n}{\rho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \sin(n\psi') \right\}; \\ \mathbf{E}_{0tr}^{(2)} &= -A_2 \frac{j\omega\mu_0}{\kappa_2'^2} \left\{ \mathbf{e}_\rho \frac{n}{\rho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \sin(n\psi') + \right. \\ &\quad \left. + \mathbf{e}_\psi j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \rho) \cos(n\psi') \right\}; \end{aligned} \right\} \quad (9.26)$$

$J_n'$  означает производную по аргументу.

Для  $E$ -волны аналогичным образом [на этот раз используя уравнения (2.9)—(2.11)] получаем

$$\left. \begin{aligned} E_{0z}^{(1)} &= B_1 J_n(\kappa_1 \rho) \sin(n\psi'); \\ E_{0z}^{(2)} &= B_2 H_n^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \sin(n\psi'), \end{aligned} \right\} \quad (9.27)$$

причем здесь угловая зависимость выражена не через  $\cos(n\psi')$ , а через  $\sin(n\psi')$ , так как поперечные составляющие зависят от угла так же, как и в случае  $H$ -волны (что необходимо предположить из-за одинакового

способа возбуждения обоих типов волн). Вычисление поперечных составляющих  $E$ -волны показывает, что  $\mathbf{E}_{0ir}^{(v)}$  в основном имеет такой же вид, как и  $\mathbf{H}_{0ir}^{(v)}$  при  $H$ -волне, и что то же самое справедливо для  $\mathbf{H}_{0ir}^{(v)}$  при  $E$ -волне и для  $\mathbf{E}_{0ir}^{(v)}$  при  $H$ -волне.

Для составляющих поля смешанной волны имеем внутри стержня:

$$\left. \begin{aligned} H_{0\varrho}^{(1)} &= \left\{ -A_1 \frac{\gamma}{\kappa_1^2} \kappa_1 J'_n(\kappa_1 \varrho) + B_1 \frac{j\omega \varepsilon_1}{\kappa_1^2} \frac{n}{\varrho} J_n(\kappa_1 \varrho) \right\} \cos(n\psi'); \\ H_{0\psi'}^{(1)} &= \left\{ A_1 \frac{\gamma}{\kappa_1^2} \frac{n}{\varrho} J_n(\kappa_1 \varrho) - B_1 \frac{j\omega \varepsilon_1}{\kappa_1^2} \kappa_1 J'_n(\kappa_1 \varrho) \right\} \sin(n\psi'); \\ E_{0\varrho}^{(1)} &= \left\{ A_1 \frac{j\omega \mu_1}{\kappa_1^2} \frac{n}{\varrho} J_n(\kappa_1 \varrho) - B_1 \frac{\gamma}{\kappa_1^2} \kappa_1 J'_n(\kappa_1 \varrho) \right\} \sin(n\psi'); \\ E_{0\psi'}^{(1)} &= \left\{ A_1 \frac{j\omega \mu_1}{\kappa_1^2} \kappa_1 J'_n(\kappa_1 \varrho) - B_1 \frac{\gamma}{\kappa_1^2} \frac{n}{\varrho} J_n(\kappa_1 \varrho) \right\} \cos(n\psi'); \end{aligned} \right\} (9.28)$$

вне стержня:

$$\left. \begin{aligned} H_{0\varrho}^{(2)} &= \left\{ A_2 \frac{\gamma}{\kappa_2^2} j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \varrho) - B_2 \frac{j\omega \varepsilon_0}{\kappa_2^2} \frac{n}{\varrho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \varrho) \right\} \cos(n\psi'); \\ H_{0\psi'}^{(2)} &= \left\{ -A_2 \frac{\gamma}{\kappa_2^2} \frac{n}{\varrho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \varrho) + B_2 \frac{j\omega \varepsilon_0}{\kappa_2^2} j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \varrho) \right\} \sin(n\psi'); \\ E_{0\varrho}^{(2)} &= \left\{ -A_2 \frac{j\omega \mu_0}{\kappa_2^2} \frac{n}{\varrho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \varrho) + B_2 \frac{\gamma}{\kappa_2^2} j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \varrho) \right\} \sin(n\psi'); \\ E_{0\psi'}^{(2)} &= \left\{ -A_2 \frac{j\omega \mu_0}{\kappa_2^2} j\kappa_2' H_n^{(1)'}(j\kappa_2' \varrho) + B_2 \frac{\gamma}{\kappa_2^2} \frac{n}{\varrho} H_n^{(1)}(j\kappa_2' \varrho) \right\} \cos(n\psi'). \end{aligned} \right\} (9.29)$$

[Продольные составляющие определяются выражениями (9.25) и (9.27).]

В этих выражениях необходимо определить до произвольного постоянного множителя четыре амплитуды  $A_1, B_1, A_2, B_2$ , являющиеся независимыми параметрами, и параметры  $\kappa_1, \kappa_2^1$  или, соответственно, постоянную распространения

$$\gamma = \sqrt{\kappa_1^2 - \omega^2 \varepsilon_1 \mu_1} = \sqrt{\kappa_2^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = j \sqrt{\kappa_2'^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}. \quad (9.30)$$

Амплитуды определяются из краевых условий, которые требуют непрерывности составляющих  $E_{0z}, H_{0z}, E_{0\psi'}, H_{0\psi'}$  при  $\rho = \rho_0$ , т. е. из четырех независимых уравнений. (Если произвольно положить  $B_1 = B_2 = 0$  или  $A_1 = A_2 = 0$ , т. е. рассматривать одну  $H$ - или  $E$ -волну, то для оставшихся параметров решений не существует.)

Из

$$[E_{0z}^{(1)}]_{\varrho=\varrho_0} = [E_{0z}^{(2)}]_{\varrho=\varrho_0} \quad \text{и} \quad [H_{0z}^{(1)}]_{\varrho=\varrho_0} = [H_{0z}^{(2)}]_{\varrho=\varrho_0}$$

следует:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{B_1}{B_2} = \frac{H_n^{(1)}(j\kappa_2' \varrho_0)}{J_n(\kappa_1 \varrho_0)}. \quad (9.31)$$

Если теперь при использовании (9.28) и (9.29) составить равенства

$$[E_{0\psi'}^{(1)}]_{\varrho=\varrho_0} = [E_{0\psi'}^{(2)}]_{\varrho=\varrho_0} \quad \text{и} \quad [H_{0\psi'}^{(1)}]_{\varrho=\varrho_0} = [H_{0\psi'}^{(2)}]_{\varrho=\varrho_0},$$

выразить в них  $A_2$  и  $B_2$  с помощью (9.31) через  $A_1$  и  $B_1$  и сгруппировать по этим параметрам, то получится система уравнений

$$\left. \begin{aligned} & A_1 j \omega \left\{ \frac{\mu_1}{\kappa_1} J'_n(\kappa_1 \varrho_0) - \frac{\mu_0}{j \kappa_2'} \frac{H_n^{(1)'}(j \kappa_2' \varrho_0)}{H_n^{(1)}(j \kappa_2' \varrho_0)} J_n(\kappa_1 \varrho_0) \right\} - \\ & - B_1 \gamma \frac{n}{\varrho_0} \left( \frac{1}{\kappa_1^2} + \frac{1}{\kappa_2'^2} \right) J_n(\kappa_1 \varrho_0) = 0; \\ & A_1 \gamma \frac{n}{\varrho_0} \left( \frac{1}{\kappa_1^2} + \frac{1}{\kappa_2'^2} \right) J_n(\kappa_1 \varrho_0) - \\ & - B_1 j \omega \left\{ \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} J'_n(\kappa_1 \varrho_0) - \frac{\varepsilon_0}{j \kappa_2'} \frac{H_n^{(1)'}(j \kappa_2' \varrho_0)}{H_n^{(1)}(j \kappa_2' \varrho_0)} J_n(\kappa_1 \varrho_0) \right\} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (9.32)$$

Это система из двух линейных однородных уравнений для  $A_1$  и  $B_1$ . Как известно из теории систем линейных уравнений, оба уравнения будут непротиворечивы друг другу при том условии, что они линейно независимы, т. е. если определитель, составленный из их коэффициентов, равен нулю.

Согласно этому, введя

$$x_v = \kappa_v \varrho_0 \quad (\kappa_2 = j \kappa_2'), \quad (9.33)$$

можно составить следующее уравнение:

$$\left\{ \frac{\mu_r}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{1}{x_2} \frac{H'_n}{H_n} \right\} \left\{ \frac{\varepsilon_r}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{1}{x_2} \frac{H'_n}{H_n} \right\} = -n^2 \frac{\gamma^2}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} \frac{(x_1^2 - x_2^2)^2}{x_1^4 x_2^4}. \quad (9.34)$$

При этом  $\varepsilon_r = \varepsilon_1 / \varepsilon_0$ ,  $\mu_r = \mu_1 / \mu_0$  и

$$J_n = J_n(x_1), \quad H_n = H_n^{(1)}(x_2). \quad (9.35)$$

Штрих означает производную по аргументу. Уравнение (9.34) называется характеристическим уравнением краевой задачи. Это уравнение определяет функциональную связь между  $x_1$  и  $x_2$  и тем самым неявно-постоянную распространения  $\gamma$ .

В дальнейшем предполагается, что линия не имеет потерь, т. е.

$$\gamma = j\beta, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda_z}, \quad (9.36)$$

где  $\lambda_z$  — длина волны вдоль линии. Тогда, учитывая (9.30) и (9.33), характеристическому уравнению можно придать вид

$$\left\{ \frac{\mu_r}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{1}{x_2} \frac{H'_n}{H_n} \right\} \left\{ \frac{\varepsilon_r}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{1}{x_2} \frac{H'_n}{H_n} \right\} = n^2 \frac{(x_1^2 - x_2^2)(x_1^2 - x_2^2 \varepsilon_r \mu_r)}{x_1^4 x_2^4}. \quad (9.37)$$

Для определения  $\beta$  или, соответственно,  $\lambda_z$  из (9.37) целесообразно ввести в качестве неизвестной величину

$$\varepsilon_z = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_z^2} = \frac{\beta^2}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}; \quad (9.38)$$

$\varepsilon_z$  представляет собой относительную диэлектрическую постоянную эквивалентной среды с магнитной проницаемостью 1, в которой фазовая скорость равна фазовой скорости волны в диэлектрическом стержне.

Отношение

$$\frac{J'_n}{J_n} = \frac{J_{n-1}}{J_n} - \frac{n}{x_1} \quad (9.39)$$

является вещественной величиной и справедливо равенство

$$\frac{H'_n}{H_n} = j \left\{ \frac{\bar{H}_{n-1}}{\bar{H}_n} + \frac{n}{x'_2} \right\}, \quad (9.40)$$

где

$$\bar{H}_n = \bar{H}_n(jx'_2) = j^{n+1} H_n^{(1)}(jx'_2) \quad (9.41)$$

также вещественная величина, а  $x'_2 = \kappa'_2 \rho_0$ .

Используя введенные обозначения, характеристическое уравнение можно записать в следующем виде:

$$L(\varepsilon_z; \varepsilon_r, \mu_r, \frac{Q_0}{\lambda_0}) = n^2 R(\varepsilon_z; \varepsilon_r \mu_r); \quad (9.42)$$

при этом

$$\left. \begin{aligned} (\varepsilon_z - 1) L(\dots) &= x'^2_2 \left\{ \mu_r \frac{x'_2}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{\bar{H}_{n-1}}{\bar{H}_n} - \frac{n}{x'_2} \right\} \times \\ &\times \left\{ \varepsilon_r \frac{x'_2}{x_1} \frac{J'_n}{J_n} - \frac{\bar{H}_{n-1}}{\bar{H}_n} - \frac{n}{x'_2} \right\}; \\ (\varepsilon_z - 1) R(\dots) &= \left( 1 + \frac{x'^2_2}{x_1^2} \right) \left( 1 + \frac{x'^2_2}{x_1^2} \varepsilon_r \mu_r \right) = \varepsilon_z \left( \frac{\varepsilon_r \mu_r - 1}{\varepsilon_r \mu_r + \varepsilon_z} \right)^2; \\ x_1 &= 2\pi \frac{Q_0}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \varepsilon_z}; \quad x'_2 = 2\pi \frac{Q_0}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_z - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (9.43)$$

Для нахождения  $\varepsilon_z$  при заданных  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$  и  $\frac{Q_0}{\lambda_0}$  обе части (9.42) представляются графически как функции  $\varepsilon_z$  и определяется то значение  $\varepsilon_z$ , при котором обе кривые пересекаются. Тогда отношение амплитуд внутри стержня и вне его получается из (9.31), а отношение амплитуд  $E$ - и  $H$ -волн из (9.32). С помощью (9.30) определяются далее  $\kappa_1$  и  $\kappa'_2$ , так что распределение поля делается известным из (9.28) и (9.29). При фиксированных  $\varepsilon_r$ ,  $\mu_r$  и  $n$  с помощью (9.42)  $\varepsilon_z$  задано неявно как функция  $\frac{Q_0}{\lambda_0}$ . Исследование этой зависимости показывает, что каждому значению  $\frac{Q_0}{\lambda_0}$  соответствует определенное  $\varepsilon_z$ , т. е. для волны  $HE_{nn}$  не существует предельной длины. Таким образом, по диэлектрической стержневой линии могут распространяться волны любой частоты. (Напротив, для волн, обладающих круговой симметрией, которые здесь не рассматриваются, имеется предельная длина волны.) При  $\frac{Q_0}{\lambda_0} = 0$   $\varepsilon_z = 1$  или  $\lambda_z = \lambda_0$ , т. е. волна распространяется с той же фазовой скоростью, что и в свободном пространстве. При  $\frac{Q_0}{\lambda_0} \rightarrow \infty$  уравнение (9.42) решается с помощью  $\varepsilon_z = \varepsilon_r \mu_r$ . Оба предельных случая с физической точки зрения тривиальны.

Цилиндрические функции, входящие в характеристическое уравнение, табулированы, что позволяет получить численное или графическое решение. Рис. 9.9 поясняет графический метод решения. На рис. 9.10 показана зависимость  $\frac{1}{n_z} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_z}} = \frac{\lambda_z}{\lambda_0} = \frac{v_z}{c}$  от  $\frac{d}{\lambda_0} = \frac{2Q_0}{\lambda_0}$  для различных значений  $\varepsilon_r$  в случае  $HE_{11}$ -волны ( $n = 1$ ).

Интегрированием осевой составляющей вектора Пойнтинга по области поперечного сечения линии определяется мощность, переносимая через эту область. На рис. 9.11 показано отношение мощностей, переносимых

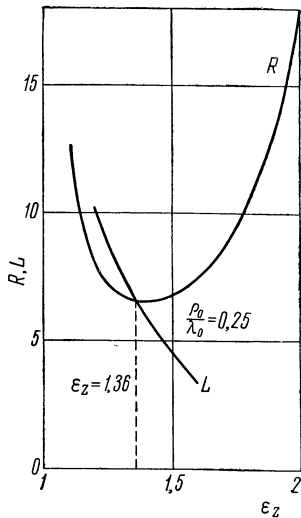


Рис. 9.9. Графическое решение характеристического уравнения (9.42) для  $HE_{11}$ -волны.  $\epsilon_r = 2,5$ ;  $\mu_r = 1$ ;  $n = 1$ .

в стержне ( $P_i$ ) и вне его ( $P_a$ ) в зависимости от  $\frac{d}{\lambda_0}$  для двух значений  $\epsilon_r$  в случае  $HE_{11}$ -волны. Отношение обращается в нуль для  $\frac{d}{\lambda_0} = 0$ ; оно неограниченно растет при неограниченном возрастании  $\frac{d}{\lambda_0}$ .

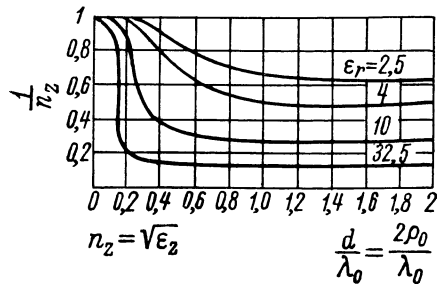


Рис. 9.10. Зависимость  $\frac{1}{n_z}$  от  $\frac{d}{\lambda_0}$  для  $HE_{11}$ -волны в диэлектрическом стержне (по А. З. Фрадину).

На рис. 9.12 показана картина поля  $HE_{11}$ -волны в поперечном сечении стержня. У диэлектрических антенн поверхностных волн практическое значение имеет только эта волна. При более высоких типах волн возникает, как правило, несколько ярко выраженных лепестков излучения и нулевое значение в большинстве случаев лежит в осевом направлении.

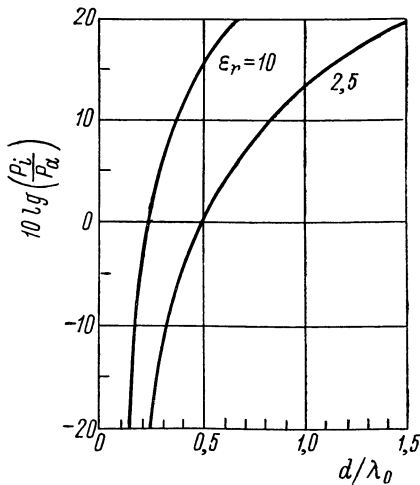


Рис. 9.11. Отношение мощности, проходящей в стержне ( $P_i$ ), к мощности вне стержня ( $P_a$ ) как функция относительного диаметра стержня для  $HE_{11}$ -волны.

$HE_{12}$ -волна экспериментально исследовалась Мак-Киннеем [9.54], а теоретически Хортоном и др. [9.40]

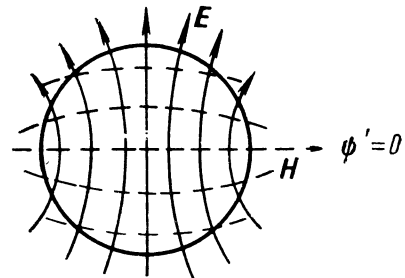


Рис. 9.12. Картина поля  $HE_{11}$ -волны в поперечном сечении стержня.

(см., кроме того, [А 18, стр. 26—28]). Волны с круговой симметрией ( $E_{01}$ - и  $H_{0n}$ -волны) рассматриваются в [А 10] и [А 18].

Затухание поверхностной волны можно оценить, например, с помощью следующего представления комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (9.44)$$

с коэффициентом потерь среды

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \ll 1 \quad (9.45)$$

(полагая  $\mu_1 = \mu_0$ ) или с помощью комплексного представления  $\varepsilon_z$  в характеристическом уравнении:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_z = \varepsilon_z' - j\varepsilon_z'' = \frac{\beta^2}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}; \\ \beta = \beta' - j\beta'' = -j\gamma = -j(\alpha + j\beta') = \beta' - j\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (9.46)$$

При малых потерях  $\left(\frac{\varepsilon_z''}{\varepsilon_z'} \ll 1\right)$  приближенно справедливо

$$\left. \begin{aligned} \beta' = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_z'} = [\beta]_{\alpha=0}; \\ \beta'' = \alpha = \frac{1}{2} \beta' \frac{\varepsilon_z''}{\varepsilon_z'}. \end{aligned} \right\} \quad (9.47)$$

Тем самым из характеристического уравнения (9.42) получаются два относительно сложных уравнения (ср. [А 10, стр. 531 и сл.]). В случае диэлектрических стержневых излучателей потерями на затухание, как правило, можно пренебречь, так как они обычно очень малы и по сравнению с затуханием излучения вдоль стержня (особенно в случае конических излучателей) роли не играют.

### 9.2.2. Расчет излучения и формы диэлектрических стержневых излучателей

Диэлектрические стержневые излучатели впервые исследовались, по-видимому, Маллахом [9.51] и впоследствии неоднократно рассматривались в литературе [9.11] [9.12] [9.13] [9.58] [9.78] [9.100] [9.101] [9.104]. Как уже отмечалось в разделе 9.1.2, расчет излучения целесообразно производить в основном двумя методами; при первом исходят из поля или, соответственно, из эквивалентных токов вдоль излучателя, в то время как при втором в качестве источника излучения рассматривают эквивалентную апертуру на конце излучателя, в месте питания или в местах других неоднородностей. Следует ожидать (см. раздел 9.1.2), что первый метод дает хорошие результаты преимущественно при коротких излучателях, второй — при длинных. При расчете излучения обычно делаются следующие предположения, справедливость которых полностью подтверждается опытом.

1. Волны в стержне рассматриваются как направляемые поверхностные волны, за исключением радиального излучения. Это предположение считается справедливым и для конических излучателей.

2. Отраженной волной, как правило, пренебрегают, так как коэффициент отражения  $r$  на конце стержня при обычном исполнении его мал. Если при более точных расчетах  $r$  на конце стержня учитывать, то целесообразно использовать приближенное выражение

$$r = 1 - \frac{Z}{Z_0}, \quad (9.48)$$

где  $Z$  — волновое сопротивление стержня, а  $Z_0 = 120\pi \text{ ом}$  — волновое сопротивление свободного пространства (см., например, [А 10, стр. 544]).

3. Предполагается постоянство электрических свойств вдоль излучателя, в частности, — постоянство фазовой скорости. При конических излучателях используется среднее значение.

4. Во многих случаях для упрощения расчетов принимается математически простая зависимость составляющих поля от координат.

Рассмотрим первый метод расчета излучения, о котором уже говорилось в разделе 9.1.2. Характеристика излучения для заданного распределения электрического и магнитного токов  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}_m$  согласно (1.60) определяется по формуле

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = jk[\mathbf{r}, \mathbf{F}_0 + Z_0[\mathbf{r}, \mathbf{A}_0]], \quad (9.49)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{A}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \mathbf{I} e^{-jk(r'-r)} dV; \\ \mathbf{F}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \mathbf{I}_m e^{-jk(r'-r)} dV. \end{aligned} \right\} \quad (9.50)$$

Предполагается, что во всех поперечных сечениях токи имеют одинаковый векторный характер, так что можно положить

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I} &= \bar{\mathbf{I}}(\rho, \psi') A(z); \\ \mathbf{I}_m &= \bar{\mathbf{I}}_m(\rho, \psi') A(z). \end{aligned} \right\} \quad (9.51)$$

Кроме того (рис. 9.2, б),

$$r' - r = -\rho \cos(\psi - \psi') \sin \vartheta - z \cos \vartheta. \quad (9.52)$$

Тем самым векторный потенциал можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{A}_0 = \bar{\mathbf{A}}_0 E_0^{(g)}(\mathbf{r}); \quad \mathbf{F}_0 = \bar{\mathbf{F}}_0 E_0^{(g)}(\mathbf{r}), \quad (9.53)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathbf{A}}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \bar{\mathbf{I}} e^{jk\rho \cos(\psi-\psi') \sin \vartheta} dF; \\ \bar{\mathbf{F}}_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_{(F)} \bar{\mathbf{I}}_m e^{jk\rho \cos(\psi-\psi') \sin \vartheta} dF \end{aligned} \right\} \quad (9.54)$$

и

$$E_0^{(g)} = \int_0^l A(z) e^{jkz \cos \vartheta} dz. \quad (9.55)$$

Таким образом, характеристика излучения представляется в виде произведения одиночной и групповой характеристик (см. раздел 1.3.2).

Следовательно,

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) E_0^{(g)}(\mathbf{r}), \quad (9.56)$$

где групповая характеристика определяется выражением (9.55), а одиночная — выражением

$$\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) = jk[\mathbf{r}, \bar{\mathbf{F}}_0 + Z_0[\mathbf{r}, \bar{\mathbf{A}}_0]]; \quad (9.57)$$

$\bar{\mathbf{A}}_0$  и  $\bar{\mathbf{F}}_0$  находятся по (9.54).

Рассмотрим прежде всего групповую характеристику, которая в основном определяет распределение излучения. При постоянстве электрических свойств вдоль излучателя

$$A(z) = A_0 e^{-\gamma z}, \quad (9.58)$$

где  $A_0 = \text{const}$ , а постоянная распространения  $\gamma = \alpha + j\beta$ . Тем самым из (9.55) получается следующее выражение для групповой характеристики:

$$E_0^{(g)}(\mathbf{r}) = 2e^{-[\alpha + j(\beta - k \cos \vartheta)] l/2} \frac{\text{sh} \left[ \frac{l}{2} \alpha + j \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta) \right]}{\frac{l}{2} \alpha + j \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta)}, \quad (9.59)$$

где

$$n_z = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} = \frac{\beta}{k} = \sqrt{\epsilon_z}, \quad (9.60)$$

причем множитель перед дробью имеет угловую зависимость только по фазе. Для малого затухания  $\alpha$ , точнее для  $\alpha \ll |\beta - k|$ , с хорошим приближением справедливо

$$E_0^{(g)} \sim \text{sp}(B) + j \frac{A}{B} (\text{sp}(B) - \cos B), \quad (9.61)$$

где

$$A = \frac{l}{2} \alpha; \quad B = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta). \quad (9.62)$$

На рис. 9.13 показаны нормированные к единице значения  $|E_0^{(g)}|$  в зависимости от  $B$  для некоторых значений  $A$ . В диаграмме излучения представляют интерес лишь значения между

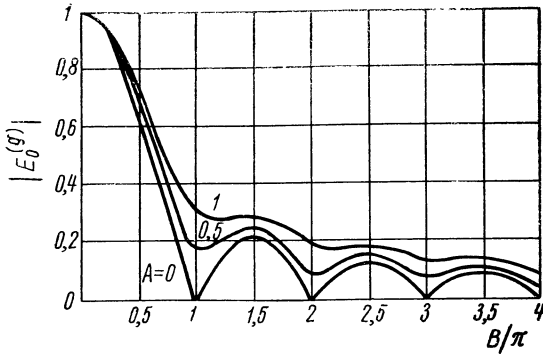


Рис. 9.13. Нормированная к единице групповая характеристика [по (9.59)] как функция  $B$  для различных значений  $A$  [ $A$  и  $B$  — по (9.62)].

$$B_{\min} = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - 1) \quad (\text{при } \vartheta = 0) \quad \text{и} \quad B_{\max} = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z + 1) \quad (\text{при } \vartheta = 180^\circ).$$

Если пренебречь затуханием, то получается

$$E_0^{(g)} \sim \text{sp}(B), \quad (9.63)$$

т. е. выражение для групповой характеристики, которое для скалярных расчетов можно найти в литературе (например, [9.50]). При не слишком больших диаметрах излучателя (приблизительно  $2\rho_0 \leq \frac{\lambda_0}{2}$ ) и обычных значениях диэлектрической проницаемости групповая характеристика является определяющим фактором для распределения излучения. Она зависит от  $n_z = \frac{\lambda_0}{\lambda_z}$ ,  $\frac{l}{\lambda_0}$  и  $\alpha l$ . Поляризацию дальнего поля групповая характеристика, естественно, не определяет.

Согласно разделу 9.2.1  $n_z$  можно рассчитать для цилиндрических стержневых излучателей в случае  $HE_{nm}$ -волн. Для конических излучателей применяется среднее значение. При обычных размерах излучателя величина  $n_z$  принимает значения в пределах 1—1,2 (ср. рис. 9.10).



По Хансену и Вудьярду [4.29] максимальная острота диаграммы направленности при заданной длине излучателя получается, если в (9.62) для  $\vartheta = 0$  величина  $B$  принимает значение  $\frac{\pi}{2}$ , т. е. если  $n_z$  удовлетворяет условию

$$n_z = 1 + \frac{\lambda_0}{2l} \quad (9.64)$$

(ср. раздел 4.3.7). Это вытекает из свойств функции  $\frac{\sin x}{x}$ . Однако одновременно уменьшается ослабление боковых лепестков характеристики направленности, которое для  $n_z = 1$  составляет приблизительно 13 дБ, а для  $n_z$ , определяемом (9.64), — лишь около 9,5 дБ (рис. 9.14).

Расчет одиночной характеристики можно производить различными способами. Если рассмотреть два элементарных источника на противоположных сторонах излучателя в любом поперечном сечении и опять рассчитать лишь их групповую характеристику, то получится результат в скалярной форме в соответствии с выражением (9.7) [9.30]. Маллах [9.51] принимает при этом для диаметра излучателя  $d$  эквивалентное значение, которое приводит к лучшим результатам. Если одиночная характеристика создается эквивалентными источниками, расположенными в поперечном сечении, и опять выражается скалярно (т. е. представляется через их групповую характеристику), то согласно [9.11] можно получить лучшее совпадение с результатами измерений. Однако, как правило, скалярными формулами достаточно точно воспроизводится лишь главный лепесток излучения, а в данном случае — зона первых боковых лепестков. При этом мы не получаем никакой информации о поляризации излучения. Если в качестве источников рассматривать эквивалентные токи вдоль поверхности излучателя (см. раздел 1.2.3)

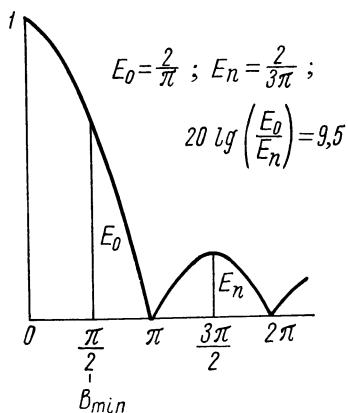


Рис. 9.14. К выводу ослабления боковых лепестков при распределении излучения по Хансену—Вудьярду.

$$\mathbf{I} = [n, \mathbf{H}]; \mathbf{I}_m = -[n, \mathbf{E}],$$

то приходим к векторной форме представления. Уотсон и Хортон [9.100] рассчитали таким способом излучение стержневых излучателей с прямоугольным поперечным сечением и получили довольно хорошее совпадение с экспериментом (см. также [9.58]). Однако наиболее целесообразным методом расчета векторной одиночной характеристики, по-видимому, является метод, базирующийся на так называемом втором принципе эквивалентности (см., например, [А 10]).

Основные уравнения, справедливые для пространственной области, свободной от токов и зарядов, с параметрами  $\epsilon$  и  $\mu$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}; \text{rot } \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E}; \text{div } (\epsilon\mathbf{E}) = \text{div } (\mu\mathbf{H}) = 0$$

можно записать также в следующем виде:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\bar{\mathbf{I}}_m - j\omega\mu_0\mathbf{H}; \text{rot } \mathbf{H} = \bar{\mathbf{I}} + j\omega\epsilon_0\mathbf{E}, \quad (9.65)$$

где

$$\bar{\mathbf{I}} = j\omega(\epsilon - \epsilon_0)\mathbf{E}; \bar{\mathbf{I}}_m = j\omega(\mu - \mu_0)\mathbf{H}. \quad (9.66)$$

Введенные эквивалентные токи (второго рода)  $\bar{\mathbf{I}}$  и  $\bar{\mathbf{I}}_m$  удовлетворяют уравнениям непрерывности  $\text{div } \bar{\mathbf{I}} = \text{div } \bar{\mathbf{I}}_m = 0$  в свободном от зарядов пространстве. При применении метода эквивалентных токов можно провести те же рассуждения, что и в разделе 1.2.3, так что эти токи следует рассматривать в качестве источников излучения и вводить их в (9.57) или в (9.54). Как и в предыдущем разделе, положим  $\mu = \mu_0$ , так что  $\bar{\mathbf{I}}_m$ , а тем самым и  $\bar{\mathbf{F}}_0$  обращаются в нуль.

Если затем  $\bar{\mathbf{I}}$ , определяемое (9.66), подставить в (9.54), то для одиночной характеристики из (9.57) следует:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) &= jkZ_0 [\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \bar{\mathbf{A}}_0]] = \\ &= \frac{-k\omega Z_0}{4\pi} (\varepsilon - \varepsilon_0) \int_{(F)} [\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \mathbf{E}]] e^{jk\varrho \cos(\psi - \psi')} \sin \vartheta dF. \end{aligned} \quad (9.67)$$

При этом

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_0 E_{00}^{(1)} + \mathbf{e}_\psi E_{0\psi}^{(1)}, \quad (9.68)$$

означает напряженность электрического поля в поперечном сечении, которая для  $HE_{nm}$ -волн определяется выражением (9.28). Интегрирование необходимо проводить по поперечному сечению  $F$  стержневого излучателя. Для упрощения расчета целесообразно применять приближенное выражение для  $\mathbf{E}$ . Если излучение рассматривается только в плоскостях симметрии, то из-за симметрии в случае  $HE_{11}$ -волны можно ограничиться расчетом  $y$ -составляющей напряженности поля в поперечном сечении, полагая

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_y E_y. \quad (9.69)$$

Поскольку

$$[\mathbf{r}, [\mathbf{r}, \mathbf{e}_y]] = -\mathbf{e}_\vartheta \sin \psi \cos \vartheta - \mathbf{e}_\psi \cos \psi, \quad (9.70)$$

то получаем для  $E$ -плоскости ( $\psi = \pi/2$ )

$$\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_\vartheta 30\pi k\omega (\varepsilon - \varepsilon_0) \cos \vartheta I; \quad (9.71)$$

и для  $H$ -плоскости ( $\psi = 0$ )

$$\mathbf{E}_0^{(e)}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_\psi 30\pi k\omega (\varepsilon - \varepsilon_0) I, \quad (9.72)$$

где

$$I = \int_{\varrho=0}^{\varrho_0} \int_{\psi'=0}^{2\pi} E_y e^{jk\varrho \cos(\psi - \psi')} \sin \vartheta \varrho d\psi' d\varrho \left( \psi = 0 \text{ или } \frac{\pi}{2} \right). \quad (9.73)$$

В случае  $HE_{11}$ -волны хорошее приближение дает замена  $E_y$  соответствующей составляющей  $H_{11}$ -волны в круглом волноводе [уравнение (2.132)], так как  $HE_{11}$ -волна в диэлектрическом стержне обладает сходной картиной поля. Тем самым

$$I \sim \Lambda_1(k\varrho_0 \sin \vartheta) \left( \Lambda_1(x) = \frac{2}{x} J_1(x) \right). \quad (9.74)$$

При не слишком больших диаметрах стержня одиночная характеристика в интересующей нас угловой области оказывает незначительное влияние на результирующую характеристику. Из-за множителя  $\cos \vartheta$  в выражении (9.71) диаграмма в  $E$ -плоскости оказывается несколько уже, чем в  $H$ -плоскости. При больших диаметрах стержня (приблизительно

$d \geq 2\lambda$ ) в силу (9.74) делается заметным влияние одиночной характеристики.

Рассмотренный метод расчета продольного излучателя, когда источниками излучения полагаются поле в эквивалентной апертуре или эквивалентные токи вдоль стержня, для коротких излучателей дает в соответствии с замечаниями в разделе 9.1.2 удовлетворительные результаты. Его целесообразно применять для излучателей, длина которых составляет 6—8 длин волн, т. е. для диэлектрических стержневых излучателей, имеющих практическое значение. При диаметрах излучателя, не превышающих длину волны, как правило, достаточно рассмотреть лишь групповую характеристику (9.59). При этом для  $n_z$  необходимо подставлять значение, вычисленное как указано в разделе 9.2.1, или приближенное

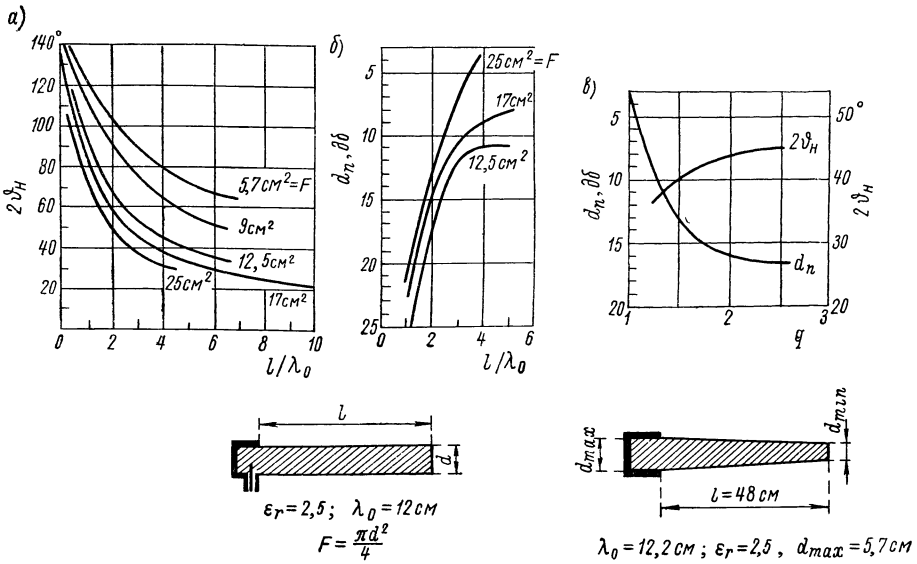


Рис. 9.15. Ширина диаграммы излучения по половинному уровню и ослабление боковых лепестков для цилиндрического (а, б) и конического (в) диэлектрических стержневых излучателей.

значение в пределах 1—1,2. Постоянную затухания  $\alpha$  в первом приближении можно положить равной нулю. Однако лучшее согласование с результатами измерений можно получить, положив затухание  $\alpha \neq 0$ , как это действительно имеет место из-за процесса излучения. При используемых обычно размерах стержня  $d/\lambda_0 = 0,3 \div 0,5$  и малой диэлектрической проницаемости ( $\epsilon \approx 2,5$ ) сравнение теории с экспериментом [9.30] показывает, что для  $(l/2) \alpha$  в (9.59) необходимо подставлять значение, приблизительно равное 0,5. Экспериментальные данные для ширины диаграммы излучения по половинному уровню и ослабления боковых лепестков цилиндрических стержневых излучателей представлены на рис. 9.15, а, б. Ослабление боковых лепестков при этом относительно невелико.

Чаще всего используются конические стержневые излучатели. Боковые лепестки у них, как правило, имеют большее ослабление, чем у цилиндрических излучателей. На рис. 9.15, в показаны зависимости ширины диаграммы излучения и ослабления боковых лепестков от  $q = d_{\text{max}}/d_{\text{min}}$  для излучателя специальной формы. При этом ориентировочными значениями

для практического выбора диаметров в месте питания и в конце излучателя являются

$$d_{\max} \approx \frac{\lambda_0}{\sqrt{\pi(\epsilon_r - 1)}}; \quad (9.75)$$

$$d_{\min} \approx \frac{\lambda_0}{\sqrt{2,5\pi(\epsilon_r - 1)}}. \quad (9.76)$$

При выборе  $d_{\max}$  согласно (9.75) предполагалось, что при соответствующем питании распространение энергии вблизи места питания происходит преимущественно в стержне. С уменьшением диаметра к концу стержня излучение энергии вдоль стержня увеличивается и влияние неоднородности на конце излучателя уменьшается. Усиление диэлектрических стержневых излучателей по данным А. З. Фрадина [А 10] связано с шириной диаграммы излучения по половинному уровню в  $E$ - и  $H$ -плоскостях следующим образом:

$$G \approx \frac{21600}{2\vartheta_{HE} |\vartheta_{HH}|^2}. \quad (9.77)$$

Далее справедлива следующая приближенная формула:

$$G = A \frac{l}{\lambda_0}, \quad (9.78)$$

причем  $A$  принимает значения в пределах 7—8.

Согласно (9.78) усиление обратно пропорционально длине волны. Вследствие этого на основании общей связи ширины диаграммы излучения по половинному уровню с усилением антенны ширина диаграммы по половинному уровню в плоскости измерения оказывается пропорциональной корню квадратному из длины волны.

Имеет место следующее соотношение:

$$2\vartheta_H = A \sqrt{\frac{\lambda_0}{l}}; \quad A \approx 1,3. \quad (9.79)$$

Это выражение следует из (9.63), если положить  $n_z = 1$  и принять  $\vartheta \ll 1$ , так как в этом случае приближенно справедливо

$$E_0^{(g)} \sim \text{sp} \left( \frac{\pi l}{\lambda_0} \vartheta^2 \right). \quad (9.80)$$

Пропорциональность, выражаемая формулой (9.79), при коротких излучателях хорошо подтверждается экспериментом. Она характерна для коротких антенн поверхностных волн и отличается от соотношения, справедливого для апертурных антенн,

$$2\vartheta_H \sim \lambda_0. \quad (9.81)$$

Для длинных излучателей ( $d > 10\lambda$ ) соотношения (9.78) и (9.79) уже не выполняются. Главный лепесток диаграммы излучения по мере увеличения длины излучателя не становится, как этого следовало бы ожидать согласно указанным выше соотношениям, сколь угодно узким, или, соответственно, с увеличением длины излучателя усиление возрастает не безгранично (теоретически это справедливо лишь при  $n_z = 1$ ; при  $n_z > 1$  и определенном значении  $l/\lambda_0$  появляется нулевое значение для осевого направления). Наоборот, при фиксированных поперечных размерах и диэлектрической проницаемости существует предельное значение для остроты направленности, к которому асимптотически приближаются по

мере увеличения длины излучателя. Метод расчета продольного излучателя не приводит к такому выводу, так как при этом предполагается, что источники излучения расположены вдоль всего излучателя, тогда как согласно разделу 9.1.2 в качестве источников излучения могут рассматриваться лишь те области вдоль стержня, на которых возникают возмущения поля, вызванные неоднородностями. Поэтому при очень длинных стержневых излучателях целесообразно проводить теоретическое рассмотрение методом эквивалентной апертуры, на котором мы кратко остановимся в заключении. Так как очень длинные излучатели (с постоянным поперечным сечением) не имеют практического значения, последующие рассуждения служат прежде всего для объяснения механизма излучения. Наряду с этим метод эквивалентной апертуры в некоторых случаях дает возможность произвести более простой приближенный расчет и для обычных излучателей, в особенности в тех случаях, когда они не слишком коротки или если может быть задано простое эквивалентное распределение поля в апертуре.

В качестве апертуры принимается плоскость, расположенная на конце излучателя перпендикулярно его оси (рис. 9.4, *a*). Поле излучения определяется по формулам (4.27) и (4.28), причем поле в апертуре должно быть представлено с помощью (9.28) и (9.29). Однако определение амплитуд и постоянных распространения весьма затруднительно. Поэтому поле в апертуре, как правило, представляется с помощью простого эквивалентного распределения. Для этого, например, составляющие  $HE_{11}$ -волны заменяются составляющими простой  $H_{11}$ -волны [ $B_v = 0$  в выражениях (9.28) и (9.29)], вследствие чего в случае  $\mu_1 = \mu_0$  может быть введено волновое сопротивление  $Z$  согласно выражению (4.26):

$$Z = \frac{\omega\mu_0}{\beta} = \frac{\lambda_z}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{\lambda_z}{\lambda_0} Z_0. \quad (9.82)$$

Тогда для характеристики излучения справедливо выражение (4.33) с учетом (4.34):

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) &= \frac{-jk}{4\pi} \left[ \mathbf{r}, \left[ \mathbf{e}_z + \frac{\lambda_0}{\lambda_z} \mathbf{r}, \mathbf{N} \right] \right]; \\ \mathbf{N} &= \int_{(F)} \mathbf{E} e^{jkQ \cos(\psi - \psi')} \sin \vartheta \, dF. \end{aligned} \right\} \quad (9.83)$$

Введя дальнейшие упрощения ( $Z = Z_0$ ;  $\beta \approx k$ ), Браун и Спектор [9.8] получили для групповой характеристики следующее выражение:

$$\begin{aligned} E_0^{(g)} &= \frac{\kappa_1 \rho_0 J_1(\kappa_1 \rho_0) J_0(k \rho_0 \sin \vartheta) - k \rho_0 \sin \vartheta J_0(\kappa_1 \rho_0) J_1(k \rho_0 \sin \vartheta)}{\kappa_1^2 \rho_0^2 + k^2 \rho_0^2 \sin^2 \vartheta} + \kappa_1 J_1(\kappa_1 \rho_0) \times \\ &\times \frac{\kappa_2' \rho_0 H_1^{(1)}(\kappa_2' \rho_0) J_0(k \rho_0 \sin \vartheta) - k \rho_0 \sin \vartheta H_0^{(1)}(\kappa_2' \rho_0) J_1(k \rho_0 \sin \vartheta)}{\kappa_2'^2 \rho_0^2 (\kappa_2'^2 + k^2 \sin^2 \vartheta) H_1^{(1)}(\kappa_2' \rho_0)}. \end{aligned} \quad (9.84)$$

В эту формулу длина излучателя не входит. Она в первом приближении справедлива для длинных излучателей в предположении, что поле в апертуре на конце излучателя соответствует невозмущенному полю бесконечного стержня и что это поле является единственным источником излучения. На рис. 9.16 представлена зависимость ширины групповой характеристики, определяемой выражением (9.84), на уровне  $6 \text{ dB}$  от величины  $n_z$ . При более точных расчетах необходимо еще принимать во внимание излучение непосредственно в месте питания; оно также может быть оценено с помощью

эквивалентной апертуры. В этом смысле для простого диэлектрического стержневого излучателя справедлива эквивалентная схема, изображенная на рис. 9.4, *в* [9.13]. Определить отношение энергии, излученной в месте питания, к энергии, излученной на конце излучателя, довольно трудно. По Брауну и Спектору, при питании круглым волноводом в месте питания теряется около 6% энергии. Кларк [9.13] для стержня с прямоугольным поперечным сечением ( $22,86 \times 10,16$  мм;  $\lambda = 3$  см) оценивает эти потери в 23%. Излучение в месте питания приближенно может рассматриваться

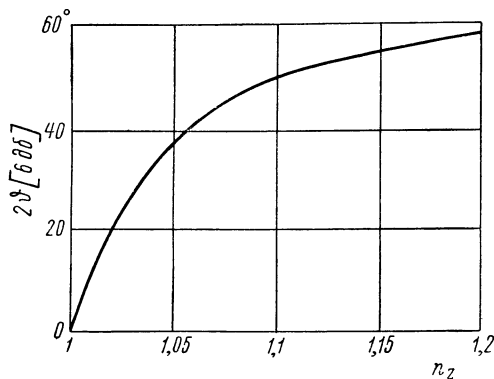


Рис. 9.16. Ширина групповой характеристики [по (9.84)] на уровне 6 дБ стержневых антенн поверхностных волн, возбуждаемых  $HE_{11}$ -волной, в предположении, что в апертуре формируется неискаженное поле.

как излучение системы питания без учета диэлектрического стержня. Оно имеет более слабую направленность по сравнению с излучением апертуры на конце стержня. Разность фаз между обоими источниками излучения приближенно определяется формулой

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta). \quad (9.85)$$

Для возбуждения диэлектрического стержневого излучателя  $HE_{11}$ -волной чаще всего используется круглый волновод (рис. 9.5, *б*) или конический рупор (рис. 9.2, *б*). На более длинных волнах часть короткозамкнутого круглого волновода, охватывающего

основание стержня, обычно присоединяется к коаксиальной линии, внутренний провод которой используется в качестве зонда (рис. 9.5, *б, а*). Кроме того, с помощью проволоочной спирали, намотанной вокруг основания стержневого излучателя, можно возбуждать  $HE_{11}$ -волну с круговой поляризацией, т. е. две ортогонально поляризованные  $HE_{11}$ -волны со сдвигом фаз  $90^\circ$ . Групповая характеристика в этом случае такая же, как и при простой  $HE_{11}$ -волне. Поле излучения в осевом направлении обладает круговой поляризацией [9.12].

### 9.2.3. Ферритовый стержневой излучатель

В качестве материала для стержневого излучателя наряду с обычными диэлектриками могут применяться СВЧ-ферриты. Ферритовый стержневой излучатель имеет двойное преимущество. Во-первых, благодаря относительно большой диэлектрической проницаемости ( $\epsilon_r$  у обычных СВЧ-ферритов лежит приблизительно в пределах 10—15) размеры излучателя могут быть малыми, вследствие чего возможно, например, присоединение его к узкой стенке прямоугольного волновода. Во-вторых, в случае ферритовых стержневых излучателей можно выгодно использовать некоторые свойства конструктивных элементов из СВЧ-ферритов, которыми они обладают в присутствии постоянного магнитного поля (Фарадеево вращение, обратимый фазовый сдвиг и т. д.). Ферритовые стержневые излучатели впервые были исследованы Реджиа и Спенсером [9.69] [9.70] [9.71] в частотном диапазоне 9—10 Гц. Дальнейшее изложение базируется в основном на полученных ими результатах.

На рис. 9.17 показан ферритовый стержневой излучатель, присоединенный к передней стороне прямоугольного волновода. Вектор электрического поля питающей волны лежит в плоскости чертежа. Катушка,

расположенная в основании излучателя, служит для создания продольного магнитного поля в ферритовом стержне.

Расчет излучающих свойств с учетом тензорного характера магнитной проницаемости при продольном магнитном поле, по-видимому, еще не производился. Для приближенного расчета в отсутствие постоянного магнитного поля можно положить  $\mu_r = 1$  и применить методы, изложенные в разделе 9.2.2. Для групповой характеристики в первом приближении справедливо выражение (9.59) при  $\alpha = 0$ . Однако в области боковых лепестков имеет место существенное отклонение результатов расчета от данных эксперимента. На рис. 9.18 показаны типичные диаграммы излучения цилиндрического и конического ферритовых стержневых излучателей. При коническом излучателе боковые лепестки ослабляются значительно сильнее, чем при цилиндрическом.

Другим примером может служить ферритовый стержневой излучатель длиной 137 мм с диаметром основания 6,9 мм и диаметром на конце стержня 4,3 мм, у которого коническая часть составляет 127 мм. В частотном диапазоне  $9,4 \pm 0,2$  ГГц он обладает усилением 35 и шириной диаграммы излучения по половинному уровню в  $30^\circ$ .

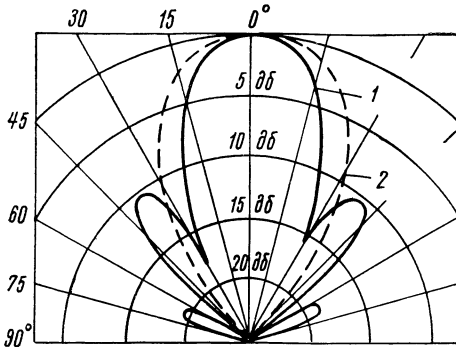


Рис. 9.18. Типичные диаграммы излучения цилиндрического (1) и конического (2) ферритовых стержневых излучателей.

Длина излучателей — 89 мм; диаметр: при цилиндрическом стержне — 6,1 мм, при коническом стержне — уменьшающийся с 6,1 до 4,25 мм.

в основном беспрепятственно пропускать волны с направлением поляризации, перпендикулярным к металлической обойме, и, наоборот, для ортогональной составляющей действует как короткое замыкание.

б) Если металлическая обойма простирается на всю область ферритового стержня, охватываемую магнитным полем катушки, то могут распространяться лишь волны с постоянной линейной поляризацией и приложенное продольное магнитное поле вызывает обратимый поворот фазы [5.54]. Таким способом у групп из ферритовых стержневых излучателей можно изменять фазы отдельных излучателей и тем самым осуществлять электрическое качение луча.

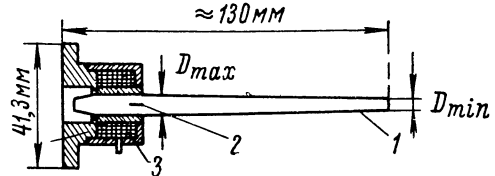


Рис. 9.17. Конструкция ферритового стержневого излучателя.

1 — ферритовый стержень; 2 — поляризационный фильтр; 3 — катушка.

Существуют следующие конструктивные решения ферритового стержневого излучателя, обусловленные возможностью управления электрическими свойствами с помощью продольного магнитного поля.

а) Если металлическая обойма (рис. 9.17) расположена на конце основания ферритового стержня, которое охватывается катушкой и выполнено в виде круглого волновода, то можно управлять излучаемой энергией с помощью продольного магнитного поля или тока в катушке. Поляризационный фильтр, образованный обоймой и круглым волноводом, может

в) Без поляризационного фильтра при приложении продольного магнитного поля возникает эффект Фарадея, т. е. поляризация излучения поворачивается необратимо. При применении в качестве радиолокационной антенны групп из ферритовых стержневых излучателей таким способом могут подавляться помехи (см. раздел 5.4.3), вызываемые осадками (Фарадеев угол поворота  $45^\circ$ ). Если используются лишь положения коммутатора, соответствующие углам поворота Фарадея  $0$  и  $90^\circ$ , то излучатель становится обратимым и может применяться, например, в качестве облучателя зеркальной антенны с характеристикой излучения, зависящей от вида поляризации.

Соответствующим присоединением к широкой стенке прямоугольного волновода может быть получено излучение с круговой поляризацией (ср. раздел 8.2.4).

Если несколько ферритовых стержневых излучателей расположить вдоль узкой стенки прямоугольного волновода, то получится линейная группа излучателей с соответственно более острой направленностью в плоскости линейки излучателей. Возбуждение целесообразно производить бегущими волнами (ср. раздел 8.1). Расстояние между соседними излучателями в [9.70] выбиралось равным длине волны в волноводе (приблизительно  $1,5\lambda_0$ ). С 14-ю излучающими элементами при питании в центре волновода была получена ширина диаграммы излучения по половинному уровню, равная  $4^\circ$ , при ослаблении боковых лепестков в  $18$  дБ. Согласно [9.70] питание может осуществляться также стоячими волнами или путем присоединения ферритового стержневого излучателя к объемному резонатору в местах расположения пучностей магнитного поля.

#### 9.2.4. Другие типы диэлектрических антенн поверхностных волн

В качестве продольных излучателей наряду со сплошными диэлектрическими стержневыми излучателями применяются диэлектрические трубки. На рис. 9.5, б, γ показан принцип устройства диэлектрического трубчатого излучателя, который впервые был исследован Маллахом [9.51], а позднее Кили [А 18]. Теоретически распределение излучения такого излучателя в принципе можно определять как и в случае диэлектрического стержневого излучателя. Однако точный расчет распределения поля для бесконечной трубки чрезвычайно труден, так как характеристическое уравнение для определения фазовой скорости вдоль трубки имеет значительно более сложный вид, чем в случае сплошного стержневого излучателя. Точный расчет, по-видимому, еще не произведен. Для приближенного расчета оказывается пригодной формула (9.7) с  $n_z = 1$ , поскольку речь идет о тонкостенном трубчатом излучателе. Однако оказывается, что у длинных излучателей ( $l > 4\lambda$ ) направленность острее, чем следует из этой формулы. Для толстостенных трубчатых излучателей фазовая скорость значительно меньше скорости света ( $n_z > 1$ ); кроме того, внутри оболочки трубки в поперечном сечении возникает довольно сильное ослабление поля по направлению к наружной поверхности. Приближенный расчет методом продольного излучателя в этих случаях также невозможен. На рис. 9.19 для сравнения приведены диаграммы излучения толстостенного и тонкостенного трубчатых излучателей. Из рисунка легко понять, почему на практике используются почти исключительно тонкостенные трубчатые излучатели. Диаграммы излучения в  $E$ - и  $H$ -плоскостях различаются у них незначительно. На рис. 9.20 показана ширина главного лепестка на уровне  $6$  дБ для тонкостенного излучателя в зависимости от относительного диаметра трубки.



Для оптимальной толщины оболочки  $\delta$  справедлива полуэмпирическая формула

$$\frac{1}{\delta} = A \sqrt{\epsilon_r - 1}; \quad 10 \leq A \leq 15. \quad (9.86)$$

Боковые лепестки в случае цилиндрического трубчатого излучателя, как правило, ослабляются сильнее, чем в случае цилиндрического стержневого излучателя.

Диэлектрический трубчатый излучатель, имеющий воронкообразную форму, называется диэлектрической рупорной антенной [9.68]. Она схематично представлена на рис. 9.21. Поперечное сечение может иметь и прямоугольную форму. Точный расчет излучения такой антенны едва ли возможен, так как даже для бесконечной конической диэлектрической волноводной линии при расчете поля возникают значительные трудности (для



Рис. 9.19. Диаграммы излучения толстостенного (а) и тонкостенного (б) диэлектрических трубчатых излучателей (по А. З. Фрадину).

Длина  $l = 6\lambda_0$ ;  $\epsilon_r = 6$ , диаметр  $d$ : а —  $0,72\lambda_0$ ; б —  $1,16\lambda_0$ ; толщина оболочки  $\delta$ : а —  $0,126\lambda_0$ ; б —  $0,03\lambda_0$ .

определения параметров линии с переменным сечением получается дифференциальное уравнение 2-го порядка с переменными коэффициентами, решение которого может быть получено лишь в исключительных случаях). В работе [9.68] проводится приближенный расчет методом продольного излучателя в предположении постоянства фазовой скорости вдоль рупора, дающий иногда для тонкостенных диэлектрических рупорных антенн хорошие результаты. Для толстостенных антенн, а также для диэлектрического трубчатого излучателя подобный метод неприменим. В этом случае энергия сильно концентрируется на стенках, так что практически связи через внутренний объем нет. Вид распределения поля в апертуре для толстостенной диэлектрической рупорной антенны показан на рис. 9.22. Последняя обладает большим усилением, чем соответствующие диэлектрические стержневые или трубчатые излучатели. Однако из-за высокой стоимости изготовления она не нашла широкого применения.

Толстые диэлектрические стержневые излучатели ( $d > \lambda$ ) иногда называются волновыми линзами. Как было показано в разделе 9.2.2, их «одиночная характеристика» сильно влияет на повышение общей направлен-

ности. Если вместо сплошного стержня применяется система из ряда расположенных диэлектрических дисков (рис. 9.23), то при соответствующем выборе расстояний между ними можно получить улучшение направленных свойств [9.91] [9.92]. Диаметр дисков составляет  $1-2\lambda_0$ ; расстояния между ними возрастают приблизительно экспоненциально от места питания рупорным излучателем, как показано на рисунке. Чтобы исключить

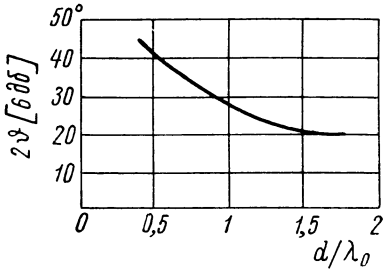


Рис. 9.20. Ширина главного лепестка диаграммы излучения тонкостенного излучателя на уровне  $6 \text{ дБ}$  [данные излучателя — см. рис. 9.19, б].

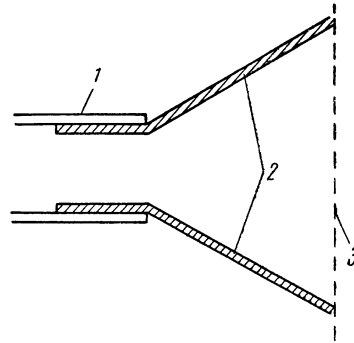


Рис. 9.21. Поперечное сечение диэлектрического рупорного излучателя.

1 — круглый волновод; 2 — диэлектрический рупор; 3 — апертура.

отражение, толщину дисков выбирают равной  $\lambda_0/2\sqrt{\epsilon_r}$ . Острота направленности и усиление растут с увеличением числа и диаметра дисков. Система из емкостных полосковых решеток также дает хорошие результаты измерений [9.92]. Однако достаточное ослабление боковых лепестков еще не достигнуто.

Об излучении металлических трубок с диэлектрической оболочкой (подобных однопроводному фидеру СВЧ) сообщает Херш [9.35]. Однако

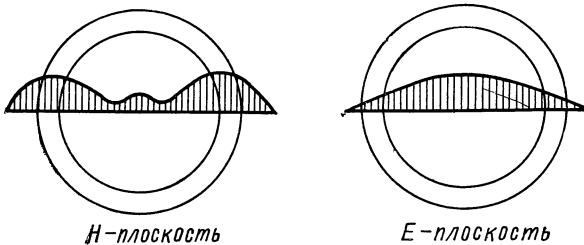


Рис. 9.22. Распределение поля в апертуре конического диэлектрического рупорного излучателя (по Прохазке).

острота направленности этих излучателей не превосходит остроты направленности сравнимых диэлектрических стержневых излучателей.

Плоские антенны поверхностных волн, имеющие практическое значение, выполняются в основном в двух вариантах: в виде плоской металлической пластины с диэлектрическим слоем и в виде плоской периодической металлической структуры. На втором варианте мы остановимся в разделе 9.3.1. Здесь же рассмотрим плоскую металлическую пластину с диэлектрическим слоем, форма исполнения которой как антенны поверхностных волн показана на рис. 9.2, а. При возбуждении вертикальной поляризации (электрический вектор совпадает с направлением  $y$ ) в качестве основной волны образуется  $E_{00}$ -волна (соответствует так называемой по-

верхностной радиоволне), структура поля которой показана на рис. 9.24. Расчет составляющих поля здесь не приводится (см., например, [А 10], [9.32]). Если для расчета характеристики излучения используется метод продольного излучателя, то при не слишком длинных излучателях для групповой характеристики в первом приближении справедливо выражение (9.59) при  $\alpha = 0$  или выражение (9.63) с учетом (9.62):

$$E_0^{(g)} = \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta) \right]}{\frac{\pi l}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta)}. \quad (9.87)$$

Практически толщина слоя диэлектрика выбирается очень малой ( $\frac{d}{\lambda_0} \ll 1$ ). В этом случае для  $n_z$  получается приближенная формула

$$n_z = 1 + 2\pi^2 \frac{d^2}{\lambda_0^2} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^2. \quad (9.88)$$

Излучение в основном вертикально поляризовано. Возбуждение может осуществляться рупорным облучателем (рис. 9.2, а), широким открытым

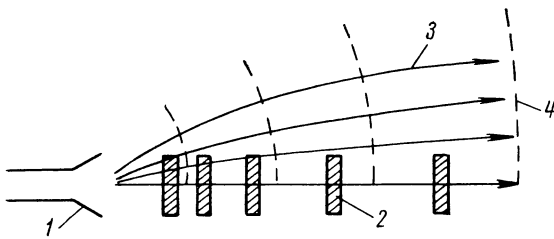


Рис. 9.23. Принцип действия волновой линзы (по Трентини).

1 — рупорный излучатель; 2 — диэлектрические диски; 3 — лучи, 4 — фазовый фронт.

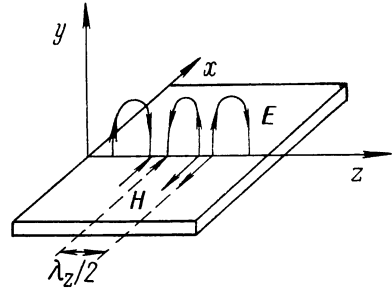


Рис. 9.24.  $E_{00}$ -волна на плоском диэлектрическом слое.

волноводом, соответствующей щелевой системой или другими устройствами. При значительной ширине  $b$  горизонтальная диаграмма ( $H$ -плоскость) в большой степени определяется одиночной характеристикой. В таком случае антенна излучает в этой плоскости не только как продольный излучатель, но одновременно и как поперечный. Одиночная характеристика и эффект поперечного излучателя зависят от амплитудного распределения поверхностной волны в направлении  $x$ . Возбуждение, как правило, осуществляется таким образом, чтобы амплитуды поля на краю диэлектрического слоя (при  $x = \pm \frac{b}{2}$ ) были очень малы, так как в противном случае там могут возникать более сложные типы волн, которые неблагоприятно влияют на характеристику излучения. Практически излучению способствует лишь  $y$ -составляющая напряженности электрического поля, амплитудное распределение которой во многих случаях может быть аппроксимировано следующим образом:

$$E_y = A \cos \left( \frac{\pi x}{b} \right) e^{-j\beta z}. \quad (9.89)$$

При таком предположении к групповой характеристике в  $H$ -плоскости необходимо добавить множитель

$$F_H = \frac{\cos \left( \frac{\pi b}{\lambda_0} \sin \vartheta \right)}{1 - \left( \frac{2b}{\lambda_0} \sin \vartheta \right)^2}. \quad (9.90)$$

### 9.3. Периодические металлические структуры в качестве антенн поверхностных волн

#### 9.3.1. Гофрированные металлические антенны

По аналогии с цилиндрическими и плоскими диэлектрическими поверхностными антеннами можно построить антенны, у которых поверхностные волны распространяются с помощью соответствующего искусственного диэлектрика. Речь идет в основном о цилиндрических и плоских гофрированных металлических антеннах (рис. 9.25), у которых поверхностные

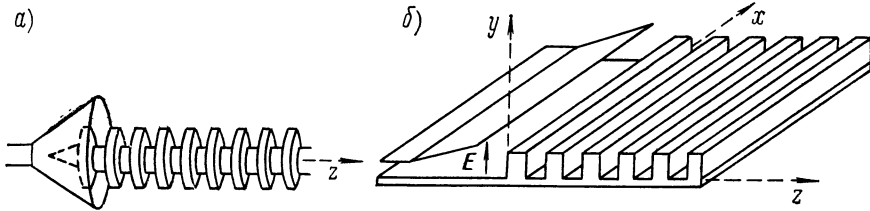


Рис. 9.25. Металлические гофрированные антенны: а — цилиндрическая; б — плоская.

волны распространяются вдоль металлической гофрированной структуры, период которой (расстояние между канавками) мал по сравнению с длиной волны [9.22] [9.26] [9.32] [9.44].

Здесь подробно исследуется лишь цилиндрическая поверхностная антенна и расчет поля производится для бесконечной структуры, изображенной на рис. 9.26.

Возбуждение осуществляется  $H_{11}$ -волной в круглом волноводе, так что поле на гофрированной структуре симметрично относительно плоскости

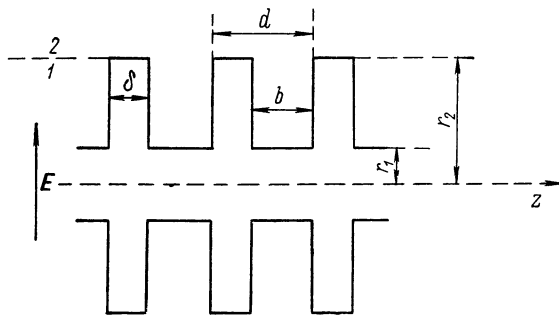


Рис. 9.26. Обозначения для цилиндрической гофрированной антенны.

поляризации этой волны. Пусть ширина канавок  $b$  настолько мала по сравнению с длиной волны, что поле в канавках с достаточной степенью точности можно считать независимым от  $z$ . При таком предположении  $H$ -волна образоваться не может. Так как в этом случае магнитный вектор не может быть перпендикулярным стенкам канавок, которые считаются идеально проводящими, то  $H_z$  и другие составляющие поля в канавках должны исчезнуть. Следовательно, можно ограничиться рассмотрением  $E$ -волн. Однако это означает, что теоретическое исследование по аналогии с диэлектрическими антеннами поверхностных волн (раздел 9.2), например путем замены гофрированной поверхности естественным диэлектриком с соответствующими параметрами, невозможно без оговорок. В этом случае (т. е. при возбуждении, не обладающем круговой симметрией) могут существовать лишь смешанные типы волн, что исключает возможность выполнения краевых условий для волн одного типа. Однако, следуя другим авторам, мы считаем, что у гофрированных антенн при выполнении условия  $b \ll \lambda$  составляющие поля в канавках не

зависят от координаты  $z$ , и отсюда делаем вывод, что  $H$ -волны либо не возникают вовсе, либо амплитуда их пренебрежимо мала.

Другое принципиальное различие между поверхностными (направляемыми) волнами на диэлектрических и металлических структурах состоит в том, что у последних распространение энергии происходит лишь вне структуры, в то время как в случае естественного диэлектрика энергия частично распространяется и в его материале.

Рассмотрим прежде всего поле в канавках. Так как оно не должно зависеть от  $z$  и из-за идеальной проводимости стенок не могут существовать электрические тангенциальные и магнитные нормальные составляющие, то (в цилиндрической системе координат согласно рис. 9.2, б) отличны от нуля лишь составляющие  $E_z$ ,  $H_{\psi'}$  и  $H_{\varrho}$ . Если  $\lambda_z$  — длина искомой поверхностной волны, то

$$E_z = E_z^{(1)} = E_{0z}^{(1)} e^{-i(2\pi d/\lambda_z) \nu}, \quad (9.91)$$

где  $\nu$  — номер канавки.

Для обеих других составляющих справедливы соответствующие выражения.  $2\pi d/\lambda_z$  представляет собой разность фаз поля между соседними канавками. Для составляющих, отличных от нуля, уравнения Максвелла можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{\varrho} \frac{1}{\varrho} \frac{\partial E_{0z}^{(1)}}{\partial \psi'} - \epsilon_{\psi'} \frac{\partial E_{0z}^{(1)}}{\partial \varrho} &= -\epsilon_{\varrho} j \omega \mu H_{0\varrho}^{(1)} - \epsilon_{\psi'} j \omega \mu H_{0\psi'}^{(1)}; \\ \epsilon_z \frac{1}{\varrho} \left\{ \frac{\partial}{\partial \varrho} (\varrho H_{0\psi'}^{(1)}) - \frac{\partial H_{0\varrho}^{(1)}}{\partial \psi'} \right\} &= \epsilon_z j \omega \epsilon E_{0z}^{(1)}. \end{aligned} \right\} \quad (9.92)$$

Отсюда, после приравнивания соответствующих составляющих, следует:

$$\left. \begin{aligned} H_{0\varrho}^{(1)} &= \frac{1}{-j\omega\mu} \frac{1}{\varrho} \frac{\partial E_{0z}^{(1)}}{\partial \psi'}; \\ H_{0\psi'}^{(1)} &= \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_{0z}^{(1)}}{\partial \varrho}; \end{aligned} \right\} \quad (9.93)$$

$$\frac{\partial^2 E_{0z}^{(1)}}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial E_{0z}^{(1)}}{\partial \varrho} + \frac{1}{\varrho^2} \frac{\partial^2 E_{0z}^{(1)}}{\partial \psi'^2} + \omega^2 \epsilon \mu E_{0z}^{(1)} = 0. \quad (9.94)$$

Вычисление  $E_{0z}^{(1)}$  по волновому уравнению (9.94) следует производить так же, как и  $H_z$  по уравнению (9.11), причем  $\kappa^2$  необходимо заменить на  $\omega^2 \epsilon \mu$ . В результате имеем

$$E_{0z}^{(1)} = A_1 Z_1^{(1)}(k\varrho) \sin \psi', \quad (9.95)$$

где

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (9.96)$$

Так как напряженность продольной составляющей электрического поля при  $\rho = r_1$  должна быть равна нулю, то линейная комбинация из цилиндрических функций  $Z_1^{(1)}$  приобретает следующий вид:

$$Z_1^{(1)}(k\rho) = N_1(kr_1) J_1(k\rho) - J_1(kr_1) N_1(k\rho). \quad (9.97)$$

Остальные составляющие определяются из уравнения (9.93):

$$\left. \begin{aligned} H_{0\varrho}^{(1)} &= \frac{-A_1}{j\omega\mu} \frac{Z_1^{(1)}(k\varrho)}{\varrho} \cos \psi'; \\ H_{0\psi'}^{(1)} &= -j \frac{A_1}{Z_0} Z_1^{(1)'}(k\varrho) \sin \psi'. \end{aligned} \right\} \quad (9.98)$$

При расчете внешнего поля (среда 2) рассматривается лишь основная электрическая волна ( $E_{11}$ -волна), по существу единственно возбуждающаяся при соответствующем питании и имеющая большое практическое значение. Составляющие поля определяются из уравнений (9.27) и (9.29), причем необходимо положить  $A_2 = 0$ ,  $B_2 = A_2$  и  $n = 1$ :

$$\left. \begin{aligned} E_{0z}^{(2)} &= A_2 H_1^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \sin \psi'; \\ E_{0\rho}^{(2)} &= A_2 \frac{\gamma}{\kappa_2} j\kappa_2' H_1^{(1)'}(j\kappa_2' \rho) \sin \psi'; \\ E_{0\psi'}^{(2)} &= A_2 \frac{\gamma}{\kappa_2} \frac{1}{\rho} H_1^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \cos \psi'; \\ H_{0\rho}^{(2)} &= -A_2 \frac{j\omega \varepsilon}{\kappa_2} \frac{1}{\rho} H_1^{(1)}(j\kappa_2' \rho) \cos \psi'; \\ H_{0\psi'}^{(2)} &= A_2 \frac{j\omega \varepsilon}{\kappa_2} j\kappa_2' H_1^{(1)'}(j\kappa_2' \rho) \sin \psi'; \end{aligned} \right\} \quad (9.99)$$

здесь  $H_1^{(1)}(j\kappa_2' \rho)$  при положительном  $\kappa_2'$  вещественная, а  $H_1^{(1)'}(j\kappa_2' \rho)$  — чисто мнимая величина.

При дальнейшем рассмотрении, которое имеет своей целью определение параметра  $\kappa_2'$  или, соответственно, фазовой скорости вдоль структуры, полезно ввести понятие о поверхностном сопротивлении поверхности раздела различных диэлектриков (естественных или искусственных). Поверхностным сопротивлением гофрированной структуры называется величина [А 10] [9.44]

$$Z_F = \left[ \frac{E_{0z}}{H_{0\psi'}} \right]_{\rho=r_2}. \quad (9.100)$$

Приравнивание поверхностных сопротивлений, выраженных через составляющие внешнего и внутреннего полей, приводит к характеристическому уравнению для определения фазовой скорости. Для граничного значения в среде 2 справедливо следующее выражение:

$$Z_{F2} = -\frac{\kappa_2'}{\omega \varepsilon} \frac{H_1^{(1)}(j\kappa_2' r_2)}{H_1^{(1)'}(j\kappa_2' r_2)} = \frac{j \frac{\kappa_2'}{\omega \varepsilon}}{\left\{ \frac{\bar{H}_0}{\bar{H}_1} + \frac{1}{\kappa_2' r_2} \right\}} \quad (9.101)$$

[ср. с формулой (9.40)]. Выражение в фигурных скобках при положительном  $\kappa_2'$  всегда вещественно и положительно, т. е.  $Z_{F2}$  представляет собой индуктивное реактивное сопротивление. С другой стороны, как следует из раздела 9.2.1, вещественная положительная величина  $\kappa_2'$  предполагает существование поверхностной волны. Этот вывод можно обобщить и показать, что индуктивное поверхностное сопротивление характерно для поверхностных волн в проводящих структурах. При выражении поверхностного сопротивления через составляющие поля в среде 1 (между канавками) путем введения понятия о средней продольной составляющей электрического поля

$$\tilde{E}_{0z}^{(1)} = \frac{b}{d} E_{0z}^{(1)} \quad (9.102)$$

учитывается конечная толщина дисков  $\delta$ . Тем самым

$$Z_{F1} = \left[ \frac{\tilde{E}_{0z}^{(1)}}{H_{0\psi'}^{(1)}} \right]_{\varrho=r_2} = j \frac{b}{d} Z_0 \frac{Z_1^{(1)}(kr_2)}{Z_1^{(1)'}(kr_2)}. \quad (9.103)$$

При допущениях, сделанных по ходу вывода, характеристическое уравнение  $Z_{F1} = Z_{F2}$  можно записать следующим образом:

$$\frac{d}{b} \left\{ \frac{Z_0^{(1)}}{Z_1^{(1)}} - \frac{1}{kr_2} \right\} = \frac{k}{\kappa_2'} \left\{ \frac{\bar{H}_0}{\bar{H}_1} + \frac{1}{\kappa_2' r_2} \right\}, \quad (9.104)$$

где

$$Z_v^{(1)} = N_1(kr_1) J_v(kr_2) - J_1(kr_1) N_v(kr_2) \quad (9.105)$$

и

$$\bar{H}_v = j^{v+1} H_v^{(1)}(j\kappa_2' r_2). \quad (9.106)$$

Отсюда графическим путем легко определить  $\kappa_2'$ . Цилиндрические функции табулированы, например, в [В 3]. Далее для фазовой постоянной найдем

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_z} = \sqrt{\kappa_2'^2 + k^2} \quad (9.107)$$

и для коэффициента преломления эквивалентной среды

$$n_z = \sqrt{\varepsilon_z} = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} = \frac{c}{v_z} = \frac{\beta}{k} = \sqrt{1 + \frac{\kappa_2'^2}{k^2}} \quad (9.108)$$

[см. (9.38) и (9.60)]. Уравнение (9.104) при фиксированной частоте в общем виде можно записать следующим образом:

$$f_l \left( \frac{b}{d}, r_1; r_2 \right) = f_r(\kappa_2'; r_2). \quad (9.109)$$

Левая часть не зависит от  $\kappa_2'$ . Правая часть монотонно возрастает с увеличением  $\kappa_2'$  от 0 до  $\infty$ . Таким образом, для положительных  $\kappa_2'$  уравнение (9.104) может быть точно удовлетворено, если  $f_l > 0$ .  $f_l = 0$ , если  $t = r_2 - r_1 \approx \lambda_0/4$ . Следовательно, практически нужно выбирать  $t < \lambda_0/4$ . Диаграммы зависимости величины  $n_z$  от относительной глубины канавок  $t/\lambda_0$  согласно уравнению (9.104) для различных значений других размеров приводит Йен [9.44]. Для  $t = 0$  коэффициент преломления  $n_z = 1$ , и до значения  $t/\lambda_0 = 0,15$  он возрастает максимум до 2; при дальнейшем увеличении  $t/\lambda_0$  приблизительно до 0,25  $n_z$  неограниченно растет. При этом  $n_z$  лишь незначительно зависит от  $b/d$  и принимает в предельном случае  $b/d \rightarrow 1$  при обычно применяемых размерах свое максимальное значение. Практически выбирается  $b/d \cong 1/2$ . Распределение излучения в дальнем поле цилиндрической гофрированной антенны определяется главным образом групповой характеристикой согласно (9.63) с учетом (9.62), опять с тем ограничением, что эта формула, полученная методом продольного излучателя для очень длинных антенн, не дает достаточной точности. Одиночная характеристика определяется полем излучения кольцевой канавки. Для угловой зависимости одиночной характеристики (без учета поляризации) в обеих главных плоскостях при возбуждении  $E_{11}$ -волной согласно (9.44) справедливы следующие выражения:

в плоскости  $\psi' = 0$

$$g_0(\vartheta) = J_0(kr_2 \sin \vartheta) - \frac{J_1(kr_2 \sin \vartheta)}{kr_2 \sin \vartheta} (1 - \cos \vartheta); \quad (9.110)$$

в плоскости  $\psi' = 90^\circ$

$$g_{\pi/2}(\vartheta) = J_0(kr_2 \sin \vartheta) \cos \vartheta + \frac{J_1(kr_2 \sin \vartheta)}{kr_2 \sin \vartheta} (1 - \cos \vartheta); \quad (9.111)$$

в этих выражениях  $\vartheta$  — угол относительно оси антенны.

Излучение обладает в первом приближении симметрией вращения. На рис. 9.27 представлены расчетная и измеренная диаграммы излучения гофрированной антенны, возбуждаемой  $E_{11}$ -волной. Излучение в главной плоскости линейно поляризовано. Возбуждение цилиндрической гофрированной антенны  $E_{11}$ -волной целесообразно производить круглым волноводом или коническим рупором; питание рекомендуется осуществлять, например, в соответствии с рис. 9.25, а.

При возбуждении с помощью коаксиальной линии, т. е. нижним типом  $E$ -волны с круговой симметрией, излучение также приобретает симметрию вращения. В этом случае для одиночной характеристики справедливо [9.44]

$$g(\vartheta) = J_1(kr_2 \sin \vartheta). \quad (9.112)$$

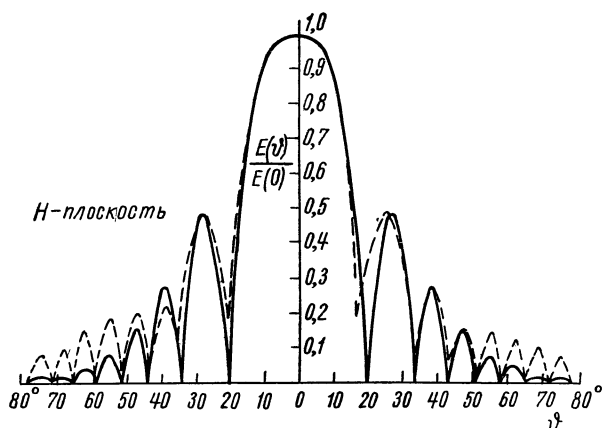


Рис. 9.27. Диаграмма излучения металлической гофрированной антенны, возбуждаемой  $E_{11}$ -волной (по Джону).

— расчетная; - - - - - измеренная.

Здесь в осевом направлении возникает нулевое значение. Пространственная характеристика излучения имеет конусообразную форму, причем электрический вектор всегда направлен радиально.

Цилиндрическая гофрированная антенна, возбуждаемая  $E_{11}$ -волной, имеет те же преимущества, что и соответственно возбуждаемый диэлектрический

стержневой излучатель (хорошая аэродинамическая форма и т. д.). Кроме того, гофрированная антенна проста в изготовлении, которое сводится почти исключительно к токарным работам. При проектировании ее следует учитывать, что средняя фазовая скорость (особенно для коротких излучателей) практически несколько больше ее теоретического значения, так как вблизи места питания на излучателе действует еще механизм распространения в круглом волноводе.

Поскольку соответствующим выбором размеров легко могут быть получены значения  $n_z$  большие, чем для диэлектрических поверхностных излучателей, для продольного излучателя может быть достигнута достаточно высокая направленность. Без особых трудностей можно получить значения ширины диаграммы по половинному уровню в пределах  $6-8^\circ$ . Однако ослабление боковых лепестков у всех известных антенн такого типа довольно незначительно (рис. 9.27). Другое преимущество гофрированной металлической антенны состоит в том, что фазовая скорость или величина  $n_z$  могут произвольно выбираться в широких пределах или варьироваться вдоль излучателя. Излучатели, у которых электрические свойства изменяются вдоль поверхности, рассматриваются в следующем разделе.



Интересная комбинация обоих видов возбуждения достигается следующим образом [9.44]. Если на цилиндрической гофрированной антенне одновременно возбуждаются с соответствующей фазой несимметричная волна и волна с круговой симметрией, то из-за фазовой зависимости излучения, возбуждаемого волнами с круговой симметрией, в плоскости поляризации несимметричных волн по одну сторону от оси излучателя происходит сложение, а по другую — вычитание обеих составляющих излучения. Следовательно, при правильном выборе амплитуд комбинация обоих видов возбуждения приводит к повороту лепестка диаграммы излучения, причем направление поворота зависит от поляризации  $E_{11}$ -волны. Путем непрерывного вращения плоскости поляризации можно осуществить сканирование лепестка вокруг оси по конической поверхности, так что такая антенна может использоваться, например, в станциях автоматического сопровождения цели. Плоскость поляризации при применении ферритового ротатора может вращаться, в частности, дискретно с шагом  $90^\circ$  (для поворота Фарадея на  $90^\circ$  ротатор становится обратимым).

Рассчитываются плоские гофрированные антенны теми же методами, что и цилиндрические (см. например, [А 10], [9.22], [9.44]). Составляющие основной волны в поперечном относительно гофрированной поверхности направлении определяются следующими формулами (рис. 9.25, б):

$$\left. \begin{aligned} E_{0z} &= Ae^{-\kappa y}; \\ E_{0y} &= -jA \frac{\beta}{\kappa} e^{-\kappa y}; \\ H_{0x} &= jA \frac{\omega \varepsilon}{\kappa} e^{-\kappa y}, \end{aligned} \right\} \quad (9.113)$$

где

$$\kappa^2 = \beta^2 - k^2 \quad (9.114)$$

(для простоты  $\kappa_2$  заменена на  $\kappa$ ).

Зависимость от координаты  $z$  в направлении распространения определяется выражением

$$E_z = E_{0z} e^{-j\beta z}. \quad (9.115)$$

Соответствующая зависимость справедлива и для других составляющих. Характеристическое уравнение для определения фазовой постоянной  $\beta$  опять получается путем приравнивания поверхностного сопротивления поверхностной волны

$$Z_F = -\frac{E_z}{H_x} = j \frac{\kappa}{\omega \varepsilon} \quad (9.116)$$

соответствующему эквивалентному сопротивлению, зависящему от соотношения размеров гофрированной поверхности и принятой структуры поля между выступами. Расчет проще, чем для цилиндрических антенн.

### 9.3.2. Модулированные металлические поверхностные структуры в качестве продольных излучателей

Характеристика излучения антенны поверхностных волн в основном определяется фазовой скоростью распространяющейся поверхностной волны или фазовой постоянной  $\beta$ , так как последняя через постоянную  $n_z = \beta/k$  входит в групповую характеристику, описываемую формулой (9.63) с учетом (9.62). При суперпозиции нескольких поверхностных волн с различными фазовыми постоянными происходит также наложение их

дальних полей и в определенных пределах может быть создано произвольно заданное распределение излучения. Группа  $n$  поверхностных волн в случае, если можно пренебречь влиянием одиночных характеристик (т. е. в случае почти одинаковой поляризации отдельных полей излучения), создает групповую характеристику следующего вида:

$$E_0^{(g)} = \sum_{v=1}^n A_v \operatorname{sp} \left[ \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_v - \cos \vartheta) \right], \quad (9.117)$$

где  $n_v = \beta_v/k$ ;

$A_v$  — комплексная амплитуда  $v$ -й поверхностной волны;

$\beta_v$  — ее фазовая постоянная.

Совокупность  $n$  поверхностных волн можно рассматривать как поверхностную волну с переменной амплитудой или фазой вдоль поверхностной структуры. Такая волна называется модулированной поверхностной волной, а структура — модулированной поверхностной структурой и в случае использования в качестве антенны — модулированной антенной поверхностных волн. Понятие модуляции применяется при этом не в смысле временного, а в смысле пространственного изменения. С помощью формулы (9.117) можно определить  $A_v$  и  $n_v$ , которые необходимы при заданном числе волн  $n$  для того, чтобы аппроксимировать заданную диаграмму излучения.

Реализация поверхностных волн такого типа осуществляется соответствующей вариацией параметров поверхностной структуры. Дальнейшее рассмотрение должно показать, каким образом можно определить необходимую поверхностную структуру для двумерного случая [9.7]. При этом ограничимся направляемыми поверхностными волнами, т. е. будем считать все  $\beta_v$  вещественными (см. раздел 9.1.1).

Для основной волны, распространяющейся вдоль плоской поверхностной структуры, в частности вдоль гофрированной поверхности, справедливы формулы (9.113), причем  $\beta$  и  $\kappa$  связаны соотношением (9.114) и зависят от конструктивных особенностей поверхности (например, от размеров канавок). Таким образом, для группы  $n$  поверхностных волн с заданными комплексными амплитудами и фазовыми постоянными справедливо

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \sum_{v=1}^n E_z^{(v)} = \sum_{v=1}^n A_v e^{-\kappa_v y} e^{-j\beta_v z}, \\ E_y &= \sum_{v=1}^n E_y^{(v)} = -j \sum_{v=1}^n A_v \frac{\beta_v}{\kappa_v} e^{-\kappa_v y} e^{-j\beta_v z}, \\ H_x &= \sum_{v=1}^n H_x^{(v)} = j \sum_{v=1}^n A_v \frac{\omega \varepsilon}{\kappa_v} e^{-\kappa_v y} e^{-j\beta_v z}, \end{aligned} \right\} \quad (9.118)$$

где

$$\kappa_v^2 = \beta_v^2 - k^2. \quad (9.119)$$

Вектор плотности потока энергии группы волн имеет следующий вид:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_y E_z H_x^* - \mathbf{e}_z E_y H_x^*) = \mathbf{S}_r + j\mathbf{S}_i. \quad (9.120)$$

Для его вещественной и мнимой составляющих с учетом (9.118) получается

$$\left. \begin{aligned}
 S_r &= \omega \varepsilon \sum_{\mu=1}^n \sum_{\nu=1}^n a_\nu a_\mu \frac{1}{\kappa_\mu} e^{-(\kappa_\nu + \kappa_\mu) y} \times \\
 &\times \left\{ e_y \sin [\varphi_\nu - \varphi_\mu - (\beta_\nu - \beta_\mu) z] + e_z \frac{\beta_\nu}{\kappa_\nu} \cos [\varphi_\nu - \varphi_\mu - (\beta_\nu - \beta_\mu) z] \right\}; \\
 S_i &= -\omega \varepsilon \sum_{\mu=1}^n \sum_{\nu=1}^n a_\nu a_\mu \frac{1}{\kappa_\mu} e^{-(\kappa_\nu + \kappa_\mu) y} \times \\
 &\times \left\{ e_y \cos [\varphi_\nu - \varphi_\mu - (\beta_\nu - \beta_\mu) z] - e_z \frac{\beta_\nu}{\kappa_\nu} \sin [\varphi_\nu - \varphi_\mu - (\beta_\nu - \beta_\mu) z] \right\};
 \end{aligned} \right\} (9.121)$$

при этом полагалось, что

$$A_\nu = \sqrt{2} a_\nu e^{i\varphi_\nu} \quad (9.122)$$

( $a_\nu$  — вещественная величина).

Вектором  $\mathbf{S}_r$  задано семейство поверхностей, не зависящее от  $x$ , или, соответственно, семейство кривых в плоскости  $y, z$ , которые представляют собой «линии потока» энергии. Если вещественную часть вектора Пойнтинга представить в виде

$$\mathbf{S}_r = e_y A_r(y, z) + e_z B_r(y, z), \quad (9.123)$$

то в каждой точке линии потока  $y = y(z)$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{A_r}{B_r},$$

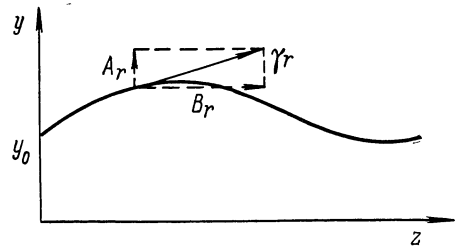


Рис. 9.28. К выводу уравнения (9.124).

и кривая с начальной ординатой  $y_0$  (рис. 9.28) определяется следующим уравнением, связывающим  $y$  и  $z$ :

$$y - y_0 = \int_0^z \frac{A_r(y, \zeta)}{B_r(y, \zeta)} d\zeta. \quad (9.124)$$

Очевидно, распространение энергии не нарушается, если поверхность  $y = y(z)$ , определяемая (9.124), совпадает с граничной поверхностью среды, которая заполняет, например, пространство между рассматриваемой поверхностью и плоскостью  $y = 0$  и в которой могут возникать поля, удовлетворяющие краевым условиям на граничной поверхности. Это означает, что поверхностные сопротивления на границе раздела в обеих средах должны быть равны. Для поверхностного сопротивления по аналогии с (9.116) справедливо выражение

$$Z_F = -\frac{E_l}{H_x}, \quad (9.125)$$

причем

$$E_l = \frac{A_r E_y + B_r E_z}{\sqrt{A_r^2 + B_r^2}} \quad (9.126)$$

представляет собой тангенциальную составляющую напряженности продольного электрического поля на границе раздела. Из выведенных соотношений получается следующее выражение для поверхностного сопротивления:

$$Z_F = R_F + jX_F, \quad (9.127)$$

где

$$\left. \begin{aligned} R_F &= 0; \\ e_x X_F &= \frac{[s \cdot S_i]}{|H_x|^2}; \end{aligned} \right\} \quad (9.128)$$

здесь  $s = \frac{S_r}{|S_r|}$  — тангенциальный единичный вектор на границе раздела.

$X_F$  в общем случае, т. е. при нескольких типах волн, является функцией от  $z$ . Для реализации поверхностной структуры, вдоль которой может

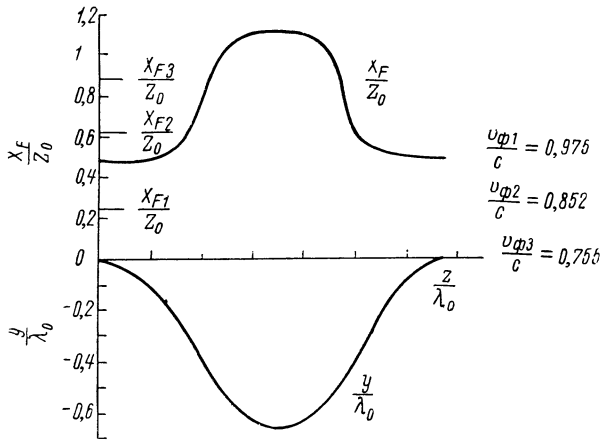


Рис. 9.29. Изменение поверхностного сопротивления и пути распространения энергии для комбинации волн согласно формуле (9.118) при  $A_1/A_2 = A_3/A_2 = 0,5$ ;  $A_v = 0$  для  $v \cong 4$ .

распространяться заданная группа волн с требуемыми амплитудами и фазами отдельных волн, необходимо выбирать, следовательно, граничную поверхность в соответствии с (9.124), а поверхностное сопротивление вдоль границы раздела — согласно (9.128).

Типичный пример граничной поверхности и поверхностного сопротивления, которые были определены описанным методом, показан на рис. 9.29. Сравнение поверхностного сопротивления вдоль структуры с поверхностными сопротивлениями для отдельных типов волн показывает, что максимум  $X_F$  лишь незначительно превышает соответствующее значение для того типа волны, который обладает наименьшей фазовой скоростью. Следовательно, реализация необходимого характера изменения поверхностного сопротивления вполне возможна, как и в случае простого типа волны, и осуществляется, например, с помощью гофрированной структуры с переменными размерами. Так как  $S_r$  (при  $n$  конечном и отличном от единицы) зависит от  $z$ , то для распространения конечной группы волн всегда необходима модуляция поверхности.

Первая модулированная антенна поверхностных волн была предложена Симоном и Вейлем [9.83] (см., кроме того, [9.82]). Речь идет о так называемой сигарной антенне (рис. 9.30) — цилиндрической металлической гофрированной антенне, подобной антенне, рассмотренной в разделе 9.3.1, диаметр дисков которой периодически меняется вдоль структуры. Для механизма излучения сигарной антенны (и подобных ей модулированных антенн поверхностных волн) можно дать следующее объяснение, отличающееся от приведенных выше. Как уже упоминалось, группу  $n$  поверхностных волн в основном с одинаковой структурой поля, но различными

фазовыми постоянными можно рассматривать как поверхностную волну с фазовой постоянной  $\beta$ , меняющейся в направлении распространения (и тем самым с переменной постоянной затухания  $\gamma$  в поперечной плоскости). Симон и Вейль показали, что изменение фазовой постоянной вызывает излучение вдоль структуры, которое тем больше, чем сильнее меняется  $\beta$ . Следовательно, мы имеем дело не с направляемой поверхностной волной, а с излучаемой. Это означает, что механизм излучения модулированных антенн поверхностных волн не отличается от механизма излучения продольных излучателей. Этот вывод очень хорошо подтверждается практикой. Диаграмма излучения модулированной поверхностной структуры, изображенная на рис. 9.30, с  $d/\lambda_0 = 0,17$ ,  $2r_1/\lambda_0 \approx 0,2$ ,  $0,13 \leq 2t/\lambda_0 \leq 0,3$  при  $l/\lambda_0 = 4; 6; 20; 80$  (!) хорошо совпадает с диаграммой излучения, вычисленной методом, разработанным для продольных излучателей. В частности, при очень больших длинах излучателя справедлива также типичная для продольного излучателя зависимость усиления или, соответственно, ширины диаграммы излучения по половинному уровню от длины волны [ср. с формулой (9.79)].

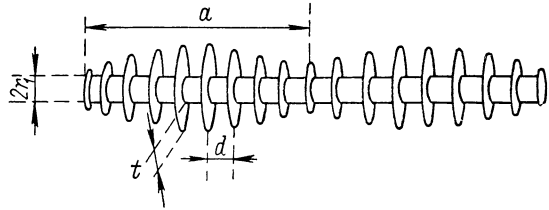


Рис. 9.30. Конструкция сигарной антенны.

Из измерений Симона и Вейля получаются следующие эмпирические формулы:

для усиления

$$G = A + 10 \lg \left( \frac{l}{\lambda_0} \right) \delta \delta, \quad (9.129)$$

где  $A = 9 \div 10$ ;

для ширины диаграммы по половинному уровню

$$2\theta_H = \sqrt{\frac{\lambda_0}{l}}. \quad (9.130)$$

Таким образом, как следует из сопоставления формул (9.130) и (9.79), направленность сигарной антенны больше направленности сравнимой по размерам немодулированной антенны.

Модулированную антенну поверхностных волн, так же, как и немодулированную гофрированную антенну, целесообразно возбуждать рупором соответствующей конструкции. Хорошее согласование (минимальные отражения) достигается в том случае, когда структура выполнена так, что поверхностное сопротивление в месте питания принимает минимальное значение. Тогда протяженность поля поверхностной волны в направлении, перпендикулярном направлению распространения, относительно мала [для плоской структуры это следует из выражения (9.116), согласно которому справедливо  $Z_F \sim \kappa$ ], так что переход от волны в рупоре к поверхностной волне происходит без значительных искажений поля. Более подробные сведения содержатся в работах [9.63], [9.89], [9.98].

## 9.4. Спиральные антенны и подобные им типы антенн

### 9.4.1. Основные соображения

Рассмотрим спиральную проволочную структуру, изображенную на рис. 9.31. Введем следующие обозначения:

$l$  — длина спирали вдоль оси;

$d$  — диаметр спирали (расстояние между центрами провода);

$u = \pi d$  — длина окружности спирали;  
 $n$  — число витков;  
 $h = l/n$  — расстояние между витками (между центрами соседних витков);  
 $\alpha$  — угол наклона;  $\operatorname{tg} \alpha = h/u = h/\pi d$ ;  
 $s$  — длина растянутого витка;  
 $t$  — диаметр провода.

Питание спиральной антенны, как правило, осуществляется с помощью коаксиальной линии, причем внутренний проводник соединяется с проводом спирали, тогда как внешний переходит в соответствующий электрический «противовес» (плоская опорная пластина, конусный рупор и т. д.).

Механизм излучения спиральной антенны обычно объясняется на основе распределения тока вдоль спирального провода, из чего неизбежно вытекает (при аксиальном излучении) существование поверхностной волны.

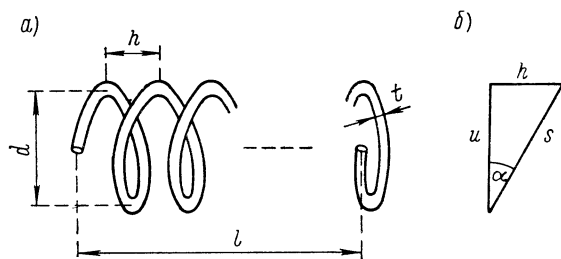


Рис. 9.31. Геометрия спиральной антенны.

Спиральная антенна может рассматриваться как общий тип антенны, который включает в себя в качестве частных случаев спрямленную линейную антенну (предельный случай  $\alpha = 90^\circ$ ) и рамочную или петлевую антенну (предельный случай  $\alpha = 0^\circ$ ). В случае собственно спиральной антенны ( $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ ) возможны в основном два рода работы. Если размеры спирали малы по сравнению с длиной волны, то возникает линейно поляризованное излучение в направлении, перпендикулярном оси спирали. Этот род работы иногда применяется на длинных волнах; для диапазона СВЧ он не имеет значения. Если длина витка спирали сравнима с длиной волны, то антенна излучает в осевом направлении, т. е. действует как продольный излучатель. Излучение в осевом направлении обладает круговой поляризацией. В дальнейшем рассматривается исключительно этот род работы (общее исследование спиральной антенны содержится в [А 21]).

#### 9.4.2. Расчет излучения и практическое выполнение спиральных антенн

Излучение спиральной антенны можно рассчитать с хорошей точностью, предположив, что дальнейшее поле образуется из излучений, создаваемых токами в отдельных витках. Для групповой характеристики, которая и в этом случае практически определяет распределение излучения, при малом расстоянии между витками приближенно справедливы выражения (9.63) и (9.62). С учетом конечного расстояния между витками получается следующее выражение для групповой характеристики, нормированной к единице [рис. 9.32; ср. с (3. 32)]:

$$g(\vartheta) = \frac{\sin \left[ \frac{\pi n h}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta) \right]}{n \sin \left[ \frac{\pi h}{\lambda_0} (n_z - \cos \vartheta) \right]}. \quad (9.131)$$

Скалярное влияние одиночной характеристики учитывается множителем  $\cos \vartheta$ . Если  $\varphi$  — разность фаз токов в соседних витках, то

$$n_z = \varphi \frac{\lambda}{2\pi h}. \quad (9.132)$$

Для разности фаз можно положить

$$\varphi = \frac{2\pi s}{\lambda_0} \frac{c}{v}, \quad (9.133)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;

$v$  — фазовая скорость волн в проводе спирали.

Тем самым

$$n_z = \frac{s}{h} \frac{c}{v}. \quad (9.134)$$

Согласно (9.131)  $g(\vartheta)$  принимает максимальное значение, равное единице, если выполняется условие

$$\frac{\pi h}{\lambda} (n_z - \cos \vartheta) = m\pi \quad (m = 0, \pm 1, \dots).$$

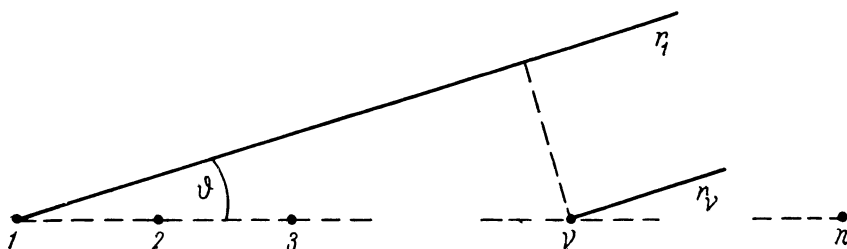


Рис. 9.32. К расчету излучения спиральной антенны.

Для того чтобы формировалось чисто продольное излучение, т. е. максимум имел место при  $\vartheta = 0$  или при  $\cos \vartheta = 1$ ,  $n_z$  должно удовлетворять условию

$$n_z = \frac{s}{h} \frac{c}{v} = 1 + m \frac{\lambda_0}{h}, \quad (9.135)$$

где  $m$  — целое число. Для  $m = 0$  формула (9.135) не реализуется. Случай  $m = 1$  является условием правильного продольного излучения, при котором главный максимум излучения совпадает с осевым направлением. При  $m > 1$  вдоль спирали возникают более высокие типы волн; в пределах одного витка укладывается больше, чем две полуволны тока. В этом случае диаграмма излучения обладает несколькими главными лепестками при небольшой полосе пропускания. Случай  $m > 1$  практического значения не имеет. Для правильного продольного излучения ( $m = 1$ ) из (9.135) вытекает условие

$$\frac{s}{v} - \frac{h}{c} = \frac{\lambda_0}{c}. \quad (9.136)$$

Это — основное соотношение для выбора размеров спиральной антенны. Одновременно формула (9.136) является условием излучения в осевом направлении с круговой поляризацией, что можно доказать следующим образом. Левая часть формулы (9.136) представляет собой период вращения  $T$  электрического вектора в любой фиксированной плоскости, перпендикулярной к оси спирали. Таким образом, круговая частота

вращающегося поля равна круговой частоте распространяющейся или, соответственно, излученной волны:

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda} = \omega,$$

т. е. возникает круговая поляризация.

На практике можно положить  $v = c$ . Тем самым из формулы (9.136) и рис. 9.31, б следует:

$$\frac{u}{\lambda_0} = \sqrt{1 + 2\frac{h}{\lambda_0}}. \quad (9.137)$$

Этому условию должны приблизительно удовлетворять шаг и длина окружности спирали при продольном излучении.

Если не полагать  $v = c$ , то из (9.136) для фазовой скорости вдоль спирали при заданных  $\frac{s}{\lambda_0}$  и  $\frac{h}{\lambda_0}$  следует:

$$\frac{v}{c} = \frac{\frac{s}{\lambda_0}}{1 + \frac{h}{\lambda_0}} = \frac{1}{\sin \alpha + \frac{\lambda_0}{u} \cos \alpha}. \quad (9.138)$$

Фазовая скорость, как правило, несколько меньше скорости света в вакууме. Согласно (9.138) с увеличением частоты фазовая скорость должна возрастать, а именно приблизительно по линейному закону, так как обычно  $\sin \alpha < \cos \alpha$ . На практике это условие приблизительно выполняется в диапазоне частот 1 : 2. Последнее можно объяснить тем, что при продольном излучении распространение энергии вдоль спирали происходит в виде поверхностной волны, т. е. так же, как и при металлических дисковых излучателях, и что токи в проводнике синхронизируются полем поверхностной волны. Отношение 1 : 2 может служить ориентировочным значением при оценке полосы пропускаемых спиральной антенной частот.

По Хансену и Вудярд [4.29] для продольных излучателей усиление, несколько превышающее нормальное, можно получить выбором фазовой скорости, немного меньшей значения, при котором возникает правильное продольное излучение (см. раздел 9.2.2). В этом случае для фазовой скорости в спиральной антенне справедливо следующее требование:

$$\frac{v}{c} = \frac{\frac{s}{\lambda_0}}{1 + \frac{1}{2n} + \frac{h}{\lambda_0}}, \quad (9.139)$$

которое с ростом  $n$  переходит в (9.138). При этом возникающая поляризация несколько отличается от круговой. Отношение осей эллипса поляризации равно  $(1 + 1/2n)$ . Кроме того, возрастает относительный уровень боковых лепестков. На практике этот метод не применяется.

Размеры спиральной антенны с правильным продольным излучением определяются следующими ориентировочными соотношениями:

$$\frac{3}{4} < \frac{u}{\lambda_0} < \frac{4}{3}; \quad 12^\circ < \alpha < 15^\circ; \quad n > 3. \quad (9.140)$$

Если эти неравенства соблюдены и излучатель не слишком длинный, то параметры антенны можно вычислить по следующим приближенным формулам:



ширина основного лепестка по половинному уровню

$$2\vartheta_H/^\circ = \frac{52}{\frac{u}{\lambda_0} \sqrt{n \frac{h}{\lambda_0}}}; \quad (9.141)$$

ширина основного лепестка по нулевым значениям

$$2\vartheta_0 = \frac{115}{52} 2\vartheta_H; \quad (9.142)$$

усиление в направлении главного излучения

$$G = 10 \lg \left( 15n \frac{u^2}{\lambda_0^2} \frac{h}{\lambda_0} \right) \text{ дб}. \quad (9.143)$$

В диапазоне СВЧ размеры спирали становятся довольно малыми. Поэтому на очень высоких частотах спиральный провод целесообразно размещать на цилиндрическом носителе из диэлектрического материала, обладающего малым потерями, или укладывать в диэлектрический цилиндр.

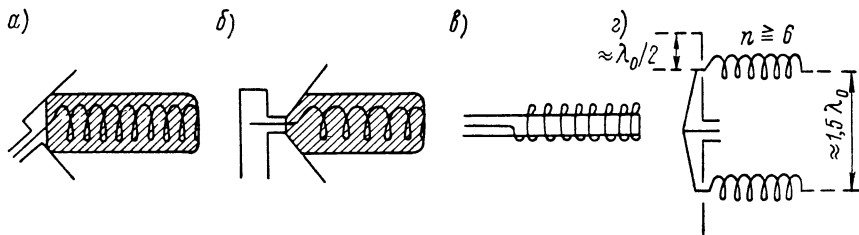


Рис. 9.33. Питание спиральных антенн в диапазоне СВЧ.

В этом случае вследствие влияния диэлектрика размеры спиральной антенны делаются еще меньше и степень уменьшения определяется множителем  $1/\sqrt{\epsilon_r}$ . Сам цилиндрический провод спирали может быть заменен узкой проводящей лентой. В диапазоне СВЧ противовесу в месте питания часто придается коническая форма. При этом в большинстве случаев питание осуществляется с помощью короткого отрезка коаксиальной линии, присоединенного к прямоугольному волноводу [9.31] [9.64] (рис. 9.33, а, б). Однако иногда (в особенности на длинных волнах диапазона СВЧ) противовесу придают форму цилиндра, являющегося продолжением наружной оболочки коаксиальной линии и проходящего внутри спирали (рис. 9.33, в). В такой конструкции необходимо учитывать емкостную связь спирали с противовесом. В подобном выполнении спиральные антенны часто применяются в качестве облучателей зеркальных антенн.

При соответствующем выборе размеров коническая форма спирали дает возможность получить ширину полосы пропускания с отношением 1 : 4 или даже еще больше. При этом как длина витка спирали, так и расстояние между витками вдоль оси меняются.

Подобно продольным излучателям, спиральные антенны могут соединяться в группы. Однако не следует забывать при этом о связи их по излучению (раздел 9.1.4). На рис. 9.33, г схематично показана группа, состоящая из двух спиральных антенн. При противоположных направлениях намотки спиралей обе встречные волны с круговой поляризацией создают в дальнем поле линейно поляризованную волну, направление поляризации которой зависит от сдвига по фазе между токами в обоих излучающих

элементах. Для коротких спиралей связь между антеннами, как правило, очень незначительна, так что расстояние между ними может быть относительно небольшим. Коэффициент развязки между двумя спиральями, имеющими только по два витка, при расстоянии  $a \geq 0,5\lambda_0$  превышает 20 дБ, в то время как параллельные диполи развязаны приблизительно лишь на 12—15 дБ [9.88]. Короткие спиральные антенны применяются в антенных системах с электрическим качанием луча.

## 9.5. Продольный излучатель, возбуждаемый излучаемыми волнами

### 9.5.1. Общие соображения о механизме излучения

Поверхностные волны, которые могут возбуждаться вдоль граничной поверхности, согласно разделу 9.1.1 можно грубо подразделить на направляемые и излучаемые. У направляемых волн (trapped waves) фазовая скорость вдоль поверхности меньше скорости света, у излучаемых (leaky waves) — больше. В разделах 9.1—9.4 рассматривались продольные излу-

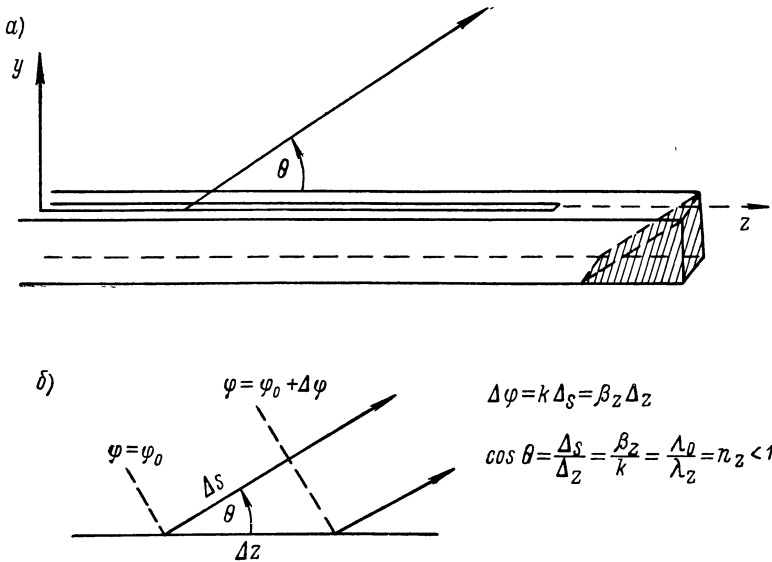


Рис. 9.34. а — принцип устройства открытого продольного излучателя (прямоугольный волновод с продольной щелью в узкой стенке); б — к расчету излучения.

чатели, возбуждаемые направляемыми поверхностными волнами, причем объяснение процесса излучения базировалось на предположении, что излучение «направляемых» волн вызывается неоднородностью поверхностной структуры (это ни в коем случае не означает, что излучение происходит лишь в самих местах неоднородности). В случае продольных излучателей, которые возбуждаются излучаемыми волнами, при объяснении процесса излучения трудностей не возникает. Механизм излучения их принципиально отличается от механизма излучения собственно антенн поверхностных волн.

Излучаемую волну можно рассматривать как поверхностную волну с фазовой постоянной  $\beta < k$  и постоянной затухания  $\alpha > 0$ . Затухание, если пренебречь затуханием, обусловленным потерями, определяется

излученной энергией. Направление излучения  $\Theta$  излучаемой волны (рис. 9.34) устанавливается формулой

$$\cos \Theta = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} = n_z < 1 \quad (9.144)$$

[ср. с (9.108)].

Простая антенна такого рода образуется, например, прямоугольным волноводом, в середине узкой стенки которого прорезана продольная щель (рис. 9.34, а). В этом случае  $\lambda_z$  равна длине волны в волноводе, а затухание зависит от ширины щели и толщины стенки.

### 9.5.2. Синтез диаграммы; конструкции открытого продольного излучателя

Действие антенн, возбуждаемых излучаемыми волнами и которые для краткости мы будем называть открытыми продольными излучателями, в первую очередь обусловлено излучением, возникающим при его «невозмущенном» распространении вдоль поверхности. Групповая характеристика определяется выражением

$$E_0^{(g)} = \int_0^l f(z) e^{ikz \cos \vartheta} dz, \quad (9.145)$$

где  $\vartheta$  — угол относительно продольной оси поверхностной структуры, а  $f(z)$  — функция распределения. Функция распределения имеет такую же фазовую зависимость вдоль структуры, как и излучаемая волна, т. е.

$$f(z) = f_0(z) e^{-i\beta z}. \quad (9.146)$$

Функция  $f_0(z)$  является вещественной (и положительной). Тем самым

$$E_0^{(g)} = \int_0^l f_0(z) e^{-ik(n_z - \cos \vartheta)z} dz. \quad (9.147)$$

Синфазное сложение отдельных составляющих излучения происходит при условии  $\cos \vartheta = n_z$ , следовательно в соответствии с рис. 9.34, б и формулой (9.144) при  $\vartheta = \Theta$ . Форма лепестка диаграммы излучения зависит от функции распределения  $f(z)$  и тем самым от характера затухания излучения в направлении распространения. При постоянном затухании излучаемой волны (например, при постоянных размерах продольной щели волновода)  $f_0(z)$  с увеличением  $z$  убывает по экспоненциальному закону. Однако  $f_0(z)$ , а тем самым и распределение излучения, можно менять в широких пределах, если соответствующим образом выбрать закон изменения затухания. Синтез диаграммы, т. е. определение характера затухания или функции связи при заданном распределении  $f_0(z)$ , осуществляется так же, как и в случае поперечных излучателей, возбуждаемых бегущими волнами (раздел 8.1.3). Различие состоит лишь в том, что здесь происходит непрерывное излучение и обычно угол излучения относительно нормали к антенне ( $90^\circ - \Theta$ ) уже не мал (у обычных излучателей он составляет приблизительно  $45^\circ$ ). Поэтому в направлении, перпендикулярном оси антенны, как правило, возникают боковые лепестки, превышающие лепестки, предсказываемые теорией. Выводы раздела 8.1.3 [формулы (8.51)—(8.55)] можно перенести на рассматриваемые здесь антенны следующим образом (при этом учитывается также затухание, обусловленное потерями). Пусть  $N(z)$  — мощность, подводимая вдоль

поверхности к точке  $z$ ,  $P(z)$  — мощность, излучаемая отрезком единичной длины в точке  $z$ , а

$$p(z) = \frac{P(z)}{N(z)} \quad (9.148)$$

представляет собой функцию связи, т. е. относительную часть мощности подводимой волны, излучаемую отрезком единичной длины. В случае, если потери отсутствуют,  $p(z) = 2\alpha(z)$ . При заданном распределении  $f(z)$  функцию связи необходимо выбирать следующим образом:

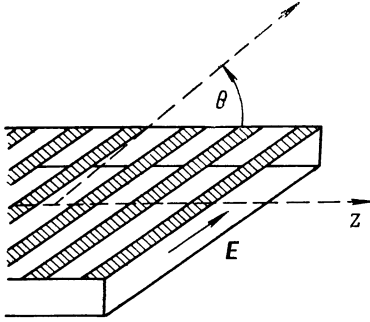


Рис. 9.35. Схематическое представление плоской структуры, возбуждаемой излучаемыми волнами.

$$p(z) = \frac{p_0(z)}{1 - 0,23Dr(z)}, \quad (9.149)$$

где

$$p_0(z) = \frac{\eta f_0^2(z)}{h(z)}; \quad (9.150)$$

$$h(z) = \int_0^l f_0^2(\xi) d\xi - \eta \int_0^z f_0^2(\xi) d\xi; \quad (9.151)$$

$$r(z) = \frac{1}{h(z)} \int_0^z h(\xi) d\xi; \quad (9.152)$$

здесь, кроме того, введены следующие обозначения:  $D$  — затухание на единицу длины, обусловленное потерями ( $\delta b$ );  $\eta$  —

к. п. д. антенны с учетом потерь в излучателе и в сопротивлении нагрузки. В большинстве случаев можно положить  $D = 0$ .

Антенны, возбуждаемые излучаемыми волнами, практически состоят из волновода (длина волны в волноводе  $\lambda_H > \lambda_0$ ) с полупрозрачной стенкой. Чаще всего используется прямоугольный волновод с продольной щелью в узкой стенке (рис. 9.34, а) [9.27] [9.33] [9.36] [9.37] [9.73] [9.75] [9.76]. Хеллер [9.33] на основании измерений ближнего поля щели заключает, что волна в волноводе накладывается в щели на «щелевую волну», которая распространяется вдоль щели со скоростью света и на конце излучателя частично отражается. При широкой щели большая часть энергии приходится на эту волну, что приводит к обострению диаграммы излучения. Подобные же соотношения имеют место при круглом волноводе с продольной щелью [9.27]. Кроме продольной щели, излучение может создаваться также с помощью близко расположенных друг к другу поперечных щелей или отверстий другой формы в узкой стенке волновода [9.27] [9.43]. Механизм излучения остается неизменным до тех пор, пока расстояния между отверстиями малы по сравнению с длиной волны.

Плоские антенны построены в принципе так же, как и линейные (рис. 9.35). Полупрозрачная стенка может образовываться в этом случае с помощью металлических полос, параллельных электрическому вектору [9.39], и, кроме того, с помощью перфорированной металлической пластины или диэлектрической пластины с очень тонким металлическим покрытием (например, посеребренной методом напыления). Направленность в поперечной плоскости определяется шириной антенны  $b$ . Система с центральным питанием, имеющая круговую симметрию, создает конусообразную характеристику направленности [9.29].

## 10. Антенны с повышенной полосой пропускания

### 10.1. Основные соображения

#### 10.1.1. Понятие об антеннах с повышенной полосой пропускания и применение таких антенн

Антенна находит применение в технике лишь в том случае, если ее электрические свойства в заданном диапазоне частот постоянны или изменяются в допустимых пределах. Требуемая полоса пропускания определяется используемым методом передачи сигнала. Антенны, рассмотренные в разделах 5—9 (кроме некоторых экстремальных случаев), могут быть сконструированы таким образом, чтобы как характеристика излучения, так и согласование с линией питания удовлетворяли этим условиям. Более высокие требования предъявляются в том случае, когда несущая частота должна выбираться в заданном диапазоне. Тогда необходимая полоса пропускания определяется не используемым методом передачи информации, а оперативными требованиями.

В связи с этим иногда делается различие между полосой частот и частотным диапазоном. Под полосой частот понимается совокупность тех частот в частотном интервале, которые необходимы при используемом методе передачи информации. Частотным диапазоном называется множество всех частот, которое при соответствующем методе передачи информации содержит все полосы частот, необходимые для выполнения заданных оперативных требований (смена частот, панорамный прием и т. д.). Полосы частот, используемые при обычных методах, имеют ширину до нескольких десятков мегагерц. В диапазоне СВЧ электрические свойства антенн в такой полосе частот довольно легко можно поддерживать в известной мере постоянными. Как правило, это в равной мере справедливо и для того диапазона частот, который должен рассматриваться из-за неизбежных отклонений несущей частоты передатчика или других аналогичных причин. Однако встречаются случаи, когда необходимо иметь более широкие диапазоны частот, как, например, при одновременной работе антенны на нескольких несущих частотах или в устройствах, которые должны допускать смену частот в большем диапазоне. При этом иногда требуется получить (в соответствии с техническими возможностями) отношение граничных частот диапазона от 1 : 10 до 1 : 20. В пределах этого диапазона электрические свойства антенны, т. е. характеристика излучения, усиление и согласование с линией питания, должны или оставаться постоянными, или изменяться в допустимых пределах, или же обладать некоторой оптимальной частотной зависимостью. Наряду с практической необходимостью создания таких антенн с повышенной полосой пропускания вопрос о возможности построения «частотннезависимых» антенн представляет чисто научный интерес.

Последующее изложение относится к антеннам, по принципу своей конструкции имеющим возможность работать в большом диапазоне частот. При этом важную роль играют те формы антенн, которые могут быть получены из идеальных частотннезависимых структур и у которых все электрические свойства в определенном диапазоне приблизительно постоянны. В случае направленных антенн СВЧ, например зеркальных, существуют в основном две возможности получить широкополосность характеристики излучения или усиления. Можно потребовать, во-первых, постоянства характеристики и усиления антенны в рассматриваемом частотном диапазоне и, во-вторых, постоянства действующей поверхности антенны, т. е.

усиления, возрастающего с частотой по квадратичному закону. Для зеркальной антенны второе требование хорошо выполняется, когда характеристика излучения облучателя (и его к. п. д.) в частотном диапазоне постоянна. В этом случае облучение зеркала не меняется, т. е. его эффективная поверхность  $F$  остается неизменной, в то время как для усиления справедливо соотношение

$$G = 4\pi \frac{F}{\lambda^2}. \quad (10.1)$$

Требование постоянства усиления или постоянства характеристики зеркальной антенны таким способом не может быть выполнено. Для этого освещенная область зеркала при сохранении относительного распределения должна быть пропорциональна квадрату длины волны. Это условие приближенно выполняется, если первичный излучатель удовлетворяет первому названному требованию, т. е. если его эффективная поверхность постоянна, так как в этом случае поперечное сечение основного лепестка первичного излучения пропорционально квадрату длины волны. При реализации широкополосных антенн должны быть выполнены, кроме того, другие требования, в частности относительно уровня боковых лепестков излучения.

### 10.1.2. Принципы конструирования

Теоретически можно указать антенные структуры, электрические свойства которых не зависят от частоты. Чтобы показать это, проведем следующие простые рассуждения.

Если металлическая конструкция, состоящая из двух отдельных частей, возбуждается в «точке питания» высокочастотной энергией, то, как правило (если энергия распространяется не только в виде направляемых волн, т. е. конструкция действует как линия), происходит излучение электромагнитной энергии. Вид излучения (характеристика излучения) и обратное влияние на узел питания (согласование с линией питания) зависят от геометрической формы конструкции и от отношения ее линейных размеров к длине волны (частотная зависимость потерь в линии не учитывается). Если размеры антенны увеличиваются или уменьшаются пропорционально длине волны, то ее электрические свойства не меняются. Если же абсолютные размеры антенны не сравнимы с длиной волны, то очевидно, что ее свойства не будут зависеть от частоты. Такая антенна идентична ее произвольно увеличенной или уменьшенной модели.

Подобная конструкция, осуществимая, строго говоря, лишь теоретически, должна обладать, в частности, следующими свойствами:

1) она должна иметь бесконечные размеры; в противном случае ее абсолютный размер определялся бы максимальным размером;

2) точки, в которых осуществляется возбуждение, должны бесконечно близко прилегать одна к другой; в противном случае появился бы минимальный размер, который опять определил бы абсолютный размер всей системы;

3) конструкция должна определяться только заданием углов; уместно отметить, что это свойство включает в себя оба предыдущих.

Можно указать довольно много структур, удовлетворяющих этим требованиям. Ограничимся поверхностными и прежде всего плоскими системами. На рис. 10.1 показаны две возможные формы таких структур. Кроме того, типичным примером является так называемая логарифмическая спираль (рис. 10.2). У нее изменение масштаба равносильно пово-

роту вокруг центра, т. е. изменению положения, которое может считаться незначительным.

Антенны, которые построены согласно указанным выше принципам, мы будем называть равноугольными (англ.: equiangular antennas). Так как при практическом выполнении неизбежно возникают представления о минимальном и максимальном размере, то, строго говоря, эти антенны не явля-

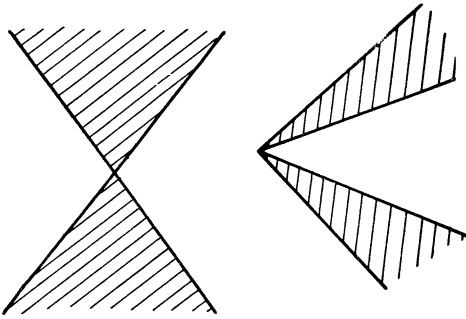


Рис. 10.1. Два примера плоских частотно-независимых структур.

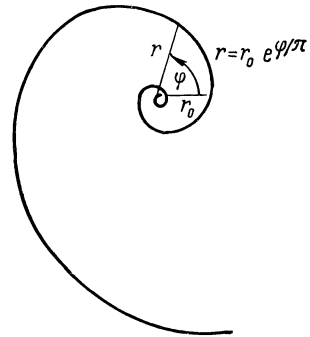


Рис. 10.2. Логарифмическая спираль.

ются частотнонезависимыми. Однако их электрические свойства в очень большом диапазоне частот могут считаться практически постоянными.

Другой принцип конструирования «частотнонезависимых» антенн основывается на выводе, сделанном в конце раздела 8.2.1, согласно которому так называемые самодополняемые структуры имеют входное сопротивление, не зависящее от частоты,

$$Z = 60\pi \text{ ом} \approx 190 \text{ ом.} \quad (10.2)$$

На рис. 8.16 в качестве самодополняемой антенны представлена система в виде шахматной доски. На рис. 10.3 показана другая самодополняемая структура. Однако при этом частотная независимость, как правило, относится лишь к входному сопротивлению.

Естественно, что обе формы равноугольной и самодополняемой антенн не могут быть реализованы в виде идеальных частотнонезависимых антенн. Не могут иметь места ни бесконечные размеры самой антенны, ни бесконечно малые размеры узла питания. Используемый частотный диапазон у реальных антенн ограничивается в основном следующим:

1) на длинных волнах — конечными размерами всей антенны; появляется так называемый «концевой эффект», т. е. заметное обратное влияние искажения поля, обусловленного приближением к граничной частоте, на излучение и согласование; примерным практическим пределом считается волна, при которой максимальный размер составляет  $\lambda/2$ ;

2) на коротких волнах — конечными размерами узла питания; с уменьшением длины волны возникают типы волн более высокого порядка, оказывающие влияние как на излучение, так и на согласование.

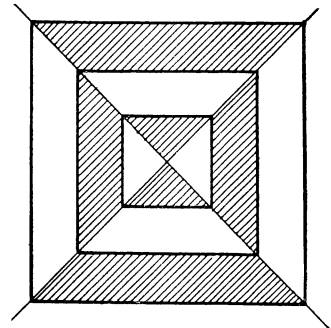


Рис. 10.3. Самодополняемая структура.

Таким образом, в случае реальных антенн с повышенной полосой пропускания добавляются другие факторы, которые при известных обстоятельствах могут иметь большее значение, чем основные теоретические принципы. Можно было бы думать, что отклонения от положенных в основу идеальных принципов, неизбежные при реализации, влекут за собой такие радикальные изменения в частотной характеристике, которые исключают возможность получения полосы пропускания, превышающей полосу пропускания обычных антенн. Но это не совсем так. Тем не менее оказалось, что во многих случаях практически можно лучше достигнуть цели, если с самого начала учесть эффекты, обусловленные конечными размерами.

Принцип проектирования антенн с повышенной полосой пропускания, базирующийся на этих соображениях, состоит в том, что при расчете в отличие от обоих предыдущих случаев исходят не из теоретических идеальных форм, а с самого начала учитывают конечность размеров и специальными мерами пытаются устранить или ослабить концевой эффект. Так как последний проявляется, т. е. вызывает искажение поля лишь в том случае, когда излучение вдоль антенны незначительно, то ее можно сконструировать таким образом, чтобы вдоль структуры имело место возможно большее излучение. Обычно для этого искусственно создают разрывы непрерывности или встраивают резонирующие устройства. Поскольку они зависят от частоты, то, по-видимому, указанный путь неприемлем. Однако антенну можно сконструировать так, чтобы частотная зависимость в известной мере была периодичной. Если в этом случае электрические свойства удается сохранять в течение одного периода постоянными или почти постоянными, то такое постоянство может быть реализовано во всем частотном диапазоне. Электрические свойства антенны, рассматриваемой ниже, изменяются периодически с логарифмом частоты. Такая антенна называется логарифмически-периодической.

С помощью функции

$$z = \ln \omega \quad (10.3)$$

комплексная плоскость  $z$  отображается на комплексную плоскость  $\omega$ .

Если положить

$$z = x + jy; \quad \omega = \rho e^{j\varphi}, \quad (10.4)$$

то

$$x = \ln \rho; \quad y = \varphi. \quad (10.5)$$

В плоскости  $z$  получается периодическая относительно оси  $x$  конструкция, показанная на рис. 10.4 (для простоты рассматривается линейная конструкция). Пусть ее отображение в плоскости  $\omega$  представляет собой бесконечную антенную структуру, которую необходимо исследовать. Значение  $x = -\infty$  соответствует точке питания  $\rho = 0$ , а граничные углы антенной структуры — минимальной и максимальной ординатам обоих линейных участков в плоскости  $z$ . Для радиусов  $\rho_1, \rho_2$  и т. д., которые соответствуют равноудаленным абсциссам  $x_1, x_2, \dots$ , справедливо

$$\frac{\rho_{n+1}}{\rho_n} = e^{x_{n+1} - x_n} = v^1, \quad (10.6)$$

где  $v$  — постоянная.

<sup>1</sup> В литературе часто употребляется также обозначение  $\tau = 1/v$ .



Если теперь антенна на частоте  $f = f_0$  имеет определенные электрические свойства, то такие же свойства появляются и на любой другой частоте

$$f_n = v^n f_0 \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (10.7)$$

так как уменьшение или увеличение антенной структуры в  $v$  раз переводит ее снова в самое себя. Поскольку

$$\ln f_n = n \ln v + \ln f_0, \quad (10.8)$$

то такие же свойства возникают периодически с  $\ln f$ , причем период составляет  $\ln v$ . Для того чтобы получить незначительную частотную зависимость, электрические свойства должны сохраняться по возможности постоянными в пределах периода. Так как при практическом выполнении максимальный размер и расстояние между точками питания являются конечными, то полоса пропускания антенны также ограничена. Однако нижняя граничная частота, как правило, лежит несколько

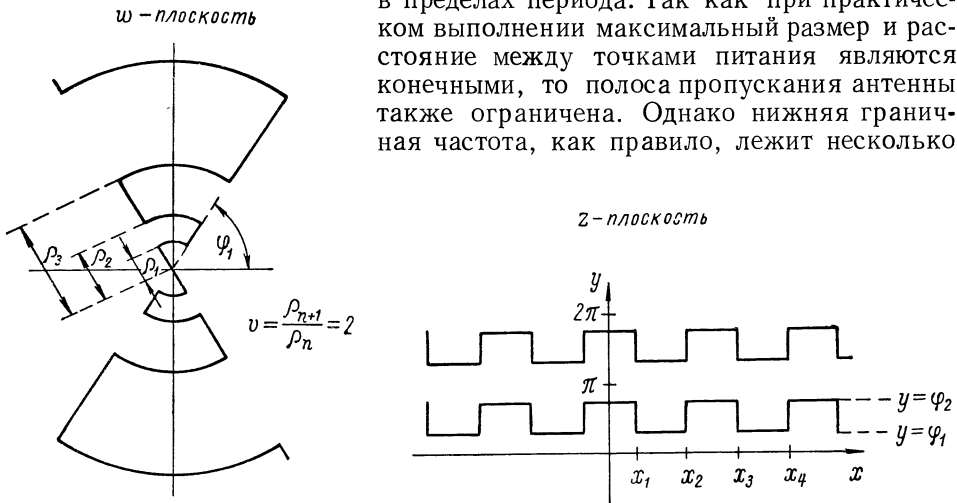


Рис. 10.4. К объяснению математического закона образования логарифмически-периодической антенны.

ниже, чем у равноугольной или самоподполняемой антенн тех же размеров, так как резонирующие устройства в местах разрыва непрерывности вызывают более сильное излучение и вследствие этого уменьшают концевой эффект.

В дальнейшем рассматриваются лишь плоские конструкции. Однако на практике различные конструкции в большинстве случаев являются хотя и поверхностными, но получаются простым изменением указанных плоских структур. Наибольшее применение нашла логарифмически-периодическая антенна. Она используется не только в диапазоне СВЧ, но в самых различных модификациях и на более длинных волнах (вплоть до коротковолнового диапазона).

Другой путь решения задачи создания частотнонезависимой антенны предложил Майнке. Он исходит из несимметричного диполя, питаемого двухпроводной коаксиальной линией, и пытается сконструировать антенну, помещая место питания таким образом, чтобы происходило постепенное преобразование волны в линии в излучаемую волну. При этом антенна с ее линией питания рассматривается как неоднородная линия с затуханием, обусловленным излучением. Чтобы входное сопротивление было по возможности частотнонезависимым и вещественным, постоянные линии должны медленно изменяться вдоль неоднородной линии. В невыполнении этого условия заключается причина относительной узкополосности

большинства обычных ненаправленных излучателей. Согласно этому принципу можно получить частотнонезависимое входное сопротивление в некотором диапазоне частот, который несколько больше рабочего диапазона соответствующей биконической антенны. Однако диаграмма направленности в вертикальной плоскости обладает известной частотной зависимостью, которую, по-видимому, до некоторой степени можно устранить с помощью концентрических диэлектрических конструкций, располагаемых вблизи узла питания [10.52]. Более подробные сведения о широкополосном ненаправленном излучателе содержатся в литературе, например в работах Майнке, Штёра и Цинке [10.47], [10.48], [10.49], [10.50], [10.52], [10.60], [10.61], [10.62]. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением тех вариантов поверхностных структур с повышенной полосой пропускания, которые имеют особое значение в диапазоне СВЧ.

## 10.2. Поверхностные структуры с повышенной полосой пропускания

### 10.2.1. Равноугольная антенна

Из антенн, определяемых только углами, в настоящее время заслуживает особого внимания равноугольная спиральная антенна [10.25]— [10.28] [10.57].

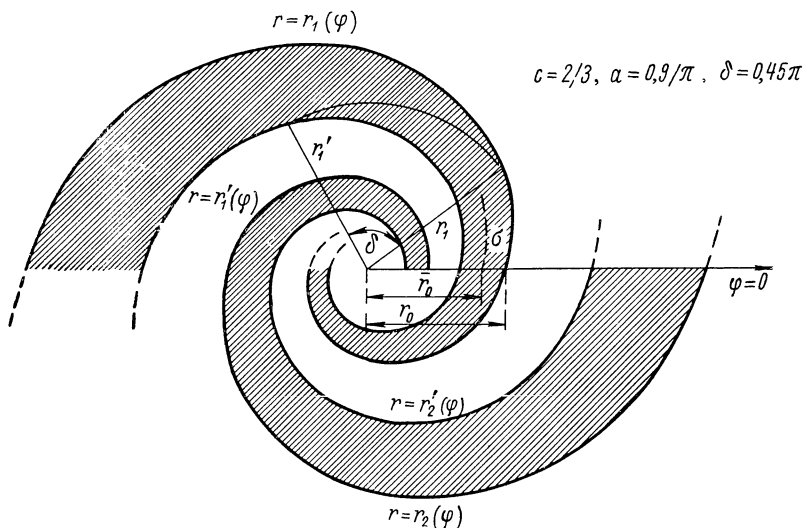


Рис. 10.5. Принцип построения равноугольной спиральной антенны.

Из проводящей плоскости (рис. 10.5] вырезается спираль, границы которой заданы в полярных координатах уравнениями вида

$$r = r_0 e^{\alpha\varphi}. \quad (10.9)$$

Выражение (10.9) представляет собой уравнение логарифмической спирали. Граничные линии обеих спиральных проводников определяются следующими уравнениями:

1-й проводник

$$r = r_1 = r_0 e^{a\varphi};$$

2-й проводник

$$r = r'_1 = r_0 e^{a(\varphi-\delta)} = cr_1;$$

$$r = r_2 = r_0 e^{a(\varphi-\pi)};$$

$$r = r'_2 = r_0 e^{a(\varphi-\pi-\delta)} = cr_2;$$

(10.10)

$$c = \frac{r'_1}{r_1} = e^{-a\delta}.$$

(10.11)

Для длины дуги спирали справедливо (рис. 10.5)

$$\sigma = (r - \bar{r}_0) \sqrt{1 + \frac{1}{a^2}},$$

(10.12)

где

$$r = \frac{r_1 + r'_1}{2} = (1 + c) \frac{r_1}{2}.$$

(10.13)

Если радиальную координату отнести к длине волны, то в случае  $r_1$  получается

$$\varrho_1 = \frac{r_1}{\lambda} = r_0 e^{a(\varphi - 1/a \ln \lambda)} = r_0 e^{a(\varphi - \varphi_\lambda)},$$

(10.14)

где

$$\varphi_\lambda = \frac{1}{a} \ln \lambda.$$

В соответствии с этим изменение длины волны на  $\Delta\lambda$  эквивалентно повороту всей антенны на угол

$$\Delta\varphi = \frac{1}{a} \ln \left( 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right).$$

(10.15)

В случае плоской логарифмической спиральной антенны в принципе возможны две дополняющие друг друга формы выполнения. Обе ветви могут либо являться проводниками, либо выполняться в виде щелей в проводящей плоскости (рис. 10.6). При этом  $\delta = \pi/2$ , т. е. при бесконечных размерах антенна являлась бы самодополняемой с входным сопротивлением приблизительно 190 ом [см. раздел 8.2.1, уравнение (8.86)].

Плоская логарифмическая спиральная антенна была экспериментально исследована Дайсоном [10.25]. Для варианта в виде щелевой антенны (рис. 10.6, б) на основании измерений более чем на 40 образцах он получил, в частности, следующие результаты. Коэффициент стоячей волны в коаксиальном кабеле с волновым сопротивлением 50 ом в диапазоне частот 0,7—10 Гц  $s \leq 2$  (на частоте 0,6 Гц  $s = 2,3$ ) при максимальной длине ветви  $\sigma_m = 42,3$  см и  $r_0 = 0,51$  см,  $a = 0,303$ ,  $c = 0,75$ . Конструкция узла питания представлена на рис. 10.7. Подведение энергии осуществлялось с помощью коаксиального кабеля, внутренний провод которого соединялся с одной, а внешний провод — с другой стороной конической щели, расположенной в центре. Во избежание нарушения симметрии в возбуждении щелей кабель питания был проложен и на другой стороне. Для  $r_0 = 0,51$  см и  $0,2 \leq a \leq 0,45$  входное сопротивление составляло

115 ом при  $c = 0,5$  и 60 ом при  $c = 0,9$ . Между этими значениями оно линейно зависело от  $c$ .

В этом случае излучение осуществляется перпендикулярно к плоскости спиралей в обоих направлениях и при идеальных условиях обладает круговой поляризацией. На рис. 10.8 показаны типичные диаграммы излучения антенны в главных плоскостях на частоте 2 Гц. В сторону более низких частот составляющая  $E_x$  медленно убывает и на 0,6 Гц

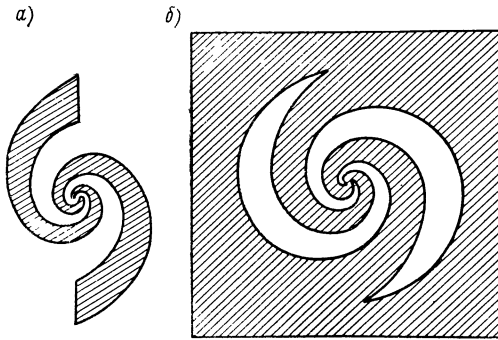


Рис. 10.6. Два типа конструкции логарифмической спиральной антенны: *a* — ветви спирали являются проводниками; *b* — ветви спирали представляют собой щели в проводящей плоскости.

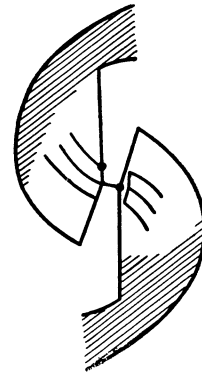


Рис. 10.7. Узел питания логарифмической спиральной антенны.

составляет еще примерно половину  $E_y$ . На более высоких частотах соотношение осей эллипса поляризации также отличается от единицы, однако до 12 Гц не в такой степени, как на 0,6 Гц. На рис. 10.9 представлена зависимость  $\frac{\sigma_m}{\lambda}$  от отношения  $c = \frac{r_1'}{r_1}$ , которая позволяет определить

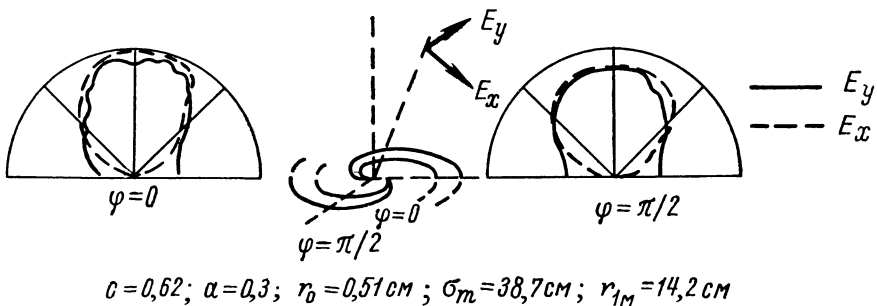


Рис. 10.8. Типичные диаграммы излучения логарифмической спиральной антенны (по Дайсону).

минимальную длину дуги щелевых ветвей, необходимую для создания круговой поляризации. В диапазоне частот 1 : 20 электрические параметры антенны изменяются еще в допустимых пределах. Длина ветви  $\sigma_m$  на самой низкой рабочей частоте приблизительно равна длине волны.

Односторонняя направленность возникает в том случае, когда логарифмическая спиральная антенна соответствующим образом располагается на криволинейной поверхности. Если свойство эквивалентности изменения масштаба повороту антенны вокруг фиксированной оси при-

менить к криволинейной поверхности, то в качестве общего уравнения для граничных линий получим [10.58]

$$r = r_0 e^{a\varphi} F(\vartheta). \quad (10.16)$$

На рис. 10.10 приведен пример пространственной системы. Эта коническая структура обладает хорошими электрическими и конструктивными свойствами [10.26] [10.27] [10.28]. Если плоскую систему спроектировать на конус, то получится аналогичная конструкция с симметричным питанием. Как правило, коаксиальный кабель подводится к точке питания в вершине конуса вдоль ветви, а для сохранения симметрии соответствующий кабель прокладывается и по другой ветви. Питание осуществляется так же, как и в случае плоской системы. Дайсон и для этой конструкции приводит диаграмму излучения и параметры согласования [10.27]. Излучение происходит в основном в направлении вершины конуса

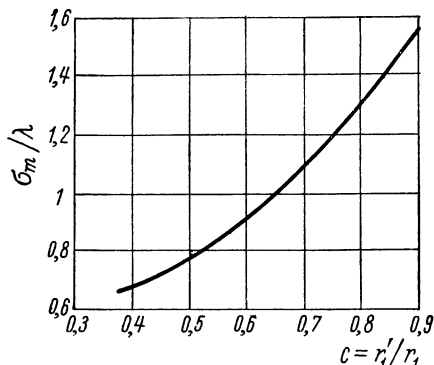


Рис. 10.9. Минимальная длина дуги целевой ветви, необходимая для создания круговой поляризации (отношение осей эллипса поляризации  $q \cong 0,5$ ). Справедливо для  $0,2 \leq a \leq 1,2$ ;  $0,375 \leq c \leq 0,97$  (по Дайсону).

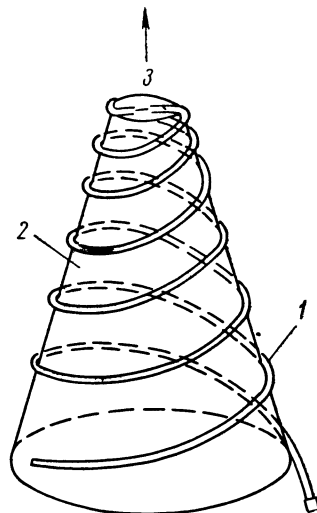


Рис. 10.10. Пространственная логарифмическая спиральная антенна.

1 — коаксиальный кабель, 2 — диэлектрик с малыми потерями; 3 — направление главного излучения

и тоже обладает круговой поляризацией. Была достигнута полоса пропускания, характеризуемая приблизительно отношением 1 : 10. Антенна может быть образована также из проволочной спирали, причем сам коаксиальный кабель питания может служить антенным проводом. Несимметричные конструкции с конической спиралью описывает Барский [10.3].

Излучающие свойства спиральных антенн можно качественно объяснить, если предположить, что при средней длине спирали, равной приблизительно длине волны, появляется вид резонансного эффекта, который вызывает сильное излучение. Опыт показал, что в случае наиболее употребительных форм антенн распределение излучения в этом смысле практически определяется лишь излучением в месте первого резонанса. С помощью системы, состоящей более чем из двух ветвей с соответствующим питанием, можно получить конический лепесток диаграммы излучения, причем излучение в осевом направлении будет отсутствовать [10.28]. Кроме логарифмической спиральной антенны, исследовались другие типы спиральных антенн, которые обладают подобными же свойствами [10.3] [10.13] [10.14] [10.15] [10.17].

В этой связи необходимо выделить антенну в виде спирали Архимеда, границы которой для плоского случая определяются уравнениями вида

$$r = a\varphi + b.$$

Несмотря на то, что при конечных размерах такой антенны не может быть и речи о частотнонезависимой структуре в прямом смысле этого слова, на практике она обладает довольно хорошими широкополосными свойствами, которые сравнимы со свойствами логарифмической спиральной антенны. В частности, при правильном выборе размеров внешний диаметр в этом случае также приблизительно равен половине максимальной длины волны рабочего диапазона [10.44] [10.46].

Спиральная антенна оказывается наиболее пригодной для передачи информации в космическом пространстве, причем спиральные ветви в этих условиях целесообразно размещать на сферической поверхности [10.13].

### 10.2.2. Логарифмически-периодическая антенна

Основная идея и математический закон построения плоской логарифмически-периодической антенны были приведены в разделе 10.1.2. Эта антенна даже при бесконечных размерах не является частотнонезависимой в прямом значении этого слова, так как уже сам принцип ее работы допускает довольно значительные изменения электрических свойств с частотой. Ее электрические свойства изменяются периодически с логарифмом частоты. Если они достаточно постоянны в течение одного периода, то это справедливо для всех остальных периодов. В случае обычно применяемых форм подобных антенн обеспечение этого постоянства не представляет трудностей.

Возможно неограниченно большое число форм логарифмически-периодических антенн. На рис. 10.11 показано несколько примеров с соответствующими отображениями в плоскости  $z$ . Для каждой геометрической формы, как и в случае равноугольной антенны, можно указать две дополнительные конструкции: конструкцию из металлических проводников и щель в металлической плоскости. Рис. 10.12 поясняет принцип построения плоской щелевой антенны. При таком исполнении полоса пропускания составляет приблизительно 1 : 10. Антенна создает в основном линейно поляризованное излучение, причем вектор электрического поля расположен горизонтально. Она является самоподполняемой (так как  $\alpha = \beta = 45^\circ$ ). Ее входное сопротивление составляет 150 ом, т. е. отличается от теоретического значения входного сопротивления самоподполняемых структур, которое равно 189 ом. Это отличие можно объяснить в основном конечной толщиной проводников и наличием питающего кабеля.

Если две плоские логарифмически-периодические антенны соединены так, как указано на рис. 10.13, и питаются с разностью фаз в  $90^\circ$ , то поле излучения на оси симметрии поляризовано по кругу.

Если отклонить обе половины антенны относительно первоначальной плоскости, то получается логарифмически-периодическая V-образная антенна (рис. 10.14), которая имеет большое практическое значение. Излучение здесь происходит в основном в направлении вершины (узла питания). Этот эффект объясняется следующим образом. Можно считать, что при фиксированной частоте, лежащей достаточно далеко от верхней граничной частоты антенны, распространение энергии вдоль структуры вблизи места питания происходит в виде направляемой поверхностной волны. При этом длина основной волны  $\lambda_z < \lambda_0$  приближенно определяется длиной пути, проходимого током вдоль структуры (как и в случае спиральной антенны). Поэтому  $\lambda_z$  можно считать вдоль антенны почти посто-

янной. Правда, практически с увеличением  $z$   $\lambda_z$  медленно возрастает. Кроме основной волны с фазовой постоянной  $\beta = 2\pi/\lambda_z$ , возможно существование волн более высоких порядков (так называемые пространственные гармоники), так как периодичность  $\exp(-j\beta z)$ , обусловленная структурой, удовлетворяется также с помощью  $\exp[-j(\beta + 2\pi m/d_z)z]$ , где  $m = 0, \pm 1, \dots$ . Фазовая постоянная  $m$ -й пространственной гармоники

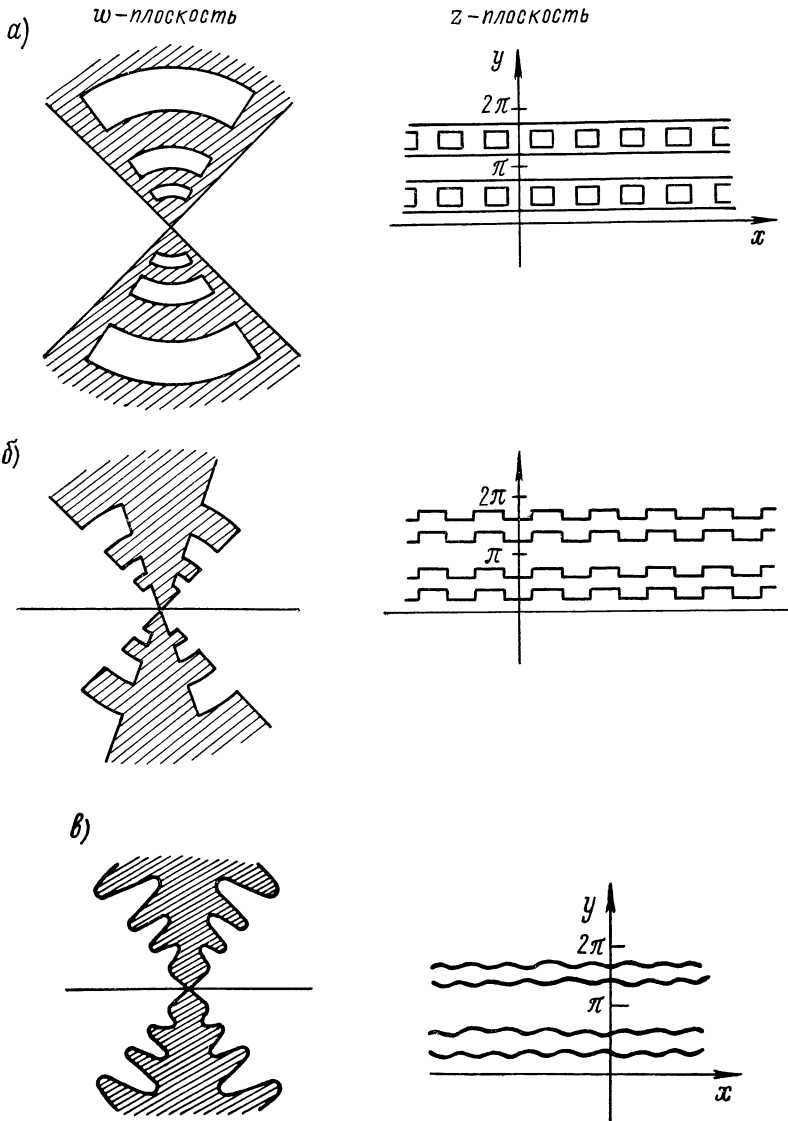


Рис. 10.11. Некоторые примеры логарифмически-периодических структур.

определяется выражением  $\beta_m = \beta + 2\pi m/d_z$ . Среди пространственных гармоник находятся также излучаемые волны, т. е. те, для которых справедливо  $|\beta_m| < k = 2\pi/\lambda_0$ . Можно предположить, что процесс излучения при фиксированной частоте определяется той пространственной гармоникой, которая при распространении вдоль антенной структуры, т. е. с увеличением  $z$ , в первую очередь принимает форму излучаемой волны.

Покажем, что она является —1-й гармоникой и действительно излучается в сторону вершины антенны, т. е. в направлении, противоположном направлению распространения волны тока в структуре. Для угла излучения  $\vartheta'$  (рис. 10.15) справедливо

$$\cos \vartheta' = \frac{\delta}{d_z} = \frac{\lambda_0}{\lambda_{zm}} = \frac{\beta_m}{k}, \quad (10.17)$$

а с учетом  $\beta_m = \beta + 2\pi m/d_z$

$$\cos \vartheta' = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} + m \frac{\lambda_0}{d_z}. \quad (10.18)$$

Тогда вблизи узла питания

$$\frac{\lambda_0}{d_z} > \frac{\lambda_0}{\lambda_z} > 1 \quad (10.19)$$

и  $\frac{\lambda_0}{d_z}$  убывает с увеличением  $z$ , в то время как изменением  $\frac{\lambda_0}{\lambda_z}$  можно пренебречь.

В соответствии с уравнением (10.18)  $\cos \vartheta'$ , начиная с некоторого значения  $z$ , становится по абсолютной величине

меньше единицы лишь для отрицательных  $m$ . Первое такое значение получается при  $m = -1$ . В этом случае

$$\cos \vartheta' = \frac{\lambda_0}{\lambda_z} - \frac{\lambda_0}{d_z}. \quad (10.20)$$

В силу соотношения (10.19) с ростом  $z$  (и увеличением  $d_z$ ) сначала  $\cos \vartheta'$  достигает значения  $-1$ , т. е.  $\vartheta' = \pi$ , а при дальнейшем распространении

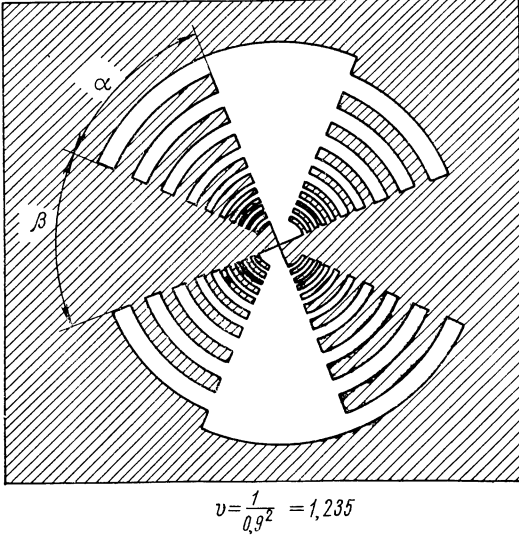


Рис. 10.12. Плоская логарифмически-периодическая щелевая антенна.

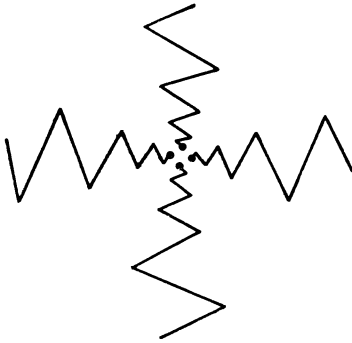


Рис. 10.13. Образование из двух логарифмически - периодических антенн антенны с круговой поляризацией.

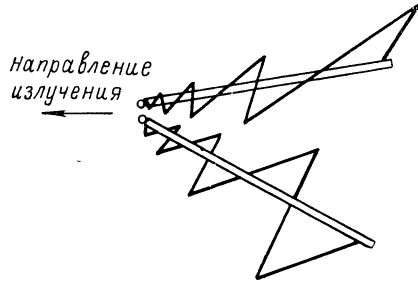


Рис. 10.14. Логарифмически-периодическая V-образная антенна.

волны, затухающей лишь вследствие излучения, будет выполняться неравенство  $\vartheta' < \pi$ . Таким образом, излучение в направлении расположения узла питания можно объяснить тем, что в качестве первой волны, излучаемой вдоль структуры, выступает —1-я гармоника, которая как раз и излучается в обратном направлении (ср. [10.45], [10.7]).



Логарифмически-периодическая V-образная антенна в диапазоне СВЧ используется прежде всего в качестве антенны широкополосных устройств наблюдения и в качестве облучателя зеркальных и линзовых антенн. В зеркальной антенне полоса пропускания почти полностью определяется полосой пропускания облучателя. Эффективная поверхность зеркальной антенны во всем частотном диапазоне остается приблизительно постоянной, в то время как усиление пропорционально квадрату частоты. Трудность состоит в том, что фазовый центр логарифмически-периодической V-образной антенны с возрастанием частоты смещается к вершине (в этом легко можно убедиться на основании приведенного выше объяснения процесса излучения). Следовательно, строго говоря, синфазное возбуждение апертуры зеркала может происходить лишь на одной частоте. Практически оказывается, что при правильном выборе размеров использование поверхности приблизительно лишь на 6—8% меньше, чем при синфазном возбуждении [10.24] [10.42].

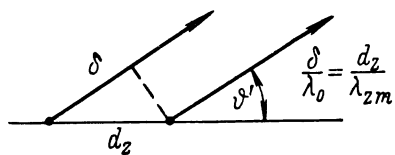


Рис. 10.15. К объяснению механизма излучения логарифмически-периодической антенны.

На рис. 10.16 показаны типичные диаграммы излучения логарифмически-периодической V-образной антенны. Излучение в основном линейно поляризовано, причем электрический вектор расположен горизонтально, т. е. перпендикулярно к плоскости, определяемой средними линиями обеих половин. Направленность в обеих плоскостях убывает с ростом  $\nu = \rho_{n+1}/\rho_n$ . С увеличением угла раскрытия  $\psi_0$  направленность в H-плоскости возрастает; одновременно возрастает обратное излучение. Входное сопротивление для обычных размеров составляет приблизительно

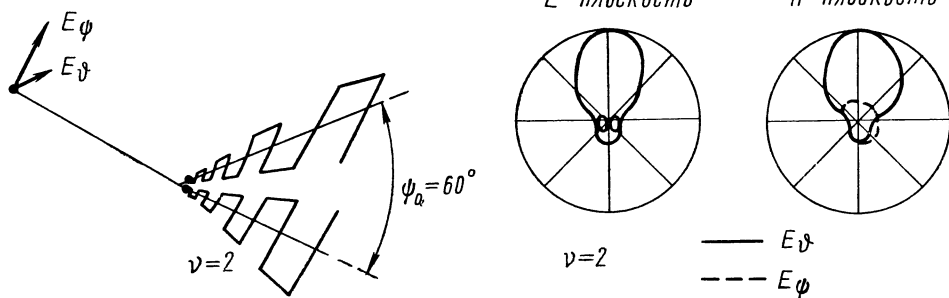


Рис. 10.16. Типичные диаграммы излучения логарифмически-периодической V-образной антенны.

150—180 ом. Оно убывает с уменьшением угла раскрытия  $\psi_0$ . Если четыре логарифмически-периодические антенные структуры расположить на четырех сторонах пирамиды, из которых две противоположные образуют V-образную антенну, то соответствующим питанием можно получить эллиптическую поляризацию [10.6]. В частности, если обе V-образные антенны питаются с разностью фаз  $90^\circ$ , то в дальнем поле образуется круговая поляризация [10.38].

Особым видом логарифмически-периодической антенны является логарифмически-периодическая дипольная система, принцип действия которой показан на рис. 10.17. Противофазным соединением диполей достигается то, что система излучает в направлении точки питания [10.43] [10.12].

Возможная конструкция узла питания показана на рис. 10.18. Излучение при фиксированной частоте происходит в основном с помощью диполей, резонирующих на этой частоте. С возрастанием частоты центр излучения смещается к месту питания. Антенна проста в изготовлении, а ее механизм излучения не требует пояснений. По такому же принципу могут быть построены антенны типа «волновой канал» [10.6] [10.66].

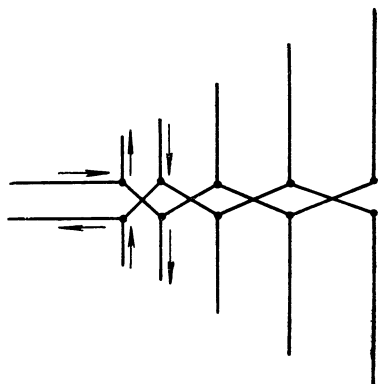


Рис. 10.17. Логарифмически-периодическая дипольная система.

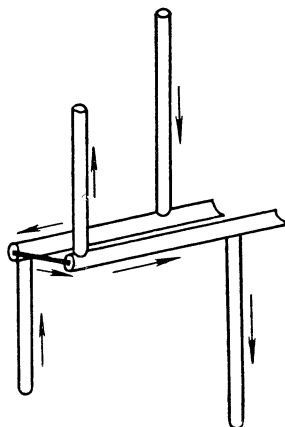


Рис. 10.18. Пример конструкции узла питания логарифмически-периодической дипольной системы.

Входное сопротивление логарифмически-периодической дипольной системы можно произвольно выбирать в относительно широких пределах. В основном оно соответствует волновому сопротивлению двухпроводной линии, питающей диполи, с учетом емкостной нагрузки, создаваемой электрически короткими диполями, расположенными до места установки резонирующих диполей. На основании этого представления можно легко производить необходимые расчеты [10.12].

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### Приложение 1

#### Формулы векторной алгебры и векторного анализа в декартовой системе координат

Пусть  $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{D}$  — векторы, а  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$  — единичные векторы в прямоугольной декартовой системе координат, так что справедливо

$$\mathbf{A} = e_x A_x + e_y A_y + e_z A_z \quad (\text{П. 1})$$

и т. д. Скалярное произведение обозначается символом  $(\mathbf{A}, \mathbf{B})$ , а векторное произведение —  $[\mathbf{A}, \mathbf{B}]$ .

Справедливы следующие формулы:

$$([\mathbf{A}, \mathbf{B}], \mathbf{C}) = \begin{vmatrix} A_x & A_y & A_z \\ B_x & B_y & B_z \\ C_x & C_y & C_z \end{vmatrix} \quad (\text{смешанное произведение}) \quad (\text{П. 2})$$

$$[\mathbf{A}, [\mathbf{B}, \mathbf{C}]] = (\mathbf{A}, \mathbf{C}) \mathbf{B} - (\mathbf{A}, \mathbf{B}) \mathbf{C}; \quad (\text{П. 3})$$

$$([\mathbf{A}, \mathbf{B}], [\mathbf{C}, \mathbf{D}]) = (\mathbf{A}, \mathbf{C}) (\mathbf{B}, \mathbf{D}) - (\mathbf{B}, \mathbf{C}) (\mathbf{A}, \mathbf{D}). \quad (\text{П. 4})$$

Для градиента скалярной величины  $\varphi$ , дивергенции и ротора вектора  $\mathbf{A}$  справедливо

$$\left. \begin{aligned} \text{grad } \varphi &= \nabla \varphi; \\ \text{div } \mathbf{A} &= (\nabla, \mathbf{A}); \\ \text{rot } \mathbf{A} &= [\nabla, \mathbf{A}], \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 5})$$

где

$$\nabla = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y} + e_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{П. 6})$$

представляет собой оператор Гамильтона.

Справедливы следующие формулы:

$$\text{div rot } \mathbf{A} = (\nabla, [\nabla, \mathbf{A}]) = 0; \quad (\text{П. 7})$$

$$\text{rot grad } \varphi = [\nabla, \nabla \varphi] = 0; \quad (\text{П. 8})$$

$$\text{grad } (\alpha\beta\gamma) = \beta\gamma \text{ grad } \alpha + \gamma\alpha \text{ grad } \beta + \alpha\beta \text{ grad } \gamma; \quad (\text{П. 9})$$

$$\text{div } (\varphi \mathbf{A}) = (\mathbf{A}, \text{grad } \varphi) + \varphi \text{ div } \mathbf{A}; \quad (\text{П. 10})$$

$$\text{rot } (\varphi \mathbf{A}) = [\text{grad } \varphi, \mathbf{A}] + \varphi \text{ rot } \mathbf{A}, \quad (\text{П. 11})$$

где

$$\begin{aligned} (\mathbf{A}, \text{grad } \mathbf{B}) &= \left\{ A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y} + A_z \frac{\partial}{\partial z} \right\} \mathbf{B} = \\ &= A_x \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} + A_y \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial y} + A_z \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z}. \end{aligned}$$

Кроме того, справедливо

$$\text{grad } (\mathbf{A}, \mathbf{B}) = [\mathbf{A}, \text{rot } \mathbf{B}] + (\mathbf{A}, \text{grad } \mathbf{B}) + [\mathbf{B}, \text{rot } \mathbf{A}] + (\mathbf{B}, \text{grad } \mathbf{A}); \quad (\text{П. 12})$$

$$\text{div } [\mathbf{A}, \mathbf{B}] = (\mathbf{B}, \text{rot } \mathbf{A}) - (\mathbf{A}, \text{rot } \mathbf{B}); \quad (\text{П. 13})$$

$$\operatorname{rot} [\mathbf{A}, \mathbf{B}] = (\mathbf{B}, \operatorname{grad}) \mathbf{A} - \mathbf{B} \operatorname{div} \mathbf{A} - (\mathbf{A}, \operatorname{grad}) \mathbf{B} + \mathbf{A} \operatorname{div} \mathbf{B}; \quad (\text{П. 14})$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} - (\nabla, \nabla) \mathbf{A} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A}, \quad (\text{П. 15})$$

где

$$\nabla^2 \mathbf{A} = (\nabla, \nabla) \mathbf{A} = \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2}. \quad (\text{П. 16})$$

Выражение (П.16) выполняется также в криволинейных ортогональных координатах. Напротив, представление

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \Delta \mathbf{A} = e_x \Delta A_x + e_y \Delta A_y + e_z \Delta A_z, \quad (\text{П. 17})$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа, действительно лишь в прямоугольных декартовых координатах.

## Приложение 2

### Криволинейные ортогональные координаты

Между координатами точки  $P$  в четырех системах координат  $(x, y, z)$ ,  $(r, \vartheta, \psi)$ ,  $(r, \bar{\vartheta}, \bar{\psi})$ ,  $(\rho, \psi', z)$  имеют место следующие зависимости (рис. П.1):

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \psi \sin \vartheta = r \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} = \rho \cos \psi'; \\ y &= r \sin \psi \sin \vartheta = r \cos \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} = \rho \sin \psi'; \\ z &= r \cos \vartheta = r \cos \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} = z. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 18})$$

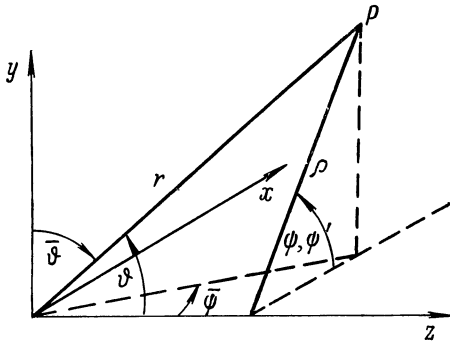


Рис. П.1. К выводу уравнений (П. 18)—(П.27).

Для единичных векторов справедливо

$$\left. \begin{aligned} e_x &= e_r \cos \psi \sin \vartheta + e_\vartheta \cos \psi \cos \vartheta - e_\psi \sin \psi = \\ &= e_r \sin \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + e_{\bar{\vartheta}} \sin \bar{\psi} \cos \bar{\vartheta} + e_{\bar{\psi}} \cos \bar{\psi} = \\ &= e_\rho \cos \psi' - e_{\psi'} \sin \psi'; \\ e_y &= e_r \sin \psi \sin \vartheta + e_\vartheta \sin \psi \cos \vartheta + e_\psi \cos \psi = \\ &= e_r \cos \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} - e_{\bar{\vartheta}} \sin \bar{\psi} = e_\rho \sin \psi' + e_{\psi'} \cos \psi'; \\ e_z &= e_r \cos \vartheta - e_\vartheta \sin \vartheta = e_r \cos \bar{\psi} \sin \bar{\vartheta} + \\ &+ e_{\bar{\vartheta}} \cos \bar{\psi} \cos \bar{\vartheta} - e_{\bar{\psi}} \sin \bar{\psi}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П. 19})$$

Ниже приведены наиболее употребительные скалярные и векторные дифференциальные операции в сферической системе координат  $(r, \vartheta, \psi)$ :

$$\operatorname{grad} \varphi = e_r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + e_\vartheta \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + e_\psi \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial \varphi}{\partial \psi}; \quad (\text{П. 20})$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (A_\vartheta \sin \vartheta) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A_\psi}{\partial \psi}; \quad (\text{П. 21})$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{A} = & \mathbf{e}_r \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (A_\psi \sin \vartheta) - \frac{\partial A_\vartheta}{\partial \psi} \right\} + \\ & + \mathbf{e}_\vartheta \left\{ \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A_r}{\partial \psi} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\psi) \right\} + \\ & + \mathbf{e}_\psi \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r A_\vartheta) - \frac{\partial A_r}{\partial \vartheta} \right\}; \end{aligned} \quad (\text{П.22})$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \psi^2} \right\}. \quad (\text{П.23})$$

В цилиндрических координатах  $(\rho, \psi', z)$  имеют место следующие соотношения:

$$\operatorname{grad} \varphi = \mathbf{e}_\rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} + \mathbf{e}_{\psi'} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial \psi'} + \mathbf{e}_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (\text{П.24})$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_{\psi'}}{\partial \psi'} + \frac{\partial A_z}{\partial z}; \quad (\text{П.25})$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{A} = & \mathbf{e}_\rho \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial \rho} - \frac{\partial A_{\psi'}}{\partial z} \right\} + \mathbf{e}_{\psi'} \left\{ \frac{\partial A_\rho}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right\} + \\ & + \mathbf{e}_z \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial (\rho A_{\psi'})}{\partial \rho} - \frac{\partial A_\rho}{\partial \psi'} \right\}; \end{aligned} \quad (\text{П.26})$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \psi'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}. \quad (\text{П.27})$$

## Приложение 3

### Основные формулы интегрального исчисления

Если  $V$  — область пространства с регулярной в области граничной поверхностью  $F$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный по нормали к  $F$  внутрь области  $V$  (рис. 1.1), а  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  — определенные и дважды непрерывно дифференцируемые в  $V$  и на  $F$  векторные или, соответственно, скалярные поля, то справедливы следующие интегральные формулы: интегральная формула Гаусса

$$\int_{(V)} \operatorname{div} \mathbf{A} dV = - \oint_{(F)} (\mathbf{A}, \mathbf{n}) dF; \quad (\text{П.28})$$

первая формула Грина

$$\int_{(V)} (\operatorname{grad} \varphi, \operatorname{grad} \psi) dV + \int_{(V)} \varphi \Delta \psi dV = - \oint_{(F)} \varphi \frac{\partial \psi}{\partial n} dF; \quad (\text{П.29})$$

вторая формула Грина

$$\int_{(V)} \{\varphi \Delta \psi - \psi \Delta \varphi\} dV = - \oint_{(F)} \left\{ \varphi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right\} dF; \quad (\text{П.30})$$

векторная формула Грина

$$\int_{(V)} \{(\mathbf{A}, \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B}) - (\mathbf{B}, \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A})\} dV = - \oint_{(F)} ([\mathbf{B}, \operatorname{rot} \mathbf{A}] - [\mathbf{A}, \operatorname{rot} \mathbf{B}], \mathbf{n}) dF. \quad (\text{П.31})$$

Пусть  $F$  — часть поверхности с регулярной в области нормалью  $\mathbf{n}$  (с конечным числом углов и ребер), ограниченная кривой  $C$  с кусочно регулярным тангенциальным единичным вектором  $\boldsymbol{\tau}$ , направление которого определяется правилом правого винта относительно  $\mathbf{n}$  (рис. 4.2). Если, кроме того,  $\mathbf{A}$  — векторное поле, определенное и дважды непрерывно дифференцируемое в области пространства, которая включает в себя  $F$ , то справедлива интегральная формула Стокса

$$\int_{(F)} (\text{rot } \mathbf{A}, \mathbf{n}) dF = \oint_{(C)} (\mathbf{A}, \boldsymbol{\tau}) ds \quad (\text{П.32})$$

Если  $F$  — часть плоской поверхности, то можно указать интегральные формулы Гаусса и Грина для двумерного случая. В частности, двумерным аналогом формулы (П.29) при  $\varphi = 1$  будет

$$\int_{(F)} \Delta_{tr} \psi dF = - \oint_{(C)} \frac{\partial \psi}{\partial n_1} ds; \quad (\text{П.33})$$

при этом  $\mathbf{n}_1 = [\mathbf{n}, \boldsymbol{\tau}]$  — единичный вектор, направленный внутрь  $F$  по нормали к  $C$ .

## Литература<sup>1</sup>

### А. Литература по специальным вопросам

- A 1. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. Связьиздат, 1957.
- A 2. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. Связьиздат, 1962.
- A 3. Antenna Engineering Handbook. New York, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1961.
- A 4. В о р н М. Optik, ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie. Berlin, Springer-Verlag, 1933.
- A 5. В р а с е w e l l R. N. Radio Astronomy Techniques. Handbuch der Physik, Bd. 54, Berlin, Springer-Verlag.
- A 6. B r o w n J. Microwave Lenses. London, Methuen and Co. Ltd. and New York. John Wiley and Sons, Inc., 1953.
- A 7. С а d y W. M., К а r e l i t z M. B., Т u r n e r L. A. Radar Scanners and Radomes. New York/Toronto/ London. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1948.
- A 8. D o m b r o w s k i I. A. Antennen (Übersetzung aus dem Russischen). Berlin, VEB Verlag Technik /München, Porta Verlag, 1957.
- A 9. Ф р а d и н А. З. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во «Советское радио», Москва, 1957.
- A 10. F r a d i n A. S. Microwave Antennas (Transl. from Russian), Oxford/London/New York/Paris, Pergamon Press, 1961.
- A 11. F r ä n z K., L a s s e n H. Antennen und Ausbreitung. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1956.
- A 12. F r a n z W. Theorie der Beugung elektromagnetischer Wellen. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1957.
- A 13. F r y D. W., G o w a r d F. K. Aerials for cm Wavelength. Cambridge, Cambridge University Press, 1950.
- A 14. G e s c h w i n d e H., K r a n k W. Streifenleitungen (Einführung in die Theorie und Technik bei Höchsthfrequenzen). Füssen, C. F. Wintersche Verlagshandlung, 1960.
- A 15. G o u b a u G. Elektromagnetische Wellenleiter und Hohlräume. Stuttgart, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m. b. H., 1955
- A 16. G r u n d l a c h F. W. Grundlagen der Höchsthfrequenztechnik. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag; München, J. F. Bergmann, 1950.
- A 17. J o r d a n E. C. Electromagnetic Waves and Radiating Systems. New York, Prentice-Hall, 1950.
- A 18. K i e l y D. G. Dielectric Aerials. London, Methuen Co. Ltd.; New York, John Wiley and Sons, Inc., 1953.
- A 19. K i n g R. W. P. The Theory of Linear Antennas. Cambridge, Harvard University Press, 1956.
- A 20. K i n g R. W. P., M i m n o H. R., W i n g A. H. Transmission Lines, Antennas and Waveguides. New York, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1945.
- A 21. К r a u s J. D. Antennas. New York/Toronto/London. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1950.
- A 22. Л а н d а u Л., Л и в ш и ц Е. Теоретическая физика, т. 4. Теория поля. Гостехиздат, 1948.
- A 23. L i v e n s G. H. The Theory of Electricity. Cambridge, 1932.
- A 24. M a r c u w i t z. Waveguide Handbook. Rad. Lab. Ser., Bd. 10. New York, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1951.
- A 25. M e g l a G. Dezimeterwellentechnik. Berlin, VEB Verlag Technik, 1961.
- A 26. M o r e n o T. Microwave Transmission Design Data. New York/Toronto/London. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1948.
- A 27. M ü l l e r C. Grundprobleme der mathematischen Theorie elektromagnetischer Wellen. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1957.
- A 28. M y e r s W. R. Theoretical Electromagnetism. London, Butterworths Scientific Publications, 1958.
- A 29. П и с т о л ь к о р с А. А., Ф е л ь d Я. Н. Основные этапы развития теории антенн и фидерных устройств в СССР. Радиотехника и электроника, 2, (1957), вып. 11, стр. 1390—1412.

<sup>1</sup> Литература приводится по немецкому оригиналу книги. Названия работ советских авторов переведены на русский язык.

- A 30. R a g a n. Microwave Transmission Circuits. New York/London, Radiation Lab. Series, Bd. 9, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1947.
- A 31. R a m o S., W h i n n e r y J. R. Felder und Wellen in der modernen Funktechnik (Übersetzung aus dem Amerikanischen). Berlin, VEB Verlag Technik, 1960.
- A 32. R a m o S., W h i n n e r y J. R. Fields and Wave in Modern Radio. 2. Aufl., New York, John Wiley & Sons, Inc.; London, Chapman & Hall, Ltd., 1953.
- A 33. Вопросы радиотехники сверхвысоких частот. Под ред. М. С. Неймана. Оборонгиз, 1957.
- A 34. S c h e l k u n o f f S. A., F r i i s H. T. Antennas — Theory and Practice. New York, John Wiley & Sons, Inc.; London, Chapman & Hall, Ltd., 1952.
- A 35. S i l v e r S. Microwave Antenna Theory and Design. New York/Toronto/London, McGraw-Hill Book Co., Inc., 1949.
- A 36. S i m o n y i K. Theoretische Elektrotechnik. Berlin, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1956.
- A 37. С м и р н о в В. А. Основы радиосвязи на ультракоротких волнах. Связьиздат, 1957.
- A 38. С т р э т т о н Д ж. А. Теория электромагнетизма. Перев. с англ., Гостехиздат, 1948.
- A 39. Т а м м И. Е. Основы теории электричества. Гостехиздат, 1956.
- A 40. T h o u r e l J. Les Antennes. Paris, Dunod, 1956.
- A 41. W a g n e r K. W. Elektromagnetische Wellen. Basel/Stuttgart, Verlag Birkhäuser, 1953.
- A 42. В а й н ш т е й н Л. А. Электромагнитные волны. Изд-во «Советское радио», 1957.
- A 43. В а л и т о в Р. А., С р е т е н с к и й В. Н. Радиоизмерения на сверхвысоких частотах. Воениздат, 1958.
- A 44. Z u h r t H. Elektromagnetische Strahlungsfelder. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1953.

#### В. Вспомогательная литература по математике и физике

- B 1. B e l l D. A. Statistical Methods in Electrical Engineering. London, Chapman and Hall, Ltd., 1953.
- B 2. B o r g n i s F. E., P a p a s C. H. Randwertprobleme der Mikrowellenphysik. Berlin, Springer-Verlag, 1955.
- B 3. Я н к е Е. и Э м д е Ф. Таблицы специальных функций. Физматгиз, 1959.
- B 4. L ö s c h - S c h o b l i k. Die Fakultät. Leipzig, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1951.
- B 5. M a g n u s W., O b e r h e t t i n g e r F. Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik. 2. Aufl., Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1948.
- B 6. M o o n P., S p e n c e r D. E. The Meaning of the Vector Laplacian. J. Franklin Inst., 256 (1953), H. 6, S. 551—558.
- B 7. P ö s c h l K. Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik. Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1956.
- B 8. P o h l R. W. Einführung in die Elektrizitätslehre. Berlin, Springer-Verlag, 1944.
- B 9. S o m m e r f e l d. Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. IV, Optik. Wiesbaden, Dietrichsche Verlagsbuchhandlung, 1950.
- B 10. S t a n e k J. Technik elektrischer Meßgeräte. Berlin, VEB Verlag Technik, 1957.
- B 11. S t r a t t o n, M o r s e, C h u, L i t t l e, C o r b a t o. Spheroidal Wave Functions. New York, Tech. Press of M. I. T., John Wiley and Sons, 1956.

#### С. Техника антенных измерений

- C 1. C a d e C. M., E l l i o t t A. T. Microwave Aerial Measurements. Wireless World (Nov. 1960), S. 530—533.
- C 2. C h e n g D. K. Microwave Aerial Testing at Reduced Ranges. Wireless Engr., 33 (Okt. 1956), S. 234—237.
- C 3. C h e n g D. K. On the Simulation of Fraunhofer Radiation Patterns in the Fresnel Region. Trans. IRE, AP-5 (Okt. 1957), Nr. 4, S. 399—402.
- C 4. C o t t o n y H. V. Techniques for Accurate Measurements of Antenna Gain. Circ. nat. Bur. Stand (Dez. 1958), Nr. 598, S. 1—10.
- C 5. C u f f l i n M. H. Aerial Calibration by Solar Noise Using Polar Display, Marconi Rev., 23 (1. Quart. 1960), Nr. 136, S. 33—44.
- C 6. C u l l e n A. L., P a r r J. C. A New Perturbation Method for Measuring Microwave Fields in Free Space. Proc. IEE, 102, T. B. (Nov. 1955), Nr. 6, S. 836—844.
- C 7. D a m o n E. K. Digital Instrumentation of Antenna Measurements. Electronics, 33 (14. Okt. 1960), Nr. 42, S. 90—93.
- C 8. E a s t w o o d E. Aerial Investigations Using Natural Noise Sources. Marconi Rev., 23 (1. Quart. 1960), Nr. 136, S. 2—20.



- C9. Horton C. W., Innis G. S. The Computation of Far-Field Radiation Patterns from Measurements Made Near the Source. *J. Acoust. Soc. Amer.*, **23** (Juli 1961), Nr. 7, S. 877—880.
- C10. Kurtze G., Neumann E.-G. Ein Dipolabsorber für elektromagnetische Zentimeterwellen mit verminderter Reflexion bei schräger Inzidenz. *Z. angew. Phys.*, **12** (Sept. 1960), H. 9, S. 385—393.
- C11. Mezger P.-G. Die Ausmessung großer Parabolspiegel im Mikrowellenbereich mit radioastronomischen Mitteln. *Telef.-Z.*, **32** (Juni 1959), Nr. 124, S. 99—108.
- C12. Sabih D. A Method to Reduce Antenna Ground Reflections. *Trans. IRE*, AP-8 (März 1960), Nr. 2, S. 225—227.
- C13. Scanlan M. J. B. Some Measurements on Radar Aerials, Using Stellar Noise. *Marconi Rev.*, **23** (1. Quart. 1960), Nr. 136, S. 21—32.

**D. Прочая литература (литература по общим вопросам антенн, ферритовых конструктивных элементов и т. п.)**

- D1. Ament W. S. Reciprocity and Scattering by Rough Surfaces. *Trans. IRE*, AP-8 (März 1960), Nr. 2, S. 167—174.
- D2. Begriffe und Formelzeichen für das Gebiet der Antennen. *Nachrichtentechn. Z.*, **10** (Aug. 1957), S. 416—418.
- D3. IRE Standards on Antennas and Waveguides. Definitions of Terms, *Proc. IRE*, **41** (1953), H. 12, S. 1721—1728.
- D4. Blass J. A Method for Evaluating Antennas. *Trans. IRE*, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 95—96.
- D5. Burgess J. S. The Future of Radar. *Trans. IRE*, MIL-5 (Apr. 1961), Nr. 2, S. 32.
- D6. Bystrom A., Hill R. V., Metter R. E. Ground-Mapping Antennas with Frequency Scanning. *Electronics*, **33** (6. Mai 1960), Nr. 19, S. 70—73.
- D7. Caldecott R., Peake W. H. Designing Low-Noise Antennas. *Electronics*, **34** (20. Jan. 1961), Nr. 3, S. 60—63.
- D8. Collins R. E. Scattering by an Infinite Array of Thin Dielectric Sheets. *Trans. IRE*, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 62—67.
- D9. Cottony H. V. u. a. URSI Report on Antennas and Waveguides, and Annotated Bibliography. *Trans. IRE*, AP-7 (Jan. 1959), Nr. 1, S. 87—98.
- D10. Davies D. E. N. A Fast Electronically Scanned Radar Receiving System. *J. Brit. IRE*, **21** (Apr. 1961), S. 305—318.
- D11. Deutsch J. Einige Ferrit-Bauelemente für die Mikrowellentechnik. *Nachrichtentechn. Fachber. NTF*, **12** (1958), S. 9—14.
- D12. Doherty L. H., Stone S. A. Forward Scatter from Rain. *Trans. IRE*, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 414—418.
- D13. Friis H. T. Microwave Repeater Research. *Bell. Syst. Techn. J.*, **27** (1948), S. 201—207.
- D14. Glass H. I. Applications of Ferrites at Microwave Frequencies. *Brit. Comm. a. Electronics* (Nov. 1956), S. 582—586.
- D15. Goodwin F. E.; Senf H. R. Volumetric Scanning of a Radar with Ferrite Phase Shifters. *Proc. IRE*, **47** (März 1959), S. 453—454.
- D16. Graves C. D. Radar Polarisation Power Scattering Matrix. *Proc. IRE*, **44** (Febr. 1956), S. 248—252.
- D17. Hannan P. W. Optimum Feeds for All Three Modes of a Monopulse Antenna. *Trans. IRE*, AP-9 (Sept. 1961), Nr. 5, Teil I: Theory, S. 444—454; Teil II: Practice, S. 454—461.
- D18. Hogan C. L. The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications. *The Microwave Gyrotor*. *Bell Syst. techn. J.*, **31** (1952), S. 1—31.
- D19. Kelleher K. S. Microwaves Optics at Naval Research Laboratory. *Proc. Symp. on Microwave Optics*, McGill University, Montreal, Canada, **2** (Juni 1953), Nr. 34.
- D20. Kennanugh E. M. Comment of «Radar Polarisation Power Scattering Matrix» by C. D. Graves. *Proc. IRE*, **44** (Mai 1956), S. 695.
- D21. Klausner H. U. Radar-Antennen und Scannereinrichtungen. *Scientia Electrica*, **6** (1960), H. 2, S. 53—74.
- D22. Kraus J. D. Radio Telescope Antennas of Large Aperture. *Proc. IRE*, **46** (Jan. 1958), S. 92—97.
- D23. Levin E., Muchmore R. B., Wheelon A. D. Aperture-to-Medium Coupling on Line-of-Sight Paths: Fresnel Scattering. *Trans. IRE*, AP-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 142—146.
- D24. Lewandowski S. J., Konopka J. On Some Problems in Designing Microwave Faraday-Rotation Devices. *Trans. IRE*, MTT-8 (März 1960), Nr. 2, S. 249—251.
- D25. Lucke W. S. Antenna Evaluation Methods. *Trans. IRE*, AP-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 251—254.
- D26. Manasse R. Maximum Angular Accuracy of Tracking a Radio Star by Lobe Comparison. *Trans. IRE*, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 50—56.

- D 27. McFee R., Maher T. M. Effect of Surface Reflections on Rain Cancellation of Circularly Polarized Radars. *Trans. IRE, AP-7* (Apr. 1959), Nr. 2, S. 199—201.
- D 28. Moore E. J. Performance Evaluation of HF Aircraft Antenna Systems. *Trans. IRE, AP-6* (Juli 1958), Nr. 3, S. 254—260.
- D 29. Myers J. J. Antenna Image Quality Evaluation. Part I: By an Optical Simulation Method. *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 78—82; Part II: By a Mechanical Observer, *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960) Nr. 1, S. 83—87.
- D 30. Ohm E. A. u. a. Project Echo. *Bell Syst. Tech. J.*, XL (Juli 1961), Nr. 4, S. 975—1233.  
Ohm E. A. Receiving System, S. 1065—1094.  
Crawford A. B., Hogg D. C., Hunt L. E. A Horn-Reflector Antenna for Space Communication. S. 1095—1116.  
Klahn R., Norton J. A., Githens J. A. Antenna Steering System, S. 1207—1225.
- D 31. Polder D. On the Theory of Ferromagnetic Research. *Phil. Mag.*, 40 (1949), S. 99—115.
- D 32. Sharp E. D., Diab M. A. Van Atta Reflector Array. *Trans. IRE, AP-8* (Juli 1960), Nr. 4, S. 436—438.
- D 33. Shnitkin H. Survey of Electronically Scanned Antennas. *Microwave J.*, 3 (Dez. 1960), S. 67—72 (Teil I); 4 (Jan. 1961), S. 57—64 (Teil II).
- D 34. Stöhr W. Breitbandrichtantennen für Wellenlängen unter 20 cm. *Fernmeldet. Z.*, 7 (1954), S. 510—515.
- D 35. Stöhr W. Fernseh-Sendeantennen für den Bereich der Dezimeterwellen. *Rundfunkt. techn. Mitteilungen*, 5 (Juni 1961), Nr. 3, S. 123—134.
- D 36. Welsby V. G. Two-Element Aerial Array. *Electronic technology*, 38 (Mai 1961), Nr. 5, S. 160—163.
- D 37. Welsby V. G., Tucker D. G. Multiplicative Receiving Arrays. *J. of the Brit. IRE*, 19 (1959), Nr. 6, S. 369—382.
- D 38. Young G. O., Ksienski A. Signal and Data-Processing Antennas. *Trans. IRE, MIL-5* (Apr. 1961), Nr. 2, S. 94.

## 1. Взаимодействие между токами и полями.

### Основы теории антенн

- 1.1. Baur K. Die Übertragung zwischen beliebigen Antennen. *Frequenz*, 11 (Okt. 1957), S. 308 — 312.
- 1.2. Bouix M. La Polarisation Elliptique du Rayonnement Electromagnétique. *Ann. Telecomm.*, 9 (1954), S. 275—281 (1. Teil); S. 298—304 (2. Teil); S. 345—351 (3. Teil).
- 1.3. Brouwer L. E. J. On Continuous Vector Distributions on Surfaces. *Proc. Royal Acad. (Amsterdam)*, Engl. Edition, 11 (1909), S. 850—858.
- 1.4. Brown J. A Generalized Form of the Aerial Reciprocity Theorem. *Proc. IEE*, 105 (Sept. 1955), Nr. 8, S. 472—475.
- 1.5. Бурштейн Э. Л. О мощности, принимаемой антенной при падении на нее плоской волны. *Радиотехника и электроника*, 3 (1958), вып. 2, стр. 186—189.
- 1.6. Хеврунин И. С. Расчет к. н. д. антенны с диаграммой направленности эллипсоидальной формы. *Радиотехника и электроника*, 4 (1959), вып. 3, стр. 381—383.
- 1.7. Dittl A. Hochfrequente Leistungsübertragung bei großem Wirkungsgrad. *Hochfrequenz. u. Elektroakustik*, 67 (Sept. 1958), H. 2, S. 59—64.
- 1.8. Goubau G. A Reciprocity Theorem for Nonperiodic Fields. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 339—342.
- 1.9. Goulet G. Une Formule de Rayonnement Electromagnétique. *Onde Electr.*, 27 (1947), Nr. 245—246, S. 313—317.
- 1.10. Harrington R. F., Villeneuve A. T. Reciprocity Relationships for Gyrotropic Media. *Trans. IRE, MTT-6* (Juli 1958), Nr. 3, S. 308—310.
- 1.11. Крылов Г. Н. Структура электромагнитного поля направленных антенн над плоской землей с конечной проводимостью. *Радиотехника и электроника*, 6, (1961), вып. 5, стр. 747—753.
- 1.12. Коренберг Е. Б. О некоторых общих свойствах характеристик направленности антенн. *Радиотехника*, 14 (1959), № 9, стр. 13—16.
- 1.13. Кузнецов В. Д. и Парамонов В. К. Установка для исследования направленных свойств антенн. *Радиотехника*, 16 (1961), № 8, стр. 25—32.
- 1.14. Lewis C. A. A Reactance Theorem for Antennas. *Proc. IRE*, 45 (Aug. 1957), S. 1128—1134.
- 1.15. Либин В. А. Некоторые характеристики антенн произвольной поляризации. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 11, стр. 1786—1796.
- 1.16. Mathis H. F. A Short Proof that an Isotropic Antenna is Impossible. *Proc. IRE*, 39 (Aug. 1951), Nr. 8, S. 970.

- 1.17. Mathis H. F. On Isotropic Antennas. Proc. IRE, 42 (Dez. 1954), Nr. 12, S. 1810.
- 1.18. Mayes P. E. The Equivalence of Electric and Magnetic Sources. Trans. IRE, AP-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 295—296.
- 1.19. Павлов Ю. В. Об одном методе определения потерь в антенне. Радиотехника, 16 (1961), № 7, стр. 20—22.
- 1.20. Павлов П. П. Электромагнитное поле и распределение тока вдоль бесконечно длинного неизолированного провода в проводящей среде. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 7, стр. 1106—1115.
- 1.21. Потехин А. И., Тартаковский Л. Б. Излучение диполя Герца на кромке идеально проводящего клина. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 5, стр. 592—602.
- 1.22. Q u e r i d o H. B. Amplitude Comparison Error of a Signal Received by Two Circularly-Polarized Antennas Due to Off-Axis Ellipticity. Trans. IRE, AP-9 (März 1961), Nr. 2, S. 222.
- 1.23. R a m s a y J. F. Circular Polarization for C. W. Radar. Marconi Rev., 15 (1952), Nr. 105, S. 71.
- 1.24. R u m s a y V. H. The Reaction Concept in Electromagnetic Theory. Phys. Rev., 94 (Juni 1954), S. 1483—1491; Errata: 95 (Sept. 1954), S. 1705.
- 1.25. R u m s a y V. H., D e s c h a m p s G. A., K a l e s M. L., B o h n e r t J. I. Techniques for Handling Elliptically Polarized Waves with Special Reference to Antennas. Proc. IRE, 39 (Mai 1951), S. 533—552.
- 1.26. Зернов Н. В. Электромагнитное поле магнитного диполя, расположенного в бесконечном диэлектрическом слое с отражающей плоскостью. Радиотехника и электроника, 5 (1960), вып. 12, стр. 1937—1943.
- 1.27. S i n c l a i r G. The Transmission and Reception of Elliptically Polarized Waves. Proc. IRE, 38 (Febr. 1950), S. 148—151.
- 1.28. S t r a t t o n J. A., C h u L. J. Diffraction Theory of Electromagnetic Waves. Physical Review, 56 (Juli 1939), S. 99—107.
- 1.29. T a i C h. T. On the Definition of the Effective Aperture of Antennas. Trans. IRE, AP-9 (März 1961), Nr. 2, S. 224—225.
- 1.30. T a i C h. T. On the Transposed Radiating Systems in an Anisotropic Medium. Trans. IRE, AP-9 (Sept. 1961), Nr. 5, S. 502.
- 1.31. Тартаковский Л. С. Общие расчетные формулы поля, созданного произвольно ориентированным диполем, расположенным над плоской однородной землей. Радиотехника, 13 (1958), № 4, стр. 36—44.
- 1.32. Тартаковский Л. С. Излучение диполя над плоской однородной землей. Радиотехника, 14 (1959), № 8, стр. 8—13.
- 1.33. Терешин О. Н. Применение фиктивного магнитного тока для решения задачи об излучении антенны над плоскостью с неоднородными граничными условиями Леонтовича. Радиотехника, 12 (1957), № 4, стр. 24—31.
- 1.34. W e l c h W. J. Reciprocity Theorems for Electromagnetic Fields Whose Time Dependence is Arbitrary. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 68—73.

## 2. Электромагнитные волны в линиях

- 2.1. Афанасьев Б. П. К теории экспоненциальной линии. Радиотехника, 11 (1956), № 2, стр. 29—42.
- 2.2. Белоусов С. П., Ямпольский В. Г. К определению постоянной распространения волны в длинном проводе. Радиотехника, 14 (1959), № 7, стр. 3—7.
- 2.3. B e n s o n F. A. Waveguide Attenuation and its Correlation with Surface Roughness. Proc. IEE, 99 (Dez. 1952), S. 85—90.
- 2.4. Безматерных Л. Н. О некоторых электродинамических характеристиках прямоугольного волновода, нагруженного диэлектрическими диафрагмами. Радиотехника и электроника, 7 (1962), вып. 6, стр. 995—1001.
- 2.5. B r a n d H. Wellengrößen und Wellenmatrizen, insbesondere für Mikrowellennetzwerke mit Vieltyp-Wellenleitern, АЕУ, 15 (1961), Н. 1, S. 48—60.
- 2.6. Бутров М. В. Симметричная диафрагма произвольной толщины в круглом волноводе. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 1, стр. 56—60.
- 2.7. C h e n T. S. Calculation of the Parameters of Ridge Waveguides. Trans. IRE, MTT-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 12—17.
- 2.8. Животовский А. И. К расчету сложных резонаторов. Радиотехника, 12 (1957), № 1, стр. 22—27.
- 2.9. Хохлов Р. В. О распространении волн в нелинейных диспергирующих линиях. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 7, стр. 1116—1127.
- 2.10. Диденко А. Н. Распространение электромагнитных волн в изогнутых нагруженных волноводах. Радиотехника и электроника, 4 (1959), вып. 2, стр. 172—180.

- 2.11. Диденко А. Н., Безматерных Л. Н. К расчету прямоугольных волноводов, нагруженных диэлектрическими диафрагмами. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 10, стр. 1670—1676.
- 2.12. Емелин Б. Ф. Волноводные уравнения для нерегулярных волноводов. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 5, стр. 615—627.
- 2.13. Герценштейн М. Е., Фунтова Н. Ф. Поляризационные развязки в волноводном тракте. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 5, стр. 805—813.
- 2.14. Гутман А. Л. Расчет переходов от прямоугольных волноводов к П- и Н-волноводам. Радиотехника, **13** (1958), № 12, стр. 11—19.
- 2.15. Гутман А. Л. К расчету волноводов с постепенно изменяющимся сечением. Радиотехника, **12** (1957), № 9, стр. 20—28.
- 2.16. Гутцайт Э. М. Типы волн в Н-образном металлodieлектрическом волноводе. Радиотехника и электроника, **7** (1962), вып. 2, стр. 310—320.
- 2.17. Haguey A. F. Mechanical Design and Manufacturing of Microwave Structures. Trans. IRE, MTT-7 (Okt. 1959), S. 402—423.
- 2.18. Henke O., Stricker G. Die Technik der Hohlleiter. Frequenz, **14** (März 1960), S. 94—104.
- 2.19. Исаенко Ю. М. Рассеяние волн на стыке двух многоволновых волноводов с близкими сечениями. Радиотехника и электроника, **7** (1962), вып. 2, стр. 298—309.
- 2.20. Яшкин А. Я. Расчет критической волны низшего типа для несимметричных П-, Т-волноводов и некоторых волноводов другой формы. Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 8, стр. 989—1000.
- 2.21. Яшкин А. Я. Расчет критической волны низшего типа для прямоугольных волноводов с продольными прямоугольными канавками и выступами. Радиотехника, **13** (1958), № 3, стр. 8—14.
- 2.22. Яшкин А. Я. Об одном методе приближенного расчета волноводов треугольного и трапециевидного сечения. Радиотехника, **13** (1958), № 10, стр. 3—8.
- 2.23. Яшкин А. Я. П-, Т-волноводы, равномерно изогнутые в плоскости Н. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 11, стр. 1831—1837.
- 2.24. Яшкин А. Я. Волноводы параллелограммного сечения. Радиотехника, **15** (1960), № 1, стр. 26—29.
- 2.25. Яшкин А. Я. Равномерный изгиб П- и Т-волноводов в плоскости Е. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 1, стр. 67—73.
- 2.26. Казанцев Ю. Н. Расчет симметричных переходных устройств в волноводе круглого сечения для волн типа  $H_{01}$ . Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 2, стр. 150—156.
- 2.27. Казанцев Ю. Н. Об измерении затухания в волноводах. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 2, стр. 241—249.
- 2.28. Казанцев Ю. Н., Казначеев Ю. И., Мериакри В. В. Исследование спиральных волноводов. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 11, стр. 1816—1820.
- 2.29. Каценеленбаум Б. З. Длинный симметричный волноводный переход для волны  $H_{01}$ . Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 5, стр. 531—546.
- 2.30. Каценеленбаум Б. З. Влияние диэлектрической пленки на затухание волны  $H_{01}$  в прямолинейном волноводе, близком к круговому. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 1, стр. 38—45.
- 2.31. Каценеленбаум Б. З. Изогнутые волноводы с неоднородным заполнением. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 5, стр. 634—640.
- 2.32. Каценеленбаум Б. З. Затухание волн  $H_{0l}$  в спиральном волноводе. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 3, стр. 428—432.
- 2.33. Каценеленбаум Б. З. Скрученные волноводы. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 9, стр. 1444—1447.
- 2.34. Каценеленбаум Б. З., Малина З. А. Расчет переходов для симметричной магнитной волны в круглом волноводе. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 2, стр. 228—233.
- 2.35. Керженцева Н. П. О распространении электромагнитных волн в изогнутых волноводах круглого сечения. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 5, стр. 649—659.
- 2.36. Кислюк М. Ж. Изогнутый волновод прямоугольного сечения. Радиотехника, **16** (1961), № 4, стр. 3—10.
- 2.37. Коган С. Х. Затухание электромагнитных волн, распространяющихся вдоль проволочной спиральной линии. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 2, стр. 181—186.
- 2.38. Ковтун А. А. Нестационарные процессы в волноводе. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 5, стр. 660—674.
- 2.39. Кузьмин Н. А., Макаров Т. В. Электромагнитные волны в прямоугольном крестообразном волноводе. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 12, стр. 1989—1997.

- 2.40. Любимов Л. А., Веселов Г. И., Бей Н. А. Диэлектрический волновод эллиптического сечения. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 11, стр. 1871—1880.
- 2.41. Лошаков Л. Н. и Ольдерогге Е. Б. Быстрые волны в коаксиальной спиральной линии. Радиотехника, **12** (1957), № 6, стр. 25—30.
- 2.42. Лошаков Л. Н. Поверхностные волны типа Е в круглом волноводе. Радиотехника, **13** (1958), № 9, стр. 3—7.
- 2.43. Макаров Т. В. Затухание электромагнитных волн, вызванное потерями в стенках крестообразных волноводов. Радиотехника и электроника, **7** (1962), вып. 1, стр. 99—104.
- 2.44. Малин В. В., Сивов А. Н. К теории распространения волны  $H_{01}$  в спиральном волноводе. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 3, стр. 433—439.
- 2.45. Марьин Н. П. О стыке двух плоских разнородных волноводов. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 1, стр. 3—11.
- 2.46. Мельников В. С. Расчет поглощающей линии. Радиотехника, **12** (1957), № 1, стр. 28—30.
- 2.47. Morgan S. P. Effect of Surface Roughness on Eddy Current Losses at Microwave Frequencies. *J. Appl. Phys.*, **20** (1949), S. 352.
- 2.48. Персиков М. В. Направленный ответвитель для волны  $H_{01}$  в волноводе круглого сечения. Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 1, стр. 65—74.
- 2.49. Покровский В. Л., Улинич Ф. Р., Саввиных С. К. К теории волноводов переменного сечения. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 2, стр. 161—171.
- 2.50. Rumsey V. H. Variational Principles for Electromagnetic Resonators and Waveguides. *Trans. IRE, AP-5* (Jan. 1957), Nr. 1, S. 146.
- 2.51. Самуйлов Г. П. О приближенном расчете собственных значений высших типов волн в полосковых линиях. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 4, стр. 579—583.
- 2.52. Саввиных С. К. К теории волноводов переменного кругового сечения. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 6, стр. 972—979.
- 2.53. Schnetzler K. Die Anregung von Wellentypen höherer Ordnung durch die Grundwelle an einer Versatzstelle zweier runder Hohlleiter. *AEÜ*, **14** (Okt. 1960), H. 10, S. 421—424.
- 2.54. Schnetzler K. Zur Anregung höherer Wellentypen in Hohlleiterübergängen. *AEÜ*, **14** (Okt. 1960), H. 10, S. 425—431.
- 2.55. Штейн Н. И. Влияние паразитных параметров электрической модели волновода на точность решения задачи распределения поля. Радиотехника и электроника, **5** (1960), вып. 9, стр. 1417—1425.
- 2.56. Schulten G. Messung der Eigenschaften von dielektrischen Leitungen bei Millimeterwellen in einem optisch angekoppelten Resonator, *AEÜ*, **14** (April 1960), H. 4, S. 163—166.
- 2.57. Severin H. Sommerfeld- und Harms-Goubau-Wellenleiter im Bereich der Zentimeter- und Millimeterwellen. *AEÜ*, **14** (Apr. 1960), H. 4, S. 155—162.
- 2.58. Сивухин Д. В. О средней скорости распространения электромагнитной энергии в волноводах. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 6, стр. 744—749.
- 2.59. Соловьев Е. Г. Волновод с поперечным сечением в виде параллелограмма. Радиотехника, **17** (1962), № 3, стр. 20—21.
- 2.60. Соловьев Е. Г. Прямоугольный волновод с продольными диафрагмами конечной толщины. Радиотехника, **14** (1959), № 4, стр. 3—8.
- 2.61. Соловьев Е. Г., Белоус Л. В. К теории спиральной линии, окруженной цилиндрической полупроводящей оболочкой. Радиотехника, **11** (1956), № 4, стр. 31—35.
- 2.62. Свешников А. Г. Волны в изогнутых трубах. Радиотехника и электроника, **3** (1958), вып. 5, стр. 641—648.
- 2.63. Unger H. G. Die Berechnung von Steghohlleitern. *AEÜ*, **9** (1955), S. 157—161.
- 2.64. Ваганов Р. Б. Экспериментальный анализ электромагнитного поля в волноводных переходах, содержащих критическое сечение. Радиотехника и электроника, **5** (1960), вып. 5, стр. 727—732.
- 2.65. Ваганов Р. Б., Мериакри В. В. Подавление резонансных явлений в многоволновых волноводах. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 8, стр. 1284—1292.
- 2.66. Waldron R. A. The Theory of Waveguides and Cavities. Teil 1: A General Approach to the Exact Theory of Waveguides and Cavities. *Electronic technology*, **38** (1961), Nr. 3, S. 98—105; Teil 2: Examples of Waveguides and Discussion of Special Points. *Electronic technology*, **38** (1961), Nr. 4, S. 140—147; Teil 3: Perturbation Theory and its Applications. *Electronic technology*, **38** (1961), Nr. 5, S. 178—183.
- 2.67. Цимринг Ш. Е. Вариационный метод расчета волноводов с периодическими неоднородностями. Часть I: Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 1, стр. 3—14. Часть II: Радиотехника и электроника, **2** (1957), вып. 8, стр. 969—988.

### 3. Теория антенных систем из дискретных излучающих элементов

- 3.1. Ashmead D. Optimum Design of Linear Arrays in the Presence of Random Errors. Trans. IRE, AP-4 (Dez. 1952), S. 81—92.
- 3.2. Aulock W. H. Properties of Phased Arrays. Proc. IRE, 48 (Okt. 1960), Nr 10, S. 1715—1727.
- 3.3. Bailin L. L., Ehrlich M. J. Factors Affecting the Performance of Linear Arrays. Proc. IRE, 41 (Febr. 1953), S. 235—241.
- 3.4. Бакланов Е. В., Покровский В. Л., Сурдутович Г. И. Теория неэквидистантных линейных антенн. Радиотехника и электроника, 7 (1962), вып. 6, стр. 963—972.
- 3.5. Barrar R. B., Wilcox C. H. On the Fresnel Approximation. Trans. IRE, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 43—48.
- 3.6. Baur K. Antennenzeilen mit gedämpften Nebenzipfeln Elektronische Rundschau (Juni 1960), S. 217—222.
- 3.7. Bloch A., Medhurst R. G., Pool S. D. A New Approach to the Design of Super-Directive Aerial Arrays. Proc. IEE, 100, T. III (1953), S. 303—314.
- 3.8. Bloch A., Medhurst R. G., Pool S. D. Superdirectivity. Proc. IRE, 48 (1960), S. 1164.
- 3.9. Bricout P. A. Pattern Synthesis Using Weighted Functions. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 441—444.
- 3.10. Brown J. L. A Simplified Derivation of the Fourier Coefficients for Chebyshev Patterns. Proc. IEE, 105 (1958), Nr. 7, S. 167—168.
- 3.11. Brown J. L., Rowlands R. O. Design of Directional Arrays. The J. of Acoust. Society of America, 31 (Dez. 1959), Nr. 12, S. 1638—1643.
- 3.12. Carter P. S. Mutual Impedance Effects in Large Beam Scanning Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 276—285.
- 3.13. Cheng D. K., Ma M. T. A New Mathematical Approach for Linear Array Analysis. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 255—259.
- 3.14. Chu T a S h i n g. On the Use of Uniform Circular Arrays to Obtain Omnidirectional Patterns. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 436—438.
- 3.15. Dolph C. L. A Current Distribution for Broadside Arrays which Optimizes the Relationship Between Width and Sidelobe Level. Proc. IRE, 34 (1946), S. 335—341.
- 3.16. Драбкин А. Л. Многовибраторная антенна вращающейся поляризации. Радиотехника, 14 (1959), № 8, стр. 3—7.
- 3.17. Duhamel R. H. Optimum Patterns for Endfire Arrays. Proc. IRE, 41 (1953), S. 652—659.
- 3.18. Elliott R. S. Mechanical and Electrical Tolerances for Two-Dimensional Scanning Antenna Arrays. Trans. IRE, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 114—120.
- 3.19. Gilbert E. N., Morgan S. P. Optimum Design of Directive Antenna Arrays Subject to Random Variations. Bell Syst. Techn. J. (Mai 1955), S. 637—663.
- 3.20. Goward F. K. An Improvement in End-Fire Arrays. J. Inst. Electr. Eng., T. 3, 94 (1947), S. 415—418.
- 3.21. Harrington R. F. Sidelobe Reduction by Nonuniform Element Spacing. Trans. IRE, AP-9 (März 1961), Nr. 2, S. 187—192.
- 3.22. Heller Th. Supergain-Antennen. NTZ, 14 (März 1961), H. 3, S. 113—118.
- 3.23. Hewson J., Paccello E. A. The Application of «Deuce» to a Problem in Aerial Design. Marconi Rev., 23 (3. Quart. 1960), Nr. 138, S. 104—109.
- 3.24. Hoffman M. The Utility of the Array Pattern Matrix for Linear Array Computations. Trans. IRE, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 97—100.
- 3.25. Ishimaru A., Held G. Radiation Pattern Synthesis with Sources Located on a Conical Surface. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 91—96.
- 3.26. Карпеев Г. А. Применение двухэлементного интерферометра для исследования флуктуаций волновых полей. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 3, стр. 355—362.
- 3.27. Kienski A. Equivalence Between Continuous and Discrete Radiating Arrays. Canad. J. Phys., 39 (Febr. 1961), S. 335—349.
- 3.28. King D. D., Packard R. F., Thomas R. K. Unequally-Spaced, Broad-Band Antenna Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 380—384.
- 3.29. King H. E. Directivity of a Broadside Array of Isotropic Radiators. Trans. IRE, AP-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 197—198.
- 3.30. King M. J., Thomas R. K. Gain of Large Scanned Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Nov. 1960), Nr. 6, S. 635—636.
- 3.31. Leichter M. Beam Pointing Errors of Long Line Sources. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 268—275.
- 3.32. Maas G. J. van der. A Simplified Calculation for Dolph-Tchebycheff Arrays. J. Appl. Phys., 25 (Jan. 1954), S. 121—124.
- 3.33. Mattingly R. L. Nonreciprocal Radar Antennas. Proc. IRE, 48 (Apr. 1960), Nr. 4, S. 795—796.

- 3.34. O'Neill H. F., Bailin L. L. Further Effects of Manufacturing Tolerances on the Performance of Linear Shunt Slot Arrays. *Trans. IRE, AP-4* (Dez. 1952), S. 93—102.
- 3.35. Palmer D. S. The Effects of Errors on the Polar Diagram of a Slot Array. *Marconi Rev.*, **23** (3. Quart. 1960), Nr. 138, S. 110—114.
- 3.36. Price O. R. Reduction of Side-Lobe Level and Beam Width for Receiving Antennas. *Proc. IRE*, **48** (Juni 1960), Nr. 6, T. 1, S. 1177—1178.
- 3.37. Price O. R., Hyneman R. F. Distribution Functions for Monopulse Antenna Difference Patterns. *Trans. IRE, AP-8* (Nov. 1960), Nr. 6, S. 567—576.
- 3.38. Reber G. Suppressed Sidelobe Antenna of 32 Elements. *Trans. IRE, AP-7* (Jan. 1959), Nr. 1, S. 101.
- 3.39. Rondinelli L. A. Effect of Random Errors on the Performance of Antenna Arrays of many Elements. *National IRE Conv. Rec.*, pt. 1 (1959), S. 174—189.
- 3.40. Ruze J. The Effect of Aperture Errors on the Antenna Radiation Pattern. *Suppl. Nuovo Cimento*, **9** (1952), Nr. 3, S. 364—380.
- 3.41. Salzer H. E. Aerial Pattern Synthesis. *Wireless Engr.*, **33** (Okt. 1956), S. 240—244.
- 3.42. Salzer H. E. Note on the Fourier Coefficients for Chebyshev Patterns. *Proc. IEE* **103**, T. C (Febr. 1956), S. 286—288.
- 3.43. Sandler S. S. Some Equivalences Between Equally and Unequally Spaced Arrays. *Trans. IRE, AP-8* (Sept. 1960), Nr. 5, S. 496—500.
- 3.44. Schelkunoff S. A. A Mathematical Theory of Linear Arrays. *Bell Sys. Tech. J.*, **22** (Jan. 1943), S. 80—107.
- 3.45. Shelton J. P., Kelleher K. S. Multiple Beams from Linear Arrays. *Trans. IRE, AP-9* (März 1961), Nr. 2, S. 154—161.
- 3.46. Simon J. C., Broussaud G., Spitz E. Sur la Superdirectivité d'une Antenne à Rayonnement transversal. *C. R. Acad. Sci (Paris)*, **248** (1959), S. 2309—2311.
- 3.47. Sletten C. J., Blacksmith P., Forbes G. R. New Method of Antenna Array Synthesis Applied to Generation of Double-Step Patterns. *Air Force Research Center, AFCRC-TR-55-108* (Sept. 1955).
- 3.48. Sletten C. J., Blacksmith P., Forbes G. R. New Method of Antenna Array Synthesis Applied to Generation of Double-Step Patterns. *Trans. IRE, AP-5* (Okt. 1957), Nr. 4, S. 369—373.
- 3.49. Stegen R. J. Excitation Coefficients and Beamwidth of Tchebycheff Arrays. *Proc. IRE*, **41** (Nov. 1953), S. 1671—1674.
- 3.50. Stegen R. J. Gain of Tchebyscheff Arrays. *Trans. IRE, AP-8* (Nov. 1960), Nr. 6, S. 629—631.
- 3.51. Unz H. Linear Arrays with Arbitrarily Distributed Elements. *Trans. IRE, AP-8* (März 1960), Nr. 2, S. 222—223.
- 3.52. Unz H. Matrix Relations for a Linear Array with Dipole Elements in the Fresnel Zone. *Trans. IRE, AP-9* (März 1961), Nr. 2, S. 220.
- 3.53. Wolff I. Determination of the Radiating System which will Produce a Specified Directional Characteristic. *Proc. IRE*, **25** (1937), S. 630—643.
- 3.54. Выходский Д. М. Влияние расстояний между вибраторами на резонансные и направленные свойства системы вибраторов типа «волновой канал». *Радиотехника*, **11** (1956), № 5, стр. 21—25.

#### 4. Теоретические основы и методы расчета поверхностных антенн

- 4.1. Аксенов В. И. Применение приближения Кирхгофа к задаче о рассеянии электромагнитных волн на периодически неровных поверхностях с конечной проводимостью. *Радиотехника и электроника*, **6** (1961), вып. 3, стр. 347—354.
- 4.2. Аксенов В. И. О рассеянии электромагнитных волн на синусоидальных и трохондальных поверхностях с конечной проводимостью. *Радиотехника и электроника*, **3** (1958), вып. 4, стр. 459—466.
- 4.3. Allen C. C. Radiation Patterns for Aperture Antennas with Nonlinear Phase Distributions. *IRE Conv. Rec.*, pt. 2 (Antennas and Communications) (1953), S. 9—17.
- 4.4. Арманд Н. А., Введенский Б. А. Об учете диаграмм направленности антенн при дифракции радиоволн вокруг земли. *Радиотехника и электроника*, **6** (1961), вып. 8, стр. 1218—1227.
- 4.5. Arsac J., Simon J.-C. Représentation d'un Phénomène Physique par des Sommes de Translatées. *Ann. Radioélectricité* (Juli 1960), S. 217—227.
- 4.6. Бхарева М. Ф. Частотная корреляция флуктуаций амплитуд и фаз при использовании остронаправленной антенны. *Радиотехника и электроника*, **6** (1961), вып. 10, стр. 1636—1644.
- 4.7. Baker В. В., Copson E. T. *The Mathematical Theory of Huygens Principle*. Oxford, Clarendon Press, 1950.
- 4.8. Bates R. H. T. Random Errors in Aperture Distributions. *Trans. IRE, AP-7* (Okt. 1959), Nr. 4, S. 369—372.

- 4.9. Bickmore R. W. A Note on the Effective Aperture of Electrically Scanned Arrays. Trans. IRE, AP-6 (Apr. 1958), Nr. 2, S. 194—196.
- 4.10. Booker H. G., Clemmow P. C. The Concept of an Angular Spectrum of Plane Waves and its Relation to that of a Polar Diagram and Aperture Distribution. Proc. Instn. elect. Engrs., 97, pt. 3 (1950), S. 11.
- 4.11. Bouwkamp C. J., Bruijn N. G. The Problem of Optimum Antenna Current Distribution. Philips Res. Rep., pt (1946), S. 135.
- 4.12. Bracewell R. N. Tolerance Theory of Large Antennas. Trans. IRE, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 49—58.
- 4.13. Braunbek W. Neue Näherungsmethode für die Beugung an ebenen Shirm. Z. Phys., 127 (1950), S. 381—390.
- 4.14. Brown G. H. Pattern Synthesis — Simplified Methode of Array Design to Obtain a Desired Directive Pattern. RCA Rev., 20 (Sept. 1959), Nr. 3, S. 398—412.
- 4.15. Buchsbaum u. a. Microwave Diffractions by Apertures of Various Shapes. J. Appl. Phys., 26 (1955), Nr. 6, S. 706—715.
- 4.16. Chu L. J. Physical Limitations of Omni-Directional Antennas. J. Appl. Phys., 19 (1948), S. 1163—1175.
- 4.17. Eckart G. Über den Zusammenhang zwischen Intensitätsverteilungen auf strahlenden Systemen und ihren Richtcharakteristiken. AEÜ, 9 (1955), S. 177—180.
- 4.18. Fehér K. Bestimmung der Amplitudenverteilung auf ebenen Flächen aus der Richtungsverteilung ihrer Strahlungsfelder. AEÜ, 10 (1956), S. 163—173.
- 4.19. Федоров А. А. Асимптотическое решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящей сфере. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 12, стр. 1451—1462.
- 4.20. Felsen L. B. Alternative Field Representations in Regions Bounded by Spheres, Cones and Planes. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 109—121.
- 4.21. Felsen L. B. Plane-Wave Scattering by Small-Angle Cones. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 121—129.
- 4.22. Felsen L. B. Radiation from Ring Sources in the Presence of a Semi-Infinite Cone. Trans. IRE, AP-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 168—180.
- 4.23. Felsen L. B., Карп S. N. Relation Between a Class of Two-Dimensional and Three-Dimensional Diffraction Problems. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 407—414.
- 4.24. Frahn W. Beugung elektromagnetischer Wellen in Braunbekscher Näherung. Z. Phys., 156 (1959), S. 78—116.
- 4.25. Горяинов А. С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 1, стр. 47—57.
- 4.26. Горяинов А. С. Асимптотическое решение задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на проводящем цилиндре. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 5, стр. 603—614.
- 4.27. Hansen R. C. Gain Limitations of Large Antennas. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 490—495.
- 4.28. Hansen R. C. Tables of Taylor Distributions for Circular Aperture Antennas. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 23—26.
- 4.29. Hansen W. W., Woodyard J. R. A New Principle in Directional Antenna Design. Proc. IRE, 26 (März 1938), S. 333—345.
- 4.30. Harrington R. F. Effect of Antenna Size on Gain, Bandwidth, and Efficiency. J. Res. nat. Bur. Stand., 64 (Jan./Febr. 1960), Nr. 1, S. 1—12.
- 4.31. Harrington R. F. On Scattering by Large Conducting Bodies. Trans. IRE, AP-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 150—153.
- 4.32. Harrington R. F. On the Gain and Beamwidth of Directional Antennas. Trans. IRE, AP-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 219—225.
- 4.33. Heilmann A. Die günstigste Strom- oder Feldverteilung bei Flächen- und Längsstrahlern mit kontinuierlicher Belegung. NTZ, 9 (1956), H. 1, S. 1—9.
- 4.34. Hu M. K. Fresnel Region Fields of Circular Aperture Antennas. J. Res. nat. Bur. Stand., 65 D (März/Apr. 1961), Nr. 2, S. 137—147.
- 4.35. Huang, Kodis, Levine. Diffraction by Apertures. J. Appl. Phys., 26 (1955), Nr. 2, S. 151—165.
- 4.36. Ishimaru A., Held G. Analysis and Synthesis of Radiation Patterns from Circular Apertures. Canad. J. Phys., 38 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 78—99.
- 4.37. Иванчиков В. И. Некоторые вопросы теории рефракции электромагнитных волн. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 7, стр. 1100—1105.
- 4.38. Justice R. Side-Lobe Suppression by Pattern Multiplication. Trans. IRE, AP-4 (Apr. 1956), Nr. 2, S. 119—124.
- 4.39. Kay A. F. Near-Field Gain of Aperture Antennas. Trans. IRE, AP-8 (Nov. 1960), Nr. 6, S. 586—593.
- 4.40. Кинбер Б. Е. О дифракции электромагнитных волн на вогнутой поверхности кругового цилиндра. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 8, стр. 1273—1283.



- 4.41. Кинбер Б. Е. Условие затенения и дифракционная поправка к распределению тока. Радиотехника и электроника, **5** (1960), вып. 9, стр. 1407—1416.
- 4.42. Кинбер Б. Е. О дифракции электромагнитных волн на вогнутой поверхности сферы. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 10, стр. 1652—1657.
- 4.43. Kirchhoff G. Zur Theorie der Lichtstrahlen. Sitz. — Ber. kgl. preuß. Akad. Wiss., 22. Juni. 1882, S. 641ff und Wied. Ann. Phys., **18** (1883), S. 663—695.
- 4.44. Kleinwächter H. Die einheitliche Berechnung der Strahlungsverteilung des elektrischen und des magnetischen Dipols sowie der Schlitz- und der Spiegelantenne mit der Kirchhoffschen Formel. AEÜ, **6** (1952), S. 247—253.
- 4.45. Knudsen H. L. Shannons tidsopdelingssætning og superfortstærkning hos antenner. (Shannons Zeitaufteilungssatz und Supergewinn bei Antennen.) Sartryck ur Teknisk Tidsskr., **82** (2. Dez. 1952), S. 1023—1030.
- 4.46. Koch G. F. Die Berechnung der Wirkfläche nichtkonphas belegter Flächenstrahler. AEÜ, **13** (1959), S. 462—465.
- 4.47. Koch G. F. Die verschiedenen Ansätze des Kirchhoffschen Prinzips und ihre Anwendung auf die Beugungsdiagramme bei elektromagnetischen Wellen. AEÜ, **14**, H. 2 (Febr. 1960), S. 77—98 und H. 3 (März 1960), S. 132—153.
- 4.48. Koch G. F. Flächenstrahler mit kleinen Nebenmaxima. Fernmeldetech. Z., **7** (1954), S. 498—509.
- 4.49. Koch G. F. Gewinn, Wirkfläche und Flächenausnutzung von Richtantennen und die Methoden ihrer Bestimmung. Telef.-Zeit., **26** (Aug. 1953), Nr. 101, S. 292—308.
- 4.50. Koch G. F. Richtantennen mit besonderen Aperturformen. Nachrichtentech. Z., **10** (1957), S. 175—186.
- 4.51. Koch G. Richtfunkantennen mit Strahlungsdiagrammen geringer Winkel- und Frequenzabhängigkeit. NTF, **19** (Stand und Aufgaben der Weitverkehrstechnik) (1960), S. 92—100.
- 4.52. Кожевников Н. Н. Дифракция плоской волны на кольцевой диафрагме. Радиотехника, **15** (1960), № 11, стр. 5—10.
- 4.53. Kottler F. Elektromagnetische Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen. Ann. Phys., **71** (1923), S. 457—508.
- 4.54. Ksienski A. Maximally Flat and Quasi-Smooth Sector Beams. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 476—484.
- 4.55. Ksienski A. Synthesis of Nonseparable Two-Dimensional Patterns by Means of Planar Arrays. Trans. IRE, AP-8 (März 1960), Nr. 2, S. 224—225.
- 4.56. Kyle R. F. Super-Gain Aerial Beam. — Derivation of a Cylindrical Aperture Distributions. Electronic & Radio Engr. (Sept. 1959), S. 338—340.
- 4.57. La Paz, Miller G. A. Optimum Current Distribution on Vertical Antennas. Proc. IRE, **31** (1943), S. 214.
- 4.58. Lawson I. D. Electromagnetic Wave Problems — A Synthetic Approach. Electronic & Radio Eng., **36** (1959), Nr. 9, S. 332—338.
- 4.59. Leichter M. Beam Pointing Errors of Long Line Sources Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 268—275.
- 4.60. Leitner A., Wells C. P. Radiation by Disks and Conical Structures. Trans. IRE, AP-4 (Okt. 1956), Nr. 4, S. 637—640.
- 4.61. McCormick G. C. The Optimum Aperture Function in a Long Array. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 114—145.
- 4.62. McCracken L. G. Ray Theory as Normal Mode Theory in Wave Propagation Problems. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 137—140.
- 4.63. Millar R. F. An Approximate Theory of the Diffraction of an Electromagnetic Wave by an Aperture in a Plane Screen. Proc. Instn. Elect. Engrs., (C) 103 (1955), S. 177—185.
- 4.64. Millar R. F. The Diffraction of an Electromagnetic Wave by a Circular Aperture. Proc. Instn. Elect. Engrs., (C) 104 (1957), S. 87—95.
- 4.65. Millar R. F. The Diffraction of an Electromagnetic Wave by a Large Aperture. Proc. Instn. Elect. Engrs., (C) 104 (1957), S. 240—250.
- 4.66. Ming-Kuel H. U. Fresnel Region Field Distributions of Circular Aperture Antennas. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 344—346.
- 4.67. Минкович Б. М., Давидчевский Ю. И. О расчете антенн с плоским раскрытием. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 9, стр. 1482—1488.
- 4.68. Osenn C. W. Die Einsteinsche Nadelstichstrahlung und die Maxwell'schen Gleichungen. Annalen d. Physik, **69** (1922), S. 202.
- 4.69. Пересада В. П. Дифракция в неоднородном поле. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 3, стр. 384—387.
- 4.70. Пересада В. П. Определение истинной диаграммы излучения антенны при падении на нее неплоской волны. Радиотехника, **15** (1960), № 3, стр. 18—24.
- 4.71. Poincelet P. Sur le Théorème de Babinet au Sens de la Théorie Électromagnétique. Annales des Telecommunications, **12** (1957), H. 12, S. 410—414.
- 4.72. Пономарев Н. Г. Графический метод построения профилей апланатических антенн. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 2, стр. 214—220.

- 4.73. Пономарев Н. Г. Диаграммы направленности антенн с качанием луча. Радиотехника и электроника, 7 (1962), вып. 6, стр. 949—962.
- 4.74. Просин А. В. О зависимости мощности рассеяния от направленности антенн. Радиотехника и электроника, 5 (1960), вып. 2, стр. 330—333.
- 4.75. Richmond J. H. The Numerical Evaluation of Radiation Integrals. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 358—360.
- 4.76. Robieux J. Influence de la Precision de Fabrication d'une Antenne sur ses Performances. Ann. Radioelect. (Jan. 1956), S. 29—56.
- 4.77. Заездный А. М. Об излучении линейных систем на основе аппарата рядов Фурье. Радиотехника, 16 (1961), № 2, стр. 34—45.
- 4.78. Шабельников А. В. Метод возмущений и его связь со строгим дифракционным методом при решении задач некогерентного рассеяния. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 2, стр. 204—213.
- 4.79. Шередько Е. Ю. Влияние периодической неравномерности фазы поля в раскрыве антенны на ее направленные свойства. Радиотехника, 14 (1959), № 2, стр. 17—24.
- 4.80. Шифрин Я. С. Корреляционные характеристики поля линейной антенны. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 11, стр. 1846—1858.
- 4.81. Семенов Н. А. Диаграммы направленности линейных излучателей. Радиотехника, 17 (1962), № 5, стр. 26—33.
- 4.82. Seshadri S. R., Wu T. T. High-Frequency Diffraction of Electromagnetic Waves by a Circular Aperture in an Infinite Plane Conducting Screen. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 27—36.
- 4.83. Seshadri S. R., Wu T. T. High-Frequency Diffraction of Plane Waves by an Infinite Slit for Grazing Incidence. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 37—42.
- 4.84. Severin H., Körper K. Beugung elektromagnetischer Wellen an rechteckigen Öffnungen in ebenen Metallschirmen. Z. angew. Phys., 13 (Jan. 1961), H. 1, S. 41—47.
- 4.85. Shanks H. E. A Geometrical Optics Method of Pattern Synthesis for Linear Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 485—490.
- 4.86. Shanks H. E. A New Technique for Electronic Scanning. Trans. IRE, AP-9 (März 1961), Nr. 2, S. 162—166.
- 4.87. Соколов И. Ф., Вакман Д. Е. Оптимальные линейные синфазные антенны с непрерывным распределением тока. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 1, стр. 46—55.
- 4.88. Solumar L. Maximum Gain of a Line Source Antenna if the Distribution Function is a Finite Fourier Series. Trans. IRE, AP-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 215—219.
- 4.89. Sommerfeld A. Mathematische Theorie der Diffraction. Math. Ann., 47 (1896), S. 317—374.
- 4.90. Tai C. T. A Concise Formulation of Huygens' Principle for the Electromagnetic Field. Trans. IRE, AP-8 (Nov. 1960), Nr. 6, S. 634.
- 4.91. Тартаковский Л. Б. Синтез линейного излучателя и его аналогии в задаче широкополосного согласования. Радиотехника и электроника, 3 (1958), вып. 12, стр. 1463—1474.
- 4.92. Тартаковский Л. Б., Тихонова В. К. Синтез линейного излучателя с заданным распределением амплитуд. Радиотехника и электроника, 4 (1959), вып. 12, стр. 2016—2019.
- 4.93. Taylor T. T. Design of Circular Apertures for Narrow Beamwidth and Low Side-lobes. Trans. IRE, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 17—22.
- 4.94. Taylor T. T. Design of Line-Source Antennas for Narrow Beamwidth and Low Side-lobes. Trans. IRE, AP-3 (Jan. 1955), Nr. 1, S. 16—28.
- 4.95. Taylor T. T. One Parameter Family of Line Sources Producing Modified Sin  $u/u$  Patterns. Hughes Aircraft Co., Tech. Memo. (Sept. 1953), Nr. 324, S. 5.
- 4.96. Терешин О. Н., Соколов А. Е. Подавление токов, возбуждаемых на металлическом экране дифракционной антенной конечных размеров. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 2, стр. 221—227.
- 4.97. Уфимцев П. Я. Симметричное облучение конечных тел вращения. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 4, стр. 559—567.
- 4.98. Уфимцев П. Я. Дифракция плоских электромагнитных волн на тонком цилиндрическом проводнике. Радиотехника и электроника, 7 (1962), вып. 2, стр. 260—269.
- 4.99. Unz H. Correction to «Determination of a Current Distribution over a Cone Surface Which Will Produce a Prescribed Radiation Pattern». Trans. IRE, AP-7 (Jan. 1959), Nr. 1, S. 104.
- 4.100. Unz H. Determination of a Current Distribution over a Cone Surface Which Will Produce a Prescribed Radiation Pattern. Trans. IRE, AP-6 (Apr. 1958), Nr. 2, S. 182—186.
- 4.101. Вайнштейн Л. А., Белкина М. Г. О влиянии металлической оболочки на заднее излучение направленных антенн. Радиотехника и электроника, 4 (1959), вып. 4, стр. 566—575.

- 4.102. Вайнштейн Л. А., Федоров А. А. Рассеяние плоских и цилиндрических волн на эллиптическом цилиндре и концепция дифракционных лучей. Радиотехника и электроника, **6** (1961), вып. 1, стр. 31—46.
- 4.103. Wendik O. G. Über die Stromverteilung an Antennen mit nichtmechanischer Strahlenschwenkung. IRK, **4** (1961), S. 64—76.
- 4.104. Westphal K. Zur Theorie einer Klasse von Beugungsproblemen mittels singulärer Integralgleichungen, I. Ann. d. Physik, 7. Folge, Bd. 4 (1959), H. 6—8, S. 283—351.
- 4.105. Вольперт А. Р. О фазовом центре антенн. Радиотехника, **16** (1961), № 3, стр. 3—12.
- 4.106. Woodward P. M. A Method of Calculating the Field over a Plane Aperture Required to Produce a Given Polar Diagram. J. IEE, **93**, pt. 3a (1946), S. 1554—1558.
- 4.107. Woodward P. M., Lawson J. D. The Theoretical Precision with which an Arbitrary Radiation-Pattern may be Obtained from a Source of Finite Size. J. Instn. elect. Engrs., **95**, pt. 3 (Sept. 1948), S. 363—370.
- 4.108. Воробьев Е. А. К вопросу максимально достижимого усиления антенн СВЧ. Известия высших учебных заведений. Радиотехника, **3** (1960) вып. 4, стр. 471—476.
- 4.109. Yen J. L. On the Synthesis of Line-Sources and Infinite Strip-Sources. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 40—46.

### 5. Рупорные излучатели

- 5.1. Allen P. J. Generating a Rotating Polarization. Proc. IRE, **48** (Mai 1960), Nr. 5, S. 941.
- 5.2. Angelakos D. J., Korman M. M. Radiation from Ferrite-Filled Apertures. Proc. IRE, **44** (Okt. 1956), S. 1463—1468.
- 5.3. Ayres W. P. Broad-Band Quarter-Wave Plates. Trans. IRE, MTT-5 (Okt. 1957), S. 258—261.
- 5.4. Barrow W. L., Chu L. J. Theory of the Electromagnetic Horn. Proc. IRE, **27** (1939), S. 51—64.
- 5.5. Barrow W. L., Chu L. J., Jansen J. J. Biconical Electromagnetic Horns. Proc. IRE, **27** (Dez. 1939), S. 769—779.
- 5.6. Barrow W. L., Green F. M. Rectangular Hollow-Pipe Radiators. Proc. IRE, **26** (1938), S. 1498.
- 5.7. Barrow W. L., Lewis F. D. The Sectoral Electromagnetic Horn. Proc. IRE, **27** (1939), S. 41—50.
- 5.8. Barrow W. L., Shulman C. Multiunit Electromagnetic Horns. Proc. IRE, **28** (März 1940), S. 130—136.
- 5.9. Bartholomä J. Zirkularpolarisation als Mittel zur Minderung der Störung von Radaranlagen durch Regenechos. Bericht im Funkortungsausschuß, **5** (1958).
- 5.10. Baur K. Gerät zur Untersuchung der Polarisierungseigenschaften von Übertragungselementen im 4-GHz-Bereich. AEU, **12** (1958), H. 8, S. 371—379; H. 9, S. 407—413; H. 10, S. 447—456.
- 5.11. Braun E. H. Gain of Electromagnetic Horns. Proc. IRE, **41** (Jan. 1953), S. 109.
- 5.12. Braun E. H. Some Data for the Design of Electromagnetic Horns. Trans. IRE, AP-4 (Jan. 1956), Nr. 1, S. 29—31.
- 5.13. Brückmann H., Hagaman B. G. Horn Antennas for HF Long-Range Communication. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 523—526.
- 5.14. Brückmann H., Hagaman B. G. Horn-Antenne für Funkweitverkehr auf Kurzwellen. NTF, **23** (1961), S. 107—114.
- 5.15. Butson P. C., Thompson G. T. The Effect of Flanges on the Radiation Patterns of Waveguide and Sectoral Horns. Proc. IEE, **106**, pt. B (Juli 1959), Nr. 28, S. 422—426.
- 5.16. Chu L. J. Calculation of the Radiation Properties of Hollow Pipes and Horns. J. Appl. Phys., **11** (Sept. 1940), S. 603—610.
- 5.17. Chu L. J., Barrow W. L. Electromagnetic Horn Design. Elect. Eng., **58** (1939), S. 333—338.
- 5.18. Clasen C. P., Rankin J. B., Woodward O. M. A Radial-Waveguide Antenna and Multiple Amplifier System for Electronic Scanning. RCA Review, **22** (Sept. 1961), Nr. 3, S. 543—554.
- 5.19. Clavin A. Reciprocal Ferrite Phase Shifter in Rectangular Waveguide. Trans. IRE, MTT-6 (1958), H. 8, S. 334.
- 5.20. Corbin A. T., May A. S. Broadband Horn Reflector Antenna. Bell. Lab. Record, **33** (1955), S. 401—404.
- 5.21. Crandell P. A. A Turnstile Polarizer for Rain Cancellation. Trans. IRE, MTT-3 (Jan. 1955), Nr. 1, S. 10—15.
- 5.22. Dawson R. W. An Experimental Dual Polarization Antenna Feed for Three Radio Relay Bands. Bell. Syst. techn. J., **36** (1957), S. 391—408.

- 5.23. Fox A. G. An Adjustable Wave-Guide Phase Changer. Proc. IRE, **35** (1947), S. 1489.
- 5.24. Gillitzer E. Richtfunk-Antennenanlagen für Übertragung in zwei Polarisationsrichtungen. NTF, **23** (1961), S. 67—73.
- 5.25. Goatley C., Green F. D. Circularly-Polarized Biconical Horns. Trans. IRE, AP-4 (Okt. 1956), Nr. 4, S. 592—596.
- 5.26. Honey R. C., Jones E. M. T. A Versatile Multiport Biconical Antenna. Proc. IRE, **45** (Okt. 1957), S. 1374—1383.
- 5.27. Hurrle K. Elektromagnetische Hornstrahler mit phasenkorrigierenden Mikrowellenlinsen. AEÜ, **6** (1952), S. 502—506.
- 5.28. King A. P. The Radiation Characteristics of Conical Horn Antennas. Proc. IRE, **38** (1950), S. 249—251.
- 5.29. Kleinwächter H. Die Wellenausbreitung in zylindrischen Hohlleitern und die Hertzsche Lösung als Sonderfälle der Wellenausbreitung in trichterförmigen Hohlleitern. AEÜ, **5** (1951), S. 231—236.
- 5.30. Knopf A. Diss., TH München, 1955.
- 5.31. Knopf A. Kleine Trichterantenne mit verbessertem Flächenwirkungsgrad. NTZ (1956), H. 9, S. 408—410.
- 5.32. Kühn R. Nichtreziproke Radarantennen. Wiss. Zeitschr. d. Hochsch. Ilmenau, **5** (1959), H. 1, S. 49—61.
- 5.33. Kühn R. Radarantennen mit nichtreziprokem Polarisationsverhalten. Nachrichtentechnik, **10** (1960), H. 9, S. 398—401.
- 5.34. Kühn R., Teske G. Ferritbelastete Mikrowellenstrahler. Nachrichtentechnik, **12** (1962), H. 1, S. 9—12.
- 5.35. Laub H. Bemessung von Hornparabolantennen. Frequenz, **11** (1957), Nr. 7, S. 201—207.
- 5.36. Laub H. Breitbandanpassung von Hornparabolantennen. Frequenz, **13** (Dez. 1959), Nr. 12, S. 390—397.
- 5.37. Laub H., Stöhr W. Hornparabolantennen für Breitband-Richtfunkanlagen. Frequenz, **10** (1956), S. 33—44.
- 5.38. Levine D. J., Sichak W. Dual-Mode Horn Feed for Microwave Multiplexing. Electronics, **27** (1954), Nr. 9, S. 162.
- 5.39. Matsumaru K. Reflection of a Pyramidally Tapered Rectangular Waveguide. Trans. IRE, MTT-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 192—196.
- 5.40. Meinke H. H. Breitbandrichtantennen mit gutem Flächenwirkungsgrad. FTZ, **7** (1954), H. 4, S. 161—170.
- 5.41. Metter R. E. X-Band Horn Antenna has Broad Beam-Width. Electronics, **33** (4. März 1960), Nr. 10, S. 50—53.
- 5.42. Миказан П. С. Дифракция электромагнитных волн на открытом конце спирального волновода. Радиотехника и электроника, **5** (1960), вып. 3, стр. 403—412.
- 5.43. Müller K. E. Über den Nachweis höherer Schwingungsformen in Hohlleitern mit Hilfe des Strahlungsfeldes. Nachrichtentechnik, **12** (1962), H. 1, S. 18—23.
- 5.44. Müller K. E. Untersuchung des Strahlungsverhaltens offener Hohlleiter. Hochfrequenz- u. Elektroak. (Sept. 1958), S. 35—42.
- 5.45. Müller K. E., Göller J. Hornstrahler als Gewinnnormale. Nachrichtentechnik, **10** (1960), H. 9, S. 414—422.
- 5.46. Nail J. J. Designing Disccone Antennas. Electronics Buyers' Guide (Juni 1955), Mid-Month, S. R-27-R-29.
- 5.47. Oh L. L., Lunden C. D. Jelly-Roll Shape Shrinks Horn Antenna. Electronics, **34** (Nov. 3, 1961), S. 38—39.
- 5.48. Owen A. R. G., Reynolds L. G. The Effect of Flanges on the Radiation Patterns of Small Horns. J. IEE, **93**, T. IIIA (1946), S. 1528.
- 5.49. Papas C. H., King R. Radiation from Wide-Angle Conical Antennas Fed by a Coaxial Line. Proc. IRE, **39** (1951), S. 49—51.
- 5.50. Piefke G. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Pyramidentrichter. Z. angew. Phys., **6** (1954), S. 499—507.
- 5.51. Piefke G. Reflexion beim Übergang vom Rechteck-Hohlleiter zum Sektor-Horn. AEÜ, **11** (1957), H. 3, S. 123—135.
- 5.52. Pippard A. B. The Hogbarn — an Electromagnetic Horn Radiator of Medium-Sized Aperture, J. IEE, **10** (1946), S. 1536—1538.
- 5.53. Qudus M. A., German J. P. Phase Correction by Dielectric Slabs in Sectoral Horn Antennas. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 413—415.
- 5.54. Reggia F., Spencer E. G. A New Technique in Ferrite Phase Shifting for Beam Scanning of Microwave Antennas. Proc. IRE, **45** (1957), H. 11, S. 1510—1517.
- 5.55. Rhodes D. R. An Experimental Investigation of the Radiation Patterns of Electromagnetic Horn Antennas. Proc. IRE, **36** (Sept. 1948), S. 1101—1105.
- 5.56. Rupp A., Schlaud A. Probleme der Zirkularpolarisation bei Radarantennen. NTF, **23** (1961), S. 99—106.
- 5.57. Salomon J., Brunet B. Etude des Antennes à plusieurs Cornets. Rev. techn. C. F. T. H. (Apr. 1955), Nr. 19, S. 75.

- 5.58. Salomon J., Brunet B. Quelques Perfectionnements aux Sources Primaires à Cornets. *L'Onde Electr.*, Suppl. Spec., 2 (1958), S. 698—703.
- 5.59. Schelkunoff S. A. On Diffraction and Radiation of Electromagnetic Waves. *Phys. Rev.*, 56 (15. Aug. 1939), S. 308.
- 5.60. Schnetzler K. Die Reflexion der Grundwelle an den Knickstellen eines Hohlleiters, insbesondere bei einem stetigen Übergang von einem rechteckigen auf einen runden Hohlleiter. *AEÜ*, 14 (Apr. 1960), H. 4, S. 177—182.
- 5.61. Simmons A. J. Phase Shift by Periodic Loading of Waveguide and its Application to Broad-Band Circular Polarization, *IRE, MTT-3* (Dez. 1955), S. 18—21.
- 5.62. Slayton W. T. Design and Calibration of Microwave Antenna Gain-Standards. *NRL Report 4433* (Nov. 1954).
- 5.63. Slayton W. T. Design of Microwave Gain-Standard Horns. *Electronics* (Juli 1955), S. 150—154.
- 5.64. Soly mar L. Lens-Compensated Biconical Aerial; Design Criteria. *Electronic technology*, 38 (Juni 1961), Nr. 6, S. 211—213.
- 5.65. Southworth G. C., King A. P. Metal Horns as Directive Receivers of Ultra-Short Waves. *Proc. IRE*, 27 (1939), S. 95—102.
- 5.66. Tompkins R. D. A Broad-Band Dual-Mode Circular Waveguide Transducer. *Trans. IRE, MTT-4* (1956), S. 181—183.
- 5.67. Tompkins R. D. A Dispersionless Dielectric Quarter-Wave Plate in Circular Waveguide. *Proc. IRE*, 48, T. 1 (Juni 1960), Nr. 6, S. 1171—1172.
- 5.68. Tyragas G., Heild G. Radiation from a Rectangular Waveguide Filled with Ferrite. *Trans. IRE, MTT-6* (Juli 1958), Nr. 3, S. 268—277.
- 5.69. Улинич Ф. Р. К теории рупоров. *Радиотехника и электроника*, 4 (1959), вып. 5, стр. 792—798.
- 5.70. Wheeler M. S. Nonmechanical Beam Steering by Scattering from Ferrites. *Trans. IRE, MTT-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 38—42.

## 6. Линзовые антенны

- 6.1. Абрамов И. Б., Заборов В. П. Металловоздушная линза с осевой симметрией и тороидальным изгибом на выходе. *Радиотехника и электроника*, 4 (1959), вып. 11, стр. 1801—1805.
- 6.2. Adachi S., Rudduck R. C., Walter C. H. A General Analysis of Nonplanar, Two-Dimensional Luneberg Lenses. *Trans. IRE, AP-9* (Juli 1961,) Nr. 4, S. 353—357.
- 6.3. Bachynski M. P., Bekéfi G. Aberrations in Circularly Symmetric Microwave Lenses. *Trans. IRE, AP-4* (Juli 1956), Nr. 3, S. 412—421.
- 6.4. Bekéfi G., Farnell G. W. A Homogeneous Dielectric Sphere as a Microwave Lens. *Canad. J. Physics* 34 (Aug. 1956), S. 790—803.
- 6.5. Бененсон Л. С. Фазовая скорость волн в анизотропном искусственном металлодиэлектрике при произвольном направлении распространения. *Радиотехника и электроника*, 4 (1959), вып. 11, стр. 1806—1815.
- 6.6. Berg F. Reflection and Refraction of Microwaves at a Set of Parallel Metallic Plates. *Proc. IEE*, 98, pt. III, (1951), S. 47—55.
- 6.7. Braun E. H. Radiation Characteristics of the Spherical Luneberg Lens. *Trans. IRE, AP-4* (Apr. 1956), Nr. 2, S. 132—138.
- 6.8. Brown R. M. Dielectric Bifocal Lenses. *IRE Conv. Rec.*, pt. 1 (1956), S. 180—187.
- 6.9. Chait H. N. A Microwave Schmidt System. *Naval Res. Lab., Washington, D. C.*, *NRL Nr. 3889* (Mai 1952).
- 6.10. Cheng D. K. Modified Luneberg Lens for Defocused Source. *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 110—111.
- 6.11. Chiron B., Holvoet-Vermant F. Études Expérimentales des Lentilles et Réflecteurs Diélectriques Sphériques. *L'Onde Electrique*, 41 (Mai 1961), Nr. 410, S. 481—489.
- 6.12. Cloutier G. G., Bekéfi G. Scanning Characteristics of Microwave Aplanatic Lenses. *Trans. IRE, AP-5* (Okt. 1957), Nr. 4, S. 391—396.
- 6.13. Cohn S. B. Artificial Dielectrics for Microwaves. *Proc. of the Symposium on Modern Advances in Microwave Techniques*, New York (1954), S. 465—480.
- 6.14. Cohn S. B. The Electric and Magnetic Constants of Metallic Delay Media Containing Obstacles of Arbitrary Shape and Thickness. *J. Appl. Phys.*, 22 (Mai 1951), S. 628—634.
- 6.15. Collin R. E. Properties of Slotted Dielectric Interfaces. *Trans. IRE, AP-7* (Jan. 1959), Nr. 1, S. 62—73.
- 6.16. Collin R. E. Reflection and Transmission at a Slotted Dielectric Interface. *Canad. J. Physics*, 34 (Apr. 1956), S. 398—411.
- 6.17. Dasgupta S., Lo Y. T. A Study of the Coma-Corrected Zoned Mirror by Diffraction Theory. *Trans. IRE, AP-9* (März 1961), Nr. 2, S. 130—139.

- 6.18. Dhanalakshmi C., Chatterjee S. K. Metal-Disc Delay Dielectrics. *J. Instn. Telecommun. Engrs., India*, **6** (Febr. 1960), Nr. 2, S. 83—85.
- 6.19. DiFrancia G. T. Spherical Lenses for Infrared and Microwaves. *J. Appl. Phys.*, **32** (Okt. 1961), Nr. 10, S. 2051.
- 6.20. Добровольский И. Ф., Смирнов В. П. Расчет потерь в гиперболических линзах, облучаемых диполем Герца. *Радиотехника*, **14** (1959), № 12, стр. 3—7.
- 6.21. Eaton J. E. An Extension of the Luneberg-Type Lenses. *Naval Res. Lab., Washington, D. C.*, Rep. Nr. 4110 (16. Febr. 1953).
- 6.22. Farnell G. W. On the Axial Phase Anomaly for Microwave Lenses. *J. opt. Soc. Amer.*, **48** (Sept. 1958), Nr. 9, S. 643—647.
- 6.23. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Расчет фазовых скоростей волн в искусственном металлодиэлектрике. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 3, стр. 417—427.
- 6.24. Fränzl K. Antennen mit schwenkbarer Charakteristik. *NTF*, **12** (1958), S. 61—68.
- 6.25. Gray C. L., Huber J. C. A Method to Achieve a Collimated Circularly Polarized Beam. *Trans. IRE, AP-7* (Juli 1959), Nr. 3, S. 281—282.
- 6.26. Hollis J. S., Long M. W. A Luneberg Lens Scanning System. *Trans. IRE, AP-5* (Jan. 1957), Nr. 1, S. 21—25.
- 6.27. Holt F. S., Mayer A. A Design Procedure for Dielectric Microwave Lenses of Large Aperture Ratio and Large Scanning Angle. *Trans. IRE, AP-5* (Jan. 1957), Nr. 1, S. 25—30.
- 6.28. Holt F. S., Mayer A. Correction to «A Design Procedure for Dielectric Microwave Lenses of Large Aperture Ratio and Large Scanning Angle». *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 77.
- 6.29. Kay A. F. Spherically Symmetric Lenses. *Trans. IRE, AP-7* (Jan. 1959), Nr. 1, S. 32—38.
- 6.30. Kay A. F. The Impossibility of Certain Desirable Luneberg Lens Modifications. *Trans. IRE, AP-4* (Jan. 1956), Nr. 1, S. 87—88.
- 6.31. Kelleher K. S. Variable-Index Lenses Producing Conical Wavefronts, presented at URSI Symp. on Electromagnetic Wave Theory, Univ. of Michigan, Ann Arbor, Mich., Abstr.: *Trans. IRE, AP-4* (Juli 1956), S. 586.
- 6.32. Kelleher K. S. Designing Dielectric Microwave Lenses. *Electronics Buyers' Guide* (Juni 1957), Mid-Month, S. R-12-R-16.
- 6.33. Kock W. E. Metal-Lens Antennas. *Proc. IRE*, **34** (Nov. 1946), S. 828—836.
- 6.34. Крупп Д. М. Расчет профиля апланатических линзовых антенн. *Радиотехника и электроника*, **7** (1962), вып. 6, стр. 981—987.
- 6.35. Kunz K. S. Propagation of Microwaves Between a Parallel Pair of Doubly-Curved Conducting Surface. *J. Appl. Phys.*, **25** (Mai 1954), S. 642—653.
- 6.36. Luneberg R. K. *Mathematical Theory of Optics*. Brown University, Providence, R. I (1944), S. 189—213.
- 6.37. Mathis H. F. Checking Design of Stepped Luneberg Lens. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 342—343.
- 6.38. Medved D. B. An Electronic Scan Using a Ferrite Aperture Luneberg Lens System. *Trans. IRE, MTT-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 101—103.
- 6.39. Morgan S. P. Generalizations of Spherically Symmetric Lenses. *Trans. IRE, AP-7* (Okt. 1959), Nr. 4, S. 342—345.
- 6.40. Morgan S. P. General Solution of the Luneberg Lens Problem. *J. Appl. Phys.*, **29** (Sept. 1958), Nr. 9, S. 1358—1368.
- 6.41. Peeler G. D. M., Archer D. H. A Two-Dimensional Microwave Luneberg Lens. *Trans. IRE, AP-1* (Juli 1953), S. 12—23.
- 6.42. Peeler G. D. M., Coleman H. P. Microwave Stepped-Index Luneberg Lenses. *Trans. IRE, AP-6* (Apr. 1958), Nr. 2, S. 202—207.
- 6.43. Peeler G. D. M., Kelleher K. S., Coleman H. P. Virtual Source Luneberg Lenses. *Trans. IRE, AP-2* (Juli 1954), Nr. 3, S. 94—99.
- 6.44. Prache P. M. Lentilles et Réflecteurs Diélectriques à Couches Sphériques Homogènes. *Annales des Telecommunications*, **16** (März/Apr. 1961), Nr. 3—4, S. 85—95.
- 6.45. Primich R. I. Some Electromagnetic Transmission and Reflection Properties of a Strip Grating. *Trans. IRE, AP-5* (Apr. 1957), Nr. 2, S. 176—182.
- 6.46. Proctor E. K. Methods of Reducing Chromatic Aberration in Metal-Plate Microwave Lenses. *Trans. IRE, AP-6* (Juli 1958), Nr. 3, S. 231—239.
- 6.47. Proctor E. K., Rees M. H. Scanning Lens Design for Minimum Mean-Square Phase Error. *Trans. IRE, AP-5* (Okt. 1957), Nr. 4, S. 348—355.
- 6.48. Robinson G. P. Three Dimensional Microwave Lens. *Tele-Techn. and Electronic Industries*, **13** (Nov. 1954), S. 73, 124—125.
- 6.49. Заборов В. П. Метод изометрического преобразования радиолинз. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 4, стр. 576—583.
- 6.50. Заборов В. П. Изометрическое преобразование линз постоянной толщины. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 4, стр. 584—591.

- 6.51. Scheggi A. M., Toraldo di Francis G. A Microwave Lens for Rapid Scanning. *Alta Frequenza*, **29** (Okt. 1960), Nr. 5, S. 438—449.
- 6.52. Schrank H. E. Graphical Construction of Rays in an Ideal Luneberg Lens. *Trans. IRE*, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 410—411.
- 6.53. Smedes R. L. High Efficiency Microwave Lens. *IRE Conv. Rec.*, T. 1 (1956), S. 208—212.
- 6.54. Sternberg R. L. Elementary Methods in the Numerical Design of Microwave Dielectric Lenses. *J. of Math. a. Phys.*, **34** (Jan. 1956), S. 209—235.
- 6.55. Tai C. T. The Electromagnetic Theory of the Spherical Luneberg Lens. *Appl. sci. Res.*, **B7** (1958), Nr. 2, S. 113—130.
- 6.56. Valster F. A High-Speed Scanning Radar Antenna, *Philips tech. Rev.*, **22** (9. Nov. 1960), Nr. 2, S. 29—35.
- 6.57. Van Buskirk L. F., Hendrix C. E. The Zone Plate as a Radio-Frequency Focusing Element. *Trans. IRE*, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 319—320.
- 6.58. Webster R. E. Radiation Patterns of a Spherical Luneberg Lens with simple Feeds. *Trans. IRE*, AP-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 301—302.
- 6.59. Whitehead E. A. N. The Theory of Parallel-Plate Media for Microwave Lenses. *Proc. IEE*, **98**, pt. III (1951), S. 133—140.

## 7. Зеркальные антенны

- 7.1. Anonym. Cassegrain Antenna Compacts Wide-Angle Scanning. *Electr. Design News.*, **6** (1961), Nr. 10, S. 24—25.
- 7.2. Anonym. Ferrite-Loaded Antenna Radiates Fan and Pencil Beams. *Aviation Age* (Okt. 1956), S. 94—99.
- 7.3. Anonym. Hemispherical Antenna Reflector. *Electronics*, **33** (1. Apr. 1960), S. 82, 84, 85.
- 7.4. Бахрах Л. Д., Вавилова И. В. Сферические двухзеркальные антенны. *Радиотехника и электроника*, **6** (1961), вып. 7, стр. 1146—1156.
- 7.5. Bartholomä J. Die Antenne der Mittelbereich-Radaranlage. *Telef. Z.*, **34** (März 1961), Nr. 131, S. 33—41.
- 7.6. Bartholomä J. Vergleich der mechanischen und elektrischen Diagrammschwenkung bei Radar-Antennen. *NTF*, **12** (1958), S. 41—45.
- 7.7. Brown F. W. Polyconic Approximation to a Parabolic Surface. *Trans. IRE*, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 113—114.
- 7.8. Carter D. Phase Centers of Microwave Antennas. *Trans. IRE*, AP-4 (Okt. 1956), Nr. 4, S. 597—600.
- 7.9. Chait H. N. Wide Angle Scan Radar Antenna. *Electronics*, **26** (1953), S. 128.
- 7.10. Cheng D. K., Grusauskas P. Determination of Aperture Phase Errors in Microwave Reflectors. *J. Franklin Inst.*, **260** (Aug. 1955), S. 99—106.
- 7.11. Cheng D. K., Moseley S. T. On-axis Defocus Characteristics of the Paraboloidal Reflector. *Trans. IRE*, AP-3 (Okt. 1955), Nr. 4, S. 214—216.
- 7.12. Clavin A. A New Antenna Feed Having Equal E- and H-Plane Patterns. *Trans. IRE*, AP-2 (Juli 1954), Nr. 3, S. 113—119; *Proc. Inst. Radio Engr. Australia*, **17** (März 1956), S. 88—93.
- 7.13. Cornbleet S. A New Design Method for Phase-Corrected Reflectors at Microwave Frequencies. *Proc. IEE*, **107**, pt. C (Sept. 1960), Nr. 12, S. 179—189.
- 7.14. Cottony H. V., Wilson A. C. Gains of Finite-Size Corner-Reflector Antennas. *Trans. IRE*, AP-6 (Okt. 1958), Nr. 4, S. 366—369.
- 7.15. Crosby D. R. Theoretical Gain of Flat Microwave Reflectors. *Con. Rec. IRE*, T. 1, 2 (1954), S. 71—75.
- 7.16. Cumming W. A., Wang C. P., Loh S. C. Analysis and Reduction of Scattering from the Feed of a Cheese Antenna. *Trans. IRE*, AP-7 (Juli 1959), Nr. 3, S. 226—233.
- 7.17. Donaldson A. R., French I. P., Midgley D. Paraboloidal Reflectors with Axial Excitation. *Proc. IEE*, **107**, pt. B (Nov. 1960), Nr. 36, S. 547—552.
- 7.18. Dunbar A. Calculation of Doubly Curved Reflectors for Shaped Beams. *Proc. IRE*, **36** (Okt. 1948), Nr. 4, S. 1289—1296.
- 7.19. Есепкина Н. А., Кайдановский Н. Л., Кузнецов Б. Г., Кузнецова Г. В., Хайкин С. Э. Исследование характеристик излучения остро-направленных зеркальных антенн с отражателем переменного профиля. *Радиотехника и электроника*, **6** (1961), вып. 12, стр. 1947—1960.
- 7.20. Foldes P., Komlos S. G. Theoretical and Experimental Study of Wide-Band Paraboloid Antenna with Central Reflector Feed. *RCA Rev.*, **21** (März 1960), Nr. 1, S. 94—116.
- 7.21. Foster K. Parabolic Cylinder Aerials. *Wireless Engr.*, **33** (März 1956), S. 59—65.
- 7.22. Ganapathy N., Hopkins P. E. G. T. An Experimental Wide Band Parabolic Aerial for the 2000 Mc/s Band. *Marconi Rev.*, **20** (4. Quart. 1957), S. 134—152.

- 7.23. Gordon W. E., LaLonde L. M. The Design and Capabilities of an Ionospheric Radar Probe. *Trans. IRE, AP-9* (Jan. 1961), Nr. 1, S. 17—22.
- 7.24. Green H. E. Paraboloidal Reflector Aerial with a Helical Feed. *Proc. Instn. Radio Engrs., Aust.*, 21 (Febr. 1960), Nr. 2, S. 71—83.
- 7.25. Hannan P. W. Microwave Antennas Derived from the Cassegrain Telescope. *Trans. IRE, AP-9* (März 1961), Nr. 2, S. 140—153.
- 7.26. Harris E. F. Gains of Finite-Size Corner-Reflector Antennas. *Trans. IRE, AP-7* (Juli 1959), Nr. 3, S. 281.
- 7.27. Head A. K. A New Form for a Giant Radio Telescope. *Nature*, 179 (6. Apr. 1957), S. 692.
- 7.28. Hutchison P. T. The Image Method of Beam Shaping. *Trans. IRE, AP-4* (Okt. 1956), Nr. 4, S. 604—609.
- 7.29. Иванов В. И. Коротковолновая асимптотика дифракционного поля в тени идеального параболического цилиндра. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 3, стр. 393—402.
- 7.30. Jackson J. A. C. Development of Radio Link Aerials for the 4000 Mc/s Band. *Marc. Rev.*, 24 (1. Quart. 1961), Nr. 140, S. 26—38.
- 7.31. Jackson J. A. C., Goodall E. G. A. A 360° Scanning Microwave Reflector. *Marconi Rev.*, 21 (1. Quart. 1958), S. 30—38.
- 7.32. Jakes W. C. A Theoretical Study of an Antenna-Reflector Problem. *Proc. IRE*, 41 (Febr. 1953), S. 272—274.
- 7.33. Ямпольский В. Г. Влияние диэлектрического слоя на отражательные свойства несплошного рефлектора. *Радиотехника*, 12 (1957), № 2, стр. 59—64.
- 7.34. Jasik H. A Wide-Band Antenna System for Solar Noise Studies. *Proc. IRE*, 46 (Jan. 1958), S. 135—142.
- 7.35. Jones E. M. T. Low Side Lobes in Pencil-Beam Antennas. *IRE Conv. Rec.*, pt. 2 (1953), S. 64—67.
- 7.36. Jones E. M. T. Paraboloid Reflector and Hyperboloid Lens Antennas. *Trans. IRE, AP-2* (Juli 1954), Nr. 3., S. 119—127.
- 7.37. Kelleher K. S. A New Microwave Reflector, *IRE Conv. Rec.*, pt. 2 (1953), S. 56—58.
- 7.38. Keller J. B. The Inverse Scattering Problem in Geometrical Optics and the Design of Reflectors. *Trans. IRE, AP-7* (Apr. 1959), Nr. 2, S. 146—149.
- 7.39. Kiely D. G. Parabolic Cylinder Aerials. *Wireless Engr.* (März 1951), S. 73—78.
- 7.40. Кинбер Б. Е. Об одном методе последовательных приближений в теории зеркал специальной формы. *Радиотехника*, 13 (1958), № 5, стр. 31—39.
- 7.41. Кинбер Б. Е. Пространственная структура диаграммы и поляризация излучения осесимметричных зеркальных антенн. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 5, стр. 720—726.
- 7.42. Кинбер Б. Е. О боковом излучении зеркальных антенн. *Радиотехника и электроника*, 6 (1961), вып. 4, стр. 545—558.
- 7.43. Кинбер Б. Е. Развязки между близко расположенными зеркальными антеннами. *Радиотехника и электроника*, 6 (1961), вып. 6, стр. 907—916.
- 7.44. Кинбер Б. Е. О роли дифракции на краях зеркала в боковом излучении. *Радиотехника и электроника*, 7 (1962), вып. 1, стр. 90—98.
- 7.45. Кинбер Б. Е. О двухзеркальных антеннах. *Радиотехника и электроника*, 7 (1962), вып. 6, стр. 973—980.
- 7.46. Кинбер Б. Е. и Покрас А. М. О постановке задач в теории перископической антенны. *Радиотехника*, 12 (1957), № 7, стр. 30—40.
- 7.47. Klages G. Zur optimalen Dimensionierung eines Zylinderparabolspiegels. *Frequenz*, 2 (Juni 1948), Nr. 6, S. 151—154.
- 7.48. Klopfenstein R. W. Corner Reflector Antennas with Arbitrary Dipole Orientation and Apex Angle. *Trans. IRE, AP-5* (Juli 1957), Nr. 3, S. 297—305.
- 7.49. Knudsen H. L., Andreasen M. A Theory of Plane Reflectors in Microwave Antenna Systems. *Trans. Danish Academy of Technical Sciences* (1952), Nr. 3, S. 5—57.
- 7.50. Krank W. Breitbandige, geschirmte Wendelantenne als Primäranenne für Rotationsparabole im 800-MHz-Bereich. *Telefunken-Zeitung*, 33 (März 1960), H. 127, S. 48—57.
- 7.51. Kraus J. D., Nash R. T., Ko H. C. Some Characteristics of the Ohio State University 360-Foot Radio Telescope. *Trans. IRE, AP-9* (Jan. 1961), Nr. 1, S. 4—8.
- 7.52. Кузнецов В. Д. Антенная система с отражающим зеркалом. *Радиотехника*, 11 (1956), № 3, стр. 4—15.
- 7.53. Lechtreck L. W. Radiation Charts for Paraboloidal Antennas. *Electronics Buyers' Guide* (June 1959), Mid-Month (*Electronics Handbook for Engineers*), S. 689—690.
- 7.54. Li Tingye. A Study of Spherical Reflectors as Wide-Angle Scanning Antennas. *Trans. IRE, AP-7* (Juli 1959), Nr. 3, S. 223—226.
- 7.55. Lo Y. T. On the Beam Deviation Factor of a Parabolic Reflector. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 347—349.



- 7.56. Mark M. Aerodynamic Loading of Radar Antennas. *Tele-Tech. u. Electronic Ind.* (Apr. 1955), S. 90—92, 161—163.
- 7.57. Martumoto K. Anti-Freeze and Anti-Waterdrop Measures of Microwave Antennas. *J. Inst. Electr. Commun. Engr. Japan*, **38** (Febr. 1955), S. 84—88.
- 7.58. Maunz R. Antennenberechnung mit Hilfe der geometrischen Optik. *Telef.-Z.*, **34** (März 1961), Nr. 131, S. 33—41.
- 7.59. McCann J. G., Stegen R. J. A High-Performance Conical-Scanning X-Band Antenna of Novel Design. *Trans. IRE, AP-4* (Okt. 1956), Nr. 4, S. 628—631.
- 7.60. Medhurst R. G. Passive Microwave Mirrors. *Electronic & Radio Engr.*, **36** (1959), Nr. 12, S. 443—449.
- 7.61. Megla G. Über die Umlenkung elektromagnetischer Wellen kurzer Wellenlänge. *Hochfrequenztech. u. Elektroak.*, **65** (Juli 1956), S. 15—36.
- 7.62. Megla G. Über die Verwendung metallischer Reflektoren für Ortungszwecke. *Hochfrequenztech. u. Elektroak.*, **66** (1958), S. 107—115.
- 7.63. Peay P. W. Horsepower Nomograph for Radar Antenna Rotators. *Electronics Buyers' Guide* (June 1957), Mid-Month, S. R-43.
- 7.64. Pederzani Th., Mezger P. G., Grimm K. W. Das Radioteleskop der Sternwarte Bonn (Aufbau und Wirkungsweise). *Der Fernmeldeingenieur*, **13** (15. Dez. 1959), Nr. 12, S. 1—39.
- 7.65. Peeler G. D. M., Archer D. H. A Toroidal Microwave Reflector. *IRE Conv. Rec.*, pt. 1 (1956), S. 242—247.
- 7.66. Покрас А. М. Расчет усиления перископической антенной системы. *Радиотехника*, **12** (1957), № 11, стр. 13—20.
- 7.67. Provencher J. H. Experimental Study of a Diffraction Reflector. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 331—336.
- 7.68. Raburn L. E. The Calculation of Reflector Antenna Polarized Radiation. *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 43—49.
- 7.69. Ramsay J. F., Jackson J. A. C. Wide-Angle Scanning Performance of Mirror Aerials. *Marconi Rev.*, **19** (3. Quart. 1956), S. 119—140.
- 7.70. Ronchi L., Russo V., DiFrancia G. T. Stepped Cylindrical Antennas for Radio Astronomy. *Trans. IRE, AP-9* (Jan. 1961), Nr. 1, S. 68—74.
- 7.71. Ronchi L., DiFrancia G. T. An Application of Parageometrical Optics to the Design of a Microwave Mirror. *Trans. IRE, AP-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 129—133.
- 7.72. Rotman W. Wide-Angle Scanning with Microwave Double-Layer Pillboxes. *Trans. IRE, AP-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 96—105.
- 7.73. Саломонович А. Е., Соболева Н. С. К расчету двухзеркального радиотелескопа. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 5, стр. 799—804.
- 7.74. Sandler S. S. Paraboloidal Reflector Patterns for Off-Axis Feed. *Trans. IRE, AP-8* (Juli 1960), Nr. 4, S. 368—379.
- 7.75. Schüttlöffel E. Eine neuartige Parabolantenne für Breitband-Richtfunk. *NTF*, **23** (1961), S. 73—77.
- 7.76. Schüttlöffel E. Überlegungen und elektrische Messungen für die Antenne der Radiosternwarte auf dem Stockert. *Telefunken-Zeitung*, **32** (Juni 1959), Nr. 124, S. 93—98.
- 7.77. Shinn D. H. Mis-Focusing and Nearfield of Microwave Aerials. *Marc. Rev.*, **123** (1956), S. 141—149.
- 7.78. Skrabal R. J. Thirty-Foot Antenna for the DEW Line. *Bell Lab. Rec.*, **35** (Nov. 1957), S. 450—453.
- 7.79. Sletten C. J., Mack R. B., Mavroides W. G., Johanson H. M. Corrective Line Sources for Paraboloids. *Trans. IRE, AP-6* (Juli 1958), Nr. 3, S. 239—251.
- 7.80. Swarup G., Yang K. S. Monitoring Paraboloidal Reflector Antennas. *Proc. IRE*, **48** (Nov. 1960), Nr. 11, S. 1918—1919.
- 7.81. Swenson G. W., Lo Y. T. The University of Illinois Radio Telescope. *Trans. IRE, AP-9* (Jan. 1961), Nr. 1, S. 9—16.
- 7.82. Тандит В. Л., Тартаковский Л. Б. Излучение зеркальной антенны в области тени. *Радиотехника и электроника*, **5** (1960), вып. 9, стр. 1398—1406.
- 7.83. Тартаковский Л. Б. Боковое излучение идеального параболоида с круглым раскрывом. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 6, стр. 920—929.
- 7.84. Тартаковский Л. Б. К теории зеркала двойной кривизны. *Радиотехника и электроника*, **4** (1959), вып. 11, стр. 1821—1830.
- 7.85. Тартаковский Л. Б., Тандит В. Л. Распределение токов на отражателе зеркальной антенны. *Радиотехника и электроника*, **5** (1960), вып. 6, стр. 918—925.
- 7.86. Unger H. G. Ebene Spiegel zur Strahlumlenkung bei Richtantennen. *Frequenz*, **6** (Sept. 1952), S. 272—278.
- 7.87. White W. D., DeSize L. K. Focal Length of a Cassegrain Reflector. *Trans. IRE, AP-9* (Juli 1961), Nr. 4, S. 412.
- 7.88. Wilkinson E. J., Appelbaum A. J. Cassegrain Systems. *Trans. IRE, AP-9* (Jan. 1961), Nr. 1, S. 119—120.

- 7.89. Willoughby E. O., Heider E. Laboratory Development Notes Omnidirectional Vertically Polarized Paraboloid Antennas. Trans. IRE, AP-7 (Apr. 1959), Nr. 2, S. 201—203.
- 7.90. Wilson A. C. High-Gain, Very-Low-Side-Lobe Antenna with Capability for Beam Steering. J. Res. nat. Bur. Stand. 64D (Sept./Okt. 1960), Nr. 5, S. 557—561.
- 7.91. Wilson A. C., Cottony H. V. Radiation Patterns of Finite-Size Corner-Reflector Antennas. Trans. IRE, AP-8 (März 1960), Nr. 2, S. 144—157.
- 7.92. Woodward O. M. A Circular-Polarized Corner Reflector Antenna. Trans. IRE, AP-5 (Juli 1957), Nr. 3, S. 290—297.

**8. Поперечные излучатели из дискретных элементов,  
а также щелевые излучатели и антенны СВЧ в полосковом исполнении**

- 8.1. Allen J. L. A Theoretical Limitation on the Formation of Lossless Multiple Beams in Linear Arrays. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 350—352.
- 8.2. Altschuler H. M., Oliner A. A. Discontinuities in the Center Conductor of Symmetric Strip Transmission Line. Trans. IRE, MTT-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 328—339.
- 8.3. Angelakos D. J., Held G. Scattering by a Slot of Arbitrary Length in a Multimode Waveguide. Univ. of California, Berkeley, Calif., Inst. of Eng. Res. Ser., No 60, Issue, No 115 (June 30, 1954).
- 8.4. Aulock W. H. Properties of Phased Arrays. Proc. IRE, 48 (Okt. 1960), S. 1715—1727.
- 8.5. Bailin L. L. Field Produced by a Slot on a Large Circular Cylinder. Trans. IRE, AP-3 (Juli 1955), Nr. 3, S. 128—137.
- 8.6. Bailin L. L., Spellmire R. J. Convergent Representations for the Radiation Fields from Slots in Large Circular Cylinders. Trans. IRE, AP-5 (Okt. 1957), Nr. 4, S. 374—383.
- 8.7. Barrett R. M. Microwave Printed Circuits — A Historical Survey. Trans. IRE, MTT-3 (März 1955), Nr. 2, S. 1—9.
- 8.8. Blasi E. A., Elliott R. S. Scanning Antenna Arrays of Discrete Elements. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 435—436.
- 8.9. Blass J. The Multidirectional Antenna: A New Approach to Stacked Beams. IRE Int. Conv. Rec. (1960), S. 48—50 (Teil 1).
- 8.10. Booker H. G. Slot Aerials and Their Relation to Complementary Wire Aerials. J. IEE (London), 93, T. IIIA (1946), Nr. 4.
- 8.11. Bracewell R. N. Interferometry and the Spectral Sensitivity Island Diagram. Trans. IRE, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 59—67.
- 8.12. Bracewell R. N., Swarup G. The Stanford Microwave Spectroheliograph Antenna, a Microsteradian Pencil Beam Interferometer. Trans. IRE, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 22—30.
- 8.13. Brennan L. E. Angular Accuracy of a Phased Array Radar. Trans. IRE, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 268—275.
- 8.14. Butler J. Multiple Beam Antenna. Sanders Associates Nashua, N. H., Internal Memo. RF-3849 (8. Jan. 1960).
- 8.15. Chernin M. G. Slot Admittance Data at Ka. Band. Trans. IRE, AP-4 (Okt. 1956), Nr. 4, S. 632—636.
- 8.16. Christiansen W. N. u. a. The Crossed-Grating Interferometer: A New High-Resolution Radio Telescop. Proc. IEE, 108, pt. B (Jan. 1961), Nr. 37, S. 48—58.
- 8.17. Clapp R. E. Probe-fed Slots as Radiating Elements in Linear Arrays. RL Report Nr. 455 (Jan. 25, 1944).
- 8.18. Clavin A. Reciprocal Ferrite Phase Shifters. Trans. IRE, MTT-8 (März 1960), Nr. 2, S. 254—255.
- 8.19. Clavin A. Reciprocal Ferrite Phase Shifters in Rectangular Waveguide. Trans. IRE, MTT-6 (Juli 1958), Nr. 3, S. 334.
- 8.20. Cohn S. B. Shielded Coupled-Strip Transmission Line. Trans. IRE, MTT-3 (Okt. 1955), Nr. 5, S. 29—38.
- 8.21. Covington A. E., Broten N. W. An Interferometer for Radio Astronomy with a Single-Lobed Radiation Pattern. Trans. IRE, AP-5 (Juli 1957), Nr. 3, S. 247—255.
- 8.22. Dion A. Nonresonant Slotted Arrays. Trans. IRE, AP-6 (Okt. 1958), Nr. 4, S. 360—365.
- 8.23. Donnellan J. R. A Spiral-Doublet Scanning Array. Trans. IRE, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 276—279.
- 8.24. Donnellan J. R., Close R. T. A Spiral-Grating Array. Trans. IRE, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 291—295.
- 8.25. Dudley D. G. An Iris-Excited Slot Radiator in the Narrow Wall of Rectangular Waveguide. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 361—364.

- 8.26. Edelberg S., Oliner A. A. Mutual Coupling Effects in Large Antenna Arrays. Part I: Slot Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 286—297.
- 8.27. Edelberg S., Oliner A. A. Mutual Coupling Effects in Large Antenna Arrays. Part II: Compensation Effects. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 360—367.
- 8.28. Eneinstein N. H. Transient Build-Up of the Antenna Pattern in End-Fed Linear Arrays. IRE Conv. Rec., pt. 2 (1953), S. 49—55.
- 8.29. Fromm W. E. Characteristics and Some Applications of Stripline Components. Trans. IRE, MTT-3 (März 1955), Nr. 2, S. 13—20.
- 8.30. Flood D. G., Wait J. R. An Investigation of Slot Radiators in Metal Plates. Proc. IEE, 103, pt. B (Jan. 1956), S. 103—110.
- 8.31. Fubini E. G. Stripline Radiators. Trans. IRE, MTT-3 (März 1955), Nr. 2, S. 149—156.
- 8.32. Goebels F. J., Kelly K. C. Arbitrary Polarization from Annular Slot Planar Antennas. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 342—349.
- 8.33. Goodrich R. F. u. a. Radiation from Slot Arrays on Cones. Trans. IRE, AP-7 (Juli 1959), Nr. 3, S. 213—222.
- 8.34. Gruenberg H. A Waveguide Array for Solar Noise Studies. Trans. IRE, AP-2 (Okt. 1954), S. 147—151.
- 8.35. Gruenberg H. Second Order Beams of Slotted Waveguide Arrays. Can. J. Phys., 31 (Jan. 1953), S. 55—69.
- 8.36. Harvey A. F. Parallel-Plate Transmission Systems for Microwave Frequencies. Proc. IEE, pt. B (März 1959), S. 129—140.
- 8.37. Held G. Scattering by a Slot in a Multimode Waveguide. Univ. of California, Berkeley, Calif., Inst. of Eng. Res. Ser., No 60, Issue No 114 (June 15, 1954).
- 8.38. Held G., Hasserdjian G. Surface Fields Produced by a Slot on a Cone. Trans. IRE, AP-5 (Okt. 1957), Nr. 4, S. 398—399.
- 8.39. Hines J. N., Upson J. A Line Source with Variable Polarization. Trans. IRE, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 152—153.
- 8.40. Hu A. Y., Lunden C. D. Rectangular-Ridge Waveguide Slot Array. Trans. IRE, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 102—105.
- 8.41. Hurd R. A. Radiation Patterns of a Dielectric Coated Axially-Slotted Cylinder. Can. J. Phys., 34 (Juli 1956), S. 638.
- 8.42. Kay A. F., Simmons A. J. Mutual Coupling of Shunt Slots. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 389—400.
- 8.43. King H. E. Mutual Impedance of Unequal Length Antennas in Echelon. Trans. IRE, AP-5 (Juli 1957), Nr. 3, S. 306—313.
- 8.44. Кноп С. М., Battista A. R. Calculated Equatorial Plane Radiation Patterns Produced by a Circumferential Slot on a Cylinder. Trans. IRE, AP-9 (Sept. 1961), Nr. 5, S. 498—499.
- 8.45. Конторович М. И., Петрунькин В. Ю. О наименьшем числе управляемых элементов в антенне с электрическим качанием луча. Радиотехника и электроника, 6 (1961), вып. 12, стр. 1982—1988.
- 8.46. Kurtz L. A., Elliott R. S. Systematic Errors Caused by the Scanning of Antenna Arrays: Phase Shifters in the Branch Lines. Trans. IRE, AP-4 (Okt. 1956), Nr. 4, S. 619—627.
- 8.47. Kurtz L. A., Elliott R. S., Wehn S., Flock W. L. Mutual-Coupling Effects in Scanning Dipole Arrays. Trans. IRE, AP-9 (Sept. 1961), Nr. 5, S. 433—443.
- 8.48. Kurtz L. A., Yee J. S. Second-Order Beams of Two-Dimensional Slot Arrays. Trans. IRE, AP-5 (Okt. 1957), Nr. 4, S. 356—362.
- 8.49. Кузнецов В. Д., Парамонов В. К. Система управления диаграммой направленности сложной диапазонной антенны с низким уровнем боковых лепестков. Электросвязь, 15 (1961), № 2, стр. 23—30.
- 8.50. Lytel A. H. Designing Microwave Printed Circuits. Electronic Industries (Nov. 1959), H. 1, S. 88—93.
- 8.51. Махум В. J. Resonant Slots with Independent Control of Amplitude and Phase. Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 384—389.
- 8.52. McCormick G. C. A Two-Dimensional Slotted Array. Trans. IRE, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 26—35.
- 8.53. McCormick G. C. The Optimum Aperture Function in a Long Array. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 144—145.
- 8.54. McDonough J. A., Malech R. G., Kowalsky J. Recent Developments in the Study of Printed Antennas. IRE Nat. Conv. Rec. (1957), S. 173—176.
- 8.55. Meixner J. The Radiation Pattern and Induced Current in a Circular Antenna with a Circular Slit. Trans. IRE, AP-4 (Juli 1956), S. 408—411.
- 8.56. Mushiake Y., Webster R. E. Radiation Characteristics with Power Gain for Slots on a Sphere. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 47—55.

- 8.57. O l i n e r A. A. The Impedance Properties of Narrow Radiating Slots in the Broad Face of Rectangular Waveguide. Part I: Theory; Part II: Comparison with Measurements. *Trans. IRE*, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 4—11, 12—20.
- 8.58. O w y a n g G. H., K i n g R. Complementarity in the Study of Transmission Lines. *Trans. IRE*, MTT-8 (März 1960), Nr. 2, S. 172—181.
- 8.59. P a r r J. C. Printed Circuit Waveguides and Their Application to Microwave Aerials. *British Comm. and Electronics* (Jan. 1961), S. 20—24.
- 8.60. R e a d R. B. Two-Element Interferometer for Accurate Position Determinations at 960 Mc. *Trans. IRE*, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 31—35.
- 8.61. R e g g i a F., S p e n c e r E. G. A New Technique in Ferrite Phase Shifting for Beam Scanning of Microwave Antennas. *Proc. IRE*, 45 (Nov. 1957), S. 1510—1517.
- 8.62. R o t m a n W., K a r a s N. The Sandwich Wire Antenna: A New Type of Microwave Line Source Radiator. *IRE Nat. Conv. Rec.* (1957), S. 166—172.
- 8.63. R o u s h R. G., W i l t s e J. C. Electronically Steerable S-Band Array. *Trans. IRE* AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 107—109.
- 8.64. R u t z E. M. Resonant Antenna Array with Tilted Beam. *Trans. IRE*, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 435—436.
- 8.65. S c h n e i d e r H. Tannenbaumantenne für Dezimeterwellen aus Metallfolie. *FTZ* (1955), H. 6, S. 312—315.
- 8.66. Ш у б а р и н Ю. В., А н и щ е н к о Т. Н. Волноводно-щелевой излучатель с эллиптической поляризацией на круглом волноводе. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 3, стр. 518—520.
- 8.67. Ш у б а р и н Ю. В., А н и щ е н к о Т. Н. Щелевая антенна с эллиптической поляризацией на круглом волноводе в режиме приема. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 12, стр. 2057—2059.
- 8.68. S h e l t o n O. Application of Frequency Scan to Circular Arrays. *IRE Wescon Conv. Rec.*, T. 1 (1960), S. 83—94.
- 8.69. S i m m o n s A. J. Circularly Polarized Slot Radiators. *Trans. IRE*, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 31—36.
- 8.70. S i n c l a i r G. The Pattern of Slotted-Cylinder Antennas. *Proc. IRE*, 36 (Dez. 1948), S. 1487—1492.
- 8.71. S o m m e r s D. J. Slot Array Employing Photoetched Tri-Plate Transmission Lines. *Trans. IRE*, MTT-3 (März 1955), Nr. 2, S. 157—162.
- 8.72. S p r a d l e y J. L. A Volumetric Electrically Scanned Two-Dimensional Microwave Antenna Array. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1958), S. 204—212.
- 8.73. S t a r k L. A Helical Line Scanner for Beam Steering a Linear Array. *Trans. IRE*, AP-5 (Apr. 1957), Nr. 2, S. 211—216.
- 8.74. S t e v e n s o n A. F. Theory of Slots in Rectangular Wave Guides. *J. Appl. Phys.*, 19 (Jan. 1948), S. 24—34.
- 8.75. S w a r u p G., Y a n g K. S. Phase Adjustment of Large Antennas. *Trans. IRE*, AP-9 (Jan. 1961), Nr. 1, S. 75—81.
- 8.76. T a n g R. A Slot with Variable Coupling and its Application to a Linear Array. *Trans. IRE*, AP-8 (Jan. 1960), Nr. 1, S. 97—101.
- 8.77. Т е р е ш и н О. Н. Развязка двух антенн щелевого типа при помощи ребристой структуры, расположенной в плоскости щелей. *Радиотехника и электроника*, 5 (1960), вып. 12, стр. 1944—1950.
- 8.78. W a i t J. R. Field Produced by an Arbitrary Slot on an Elliptic Cylinder. *J. Appl. Phys.*, 26 (Apr. 1955), S. 458—463.
- 8.79. W a i t J. R. On the Conductance of Slots. *Trans. IRE*, AP-4 (Apr. 1956), Nr. 2, S. 124—127.
- 8.80. W a i t J. R. Radiation Characteristics of Axial Slots on a Conducting Cylinder. *Wireless Engr.*, 32 (Dez. 1955), S. 316—323.
- 8.81. W a i t J. R., K a h a n a S. H. Radiation from a Slot on a Cylindrically Tipped Wedged. *Can. J. Phys.*, 32 (Nov. 1954), S. 714—722.
- 8.82. W a i t J. R., K a h a n a S. H. Calculated Patterns of Circumferential Slots on a Circular Conducting Cylinder. *Can. J. Techn.*, 33 (Jan. 1955), S. 77—97.
- 8.83. W a i t J. R., O' G r a d y M. Surface Currents Excited by an Infinite Slot on Half-Planes and Ribbons. *Trans. IRE*, AP-4 (Jan. 1956), Nr. 1, S. 47—50.
- 8.84. W a i t J. R., W a l p o l e R. E. Calculated Radiation Characteristics of Slots cut in Metal Sheets. Part 1: *Can. J. Techn.*, 33 (Mai 1955), S. 211—227; Part 2: *Can. J. Techn.*, 34 (Jan. 1956), S. 60—70.
- 8.85. W a i t J. R., W o n g J. Y. Radiation Conductance of Slots in Plane and Curved Conducting Surfaces, presented at Symp. on Electromagnetic Theory. *Ann Arbor, Mich.* (Juni 1955).
- 8.86. W o n g J. Y. Radiation Conductance of Axial and Transverse Slots in Cylinders of Elliptical Cross Section. *Proc. IRE*, 41 (Sept. 1953), S. 1172—1177.
- 8.87. W o n g J. Y. Radiation Patterns of Slotted Elliptic Cylinder Antennas. *Trans. IRE*, AP-3 (Okt. 1955), Nr. 4, S. 200—203.

9. Продольные излучатели, а также диэлектрические антенны  
с другим механизмом излучения

- 9.1. Айзенберг Г. З. Антенна бегущей волны с активными сопротивлениями связи. Радиотехника, **14** (1959), № 6, стр. 3—16.
- 9.2. Angulo C. M. Diffraction of Surface Waves by a Semi-Infinite Dielectric Slab. Trans. IRE, AP-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 100—109.
- 9.3. Angulo C. M., Chang W. S. C. A Variational Expression for the Terminal Admittance of a Semi-Infinite Dielectric Rod. Trans. IRE, AP-7 (Juli 1959), Nr. 3, S. 207—212.
- 9.4. Angulo C. M., Chang W. S. C. The Launching of Surface Waves by a Parallel Plate Waveguide. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 359—368.
- 9.5. Арманд Н. А. Возбуждение поверхностных электромагнитных волн открытым концом коаксиальной линии. Радиотехника и электроника, **4** (1959), вып. 10, стр. 1609—1616.
- 9.6. Barlow H. M. Note on «The Excitation of Electromagnetic Surface Waves on a Curved Surface». Trans. IRE, AP-8 (Juli 1960), Nr. 4, S. 449.
- 9.7. Bolljahn J. T. Synthesis of Modulated Corrugated Surface-Wave Structures. Trans. IRE, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 236—241.
- 9.8. Brown J., Spector J. O. The Radiating Properties of Endfire Aerials. Proc. IEE, **104**, T. B. (Jan. 1957), S. 27—34.
- 9.9. Groussaud G., Spitz E. Endfire Antennas. Proc. IRE, **49** (Febr. 1961), Nr. 2, S. 515—516.
- 9.10. Хаскинд М. Д. Возбуждение поверхностных электромагнитных волн на плоских диэлектрических покрытиях. Радиотехника и электроника, **5** (1960), вып. 2, стр. 188—197.
- 9.11. Chatterjee R., Chatterjee S. K. Some Investigations on Dielectric Aerials. Part I: J. Indian Inst. Sci., **38** (Apr. 1956), Sect. B, S. 93—103; Part II: J. Indian Inst. Sci., **39** (Juli 1957), Sect. B, S. 134—140.
- 9.12. Chu T. S., Kilcoyne N. R. The Excitation of a Dielectric-Rod Antenna by a Helix. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 416—417.
- 9.13. Clarke R. H. A Method of Estimating the Power Radiated Directly at the Feed of a Dielectric Rod Aerial. Proc. Instn. electr. Engr., **104**, pt. B (Sept. 1957), S. 511—514.
- 9.14. Clarricoats P. J. B. Propagation along Unbounded and Bounded Dielectric Rods. Proc. IEE, **108**, pt. C (März 1961), Nr. 13, S. 170—186.
- 9.15. Collin R. E., Hougardy R. W., Hansen R. C. Comments on «Scanning Surface Wave Antennas — Oblique Surface Waves over a Corrugated Conductor». Trans. IRE, AP-7 (Juli 1959), Nr. 3, S. 276—277.
- 9.16. Diament P., Schlesinger S. P., Vigants A. A Dielectric Surface-Wave Structure: The V-Line. Trans. IRE, MTT-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 332—337.
- 9.17. Duncan J. W., Duhamel R. H. A Technique for Controlling the Radiation from Dielectric Rod Waveguides. Trans. IRE, AP-5 (Apr. 1957), Nr. 3, S. 284—289.
- 9.18. Ehrenspeck H. Die Backfire-Antenne, ein neuer Längsstrahlertyp mit hoher Richtwirkung. NTF, **23** (1961), S. 93—99.
- 9.19. Ehrenspeck H. W. The Backfire-Antenna, a new Typ of Directional Line Source. Proc. IRE, **48** (1960), S. 109.
- 9.20. Ehrenspeck H., Gerbes W., Zucker F. Trapped Wave Antennas. IRE Conv. Rec., T. 1 (1954), S. 25—30.
- 9.21. Ehrenspeck H. W., Poehler H. A New Method for Obtaining Maximum Gain from Yagi-Antennas. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 379—386.
- 9.22. Ehrlich M. J., Newkirk L. L. Corrugated Surface Antennas. IRE Conv. Rec., pt. 2 (1953), S. 18—33.
- 9.23. Felsen L. B. Radiation from a Tapered Surface Wave Antenna. Trans. IRE, AP-8 (Nov. 1960), Nr. 6, S. 577—586.
- 9.24. Foldes P. Traveling-Wave Cylindrical Antenna Design — A Graphical Synthesis Method. Trans. IRE, AP-7 (Jan. 1959), Nr. 1, S. 74—80.
- 9.25. Forbes G. R. An Endfire Array Continuously Proximity-Coupled to a Two-Wire Line. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 518—519.
- 9.26. Goldstone L. O., Oliner A. A. A Note on Surface Waves along Corrugated Structures. Trans. IRE, AP-7 (Juli 1959), Nr. 3, S. 274—276.
- 9.27. Goldstone L. O., Oliner A. A. Leaky-Wave Antennas. I: Rectangular Waveguides. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 307—320; II: Circular Waveguides. Trans. IRE, AP-9 (Mai 1961), Nr. 3, S. 280—290.
- 9.28. Гринева К. И. Антенна поверхностных волн с качанием луча. Радиотехника, **14** (1959), № 10, стр. 15—22.
- 9.29. GÜth W. Der Bau einer Flächenantenne mit einer kegelförmigen Richtcharakteristik. Z. angew. Phys., **8** (1956), H. 8, S. 368—372.
- 9.30. Halliday D. F., Kiely D. G. J. IEE, **94** T. IIIA (1947), S. 610.

- 9.31. H a m e T. G. Microwave Helical Aerials. *Electronic Engineering* (Apr. 1957), S. 181—183.
- 9.32. H a r v e y A. F. Periodic and Guiding Structures at Microwave Frequencies. *Trans. IRE, MTT-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 30—61.
- 9.33. H e l l e r T. Langschlitz-Antennen. *NTZ* (1961), H. 9, S. 441—444.
- 9.34. H e l l e r T. Neuere Arbeiten über Längsstrahlerantennen im Mikrowellengebiet. *DVL-Bericht* (1960), Nr. 110, S. 26—29; *NTZ* (1960), H. 11, S. 529—533.
- 9.35. H e r s c h W. The Surface-Wave Aerial. *Proc. IEE, T. C* (Sept. 1960), S. 202—212.
- 9.36. H i n e s J. N., R u m s e y V. H., T i c e T. E. Arrays of Flush Mounted Travelling Wave Antennas. *IRE Conv. Rec.*, pt. 2 (1953), S. 48.
- 9.37. H i n e s J. N., R u m s e y V. H., W a l t e r C. H. Traveling-Wave Slot Antennas. *Proc. IRE*, **41** (1953), S. 1624—1631.
- 9.38. H o l t u m A. G. Improving the Helical Beam Antenna. *Electronics*, **33** (29. Apr. 1960), S. 99—101.
- 9.39. H o n e y R. C. A Flush-Mounted Leaky-Wave Antenna with Predictable Patterns. *Trans. IRE, AP-7* (Okt. 1959), Nr. 4, S. 320—329.
- 9.40. H o r t o n C. W., K a r a l F. C., M c K i n n e y C. M. On the Radiation Characteristic of a Cylindrical Dielectric Rod ( $TM_{01}$ -Mode). *J. Appl. Phys.*, **21** (1950), S. 1279.
- 9.41. H o u g a r d y R. W., H a n s e n R. C. Scanning Surface Wave Antennas — Oblique Surface Waves Over a Corrugated Conductor. *Trans. IRE, AP-6* (Okt. 1958), Nr. 4, S. 370—376.
- 9.42. H u r d R. A. End-Fire Arrays of Magnetic Line Sources Mounted on a Conducting Half-Plane. *Can. J. Phys.*, **34** (Apr. 1956), S. 370—376.
- 9.43. H y n e m a n R. F. Closely-Spaced Transverse Slots in Rectangular Waveguide. *Trans. IRE, AP-7* (Okt. 1959), Nr. 4, S. 335—342.
- 9.44. J ä h n R. Untersuchung der technischen Anwendung zylindrischer Oberflächenwellen-antennen als Radarantennen. *Nachrichtentechnik*, **9** (Sept. 1959), H. 9, S. 418—426.
- 9.45. J o n e s E. M. T., S h i m i z u J. K. A Wide-Band Transverse-Slot Flush-Mounted Array. *Trans. IRE, AP-8* (Juli 1960), Nr. 4, S. 401—407.
- 9.46. K a n d o i a n A. G., S i c h a k W. Wide-Frequency-Range Tuned Helical Antennas and Circuits. *IRE Conv. Rec.*, pt. 2 (1953), S. 42—47.
- 9.47. K a n e J. The Efficiency of Launching Surface Waves on a Reactive Half Plane by an Arbitrary Antenna. *Trans. IRE, AP-8* (Sept. 1960), Nr. 5, S. 500—507.
- 9.48. K a y A. F. Scattering of a Surface Wave by a Discontinuity in Reactance. *Trans. IRE, AP-7* (Jan. 1959), Nr. 1, S. 22—31.
- 9.49. L e n g y e l B. A., M i t z n e r K. M. Electromagnetic Surface Waves on a Plane Interface. *J. Appl. Phys.*, **32** (Sept. 1961), Nr. 9, S. 1758—1763.
- 9.50. M a l l a c h P. Dielektrische Richtstrahler. *FTZ*, **2** (Febr. 1949); *FTZ*, **3** (Sept. 1950), S. 325—328.
- 9.51. M a l l a c h P. Dielektrische Richtstrahler für dm- und cm-Wellen. *ZWB Berlin-Adlershof* (1943), S. 132—169.
- 9.52. M a t h i s H. F. How Surface Waves Propagate Along a Dielectric Sandwich. *Electronics*, **34** (5. Mai 1961), S. 82.
- 9.53. M a t h i s H. F. Transmission Line Analogy for Sandwich Propagation. *Electronics*, **33** (20. Mai 1960), S. 100.
- 9.54. M c K i n n e y C. M. Dissertation for Degree of Doctor of Philosophy, University of Texas (1950).
- 9.55. M c L e a n T. S., W a t k i n s D. A. Equivalence of 0 and  $-1$  Space Harmonics in Helical Antenna Operation. *Trans. IRE, MTT-8* (März 1960), Nr. 2, S. 251.
- 9.56. M i s s l e r. Stielstrahler mit einer Dipolflüssigkeit. *Nachrichtentechnik*, **4** (1954), H. 11, S. 474.
- 9.57. M o r r i s D., M u n g a l l A. G. TE Surface Waves Guided by a Dielectric-Covered Metal Plane. *Canad. J. Phys.*, **38** (Dez. 1960), Nr. 12, S. 1553—1559.
- 9.58. M u e l l e r G. E., T y r r e l l W. A. Polyrod Antennas. *Bell Syst. Techn. J.*, **26** (1947), S. 837—851.
- 9.59. M u n g a l l A. G., M o r r i s D. Surface-Wave Propagation Over a Sand-Covered Conducting Plane. *Canad. J. Phys.*, **37** (Dez. 1959), Nr. 12, S. 1349—1356.
- 9.60. N i s h i d a S. Coupled Leaky Waveguides. I: Two Parallel Slits in a Plane. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 323—330; II: Two Parallel Slits in a Cylinder. *Trans. IRE, AP-8* (Juli 1960), Nr. 4, S. 354—360.
- 9.61. O l i n e r A. A., H e s s e l A. Guided Waves on Sinusoidally-Modulated Reactance Surfaces. *Trans. IRE, AP-7* (Dez. 1959), Nr. 5, S. 201—218.
- 9.62. P e a s e R. L. On the Propagation of Surface Waves Over an Infinite Grounded Ferrite Slab. *Trans. IRE, AP-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 13—20.
- 9.63. P e a s e R. L. Radiation from Modulated Surface-Wave Structures. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1957), S. 161—165.
- 9.64. P e t e r s W. Zur Theorie der Wendelantenne. *NTZ* (1958), H. 8, S. 405—410.

- 9.65. Plummer R. E. Surface-Wave Beacon Antennas. *Trans. IRE, AP-6* (Jan. 1958), Nr. 1, S. 105—114.
- 9.66. Покровский В. Л. Оптимальные линейные антенны, излучающие под заданным углом к оси. *Радиотехника и электроника*, 2 (1957), вып. 5, стр. 559—565.
- 9.67. Покровский В. Л. О расчете оптимальных антенн, излучающих вдоль оси. *Радиотехника и электроника*, 2 (1957), вып. 4, стр. 389—394.
- 9.68. Procházka M. Die dielektrische Hornantenne. *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* 68 (1959), H. 3, S. 93—104.
- 9.69. Reggia F., Spencer E. G., Hatcher R. D., Tompkins I. E. Designing Ferrite-Rod Antennas for X-Band Operation. *Electronics Buyers' Guide* (June 1957), Mid-Month, S. R-49-R-51.
- 9.70. Reggia F., Spencer E. G., Hatcher R. O., Tompkins I. E. Ferrite-Rod Antennas Operate in X-Band. *Electronics* (1. Jan. 1957), S. 159—161.
- 9.71. Reggia F., Spencer E. G., Hatcher R. O., Tompkins I. E. Ferrod Radiator System. *Proc. IRE*, 45 (März 1957), S. 344—352.
- 9.72. Robieux J. Lois Générales de la Liaison Entre Radiateurs d'Ondes. Application aux Ondes de Surface et à la Propagation (2. Teil), *Ann. Radioélectricité* (Jan. 1960), S. 28—77.
- 9.73. Rotman W., Karas N. Some New Microwave Antenna Designs Based on the Trough Waveguide. *IRE Nat. Conv. Rec.*, pt. 1 (1956), S. 230—235.
- 9.74. Rotman W., Maestri A. Electromechanically Scanned Trough Waveguide Array. *Electronics*, 34 (März 1961), S. 54—57.
- 9.75. Rotman W., Oliner A. A. Asymmetrical Trough Waveguide Antennas. *Trans. IRE, AP-7* (Apr. 1959), Nr. 2, S. 153—162.
- 9.76. Rumsey V. H. Traveling-Wave Slot Antennas. *J. Appl. Phys.*, 24 (1953), S. 1358—1365.
- 9.77. Шестопалов В. П., Булгаков А. А., Булгаков Б. М. Теоретическое и экспериментальное исследования спирально-дielekтрических антенн. *Радиотехника и электроника*, 6 (1961), вып. 7, стр. 1136—1145.
- 9.78. Schlesinger S. P., Vignants A. Experimental Comparison of Image Line Radiators and Polyrod Antennas. *Trans. IRE, AP-8* (Sept. 1960), Nr. 5, S. 521—522.
- 9.79. Sengupta D. L. On the Phase Velocity of Wave Propagation along an Infinite Yagi Structure. *Trans. IRE, AP-7* (Juli 1959), Nr. 3, S. 234—239.
- 9.80. Sengupta D. L. On Uniform and Linearly Tapered Long Yagi Antennas. *Trans. IRE, AP-8* (Jan. 1960), Nr. 1, S. 11—17.
- 9.81. Sengupta D. L. The Radiation Characteristics of a Zig-Zag Antenna. *Trans. IRE, AP-6* (Apr. 1958), Nr. 2, S. 191—194.
- 9.82. Simon J. C., Biggi V. Un Nouveau Type d'Aérien et ses Applications à la Télévision à Grande Distance. *Onde Electrique*, 34 (Nov. 1954), S. 883—896.
- 9.83. Simon J. C., Weill G. Un Nouveau Type D'Aérien à Rayonnement Longitudinal. *Ann. de Radioélectricité*, 8 (Juli 1953), Nr. 33, S. 183—193.
- 9.84. Spector J. O. An Investigation of Periodic Rod Structures for Yagi Aerials. *Proc. IEE*, 105, T. B (Jan. 1958), S. 38—44.
- 9.85. Старовойтова Р. П., Бобровников М. С., Кислицина В. Н. Дифракция поверхностной волны на изломе импедансной плоскости. *Радиотехника и электроника*, 7 (1962), вып. 2, стр. 250—259.
- 9.86. Stegen R. J., Reed R. H. Arrays of Closely-Spaced Nonresonant Slots. *Trans. IRE, AP-2* (Juli 1954), Nr. 3, S. 109—113.
- 9.87. Stephenson B. T., Walter C. H. Endfire Slot Antennas. *Trans. IRE, AP-3* (Apr. 1955), Nr. 2, S. 81—86.
- 9.88. Stratoti A. R., Wilkinson E. J. An Investigation of the Complex Mutual Impedance between Short Helical Array Elements. *Trans. IRE, AP-7* (Juli 1959), Nr. 3, S. 279—280.
- 9.89. Thomas A. S., Zucker F. J. Radiation from Modulated Surface Wave Structures — I. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1957), S. 153—160.
- 9.90. Тимирев Н. П. Коническая спиральная антенна с постоянным шаговым углом. *Радиотехника*, 13 (1958), № 6, стр. 18—28.
- 9.91. Trentini G. Bündelung elektrischer Wellen durch Leitscheiben. *Z. angew. Phys.*, 6 (1954), S. 462—470.
- 9.92. Trentini G. Experimentelle Untersuchungen an Wellenlängenlinsen. *Z. angew. Phys.*, 8 (1956), H. 8, S. 364—368.
- 9.93. Trentini G. Partially Reflecting Sheet Arrays. *Trans. IRE, AP-4* (Okt. 1956), Nr. 4, S. 666—671.
- 9.94. Trentini G. Über die Formgebung dielektrischer Richtstrahler. *NTZ*, 10 (Febr. 1957), S. 60.
- 9.95. Trentini G. Wellenführende Systeme für Längsstrahler. *NTZ*, 12 (1959), S. 501.
- 9.96. Упатов В. Я. Метод измерения распределения потенциала по поверхности диэлектрика. *Радиотехника и электроника*, 2 (1957), вып. 2, стр. 184—192.

- 9.97. Wait J. R. On the Excitation of Electromagnetic Surface Waves on a Curved Surface. *Trans. IRE, AP-8* (Juli 1960), Nr. 4, S. 445—448.
- 9.98. Wait J. R., Conda A. M. The Resonance Excitation of a Corrugated-Cylinder Antenna. *Proc. IEE, 107, T. C* (Sept. 1960), S. 362—366.
- 9.99. Walter C. H. Surface-Wave Luneberg Lens Antennas. *Trans. IRE, AP-8* (Sept. 1960), Nr. 5, S. 508—515.
- 9.100. Watson R. B., Horton C. W. On the Calculation of Radiation Patterns of Dielectric Rods. *J. Appl. Phys.*, **19** (Sept. 1948), S. 836—837.
- 9.101. Watson R. B., Horton C. W. The Radiation Patterns of Dielectric Rods — Experiment and Theory. *J. Appl. Phys.*, **19** (Juli 1948), S. 661—670.
- 9.102. Wilkes G. Wavelength Lenses. *Proc. IRE, 36* (Febr. 1948), S. 206—212.
- 9.103. Wong J. Y., Loh S. C. Radiation Field of an Elliptical Helical Antenna. *Trans. IRE, AP-7* (Jan. 1959), Nr. 1, S. 46—52.
- 9.104. Yen J. L. Coupled Surface Waves and Broadside Arrays of End-Fire Antennas. *Trans. IRE, AP-9* (Mai 1961), Nr. 3, S. 296—304.

#### 10. Антенны с повышенной полосой пропускания

- 10.1. Altshuler E. E. The Traveling-Wave Linear Antenna. *Trans. IRE, AP-9* (Juli 1961), Nr. 4, S. 324—329.
- 10.2. Arlt G. Untersuchungen an ebenen Flächendipolen und -dipolgruppen, *Z. angew. Phys.*, **9** (1957), S. 379—388.
- 10.3. Barsky H. S. Broadband Conical Helix Antennas. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (März 1959), S. 138—146.
- 10.4. Bawer R., Wolfe J. J. A Printed Circuit Balun for Use with Spiral Antennas. *Trans. IRE, MTT-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 319—325.
- 10.5. Bawer R., Wolfe J. J. The Spiral Antenna. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1960), S. 84—89.
- 10.6. Bell R. L. Broadband Log-Periodic Antennas. *Electronics*, **33** (17. Juni 1960), S. 58—59.
- 10.7. Bell R. L., Elfving C. T., Franks R. E. Near-Field Measurements on a Logarithmically Periodic Antenna. *Trans. IRE, AP-8* (Nov. 1960), Nr. 6, S. 559—567.
- 10.8. Belohoubek E. Untersuchungen an einem breitbandigen Übergang zwischen einer Koaxialleitung und einem Hohlleiter, *AEÜ*, **9** (1955), S. 432—440.
- 10.9. Berry D. G., Ore F. R. Log Periodic Monopole Antennas. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1961), S. 76—85.
- 10.10. Blume S. Experimentelle und theoretische Untersuchungen an ebenen Flächenantennen. *Z. angew. Phys.*, **12** (1960), H. 1, S. 39—47; H. 2, S. 72—87.
- 10.11. Carr J. W. Some Variations in Log-Periodic Antenna Structures. *Trans. IRE, AP-9* (März 1961), Nr. 2, S. 229—230.
- 10.12. Carrel R. L. The Design of Log-Periodic Dipole Antennas. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1961), S. 61—75.
- 10.13. Chatelain M. G. Les Antennes Dans L'Espace. *Onde Électr.*, **39** (Okt. 1959), S. 785—788.
- 10.14. Chatterjee J. S. Radiation Characteristics of a Conical Helix of Low Angles. *J. Appl. Phys.*, **26** (März 1955), S. 331—335.
- 10.15. Chatterjee J. S. Radiation Field of a Conical Helix, *J. Appl. Phys.*, **24** (1953), S. 550—559.
- 10.16. Craven J. H. Dielectric Lens for Second-Mode Spiral. *Trans. IRE, AP-9* (Sept. 1961), Nr. 5, S. 499.
- 10.17. Curtis W. L. Spiral Antennas. *Trans. IRE, AP-8* (Mai 1960), Nr. 3, S. 298—306.
- 10.18. Donnellan J. R. Second-Mode Operation of the Spiral Antenna. *Trans. IRE, AP-8* (Nov. 1960), Nr. 6, S. 637.
- 10.19. DuHamel R. H. Log Periodic Antennas Break Bandwidth Barriers. *Space/Aeronautics* (März 1959), S. 148—151.
- 10.20. DuHamel R. H., Berry D. G. A New Concept in High Frequency Antenna Design. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (März 1959), S. 42—50.
- 10.21. DuHamel R. H., Berry D. G. Logarithmically Periodic Antenna Arrays. *IRE Wescon Conv. Rec.*, T. 1 (1958), S. 161—174.
- 10.22. DuHamel R. H., Isbell D. E. Broadband Logarithmically Periodic Antenna Structures. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (März 1957), S. 119—128.
- 10.23. DuHamel R. H., Ore F. R. Logarithmically Periodic Antenna Designs. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1 (1958), S. 139—151.
- 10.24. DuHamel R. H., Ore F. R. Log Periodic Feeds for Lens and Reflectors. *IRE Nat. Conv. Rec.*, T. 1, 7 (1959), S. 128—138.
- 10.25. Dyson J. D. The Equiangular Spiral Antenne. *Trans. IRE, AP-7* (Apr. 1959), Nr. 2, S. 181—187.



- 10.26. Dyson J. D. The Non-Planar Equiangular Spiral Antenna. Proc. Eighth Annual Symp. on the USAF Antenna Res. and Dev. Programm, Robert Allerton Park, Monticello, 111 (Okt. 1958).
- 10.27. Dyson J. D. The Unidirectional Equiangular Spiral Antenna. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 329—334.
- 10.28. Dyson J. D., Mayes P. E. New Circularly-Polarized Frequency-Independent Antennas with Conical Beam or Omnidirectional Patterns. Trans. IRE, AP-9 (Juli 1961), Nr. 4, S. 334—342.
- 10.29. Eberle J. W., Levis C. A., McCoy D. The Flared Slot: A Moderately Directive Flush-Mounted Broad-Band Antenna. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 461—468.
- 10.30. Foldes P. Mathematical and Experimental Studies of a Wide-Band Vertically Polarized Antenna. Trans. IRE, AP-8 (Sept. 1960), Nr. 5, S. 469—476.
- 10.31. Franz K., Mann P. A. The Conductance of Dipoles of Arbitrary Size and Shape. Trans. IRE, AP-7 (Okt. 1959), Nr. 4, S. 353—358.
- 10.32. Franks R. E., Elfving C. T. Reflector-Type Periodic Broadband Antennas. IRE Wescon Conv. Rec., T. 1 (1958), S. 266—271.
- 10.33. Friedman D. S. Optimum Bandwidth for Waveguide-to-Coaxial Transducers. Trans. PGMTT, MTT-5 (Jan. 1957), Nr. 1, S. 75.
- 10.36. Gillard C. W., Franks R. E. Frequency Independent Antennas — Several News and Undeveloped Ideas. The Microwave J., 4 (1961), Nr. 2, S. 67—72.
- 10.37. Graf C. R. The Log-Periodic Antenna. Electronics World, 63 (1960), Nr. 5, S. 100—101.
- 10.38. Greif R. Logarithmisch periodische Antennen. NTF, 23 (1961), S. 81—93.
- 10.39. Greif R., Scheuerecker. Dipolantennen mit großer Bandbreite. Radio Mentor (1961), H. 8, S. 622—626.
- 10.40. Hansen L. H. A New Helical Ground Plane Antenna for 30 to 50 MC. Trans. IRE, VC-10 (Aug. 1961), Nr. 2, S. 36—39.
- 10.41. Hennies S. R., Granger J. V. N. Broad-Band Frequency Scanning Radar System. Electronics, 33 (2. Sept. 1960), S. 44—47.
- 10.42. Isbell D. E. A Log-Periodic Reflector Feed. Proc. IRE, 47 (1959), H. 6, S. 1152—1153.
- 10.43. Isbell D. E. Log Periodic Dipole Arrays. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 260—267.
- 10.44. Kaiser J. A. The Archimedian Two-Wire Spiral Antenna. Trans. IRE, AP-8 (Mai 1960), Nr. 3, S. 312—323.
- 10.45. Mayes P. E., Deschamps G. A., Patton W. T. Backward-Wave Radiation from Periodic Structures and Application to the Design of Frequency Independent Antennas. Proc. IRE, 49 (Mai 1961), H. 5, S. 962—963.
- 10.46. Mayes P. E., Dyson J. D., Bawer R., Wolfe J. I. A Note on the Difference between Equiangular and Archimedes Spiral Antennas. Trans. IRE, MTT-9 (März, 1961), Nr. 2, S. 203—205.
- 10.47. Meinke H. H. Die richtige Dimensionierung des Fußpunktes von Breitbandantennen. NTZ, 12 (1959), S. 286—290.
- 10.48. Meinke H. H. Die Stromverteilung auf Breitbandstrahlern und ihr Strahlungsdiagramm. NTF, 23 (1961), S. 56—61.
- 10.49. Meinke H. Breitbandantennen. NTF, 12 (1958), S. 69—75.
- 10.50. Meinke H. Ein neuer Weg zur Lösung des Problems der Breitbandantenne. NTZ, 10 (Dez. 1957), S. 594—601.
- 10.51. Meinke H. Zylindersymmetrische Breitband-Rundstrahler mit Hochpaß-Anpassung. NTZ, 13 (1960), S. 162—168.
- 10.52. Meinke H., Kraus H. Verringerte Frequenzabhängigkeit des Strahlungsdiagramms von Breitband-Rundstrahlern. NTZ, 14 (Mai 1961), H. 5, S. 221—225.
- 10.53. Mumford W. W. The Optimum Piston Position for Wide-Band Coaxial-to-Waveguide Transducers. Proc. IRE, 41 (Febr. 1953), S. 256—261.
- 10.54. Parker C. F., Anderson R. J. Constant Beamwidth Broadband Antennas. IRE Nat. Conv. Rec. (1957), S. 87—98.
- 10.55. Philipson L. L. An Analytical Study of Scattering by Thin Dielectric Rings. Trans. IRE, AP-6 (Jan. 1958), Nr. 1, S. 3—8.
- 10.56. Reynolds D. K. Broadband Travelling Wave Antennas. IRE National Conv. Rec. (1957), S. 99—107.
- 10.57. Riblet H. B. A Broad-Band Spherical Satellite Antenna. Proc. IRE, 48 (Apr. 1960), S. 631—635.
- 10.58. Rumsey V. H. Frequency Independent Antennas. IRE Nat. Conv. Rec., T. 1 (März 1957), S. 114—118.
- 10.59. Shimizu J. K. Octave Bandwidth Feed Horn for Paraboloid. Trans. IRE, AP-9 (März 1961), Nr. 2, S. 223—224.

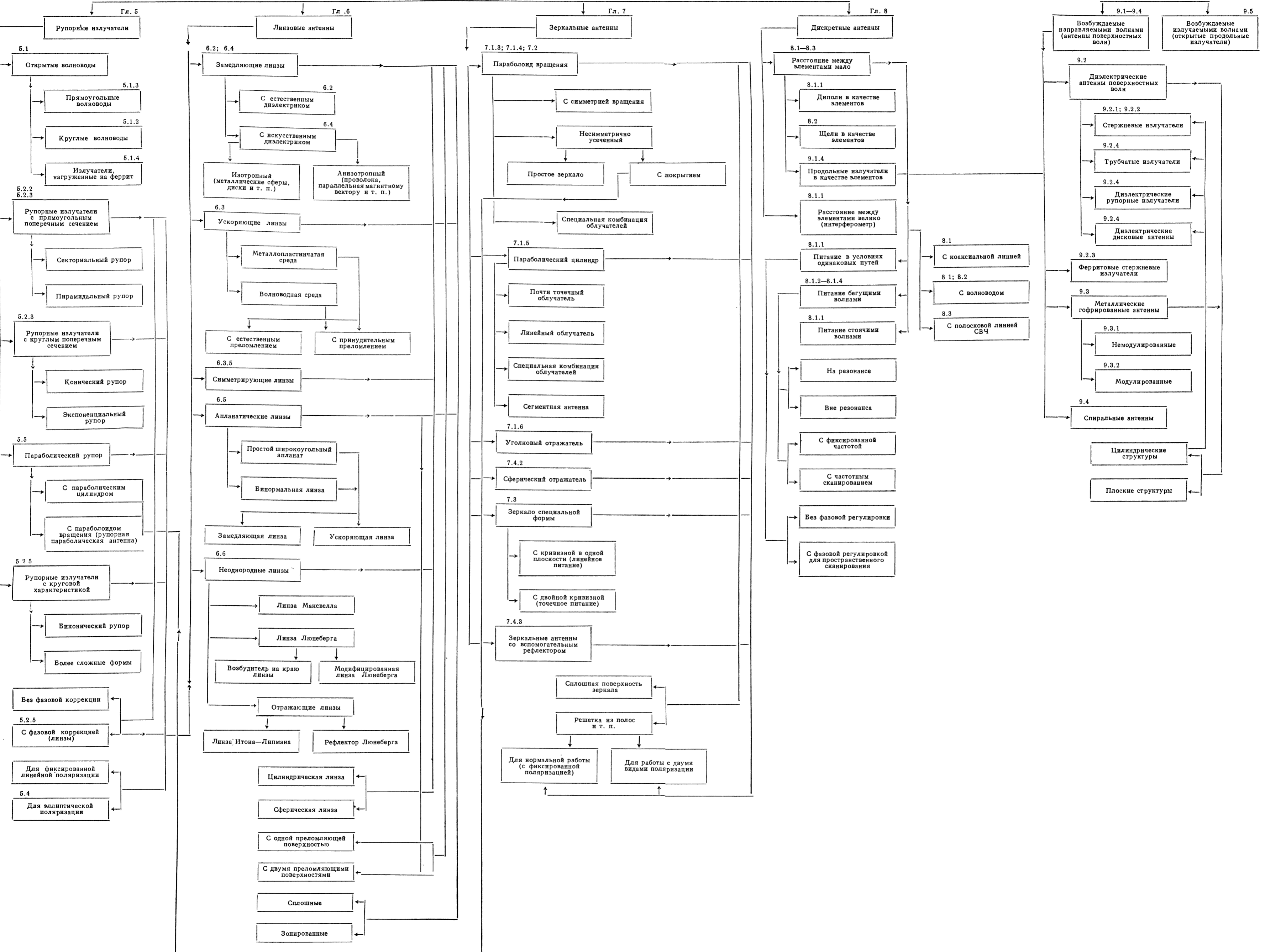
- 10.60. Stöhr W., Zinke O. Eingangswiderstand optimaler Breitband-Rundstrahler. NTF, **23** (1961), S. 62—67.
- 10.61. Stöhr W., Zinke O. Wege zum optimalen Breitband-Rundstrahler. Frequenz, **14** (1960), S. 26—35.
- 10.62. Wahsweiler H. G. Entwicklung optimaler Breitband-Rundstrahl-Antennen. Z. angew. Phys., **12** (1960), H. 10, S. 450ff.
- 10.63. Wait J. R., Conda A. M. Pattern of an Antenna on a Curved Lossy Surface. Trans. IRE, AP-6 (Okt. 1958), S. 348—359 (Correction: Trans. IRE, AP-8 (Nov. 1960), Nr. 6, S. 628).
- 10.64. Wheeler G. J. Broadband Waveguide-to-Coax Transitions. IRE Nat. Conv. Rec. (1957), S. 182—185.
- 10.65. Wheeler M. S. On the Radiation from Several Regions in Spiral Antennas. Trans. IRE, AP-9 (1961), Nr. 1, S. 100—102.
- 10.66. Wickersham A. F. Recent Developments in Very-Broad-Band Endfire Arrays. Proc. IRE, **48** (Apr. 1960), Nr. 4, S. 794—795.
- 10.67. Wickersham A. F., Bell R. L. Further Developments in Tapered Ladder Antennas. Proc. IRE, **49** (Jan. 1961), H. 1, S. 378.
- 10.68. Wolter H. Strahlungsdämpfung, Widerstände und Richtdiagramme von Überbreitbandantennen. Z. angew. Phys., **4** (1952), S. 60—70.

#### N. Дополнение

- N 1. Hamel G. Integralgleichungen, Einführung in Lehre und Gebrauch. Berlin Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag, 1949.
- N 2. Ishimaru A., Held G. Analysis and Synthesis of Radiation Patterns from Circular Apertures. Can. J. Phys., **38** (Jan. 1960).
- N 3. Ishimaru A. Aperture Antenna Synthesis and Integral Equations. Proc. IRE, **48** (Juli 1960), H. 7, S. 1344—1345.

Поперечные излучатели (преимущественно апертурные антенны)

Гл. 9  
Продольные излучатели



# Оглавление

Предисловие редактора . . . . .	3
Предисловие автора . . . . .	4
Важнейшие обозначения . . . . .	5
Введение . . . . .	9

## Общие основы теории

<b>1. Взаимодействие между токами и полями. Основы теории антенн . . . . .</b>	<b>14</b>
1.1. Представление поля токами с помощью векторных потенциалов . . . . .	—
1.1.1. Общие замечания. Введение векторного потенциала . . . . .	—
1.1.2. Представления поля . . . . .	15
1.1.3. Поверхностные, линейные и точечные токи . . . . .	17
1.2. Представление поля интегралом по источникам . . . . .	18
1.2.1. Представление поля объемным интегралом . . . . .	—
1.2.2. Введение поверхностных интегралов . . . . .	20
1.2.3. Замена поля на граничной поверхности распределенными по поверхности источниками . . . . .	21
1.2.4. Формулы Кирхгофа . . . . .	22
1.3. Поле в области излучения . . . . .	23
1.3.1. Другая форма условий излучения. Понятие о характеристике излучения . . . . .	—
1.3.2. Представление дальнего поля через распределение источников. Общие формулы для характеристики излучения . . . . .	26
1.4. Элементарный излучатель . . . . .	29
1.4.1. Эквивалентность электрических и магнитных источников . . . . .	—
1.4.2. Электрический элементарный излучатель . . . . .	31
1.4.3. Магнитный элементарный излучатель . . . . .	33
1.5. Передающие и приемные антенны . . . . .	34
1.5.1. Характеристика излучения и поляризация передающих и приемных антенн . . . . .	—
1.5.2. Усиление передающей антенны . . . . .	35
1.5.3. Действующая площадь приемной антенны . . . . .	39
1.5.4. Теорема взаимности . . . . .	—
1.5.5. Соотношения взаимности между характеристиками и поляризацией в режимах передачи и приема . . . . .	41
1.5.6. Соотношение взаимности между усилением и действующей площадью антенны при приеме . . . . .	45
1.5.7. Передача энергии между двумя антеннами . . . . .	47
1.5.8. Приближенный расчет усиления направленных антенн . . . . .	48
<b>2. Электромагнитные волны в линиях . . . . .</b>	<b>50</b>
2.1. Общая теория электромагнитных волн в линиях . . . . .	—
2.1.1. Вводные замечания. Понятие о линии . . . . .	—
2.1.2. Исходные уравнения . . . . .	51
2.1.3. $E$ -, $H$ - и $L$ -волны . . . . .	53
2.2. Теория однородной линии с проводящими граничными поверхностями . . . . .	55
2.2.1. Краевые задачи для продольных составляющих и общие свойства волн . . . . .	—
2.2.2. Свойства и параметры $E$ - и $H$ -волн . . . . .	57
2.2.3. Мощность, передаваемая вдоль линии . . . . .	60

2.2.4. Фазовая и групповая скорости, скорость распространения сигнала и энергии . . . . .	61
2.2.5. Линия с потерями. Диэлектрические и магнитные потери . . . . .	63
2.2.6. Скин-эффект и поверхностное сопротивление . . . . .	65
2.2.7. Затухание, обусловленное конечной проводимостью стенок. Полное затухание . . . . .	67
2.2.8. Токи в стенках . . . . .	70
2.3. Волноводные линии . . . . .	71
2.3.1. Волноводная линия с прямоугольным поперечным сечением . . . . .	—
2.3.2. Волноводная линия с круглым поперечным сечением . . . . .	76
2.3.3. Другие формы поперечного сечения . . . . .	81
2.4. Рациональное описание процессов распространения в линиях, нагрузочных элементах и звеньях . . . . .	86
2.4.1. Напряжение, ток и сопротивление в случае двухпроводной линии . . . . .	—
2.4.2. Волновое представление процессов в линии. Нагрузочные элементы . . . . .	88
2.4.3. Описание процессов в звеньях . . . . .	91
<b>3. Теория антенных систем из дискретных излучающих элементов . . . . .</b>	<b>95</b>
3.1. Основные определения и принципы расчета . . . . .	—
3.1.1. Система из точечных излучателей . . . . .	—
3.1.2. Решетчатые системы . . . . .	97
3.1.3. Линейные системы. Понятие о диаграмме излучения . . . . .	98
3.1.4. Присоединенный полином . . . . .	99
3.2. Линейные системы . . . . .	100
3.2.1. Поперечный и продольный излучатели. Понятия, характеризующие диаграмму излучения . . . . .	—
3.2.2. Усиление поперечных излучателей . . . . .	103
3.2.3. Амплитудное распределение Дольфа—Чебышева . . . . .	107
3.2.4. Распределение излучения Дольфа—Чебышева при неограниченно возрастающем числе излучателей и постоянном размере системы . . . . .	113
3.2.5. Оптимальная диаграмма излучения при двустороннем распространении энергии . . . . .	114
3.2.6. Биномиальное и угловое распределения. Метод умножения диаграмм . . . . .	116
3.2.7. Линейные антенные системы с неодинаковым расстоянием между излучателями . . . . .	119
3.2.8. Замена дискретного распределения непрерывным для упрощения анализа диаграмм . . . . .	121
3.3. Влияние случайных погрешностей на излучение . . . . .	122
3.3.1. Вводные замечания. Основы математической статистики . . . . .	—
3.3.2. Влияние на процесс излучения случайных механических и электрических погрешностей . . . . .	123
<b>4. Теоретические основы и методы расчета поверхностных антенн . . . . .</b>	<b>130</b>
4.1. Дифракционная задача . . . . .	—
4.1.1. Постановка задачи теории дифракции . . . . .	—
4.1.2. Приближенный метод теории дифракции Кирхгофа . . . . .	131
4.1.3. Интегральное представление поля с помощью источников на незамкнутой поверхности . . . . .	133
4.2. Приближенные методы расчета поверхностных антенн . . . . .	137
4.2.1. Общие замечания относительно применяемых приближенных методов . . . . .	—
4.2.2. Метод, использующий распределение тока . . . . .	139
4.2.3. Апертурный метод . . . . .	140
4.2.4. Метод геометрической оптики . . . . .	147
4.2.5. Принцип стационарной фазы . . . . .	150
4.3. Поле в апертуре и поле излучения . . . . .	153
4.3.1. Усиление поверхностной антенны . . . . .	—
4.3.2. Формулировка взаимосвязи между полем в апертуре и полем излучения в качестве скалярной и линейной задачи . . . . .	156

4.3.3. Поле излучения для важнейших функций распределения. Синфазно возбуждаемая прямоугольная апертура . . . . .	159
4.3.4. Синфазно возбуждаемая круговая апертура . . . . .	165
4.3.5. Влияние фазовых искажений в апертуре на излучение . . . . .	167
4.3.6. Влияние случайных погрешностей на излучение . . . . .	174
4.3.7. Общий синтез диаграммы направленности и сверхнаправленность	184
4.3.8. Оптимальные распределения . . . . .	190
4.3.9. Итоговый обзор соотношений, связывающих возбуждение и излучение, для поверхностных и линейных источников . . . . .	195

## Антенны СВЧ, используемые в технике

<b>5. Рупорные антенны . . . . .</b>	<b>198</b>
5.1. Излучение открытых волноводов . . . . .	—
5.1.1. Вывод формул распределения излучения в поперечном сечении волновода . . . . .	—
5.1.2. Излучение открытого круглого волновода . . . . .	201
5.1.3. Излучение открытого прямоугольного волновода . . . . .	203
5.1.4. Волноводный излучатель, нагруженный на феррит . . . . .	205
5.2. Излучение простого рупорного излучателя . . . . .	209
5.2.1. Различные типы рупорных излучателей . . . . .	—
5.2.2. Распределение поля в секториальном рупоре . . . . .	210
5.2.3. Поле излучения секториального, пирамидального и конического рупоров . . . . .	214
5.2.4. Параболический рупор . . . . .	222
5.2.5. Влияние диэлектрических и металлических конструкций вблизи раскрыва на излучение . . . . .	227
5.3. Согласование простого рупорного излучателя . . . . .	228
5.3.1. Общее выражение для коэффициента отражения рупорных излучателей . . . . .	—
5.3.2. Коэффициент отражения секториального и других простых типов рупоров . . . . .	231
5.4. Рупорный излучатель с особыми поляризационными свойствами . . . . .	236
5.4.1. Секториальные и пирамидальные рупоры для эллиптической поляризации . . . . .	—
5.4.2. Параболические рупоры для эллиптической поляризации . . . . .	241
5.4.3. Преобразователь поляризации и механизм подавления помех в радиолокационных антеннах . . . . .	243
5.5. Рупорные антенны с круговой характеристикой . . . . .	250
5.5.1. Распределение поля в биконической линии . . . . .	—
5.5.2. Излучение ненаправленных рупорных антенн и конструкции, применяемые на практике . . . . .	257
<b>6. Линзовые антенны . . . . .</b>	<b>258</b>
6.1. Механизм излучения линзовых антенн . . . . .	—
6.1.1. Общие свойства линзовых антенн и их применение . . . . .	—
6.1.2. Свойства линзовых антенн с точки зрения геометрической оптики . . . . .	260
6.1.3. Излучение линзовых антенн . . . . .	266
6.2. Однородные диэлектрические линзы . . . . .	—
6.2.1. Зонированные линзы . . . . .	—
6.2.2. Согласование и потери . . . . .	268
6.2.3. Зависимость от частоты и допуски . . . . .	271
6.3. Металлические ускоряющие линзы и линзы с принудительным преломлением . . . . .	273
6.3.1. Параллельные металлические пластины в качестве искусственного диэлектрика. Формы линз . . . . .	—
6.3.2. Согласование и потери в металлопластинчатых линзах . . . . .	276
6.3.3. Зависимость от частоты и допуски . . . . .	278

6.3.4. Волноводы в качестве искусственных диэлектриков . . . . .	281
6.3.5. Линзы с геометрическим выравниванием . . . . .	282
6.4. Металлические замедляющие линзы и искусственные замедляющие среды . . . . .	283
6.4.1. Обзор искусственных замедляющих сред . . . . .	—
6.4.2. Расчет коэффициента преломления искусственных замедляющих сред . . . . .	285
6.5. Апланатические линзы. Качание диаграммы направленности в широких пределах . . . . .	289
6.5.1. Задачи, решаемые с помощью апланатических линз . . . . .	—
6.5.2. Простой диэлектрический широкоугольный апланат . . . . .	291
6.5.3. Бинормальная диэлектрическая линза . . . . .	293
6.5.4. Металлопластинчатая линза с двухточечной коррекцией и принудительным преломлением . . . . .	295
6.6. Неоднородные линзы . . . . .	299
6.6.1. Основные соображения. Принципы расчета . . . . .	—
6.6.2. Типы конструкций линзы Люнеберга, используемые на практике . . . . .	301
<b>7. Зеркальные антенны . . . . .</b>	<b>304</b>
7.1. Механизм излучения зеркальных антенн . . . . .	—
7.1.1. Различные типы зеркальных антенн . . . . .	—
7.1.2. Геометрические свойства зеркал, имеющих вид параболоида вращения и параболического цилиндра . . . . .	305
7.1.3. Расчет характеристики излучения, поляризационной характеристики и усиления антенны, имеющей вид параболоида вращения, методом, использующим распределение тока . . . . .	306
7.1.4. Приближенный расчет излучения параболоида вращения и результаты экспериментов . . . . .	316
7.1.5. Антенна в виде параболического цилиндра . . . . .	323
7.1.6. Антенна с уголковым отражателем . . . . .	326
7.1.7. Плоский отражатель . . . . .	329
7.2. Конструкции остро направленных зеркальных антенн . . . . .	330
7.2.1. Облучатели зеркальных антенн и согласование . . . . .	—
7.2.2. Излучение зеркальной антенны в реальных условиях. Причины погрешностей . . . . .	336
7.2.3. Конструкции поверхности зеркала . . . . .	341
7.3. Создание диаграмм излучения специального вида с помощью зеркальных антенн . . . . .	344
7.3.1. Постановка задачи и применение диаграмм излучения специального вида . . . . .	—
7.3.2. Создание заданной диаграммы излучения с помощью изменения формы зеркала в случае линейного облучателя . . . . .	346
7.3.3. Создание заданной диаграммы излучения с помощью подбора формы зеркала в случае точечного облучателя . . . . .	349
7.3.4. Создание заданной диаграммы излучения параболических зеркал путем выбора облучателя специального вида . . . . .	356
7.3.5. Другие методы создания диаграммы излучения специального вида с помощью зеркальных антенн и сравнение их с известными методами . . . . .	358
7.4. Электрическое качание диаграммы направленности зеркальных антенн . . . . .	363
7.4.1. Качание диаграммы направленности параболического зеркала посредством смещения облучателя . . . . .	—
7.4.2. Качание диаграммы направленности в случае сферического зеркала . . . . .	365
7.4.3. Зеркальные антенны с вспомогательным рефлектором для качания в широких пределах и подобные им конструкции . . . . .	371
<b>8. Поперечные излучатели из дискретных элементов . . . . .</b>	<b>373</b>
8.1. Общие понятия о питании и расчете излучения . . . . .	—
8.1.1. Вводные соображения. Обзор систем питания и излучающих элементов . . . . .	—
8.1.2. Линия, нагруженная излучателями . . . . .	375
8.1.3. Синтез диаграммы в случае питания бегущими волнами . . . . .	381

8.1.4. Влияние погрешностей и частотная зависимость при питании бегущими волнами . . . . .	390
8.2. Волноводно-щелевые антенны . . . . .	392
8.2.1. Щель как магнитный диполь. Принцип двойственности . . . . .	—
8.2.2. Импедансные характеристики и излучение щелей в волноводах . . . . .	397
8.2.3. Щелевая антенна для радиолокационных станций кругового обзора . . . . .	402
8.2.4. Другие конструкции волноводно-щелевых антенн . . . . .	406
8.3. Антенны СВЧ в полосковом исполнении . . . . .	411
8.3.1. Основы техники полосковых линий . . . . .	—
8.3.2. Дипольные системы с дискретным питанием . . . . .	416
8.3.3. Полосковые системы с резонансным возбуждением . . . . .	417
8.3.4. Излучающие системы бегущих волн . . . . .	418
8.3.5. Щелевые антенны, питаемые полосковой линией . . . . .	419
<b>9. Продольные излучатели . . . . .</b>	<b>420</b>
9.1. Механизм излучения и общие свойства продольных излучателей, в частности—антенн поверхностных волн . . . . .	—
9.1.1. Неоднородные волны . . . . .	—
9.1.2. Механизм излучения антенн поверхностных волн и основы расчета излучения . . . . .	422
9.1.3. Понятие о продольном излучателе. Классификация и общие свойства продольных излучателей . . . . .	426
9.1.4. Системы с поперечным излучением, составленные из продольных излучателей . . . . .	428
9.2. Диэлектрические антенны поверхностных волн . . . . .	429
9.2.1. Поверхностные волны на диэлектрическом стержне . . . . .	—
9.2.2. Расчет излучения и формы диэлектрических стержневых излучателей . . . . .	436
9.2.3. Ферритовый стержневой излучатель . . . . .	444
9.2.4. Другие типы диэлектрических антенн поверхностных волн . . . . .	446
9.3. Периодические металлические структуры в качестве антенн поверхностных волн . . . . .	450
9.3.1. Гофрированные металлические антенны . . . . .	—
9.3.2. Модулированные металлические поверхностные структуры в качестве продольных излучателей . . . . .	455
9.4. Спиральные антенны и подобные им типы антенн . . . . .	459
9.4.1. Основные соображения . . . . .	—
9.4.2. Расчет излучения и практическое выполнение спиральных антенн . . . . .	460
9.5. Продольный излучатель, возбуждаемый излучаемыми волнами . . . . .	464
9.5.1. Общие соображения о механизме излучения . . . . .	—
9.5.2. Синтез диаграммы; конструкции открытого продольного излучателя . . . . .	465
<b>10. Антенны с повышенной полосой пропускания . . . . .</b>	<b>467</b>
10.1. Основные соображения . . . . .	—
10.1.1. Понятие об антеннах с повышенной полосой пропускания и применение таких антенн . . . . .	—
10.1.2. Принципы конструирования . . . . .	468
10.2. Поверхностные структуры с повышенной полосой пропускания . . . . .	472
10.2.1. Равноугольная антенна . . . . .	—
10.2.2. Логарифмически-периодическая антенна . . . . .	476
<b>Приложения</b>	
1. Формулы векторной алгебры и векторного анализа в декартовой системе координат . . . . .	481
2. Криволинейные ортогональные координаты . . . . .	482
3. Основные формулы интегрального исчисления . . . . .	483
<b>Литература . . . . .</b>	<b>485</b>



РУДОЛЬФ КЮН  
МИКРОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ

Ответственный (научный) редактор проф. М. П. Долуханов

Редактор Е. В. Климина

Технический редактор А. П. Ширяева

Корректоры А. И. Дулькина и М. И. Исаенкова

Переплет художника Г. С. Акулова

---

Сдано в набор 12/V 1967 г. Подписано к печати 16/X 1967 г.  
Формат бумаги 70×108/16. Факт. печатн. листов 33,5 (в т. ч. 1 вклейка)  
Условн. печ. л. 46,9 (в т. ч. 1 вклейка) Уч.-изд. л. 40,2.  
Изд. № 1851-66. Тираж 5 700 экз. Цена 3 руб. 14 коп. Заказ № 1596  
Печатная бумага № 1  
Издательство «Судостроение», Ленинград, ул. Гоголя, 8

---

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР  
Ленинград, ул. Моисеенко, 10

# НОВЫЕ КНИГИ ПО РАДИОТЕХНИКЕ ВЫЙДУТ В 1968 ГОДУ

Ю. Е. ВЕРЕВКИН. Основы электронной и полупроводниковой техники.  
25 л., ц. 1 р.

Книга является учебником для учащихся судостроительных и радиотехнических техникумов. Главное внимание в книге уделяется физическим процессам в электронных приборах и в электрических схемах. Наряду с этим приводятся достаточно глубокий математический анализ схем, который позволит привить учащимся необходимые навыки по обоснованию режимов работы и расчету электрических схем.

Судовые радиолокационные станции и их применение. Т. I. Под редакцией В. И. Ракова  
24 л., ц. 1 р. 40 к.

Справочник предназначен для широкого круга специалистов, занимающихся проектированием, производством, установкой и эксплуатацией судовых радиолокационных станций.

Книга состоит из трех томов. В первом томе приведены основные положения, определения, расчетные формулы, таблицы, графики и номограммы, относящиеся к теории радиолокации. Рассмотрены различные методы и количественные характеристики радиолокации, тактико-технические данные радиолокационных станций, вопросы распространения электромагнитных волн над морской поверхностью и отражения их от радиолокационных целей; даны способы расчета дальности радиолокационного наблюдения.

Справочник может служить пособием для преподавателей и студентов высших и средних технических учебных заведений, особенно при проведении курсового и дипломного проектирования по профилю радиолокации.

Делайте предварительные заказы на книги! Это гарантирует приобретение нужной литературы.

Книги издательства „Судостроение“ можно приобрести в любом магазине технической литературы. Отделы „Книга — почтой“ имеются в магазинах:

Архангельск, ул. Виноградова, 30, центральный книжный магазин.

Баку, ул. Саратова, 30, Пассаж книги.

Владивосток, Ленинская, 43, книжный магазин № 1.

Горький, ул. Свердлова, 12, книжный магазин № 3.

Измаил, пр. Суворова, 23, книжный магазин № 2.

Ленинград, Невский, 28, книжный магазин № 1 — Дом книги.

Мурманск, пр. Ленина, 42, центральный книжный магазин.

Николаев, ул. Плеханова, 52, магазин технической книги № 3.

Одесса, ул. Ленина, 17, магазин технической книги № 13.

Пермь, Пионерская, 12/28, книжный магазин № 5.

Рига, ул. Ленина, 38, книжный магазин № 2.

Ростов-на-Дону, ул. Энгельса, 77, центральный книжный магазин.

Таллин, ул. Пикк, 9, книжный магазин № 14.

Хабаровск, ул. Карла Маркса, 23, магазин технической книги.

Херсон, ул. Суворова, 19, магазин технической книги № 1.

В случае отказа обращайтесь с запросами на книги в специализированные магазины судостроительной литературы — Ленинград, Ф-31, Садовая, 40; Ленинград, Л-35, Двинская, 8; Москва, А-319, Красноармейская, 43.

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
„СУДОСТРОЕНИЕ“



