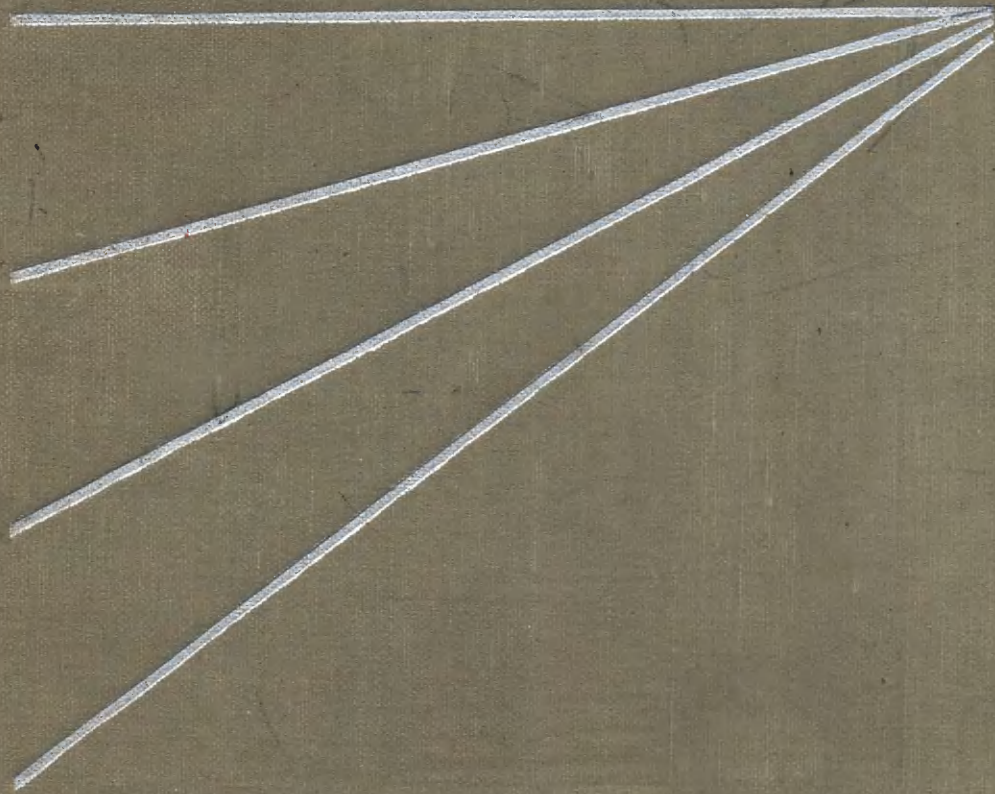


СЧЕТЧИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Э. Фюнфер  
Т. Нейерт

СЧЕТЧИКИ  
ИЗЛУЧЕНИЙ







# ZÄHLROHRE UND SZINTILLATIONSZÄHLER

*Prof. Dr. E. Fünfer*  
*Prof. Dr. H. Neuert*

ZWEITE, NEUBEARBEITETE UND ERWEITERTE  
AUFLAGE

Verlag G. Braun Karlsruhe  
1959

Э. ФЮНФЕР, Г. НЕЙЕРТ

# СЧЕТЧИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Перевод второго немецкого издания

*А. Г. Берковского, И. Я. Брейдо, В. И. Малинина*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ  
В ОБЛАСТИ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Москва 1961

В книге «Счетчики излучений» рассмотрены свойства газоразрядных, сцинтилляционных, кристаллических и черенковских счетчиков  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - и нейтронного излучений, вопросы статистики цифрового и аналогового методов регистрации хаотических импульсов, теоретические и конструктивные вопросы, связанные с изготовлением счетчиков и механизмом их действия. Большой раздел посвящен элементам радиоэлектронной аппаратуры — усилителям импульсов, формирующим схемам, дискриминаторам, схемам совпадений, анализаторам, счетным устройствам и другим приборам, широко применяемым в современной экспериментальной технике. Материал книги основывается на результатах новейших работ. К каждому разделу книги приведена обширная библиография.

Книга рассчитана на широкие круги специалистов, имеющих дело с регистрацией и измерением энергии радиоактивных излучений. Она полезна также аспирантам и студентам, специализирующимся в области применений электроники и радиотехники в ядерной физике и технике. Благодаря доступности изложения основного материала она может быть рекомендована также лицам, не имеющим специальной подготовки в данной области.

---

## ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемая вниманию читателей книга Э. Фюнфера и Г. Нейерта содержит, кроме необходимого изложения физических принципов действия счетчиков, еще и обширные материалы об их свойствах и методах применения, систематизированные на основании результатов большого числа работ, среди которых немало новейших. Хотя центральной темой книги являются детекторы излучения и отчасти методика измерений, значительная часть книги отведена элементам радиоэлектронных устройств, при помощи которых производятся усиление и формирование поступающих от детекторов сигналов, селекция и регистрация сигналов, а также питание датчиков.

Благодаря тому что описания обоих важнейших компонентов измерительных устройств — детекторов излучения и регистрирующих приборов — собраны в одной книге, авторам удалось наглядно показать способы согласования выхода детектора со входом радиоэлектронной аппаратуры. Кроме того, в книге рассмотрены статистический анализ результатов измерений, проведенных посредством счетчиков, а также элементы ядерной физики и физики газового разряда, знакомство с которыми необходимо для понимания механизма действия счетчиков.

Книга содержит также материалы по конструированию и изготовлению газоразрядных счетчиков. Эти материалы могут принести большую пользу тем экспериментаторам, которым по условиям проводимых ими работ необходимы специальные счетчики, отличающиеся по параметрам от выпускаемых промышленностью.

Таким образом, книга охватывает почти весь круг вопросов, с которыми приходится сталкиваться при работе со счетчиками излучений. Несмотря на то что изложение в ряде случаев носит несколько конспективный характер, хорошая систематизация материала делает книгу доступной широкому кругу научных и инженерно-технических работников.

В процессе перевода некоторые разделы книги подверглись незначительному сокращению. В основном были исключены относительно устаревшие сведения или уже достаточно представленные в имеющейся литературе. Изъят параграф, посвященный статистике регистрации в схемах совпадений.

Глава I и часть гл. II, до разд. Б. включительно, переведены В. И. Малининым, конец гл. II, разделы В — Д и часть гл. III,

разд. А — А. Г. Берковским, гл. III, разделы Б — Д (до конца) — И. Я. Брейдо.

## ИЗ ПРЕДИСЛОВИЙ ИЗДАТЕЛЬСТВА К ПЕРВОМУ И ВТОРОМУ НЕМЕЦКИМ ИЗДАНИЯМ

Огромное значение методов регистрации ядерных излучений в широкой области научных исследований вызывает необходимость в соответствующих монографиях, систематизирующих многочисленные работы по данной отрасли. Книга Э. Фюнфера и Г. Нейерта является одним из томов серии биофизических монографий, однако ее материал по своему охвату выходит далеко за рамки этого назначения.

Первое издание книги разошлось полностью, и продолжающийся спрос на нее побудил издательство просить авторов подготовить второе, значительно расширенное издание, дополненное рядом важных разделов. Книга может быть весьма полезна широким кругам инженеров различных специальностей, а также врачам и биологам.

## ИЗ ПРЕДИСЛОВИЙ АВТОРОВ К ПЕРВОМУ И ВТОРОМУ НЕМЕЦКИМ ИЗДАНИЯМ

Счетчики ядерных излучений являются предметом и результатом исследований и разработок, проводимых в течение уже многих лет. В настоящее время счетчики имеют широкое, многообразное применение, хотя в ряде случаев они еще не полностью отвечают предъявляемым к ним новым требованиям. Наибольшее распространение получили газоразрядные счетчики, а также более совершенные, но и более сложные сцинтилляционные счетчики. Параллельно с разработкой детекторов происходила и разработка регистрирующей аппаратуры.

Громадное количество работ, относящихся к данной области исследований, показывает, что методы измерения излучений, применявшиеся ранее только в физике, теперь используются и в биологии, химии, медицине и т. д.

Предлагаемая монография содержит изложение основных методов регистрации излучений и представляет интерес для инженеров, врачей, химиков и других специалистов, которые применяют эти методы и стремятся полнее ознакомиться с их физическими основами. В книге описаны процессы в счетчиках, указан ряд способов и методов измерений, приводятся результаты новейших работ и обширная библиография по всем разделам книги.

Второе издание книги значительно расширено по сравнению с первым, главным образом за счет дополнения новыми материалами разделов, посвященных сцинтилляционным счетчикам и радиоэлектронной аппаратуре. Введен новый раздел «Черенковские счетчики». Произведена замена ряда старых схем и их описаний на новые и существенно обновлена библиография.

---



## Глава I

### ОБЗОР МЕТОДОВ СЧЕТА ЧАСТИЦ И КВАНТОВ

Многими нашими знаниями о природе радиоактивного излучения, о структуре атомного ядра мы обязаны тому, что методы наблюдения счета отдельных частиц и квантов со времени открытия радиоактивности постепенно все более совершенствовались.

Отдельные частицы радиоактивного излучения первоначально наблюдались качественно при помощи спинтарископа. Устройство последнего основывалось на том, что при попадании  $\alpha$ -частиц на кристаллы, например на виллемит или алмаз, возникают световые вспышки такой интенсивности, что они могут быть восприняты невооруженным глазом или при слабом увеличении (например, при помощи лупы). Однако при помощи подобных светящихся экранов можно уверенно обнаружить только  $\alpha$ -частицы или в крайнем случае протоны; световые вспышки отдельных электронов слишком слабы, чтобы их можно было обнаружить таким простым способом.

Хотя работа на спинтарископе довольно утомительна, а результаты в известной мере субъективны, все же этим путем были получены фундаментальные знания о структуре атомного ядра [1]. Из наблюдений отдельных частиц этим методом было определено число Лошмидта [2].

В 1908 г. Резерфорд и Гейгер [3] описали первый электрический счетчик  $\alpha$ -частиц, который уже имел внешнюю форму, сходную с более поздним счетчиком Гейгера — Мюллера. Он состоял из цилиндрической металлической трубки, по оси которой была натянута тонкая проволока. Концы трубки были закрыты. Внутри находился воздух или другой газ при пониженном давлении. Между цилиндром и нитью прилагалось напряжение, достаточное для зажигания самостоятельного разряда при наличии внешней ионизации. Если  $\alpha$ -частицы проникали через тонкое окно в объем счетчика параллельно оси цилиндра, то возникал ток ионизации, который регистрировался электрометром. Первичная ионизация, вызванная  $\alpha$ -частицами в наполняющем газе, усиливалась при этом в 1000 раз.

В 1912 г. Резерфорд и Гейгер [4] улучшили конструкцию счетчика, создав сферический счетчик: путем замены цилиндрической стенки полуокружностью, а нити — маленьким шариком в центре внешнего сферического электрода. Существенным шагом вперед явилось создание [5] острых счетчиков, у которых центральный электрод принял форму острия. В результате этого стал возможным счет отдельных  $\beta$ -частиц. Физика острых счетчиков позднее была исследована более детально [6]. При этом было замечено ясно выраженное различие между областью усиления и областью, в которой величина импульса не зависит от первичной ионизации (область Гейгера).

В области усиления величина импульса во много раз больше суммы первичной ионизации, однако она все еще пропорциональна последней. В области Гейгера даже незначительная первичная ионизация вызывает разряд. Амплитуда импульса в этом случае не зависит от первичной ионизации. В дальнейшем были детально исследованы область усиления и область Гейгера для различных газов в зависимости от их давления, а также от диаметра шариков, служащих острием. В одной из работ [7] впервые была ясно выражена мысль о том, что вследствие специфических условий появляется характерное различие между обеими областями. В дальнейшем было выяснено, что почти каждый счетчик при подходящих условиях может работать как пропорциональный счетчик. Вскоре была показана возможность регистрации не только одних нейтронов, но и нейтронов при наличии  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения при использовании  $\text{BF}_3$ -счетчиков в пропорциональной области [8].

Счетчики с большим чувствительным объемом были описаны в 1928 г. Гейгером и Мюллером [9]. С тех пор они называются счетчиками Гейгера—Мюллера. По своему внешнему виду они похожи на первые  $\alpha$ -счетчики Резерфорда и Гейгера. Один из электродов (катод) — металлический цилиндр, другой (анод) — аксиально расположенная проволока. При соответствующем отрицательном напряжении на катоде каждая ионизирующая частица независимо от величины первичной ионизации вызывает разряд в объеме счетчика. Возникающий ионизационный ток дает на рабочем сопротивлении, включенном между анодом и землей, кратковременный импульс напряжения, который может быть легко зарегистрирован электрометром [10]. Для усиления подобных импульсов несколько раньше были применены электронные лампы [11]. На рис. 1 показана схема включения счетчика.

Первоначально счетчики наполнялись чистыми газами, например инертными. Было установлено, что подобные счетчики надежно работают лишь в том случае, когда рабочее сопротивление составляет от  $10^8$  до  $10^9$  ом. При меньшей величине сопротивления каждый импульс вызывает в счетчике длительный разряд. Высокое сопротивление, естественно, приводит к тому, что счетчик имеет большую постоянную времени восстановления исход-

ного состояния (от  $10^{-3}$  до  $10^{-2}$  сек). При помощи внешней схемы длительность импульсов вскоре удалось существенно уменьшить [12].

Крупным достижением в технике счета частиц явилось создание Тростом [13] в 1935 г. самогасящихся счетчиков, в которых в результате добавки в газовое наполнение спирта (несколько процентов) разряд прекращался и без больших рабочих сопротивлений. Благодаря этому разрешающее время подобных «быстрых» счетчиков значительно меньше, чем «медленных» счетчиков с чистым газом.

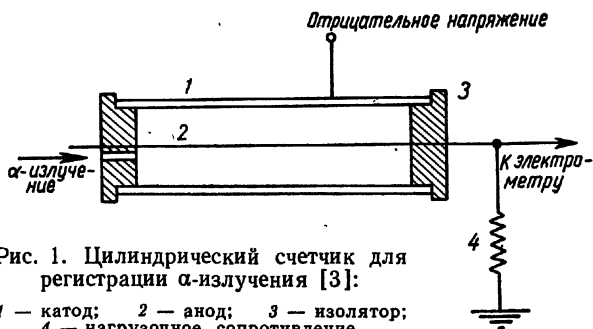


Рис. 1. Цилиндрический счетчик для регистрации  $\alpha$ -излучения [3]:

1 — катод; 2 — анод; 3 — изолятор; 4 — нагрузочное сопротивление.

Применение счетчиков с добавкой пара и соответствующих радиотехнических схем сделало возможной регистрацию одновременных разрядов в двух счетчиках с точностью примерно  $10^{-3}$  сек (метод совпадения) [14, 15]. Метод совпадения, благодаря высокой разрешающей способности счетчиков Троста, нашел широкое применение в исследованиях излучений большой энергии.

Тщательное изучение показало, что процесс разряда в счетчиках — довольно сложное физическое явление. Потребовалось много лет работы многих исследователей, пока удалось понять происходящие в счетчиках процессы.

В 1933 г. было обнаружено [16] появление в разряде счетчиков коротковолновых фотонов, а затем исследован механизм разряда в счетчиках, наполненных чистыми газами [17]. Штевер [18] и независимо от него Гемерт, Хартог и Мюллер [10] впервые сделали видимым на осциллографе «мертвое время» счетчиков и изучили распространение разряда в счетчиках. Наконец, Корф [19] со своими сотрудниками объяснили роль примеси паров в разряде счетчика. В послевоенное время число исследований механизма работы счетчиков еще более возросло. В ряде работ [21, 22] было детально изучено распространение разряда вдоль анода.

Затем внимание снова было обращено на пропорциональные счетчики, так как появилась возможность при их помощи не только регистрировать частицы, но во многих случаях и определять их энергию, например энергию  $\beta$ -частиц мягкого излучения.

Однако постепенно выяснилось, что счетчики Гейгера — Мюллера не могут удовлетворить всем требованиям. Так, например, при изучении ядерных процессов они не могут регистрировать явления с интервалами времени, меньшими  $10^{-7}$  сек. Ограниченный срок службы счетчиков также являлся препятствием для проведения работ.

Эффективность счетчиков к  $\gamma$ -излучению относительно мала (от 0,1 до 1%), поэтому вскоре начали разрабатывать другие методы счета. Частично снова вернулись к старому сцинтилляционному методу. В сцинтилляционных счетчиках [23] световые вспышки, возникающие при попадании частиц на высвечивающее вещество, регистрировались при помощи электронных умножителей. Вместо ранее применявшихся обычных люминесцирующих веществ с успехом стали применять органические кристаллы (нафталин, антрацен, стильбен), которые хорошо пропускают возбужденный частицами свет. При этом появилась возможность регистрировать отдельные электроны, а также  $\gamma$ -излучение с большой вероятностью (примерно до 50%) при использовании в качестве высвечивающего вещества кристаллов NaJ (Tl) [24]. Этот метод особенно ценен тем, что он позволяет легко проанализировать сложный спектр  $\gamma$ -излучения различной энергии (сцинтилляционный спектрометр).

Вследствие малой инерционности процессов в электронных умножителях импульсы имеют очень малую длительность. Благодаря этому удается точно регистрировать временные интервалы, меньшие  $10^{-8}$  сек.

В 1945 г. было показано, что радиоактивное излучение, проходящее через кристалл, например алмаз, может быть зарегистрировано другим методом [25]. Если на кристалле имеются два металлических слоя, к которым приложено напряжение около 1000 в, то проникающее в кристалл излучение вызовет появление кратковременной электрической проводимости кристалла и вместе с этим ионизационного тока, который может быть сделан видимым на осциллографе благодаря соответствующему внешнему усилению.

Этот вид кристаллического счетчика в настоящее время не имеет большого практического значения по сравнению с другими типами счетчиков.

В результате поисков счетчиков с высоким временным разрешением в последнее время были сконструированы счетчики с плоскими электродами (плоские счетчики), при помощи которых были достигнуты значительные успехи. Быстрая частица возбуждает в плоском конденсаторе, на который подано сравнительно большое напряжение, газовый разряд. При очень малом расстоянии пластины и специальном газом наполнении разряд происходит примерно за  $10^{-10}$  сек. Преимущество этого способа для метода совпадений очевидно,

## ЛИТЕРАТУРА

1. Geiger H., Marsden E. On a diffuse reflection of the  $\alpha$ -particles. Proc. Roy. Soc. A, **82**, 495 (1909).
2. Regener E., Berl. Ber., **11**, 948 (1909).
3. Rutherford E., Geiger H. An electrical method of counting the number of  $\alpha$ -particles from radioactive substances. Proc. Roy. Soc. A, **81**, 141 (1908).
4. Geiger H., Rutherford E. Photographic registration of  $\alpha$ -particles. Philos. Mag., **24**, 618 (1912).
5. Geiger H. Verh. d. D. Phys. Ges. Bd., **15**, 534 (1913).
6. Geiger H., Klemperer O. Beitrag zur Wirkungsweise des Spitzenzählers. Z. Phys., **49**, 753 (1928).
7. Emeleus K. G. Proc. Cambridge Philos. Soc., **22**, 676 (1925).
8. Korff S. A., Danforth W. E. Measurements of neutrons with boron-trifluorid counters. Phys. Rev., **55**, 980 (1939).
9. Geiger H., Müller W. Das Elektronenzählrohr. Phys. Z., **29**, 839 (1928).
10. Bothe W. Die Geigerschen Zählmethoden. Naturwissenschaften, **30**, 393 (1942).
11. Greinacher H. Über die akustische Beobachtung und galvanometrische Registrierung von Elementarstrahlen und Einzelimpulsen. Z. Phys., **23**, 261 (1924).
12. Neher H. V., Harper W. W. A high speed Geiger counter circuit. Phys. Rev., **49**, 940 (1936).
13. Trost A. Untersuchungen an Zählrohren mit der Braunschen Röhre. Phys. Z., **36**, 801 (1935); Über Zählrohre mit Dampfzusatz. Z. Phys., **105**, 399 (1937).
14. Bothe W. Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen. Z. Phys., **59**, 1 (1930).
15. Rossi B. Method of registering multiple simultaneous impulses of several Geiger's counters. Nature, **125**, 636 (1930).
16. Greiner E. Über die Ausbreitung der Entladungen im Elektronenzählrohr. Z. Phys., **81**, 543 (1933).
17. Werner S. Die Entladungsformen in zylindrischen Zählrohr. Z. Phys., **90** 384 (1934).
18. Stever H. G. The discharge mechanism of fast GM counters from the dead-time experiment. Phys. Rev., **61**, 38 (1942).
19. Korff S. A. Electron and nuclear counters. N. Y., 1946.
20. Van Gemert A., den Hartog H., Mueller F. A. Physica, **9**, 556 (1942).
21. Alder F., Baldinger E., Huber P., Metzger F. Über die Ausbildung der Entladung in Zählrohren mit Alkoholdampfzusatz. Helv. Phys. acta, **20**, 73 (1947).
22. Wilkinson D. H. The Geiger discharge. Phys. Rev., **74**, 1417 (1948).
23. Broser I., Kallmann H. Über die Anregung von Leuchtstoffen durch schnelle Korpuskularstrahlen. Z. Naturforsch., **2A**, 439 (1947).
24. Hofstadter R. General properties of crystals. Nucleonics, **6**, No. 5, 72 (1950).
25. Van Heerden P. J. The crystal counter. Utrecht, 1945.

## Глава II

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СЧЕТЧИКАХ

#### А. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЧЕТЧИКИ

##### 1. Область ионизационной камеры

В пропорциональных счетчиках и счетчиках Гейгера—Мюллера первичная ионизация, которая возникает от проходящей через объем счетчика ионизирующей частицы, благодаря внутрен-

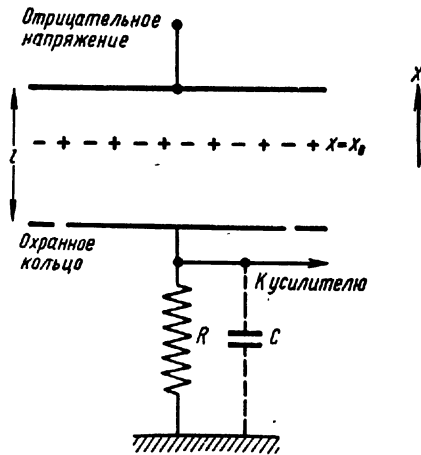


Рис. 2. Схематическое изображение процессов, происходящих в ионизационной камере.

ним процессам в счетчике настолько усиливается, что легко может быть зарегистрирована. Первичная ионизация в счетчике быстро возрастает с увеличением электрического поля. Силу поля можно снизить настолько, чтобы подобное усиление не имело места. Тогда счетчик будет подобен ионизационной камере. Однако величина поля не везде постоянна и сильно повышается у нити.

Для того чтобы понять, как возникает в счетчике импульс, вызванный ионизирующей частицей, рассмотрим простой случай. Пусть первичная ионизация происходит в однородном электрическом поле, сила кото-

рого достаточна для того, чтобы полностью собрать все образованные ионы, однако усиление в газе равно единице (ионизационная камера в области насыщения). Подобную камеру можно себе представить как плоский конденсатор. Между пластинами с расстоянием  $l$  находится наполняющий газ — аргон, воздух или другой газ при атмосферном давлении. На одну из пластин подается отрицательное напряжение, другая заземляется через сопротивление  $R$ . Последняя (коллектор) имеет охранные кольца (рис. 2).

Если ионизирующая частица проходит через объем конденсатора, то она образует  $n$  положительных и  $n$  отрицательных ионов (первичная ионизация). Для простоты путь частиц следует представить перпендикулярным электрическим линиям поля. Находясь в электрическом поле, отрицательные ионы движутся к коллектору, положительные — к противоположному электроду с присущей каждому виду ионов скоростью перемещения. Число ионов, образованных на единице пути в объеме газа счетчика, сильно зависит от рода частиц и их скорости, от рода газа и его давления. Данные по удельной ионизационной способности представлены в гл. III, разд. Г.

Двигаясь в поле, ионы и электроны наводят заряд на электродах. Процесс протекает в малые доли секунды, при этом на пластине коллектора возникает импульс. Поскольку электроны подвижнее положительных ионов, импульс вначале быстро растет, пока электроны не дойдут до коллектора. Дальнейшее нарастание импульса происходит медленнее, пока положительные ионы не достигнут катода. При слишком малой величине поля не всем ионам удастся достигнуть электродов. Напряжение должно быть такой величины, чтобы все ионы могли быть собраны (область насыщения камеры). Тогда, если сумма емкостей коллектора и схемы относительно земли равна  $C$ , изменение напряжения на коллекторе

$$\Delta U = ne/C, \quad (1)$$

где  $e$  — элементарный заряд.

## 2. Форма импульса

Для того чтобы получить представление о форме импульса [1], необходимо прежде всего предположить, что сопротивление  $R$  очень велико (т. е. коллектор практически изолирован), так что в течение импульса ни один заряд не может стечь. Энергия подобной системы первоначально равна  $\frac{1}{2}CU_0^2$ , где  $U_0$  — приложенное напряжение. Пусть заряд возникает между пластинами на расстоянии  $x = x_0$  (см. рис. 2). Движение заряда  $n$  от  $x_0$  до  $x$  изменяет энергию системы. Теперь

$$\frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} CU_0^2 - \int_{x_0}^x neE dx. \quad (2)$$

Если обозначить возникающее изменение напряжения  $\Delta U = U_0 - U$  и величину напряженности поля  $E = U_0/l$ , тогда из уравнения (2) для  $\Delta U \ll U_0$  получим:

$$\frac{1}{2} C \cdot 2U_0 \Delta U = \int_{x_0}^x ne \frac{U_0}{l} dx = \frac{neU_0}{l} (x - x_0)$$

и

$$\Delta U = \frac{ne}{Cl} (x - x_0). \quad (3)$$

Если  $v_+$  — скорость ионов,  $v_-$  — скорость электронов в постоянном поле  $E$ , то

$$x = x_0 + \int_0^t v dt$$

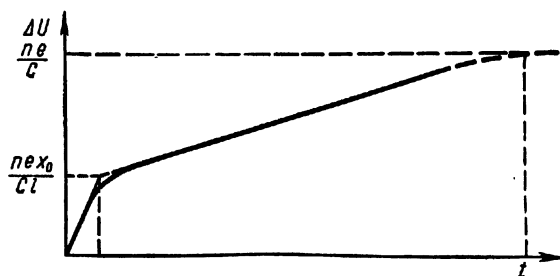


Рис. 3. Возрастание импульса для  $R \approx \infty$ .

и приращение общего импульса

$$\Delta U_{\pm} = \frac{ne}{Cl} v_{\pm} t. \quad (4)$$

Итак, импульс возрастает линейно с увеличением  $\frac{ne}{Cl} v_-$  до напряжения  $\Delta U_- = \frac{nex_0}{Cl}$ . Затем с увеличением  $\frac{ne}{Cl} v_+$  он возрастает дополнительно на  $\Delta U_+ = \frac{ne(t-x_0)}{Cl}$  до конечной величины  $\frac{ne}{C}$  (рис. 3).

Для протекания импульса основное значение, как следует из этого краткого рассмотрения, имеют скорости перемещения  $v_+$  и  $v_-$ . В гл. III, разд. Г, приведены некоторые кривые и таблицы подвижности положительных ионов и электронов в полях, которые имеются в ионизационных камерах или в счетчиках. Из них видно, например, что подвижность положительных ионов в аргоне при давлении 1 мм рт. ст. равна примерно  $10^3$  см/сек. Подвижность электронов при равных условиях составляет от  $5 \cdot 10^6$  до  $10^6$  см/сек на 1 в/см. Итак, подвижность электронов примерно в 1000 раз больше подвижности ионов. Для камер размером  $l = 1$  см при давлении аргона 1 атм время собирания электронов при приложенном напряжении от нескольких сотен до 1000 в равно примерно  $10^{-6}$  сек. Однако своей конечной величины импульс достигает примерно после  $5 \cdot 10^{-4}$  сек.

Из уравнения (1) видно, что конечную величину импульса можно сделать пропорциональной числу первичных ионов. Для этого необходимо, чтобы величина  $R$  была настолько большой,



Чтобы постоянная времени  $RC$  цепи камеры была больше времени собирания положительных ионов, например  $10^{-2}$  сек. Но, как это видно из уравнения (4), крутизна нарастания импульса также пропорциональна  $n$ . Если для регистрации импульса применяют электронный усилитель, то постоянная времени  $RC$  (см. рис. 2) должна быть достаточно малой (например,  $10^{-7}$  сек). При этом используют только фронт импульса, образованный движением электрона.

Таким образом, для измерения получают короткий импульс, пропорциональный первичной ионизации.

### 3. Распределение поля в счетчиках

В цилиндрическом счетчике условия более сложны, чем в описанном выше случае, вследствие особенностей распределения поля. При внешнем напряжении  $U_0$  напряжение  $U$  в какой-либо точке на расстоянии  $r$  от оси

$$U(r) = U_0 \frac{\ln(r/r_i)}{\ln(r_a/r_i)} \quad (5)$$

и напряженность поля

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{U_0}{\ln(r_a/r_i)}, \quad (6)$$

где  $r_a$  и  $r_i$  — радиусы катода и анода соответственно. Для обычно употребляемых размеров счетчиков при напряжении 1000 в напряженность поля у катода равна нескольким сотням вольт на 1 см, а вблизи нити — от 20 000 до 40 000 в/см. Емкость  $C$  подобного счетчика на 1 см длины близка к  $10^{-13}$  ф, т. е. очень мала.

### 4. Область пропорционального усиления первичной ионизации

На пути от места возникновения до анода электрон много раз сталкивается с молекулами газа. В гл. III, разд. Г, имеются некоторые данные о числе соударений и соответственно о среднем свободном пробеге электронов, а также о скорости перемещения электронов в направлении поля. В ионизационной камере при средней длине свободного пробега электрон приобретает в среднем лишь незначительную энергию. Другое положение наблюдается в счетчиках. При имеющемся распределении поля и при постепенном повышении напряжения на счетчике энергия, полученная электроном на пути к аноду, становится настолько большой, что электрон при соударении ионизирует молекулу. При этом возникают положительный ион и новый электрон. Данный процесс может повторяться многократно. Благодаря этому общее

число собранных зарядов больше первичной ионизации. Итак, полученный импульс напряжения увеличивается на

$$\Delta U = An \frac{e}{C}. \quad (7)$$

Здесь  $A$  — коэффициент усиления, который зависит от рода газа и размеров счетчиков и быстро возрастает с увеличением напряжения.

Таким образом, в пропорциональной области каждый первичный электрон вызывает лавину в среднем в  $A$  электронов. Каждая лавина протекает независимо от других лавин. При некотором напряжении возникает область, в которой коэффициент  $A$  является действительно пропорциональной константой. Экспериментальное исследование этой области имеет большое значение для ядерной физики и дозиметрии излучений. Усиление первичной ионизации может быть осуществлено двумя способами. Первый способ — получение достаточно большого усиления при помощи электронного усилителя (пропорционального). Возможности этого способа ограничены тем, что порог чувствительности подобного усилителя в обычном случае лежит примерно около 1000 пар ионов. Меньшая ионизация не может быть точно определена. Другой способ — использование усиления в газе (как это имеет место, например, в пропорциональных счетчиках). При этом в зависимости от рода газа и величины первичной ионизации удалось достигнуть пропорционального усиления более чем в 10 раз. Если считать, например,  $A = 100$ , то можно с достоверностью измерять еще от 20 до 30 пар первичных ионов при соответствующем ламповом усилителе. При  $A \approx 10^4$  можно обнаруживать отдельный электрон, возникший, например, при фотоэффекте.

Таким образом, пропорциональный счетчик чрезвычайно полезен для ядерной измерительной техники, если обеспечивается пропорциональное усиление первичной ионизации независимо от ее величины. В дальнейшем процесс усиления в газе будет рассмотрен более подробно.

## 5. Основные положения теории газового усиления

Рассмотрим поведение первичного электрона, образовавшегося при прохождении ионизирующей частицы через объем счетчика. Под воздействием электрического поля счетчика электрон перемещается по направлению к аноду. На пути свободного пробега он приобретает кинетическую энергию, часть которой теряется вследствие неупругих соударений с атомами и молекулами газа. По мере приближения к аноду энергия, приобретаемая электроном, все более возрастает. Наконец, она достигает величины, достаточной для ионизации молекулы или атома. Это происходит сначала непосредственно вблизи анода. Если счетчик наполнен, например, водородом при давлении 100 мм рт. ст., то средний свободный

пробег электрона близок к  $10^{-3}$  см, т. е. во внешней части цилиндра электрон получает энергию, меньшую  $1 \text{ эв}$  на средний свободный пробег электрона  $\lambda$ ; вблизи поверхности анода энергия равна примерно  $20 \text{ эв}$  и ее уже достаточно для ионизации. Таким образом, область ударной ионизации, а вместе с тем и возможность образования лавины электронов лежит первоначально вблизи анода.

Если напряжение на аноде счетчика таково, что начальный электрон может произвести второй электрон только на последнем участке свободного пробега у нити, то здесь достигается порог напряжения пропорциональной области  $U_n$ . Вследствие статистического характера процесса соударений этот порог  $U_n$  не может быть установлен точно. При повышении напряжения лавина быстро возрастает.

Критическое расстояние, на котором происходит ударная ионизация, по мере возрастания напряжения на аноде постепенно отодвигается от него все дальше во внешнюю область счетчика. Обозначим через  $\alpha$  число пар ионов (электронов и положительных ионов), образующихся благодаря электронам на  $1 \text{ см}$  пути в газе ( $\alpha$  равно первому коэффициенту Таунсенда); если первоначально имеется  $n$  электронов, то образуется

$$dn = n\alpha dx \quad (8)$$

пар ионов на пути  $dx$  к аноду. Если бы  $\alpha$  не зависело от  $E$ , то общее число образованных пар ионов было бы равно

$$n = n_0 e^{\alpha x}. \quad (9)$$

В общем виде

$$n = n_0 e^{\int \alpha dx}. \quad (10)$$

Величина  $\alpha$  в зависимости от рода газа и его давления, а также от напряженности поля приведена в таблицах и учебниках по физике газового разряда. В общем случае коэффициент усиления  $A$  для одного электрона равен

$$A = e^{\int \alpha dx}. \quad (11)$$

Для роста лавины существенно также, на каком расстоянии от анода начинается ионизация. Если оно равно, например,  $10\lambda_i$ , то образуется лавина порядка 1000 электронов. Вместо среднего свободного пробега определяется также эффективное поперечное сечение ионизации  $\sigma_i$ :

$$\sigma_i N = 1/\lambda_i = \alpha, \quad (12)$$

где  $N$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$  газа. При незначительной и умеренной энергиях (примерно до  $40\text{--}50 \text{ эв}$ ) эффективное поперечное сечение линейно возрастает с энергией электрона  $\epsilon$ :

$$\sigma_i = a(\epsilon - E_i). \quad (13)$$

В этой области  $a$  является константой, которая дает приращение  $\sigma_i$  в зависимости от энергии. Ее можно довольно точно опре-

делить на масс-спектрометре путём исследования зависимости ионного тока от энергии электронов. Энергия  $E_i$  представляет собой энергию ионизации молекулы или атома при электронном ударе.

Насколько быстро электроны на пути к аноду могут приобрести энергию, необходимую для ионизации, зависит, кроме силы поля, также от рода газа.

Для одно- или двухатомных газов возможность неупругих соударений, при которых электроны снова теряют свою энергию, меньше, чем для многоатомных молекул, например углеводородов. Поэтому электрон в многоатомном газе большей частью может ионизировать лишь после большого числа соударений. Кроме того, так как в этом случае средний свободный пробег меньше, чем в простом газе, то в итоге напряженность поля должна быть больше, чем для инертных газов или газов типа  $H_2$  и  $N_2$ .

Таким образом, рабочее напряжение при наполнении многоатомными газами должно быть в общем случае выше.

## 6. Коэффициент усиления

Газовое усиление в счетчике может быть качественно описано или приближенно рассчитано, если допустить некоторые упрощения в механизме развития лавины, а именно:

1. В процессе лавинообразования не возникают фотоны, т. е. отсутствуют фотоэффекты в газе и на катоде.

2. Рекомбинация ионов пренебрежимо мала; отсутствует захват электронов молекулами или атомами.

3. Число электронов, образуемых положительными ионами на катоде, мало.

4. Отсутствует влияние поля пространственного заряда положительных ионов.

Все эти условия выполняются тем лучше, чем меньше коэффициент газового усиления. В этом случае усиление является лишь функцией диаметра счетчика и напряжения, а также рода газа и его давления. При сравнении счетчиков с различными диаметрами катодов необходимо обращать внимание на то, чтобы напряженность поля оставалась постоянной. С увеличением диаметра счетчика необходимо также повышать напряжение согласно уравнению (6). Вывод формулы газового усиления в счетчике дан в работе Корфа [2]. При этом прежде всего должна быть определена средняя энергия электронов на расстоянии  $r$  от анода. Согласно расчету,

$$\ln A = 2(aNC'r_i U_0)^{1/2} [(U_r/U_n)^{1/2} - 1], \quad (14)$$

где  $a$  — константа из уравнения (13);  $1/2 C'$  — емкость счетчика на единицу длины.

Таким образом, усиление растет экспоненциально с увеличением напряжения. Эта оценка газового усиления справедлива для значений коэффициента  $A$  от 10 до 100, а при высоком давлении газа — примерно до 1000 [3]. Для  $U_p$  трудно указать достаточно точные значения.

## 7. Экспериментальное исследование пропорциональной области

Экспоненциальная зависимость усиления импульса, отмеченная в приведенном выше расчете, была многократно доказана экспериментально.

Область действительной пропорциональности весьма существенно зависит от рода газа. Известно, что вследствие электронных ударов в газе появляются атомы в возбужденном состоянии, которые затем испускают видимое или ультрафиолетовое излучение такой интенсивности и энергии, что возникает фотоэффект на катоде, в результате чего в объем газа попадает дополнительное число электронов. При смеси газов излучение возбуждения одной из компонент может ионизировать другую компоненту (например, в смеси Ar—Xe). Если обозначить через  $\gamma$  вероятность образования фотоэлектрона на одну пару ионов, то наряду с  $A$  электронами лавины, возникшими от первичных электронов, появляется еще  $\gamma A$  фотоэлектронов, которые вызывают дополнительную лавину  $\gamma A^2$ . Последние снова могут образовать кванты, так что от одной пары ионов появляется заряд

$$A_\gamma = A + \gamma A^2 + \gamma^2 A^3 + \dots \quad (15)$$

Величина  $\gamma$  сильно зависит от рода газа и напряженности поля. Если  $\gamma A \ll 1$ , то имеется пропорциональная область (при этом  $A$  или  $\gamma$  должно быть мало). Тогда

$$A_\gamma = \frac{A}{1 - \gamma A} \quad (16)$$

Если  $\gamma A \rightarrow 1$ , то  $A_\gamma$  становится очень большой, т. е. в счетчике может получиться пробой. Следовательно, появление фотонов приводит к тому, что газовое усиление в конце концов растет быстрее, чем это должно происходить согласно формуле (14), т. е. лавина быстро становится очень большой. Однако с ростом объема лавин последние начинают постепенно мешать взаимному развитию. Препятствий для развития лавин тем больше, чем плотнее расположены лавины, т. е. чем плотнее была распределена первичная ионизация.

Для точных измерений чрезвычайно важно установить, насколько широкой является область действительной пропорциональности между величиной импульса и первичной ионизацией. Ответственность фотонов за быстрое возрастание величины импульса была доказана в одной из работ [4] на счетчиках с отверстиями в катоде. У подобных счетчиков амплитуда импульса

с напряжением растет медленнее, так как часть фотонов попадает в отверстие на катоде и не вырывает вторичных электронов.

**Инертные и двухатомные газы.** Для этих газов установлено, что область истинной пропорциональности может простирается примерно до  $A = 100$ . Она несколько зависит от величины первичной ионизации и очень сильно от давления. На рис. 4

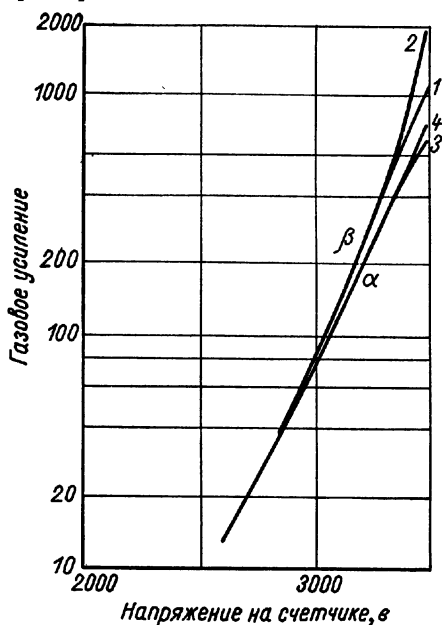


Рис. 4. Газовое усиление в чистом аргоне [5] (760 мм рт. ст. аргона, диаметр счетчика 90 мм):

1 —  $\beta$ -частицы,  $RC=1,5$  мксек; 2 —  $\beta$ -частицы,  $RC=250$  мксек; 3 —  $\alpha$ -частицы,  $RC=1,5$  мксек; 4 —  $\alpha$ -частицы,  $RC=250$  мксек.

показаны кривые газового усиления в чистом аргоне для счетчиков с латунным катодом [5]. Однако при меньшем давлении с увеличением напряжения газовое усиление настолько быстро возрастает, что практическое применение подобных счетчиков становится затруднительным прежде всего вследствие жесткого требования к постоянству напряжения. Нарушение строгой пропорциональности, т. е. быстрое возрастание коэффициента усиления, вызвано тем, что в лавине из возбужденных состояний газа возникает особенно много квантов, которые вырывают из катода вторичные электроны. Далее приведены основные данные этих квантов для некоторых часто применяющихся газов\*.

#### Газы с примесью паров.

**Многоатомные газы.** Характеристики счетчика улучшатся, если к наполняющему газу добавить многоатомный газ. Особенно часто применяют метан. Кривые зависимости газового усиления от напряжения на счетчике с увеличением содержания метана (при сравнимом давлении газа) становятся положе, а область действительной пропорциональности — шире, чем это вытекает из работы Розе и Корфа [4]. На рис. 5 показано газовое усиление в метане по сравнению с усилением при наполнении счетчика смесью аргона и кислорода. В этом случае пропорциональное усиление достигает величины  $10^4$  или несколько больше. При этом стало возможным измерение слабого  $\beta$ - или рентгеновского излучений и определение их энергии, поскольку энергия, необходимая для образования одной пары

\* См. табл. 33.

ионов, точно известна (последняя лежит в области от 25 до 35 эв; см. гл. III, разд. Г).

Благоприятное действие добавки многоатомных молекул на величину пропорциональной области объясняется тем, что они обладают большой абсорбционной способностью по отношению к свету и ультрафиолетовому излучению. Кванты, возникшие в лавине, абсорбируются молекулами прежде, чем достигнут катода. При этом они возбуждают более низкие энергетические состояния многоатомных молекул, которые со своей стороны излучают кванты меньшей энергии. Последние уже не в состоянии вызвать фотоэффект на катоде.

При более высокой интенсивности разряда и в этом случае образуется так много квантов, что известная часть их достигает катода и выбивает фотоэлектроны. Таким образом, конец действительно пропорциональной области зависит также от свойств катода (работы выхода электронов). Обычно материал катода выбирают с достаточно большой работой выхода электронов, например окись меди.

Из уравнений (10), (11) и (16) следует, что протяженность действительно пропорциональной области зависит также от величины первичной ионизации. Однако в отдельных случаях пропорциональная область должна определяться каждый раз экспериментально.

Были проведены многочисленные исследования практически используемой области газового усиления счетчиков, наполненных инертными газами с добавкой метана [7—10]. Они показали, что для оценки пропорциональной области может быть применено следующее соотношение между максимальным, но еще пропорциональным коэффициентом  $A_{\text{крит}}$  и числом пар первичных ионов  $Z_{\text{п}}$ :

$$A_{\text{крит}} Z_{\text{п}} E_{\text{ион}} \leq \text{const}, \quad (17)$$

причем  $E_{\text{ион}}$ , эв, характеризует энергию, необходимую для ионизации. Константа имеет величину порядка  $10^8$  эв [10].

С подобными пропорциональными счетчиками можно проводить довольно точные измерения энергии  $\beta$ -излучения, главным образом в области нижней границы  $\beta$ -спектра, а также энергии

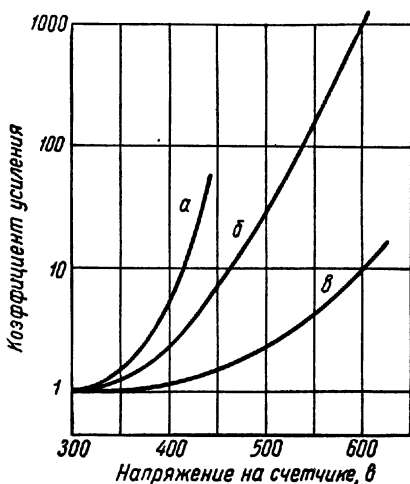


Рис. 5. Зависимость газового усиления от рода газа и напряжения [6]:

а — смесь аргона (60 мм рт. ст.) и кислорода; б — метан (90 мм рт. ст.); в — метан (320 мм рт. ст.).

конверсионных электронов или фотоэлектронов, образованных в газе счетчика рентгеновским излучением. При хорошей пропорциональности и соответствующем коэффициенте усиления ( $A = 10 \div 100$ ) можно получить импульс, который после 1000-кратного усиления может быть удовлетворительно измерен одно- или многоканальным анализатором импульсов. При этом следует предъявлять довольно высокие требования к пропорциональности примененного усилителя.

Пропорциональные счетчики дают возможность измерять энергию электронов в области приблизительно до 100 кэв, что соответствует первичной ионизации в несколько тысяч пар ионов. Соответствующим выбором газа и его давления можно добиться того, что длина пробега электронов не будет выходить за пределы счетчика.

Для эталонирования целесообразно применять характеристическое рентгеновское излучение, проникающее в счетчик через тонкое окно и образующее в газе фотоэлектроны, вырванные с внутренних электронных оболочек газа. При заполнении свободных электронных уровней возникают либо характеристическое рентгеновское излучение газа счетчика, либо электроны Оже. При малом атомном весе газа имеется даже незначительное  $K$ -излучение (примерно 20%) [11]. Практически все электроны Оже поглощаются в газе счетчика. Обычно рентгеновское излучение газа счетчика полностью поглощается в его объеме. Однако часто характеристическое излучение (например  $K$ -излучение) не поглощается полностью, тогда возникает вторая группа импульсов — с меньшими амплитудами.

На рис. 6 показан пример измерения характеристического  $K$ -излучения  $Zn^{65}$  счетчиком диаметром 72 мм, наполненным смесью аргона (377 мм рт. ст.) и метана (41 мм рт. ст.), а также измерения  $K_{\alpha}$ -излучения  $Sn^{113}$  счетчиком диаметром 50 мм, наполненным смесью криптона (138 мм рт. ст.) и метана (8 мм рт. ст.). [11]. Максимум кривой в зависимости от условий эксперимента выражен более или менее отчетливо [10].

При помощи табл. 1 можно подсчитать вероятность появления максимума кривой ( $\omega$  — выход флуоресценции). Применение пропорционального счетчика удобно для измерения  $\beta$ -излучения (включая конверсионные электроны), характеристического или мягкого рентгеновского излучения, когда препарат (например радиоактивный изотоп) можно ввести в газовое наполнение. При этом может быть измерено излучение слабой интенсивности. Естественно, что пробег электронов должен полностью заканчиваться в объеме счетчика. Вследствие этого данный метод ограничивается измерением малых энергий (не более 100 кэв), так как пробег электронов быстро возрастает с увеличением энергии, что видно из табл. 2 [10].

Для больших энергий требуется, очевидно, счетчик с большим давлением газа. Весьма выгодно также использовать пропорцио-



нальные счетчики в магнитном поле, силовые линии которого параллельны оси счетчика. Тогда траектории электронов спиралевидны и пробеги большой длины могут укладываться в объеме

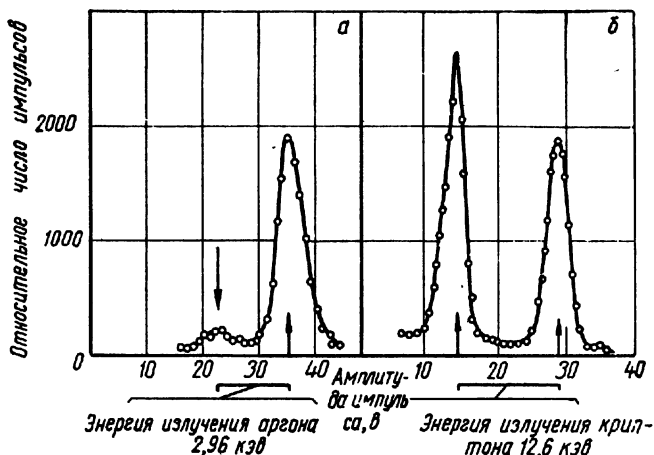


Рис. 6. К-излучение  $Zn^{65}$ , счетчик наполнен смесью аргона и метана (а);  $K_{\alpha}$ -излучение  $Sn^{113}$ , счетчик наполнен смесью криптона и метана (б) [11].

Таблица 1

Энергия и длина свободного пробега электронов (при 760 мм рт. ст.) характеристического рентгеновского излучения некоторых инертных газов [12]

Край поглощения					Характеристическое рентгеновское излучение					
Газ	Порядковый номер	Излучение	$\lambda$ , Å	Энергия, кэВ	Линия	$\lambda$ , Å	Энергия, кэВ	$\mu$ , см <sup>-1</sup>	$L_{1/2}$ , см	$\omega$ , %
Ar	18	K	3,87	3,21	$K_{\alpha}$	4,19	2,96	0,32	2,17	0,11
Kr	36	$L_{III}$	7,38	1,68	$L_{\alpha 1}$	7,83	1,58	14,5	0,03	0,08
		$L_{II}$	7,17	1,73	$L_{\beta 1}$	7,58	1,64			
Xe	54	K	0,865	14,3	$K_{\alpha}$	0,98	12,6	0,86	0,81	0,67
		$L_{III}$	2,59	4,79	$L_{\alpha 1}$	3,01	4,1	10,9	0,06	0,21
		$L_{II}$	2,42	5,08	$L_{\beta 1}$	2,80	4,4			

Таблица 2

Пробег электронов в ксеноне при нормальном давлении и температуре

Энергия электронов, кэВ	Пробег электронов, см	Энергия электронов, кэВ	Пробег электронов, см
50	1,3	400	26
100	2,9	1000	88
200	9,3		

при том же диаметре счетчика. Магнитное поле не влияет заметно на характеристики счетчика (например, на распределение амплитуды импульсов), хотя применяются магнитные поля напряженностью до нескольких тысяч гаусс. На рис. 7 показано распределение импульсов для излучения  $\text{Vg}^{80}$  в счетчике, наполненном аргоном, без магнитного и с магнитным полем [11]. Значительное

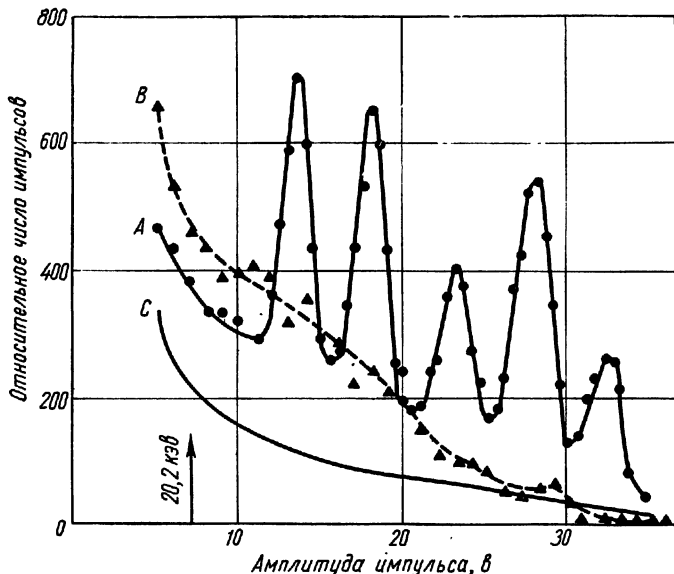


Рис. 7. Распределение амплитуды импульса спектра  $\text{Vg}^{80}$  в счетчике, наполненном аргоном:

A — напряженность магнитного поля 7000 гс; B — поле отсутствует; C — фон.

улучшение разрешения структуры спектра очевидно. Дальнейшие многочисленные применения этого метода приведены в работе Веста [10].

**Наполнение чистыми парами.** Подобно метану, гасящими свойствами обладают и другие многоатомные пары и газы. При этом, наряду с расширением пропорциональной области положительным фактором в противоположность смеси газ плюс пар является слабая зависимость амплитуд импульсов от напряжения на счетчике.

Исследования [13] протяженности пропорциональной области в сторону верхней границы счетчиков длиной 200 мм и диаметром 20 мм при диаметре анода 0,1 мм показали, что при давлении наполнителя от 40 до 100 мм рт. ст. (метана или смеси аргона и спирта) и при первичной ионизации в несколько сотен пар ионов может быть получено экспоненциальное возрастание амплитуд импульсов с напряжением вплоть до коэффициентов усиления  $A \equiv 5 \cdot 10^4 \div 10^5$ . При использовании чистых паров в тех же

счетчиках  $\beta$ -излучения с подобной первичной ионизацией величина импульса экспоненциально возрастает в некоторых случаях в  $10^6$  раз. Однако здесь, по-видимому, имеется зависимость энергии, необходимой для образования одной пары ионов, от рода частиц. Поэтому для точных измерений пропорциональной области чистые пары в качестве наполняющего газа применяться не могут. Следует отметить, что применение чистых паров (метилалаль, метиловый спирт и т. д.) весьма выгодно при качественных исследованиях, когда речь идет о том, чтобы отличить протон от электрона или протон от  $\alpha$ -частицы. При этом точное определение первичной ионизации не имеет значения. Кроме всего прочего, наполнение чистыми парами имеет то преимущество, что можно работать с малыми давлениями пара в счетчике (например, 20 мм рт. ст. метилалала или 10 мм рт. ст. этилацетата). В ряде случаев счетчики можно непосредственно подсоединять к вакуумной аппаратуре.

## 8. Область ограниченной пропорциональности

Для счетчиков с чистым газовым наполнением интервал напряжений между действительно пропорциональной областью и областью Гейгера (описанной ниже) довольно мал, так как число квантов быстро возрастает. Для счетчиков с добавкой многоатомных газов или паров переход от одной области к другой совершается постепенно. Между ними находится область, называемая областью ограниченной пропорциональности, в которой импульсы слабой первичной ионизации при умеренном давлении газа в счетчике возрастают с напряжением несколько быстрее, чем это соответствует действительно пропорциональной области, так как кванты образуют дополнительные электроны. Импульсы, вызванные более сильной первичной ионизацией, например  $\alpha$ -частицей, с увеличением напряжения возрастают медленнее, чем это предполагается для пропорциональной области. Это явление связано с увеличением влияния образованных в лавине разряда положительных ионов, подвижность которых примерно в тысячу раз меньше подвижности электронов. Поэтому вокруг анода образуется положительный пространственный заряд, который ограничивает амплитуды импульсов. Определить влияние пространственного заряда расчетным путем очень трудно. Оно было оценено для счетчиков, наполненных чистым гелием [14].

Влияние ограничения амплитуды импульса пространственным зарядом особенно ясно выражено у счетчиков, наполненных парами [15, 16]. На рис. 8 показаны кривые возрастания амплитуды импульса от напряжения при наполнении метаном (40 мм рт. ст.). Амплитудное ограничение для  $\alpha$ -частиц здесь довольно незначительно — до точки пересечения  $\alpha$ - и  $\beta$ -кривых ( $\beta$ -кривая относится к нескольким сотням пар первичных ионов). При наполнении счетчика тяжелыми парами, как, например, этиловый спирт или

ацетон, пространственное ограничение довольно значительно. На рис. 8 приведены кривые амплитуд импульсов для часто применяемой смеси аргона со спиртом; видно, что кривые в этом случае сближаются при меньшем числе импульсов, чем при наполнении чистыми парами.

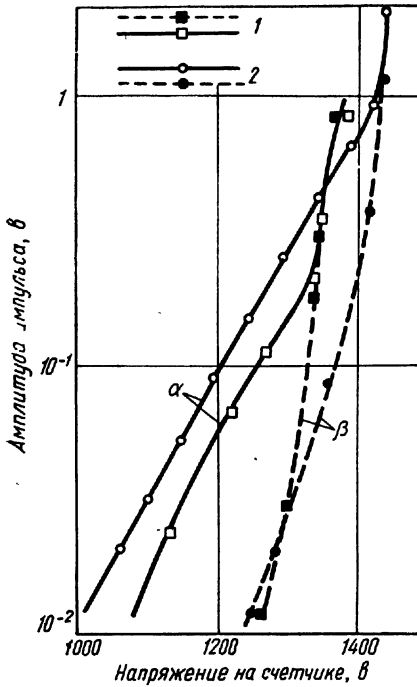


Рис. 8. Сравнительные характеристики счетчиков, наполненных (1) чистым метаном (40 мм рт. ст.) и смесью (2) аргона (70 мм рт. ст.) и этилового спирта (10 мм рт. ст.).

### 9. Форма импульса в пропорциональном счетчике

В гл. II, разд. А, п. 2, было показано, что в результате движения  $n$  зарядов на собирающем электроде плоского конденсатора (при бесконечно большом сопротивлении его нагрузки) возникает изменение напряжения

$$\Delta U = \frac{1}{U_0 C} \int_{x_0}^x neE dx.$$

Для имеющегося в счетчике распределения напряженности поля

$$\begin{aligned} \Delta U &= \frac{1}{CU_0} \int_{r_0}^r ne \frac{U_0}{\ln(r_a/r_i)} \frac{dr}{r} = \\ &= \frac{ne}{C \ln(r_a/r_i)} (\ln r_a - \ln r_0). \end{aligned} \quad (18)$$

При этом за  $r_0$  можно принять расстояние от оси счетчика до центра тяжести лавины, содержащей  $An$  электронов или ионов. Таким образом, получаем

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_+ &= \frac{Ane}{C \ln(r_a/r_i)} (\ln r_a - \ln r_0), \\ \Delta U_- &= \frac{Ane}{C \ln(r_a/r_i)} (\ln r_0 - \ln r_i). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Центр лавины находится теперь около анода на расстоянии, меньшем длины свободного пробега электрона. Отсюда следует, что в случае пропорционального импульса доля электронной компоненты незначительна.

Поскольку  $\lambda \ll r_i$ ,

$$\frac{\Delta U_-}{\Delta U_+} = \frac{\ln(r_i + m\lambda) - \ln r_i}{\ln(r_a/r_i)} = \frac{\ln(1 + m\lambda/r_i)}{\ln(r_a/r_i)} \approx \frac{m\lambda}{r_i \ln(r_a/r_i)}, \quad (20)$$

для  $r_i = 5 \cdot 10^{-3}$  см и  $m\lambda \approx 2 \cdot 10^{-3}$  см при  $\ln \frac{r_a}{r_i} \approx 5$  отношение  $\frac{\Delta U_-}{\Delta U_+} \approx \frac{2}{25}$ , т. е. составляет около 8%. Итак, величина импульса благодаря электронной компоненте увеличивается всего на несколько процентов. Дальнейшее возрастание импульса вследствие незначительной ионной подвижности  $k_+$  происходит в течение более длительного времени

$$T_+ = t_0 \left( \frac{r_a^2}{r_i^2} - 1 \right),$$

причем

$$t_0 = \frac{r_i^2 \ln \frac{r_a}{r_i}}{2U_0 k_+}. \quad (21)$$

Протекание импульса во времени происходит согласно уравнению

$$\begin{aligned} \Delta U(t) &= \\ &= \frac{A r e}{C \ln \frac{r_a}{r_i}} \ln \left( 1 + \frac{t}{t_0} \right). \end{aligned} \quad (22)$$

Это справедливо только в том случае, если все электроны лавины достигают анода одновременно, т. е. если первичный след частицы параллелен аноду и лежит в непосредственной близости от анода. Во всех других случаях протекание импульса во времени довольно сложно. Время собирания электронов (т. е. длительность возрастания электронной компоненты) вследствие соотношения  $v_- = k_- E$  получается равным

$$T_-(r) = \frac{r^2 \ln \frac{r_a}{r_i}}{2U_0 k_-}. \quad (23)$$

Время собирания электронов в этом случае, в зависимости от распределения первичной ионизации, рода газа и его давления, находится в пределах от 0,01 до 1 мксек. Время собирания ионов составляет несколько миллисекунд. Для большого рабочего сопротивления приближенный ход импульса во времени показан на рис. 9 [17].

На рис. 10 показана осциллограмма такого импульса в пропорциональных счетчиках, наполненных смесью аргона и метилала. Сколько-нибудь верное представление о протекании импульса во времени можно получить лишь тогда, когда счетчик работает с небольшим рабочим сопротивлением. Такой импульс возрастает очень быстро. Крутизна возрастания в большинстве случаев ограничена полосой пропускания усилителя. Импульс спадает после перехода через максимум сначала быстро, затем очень медленно

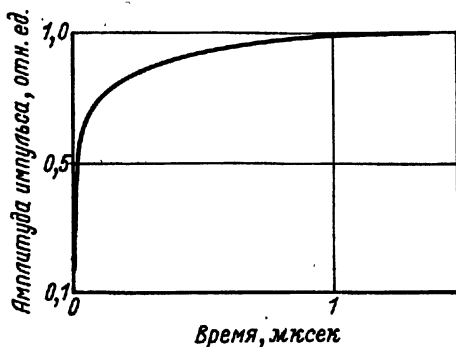


Рис. 9. Ход импульса (схематически) при высоком нагрузочном сопротивлении.

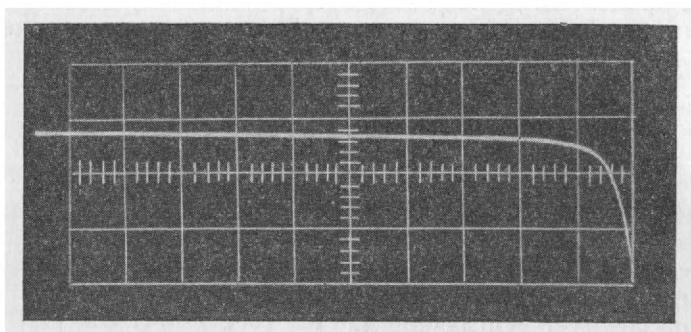


Рис. 10. Ход импульса в аргон-метилалевом пропорциональном счетчике при нагрузочном сопротивлении 100 Мом. Ход импульса справа налево. Радиус счетчика  $r_0 = 5$  мм; метки времени 2 мксек/см; амплитуда импульса 0,5 в/см.

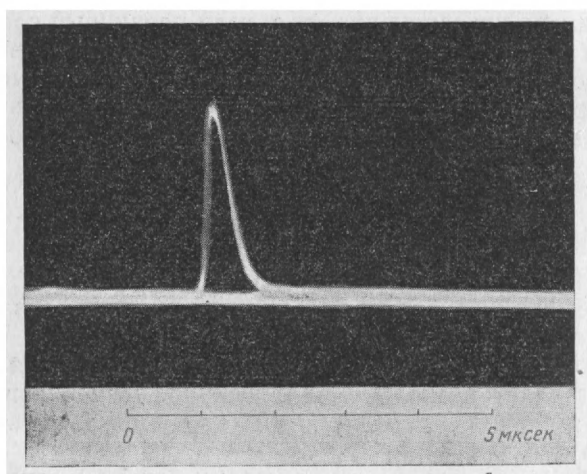


Рис. 11. Импульс в конце пропорциональной области счётчика, наполненного метилалем.

до нуля. На рис. 11 показан подобный импульс при рабочем сопротивлении 5 ком и полосе пропускания усилителя 5 Мгц. Этот импульс, по своей амплитуде уже не соответствует пропорциональному импульсу. Однако он еще относительно пропорционален первичной ионизации.

Для абсолютных измерений коэффициент пропорциональности должен быть определен дополнительно, например, при помощи  $\alpha$ -частиц с известной энергией и длиной пробега. Подобный импульс образуется только в месте прохождения излучения и не распространяется далее в сторону. Расширение лавины путем диффузии при радиальном облучении не превышает нескольких миллиметров. Длительность импульса — порядка  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  сек. Форму импульса можно исследовать при помощи широкополосного усилителя и соответствующего осциллографа. Так, например, импульс, приведенный на рис. 12, получен при помощи усилителя с полосой 30 Мгц для счетчика, наполненного смесью аргона и метилала. Влияние последующего движения положительных ионов на изменение поля настолько незначительно, что счетчик по истечении первых  $10^{-6}$  сек после начала пропорционального импульса полностью готов для воспроизведения следующего импульса в непосредственной близости от предшествующего. Преимущество пропорционального счетчика состоит в том, что «мертвое время» в нем незначительно. Последнее тем меньше, чем ниже напряжение на счетчике и соответственно меньше величина импульса. Вследствие этого можно регистрировать  $\alpha$ -частицы при одновременном наличии большого числа импульсов (примерно  $10^6$  имп/сек) от слабого  $\beta$ -излучения.

Если работать с пропорциональным счетчиком при более низком напряжении, т. е. при меньшем коэффициенте усиления, то импульс становится значительно короче (от  $10^{-8}$  до  $10^{-9}$  сек), благодаря чему можно регистрировать еще большее число импульсов.

Таким образом, можно заключить, что пропорциональный импульс должен возрастать почти линейно, пока все электроны не достигнут анода. Время собирания электронов можно определить при помощи хорошего осциллографа (рис. 13).

Штуккенберг [18] нашел долю электронной компоненты в общем импульсе для различных наполнителей и газового усиления. Для счетчиков с давлением примерно 100 мм рт. ст. она близка к 10% и, как показано в табл. 3, зависит от давления газа. В конце пропорциональной области с увеличением напряжения (т. е. с увеличением газового усиления) электронная компонента возрастает.

Возрастание электронной компоненты зависит также от того, в какой точке объема счетчика возникла первичная ионизация, т. е. от времени, которое необходимо первичному электрону, чтобы попасть в область газового усиления [19].

На рис. 14 показана амплитуда импульса для случая, когда  $\alpha$ -частицы проходят на большом расстоянии от анода.

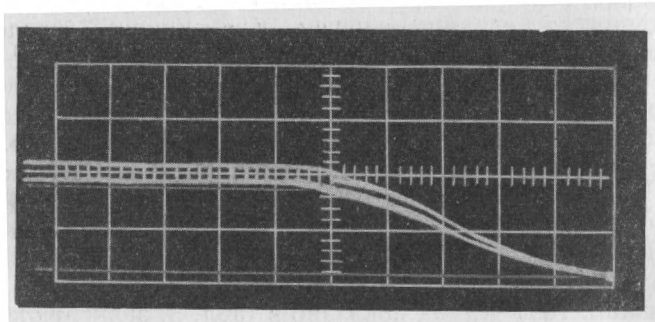
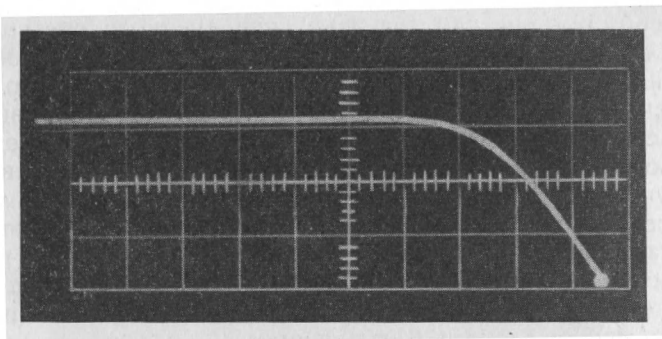
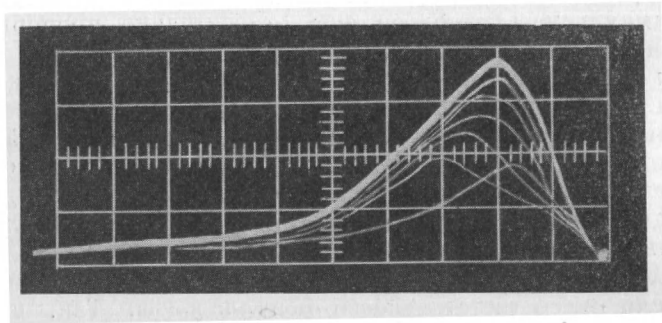


Рис. 12—14. Ход импульса при различном нагрузочном сопротивлении и различном  $r_0$ ; ход импульса справа налево (0,2 мксек/см).

- |               |               |               |
|---------------|---------------|---------------|
| Рис. 12.      | Рис. 13.      | Рис. 14.      |
| 10 ком;       | 1 Мом;        | 1 Мом;        |
| $r_0 = 4$ мм; | $r_0 = 5$ мм; | $r_0 = 8$ мм; |
| 0,2 в/см.     | 0,5 в/см.     | 0,5 в/см.     |



Т а б л и ц а 3

Электронная компонента (в %) для различного газового давления

Газ	Давление, мм рт. ст.			
	20	40	100	200
Метан . . . . .	23	18	10,5	6,3
Ag+10% этилового спирта . . . . .	20	13	10	—
Ag+10% метилаля	32	16,5	11	—
Ag+10% CO <sub>2</sub> . . . . .	—	—	11,5	—

### 10. Зависимость коэффициента газового усиления от направления излучения

Для хороших пропорциональных счетчиков коэффициент усиления первичной ионизации (в пропорциональной области) практически не зависит от направления, по которому частица проходит в счетчике, так как усиление электронов происходит вблизи анода.

Геометрия счетчика оказывает заметное влияние на распределение поля, а также на величину достижимого газового усиления. Так, например, по концам счетчика поле всегда несколько искажено и значительно слабее, что может привести к ошибкам в измерении. Поэтому необходимо заботиться о том, чтобы первичные ионизирующие частицы не попадали в область искаженного электрического поля.

Далее необходимо обратить внимание на то, чтобы нить счетчиков, особенно пропорциональных, была везде одинаковой толщины. Неравномерность в диаметре анода приводит к гораздо большим ошибкам, чем искажение поля по концам анода. Для того чтобы удлинить пропорциональную область и получить более пологую кривую зависимости возрастания импульсов от напряжения, к основному газу добавляют примесь органических паров. Однако необходимо избегать применения газов или паров, обладающих свойством захватывать электроны (электроотрицательные газы). В этом случае амплитуда импульсов в зависимости от места возникновения первичной ионизации может быть различна, так как электроны, образованные на большем расстоянии от анода, имеют большую вероятность быть захваченными. Подобное явление имеет место в галогенных счетчиках, которые будут рассмотрены ниже.

## II. «Увеличенные» импульсы в счетчиках, наполненных чистыми парами или смесью с большим содержанием паров; особые формы разряда

Область, лежащую между областью действительной пропорциональности и областью Гейгера, нельзя использовать для проведения точных измерений. Однако в ней наблюдаются многочисленные явления, позволяющие разобраться в механизме разряда

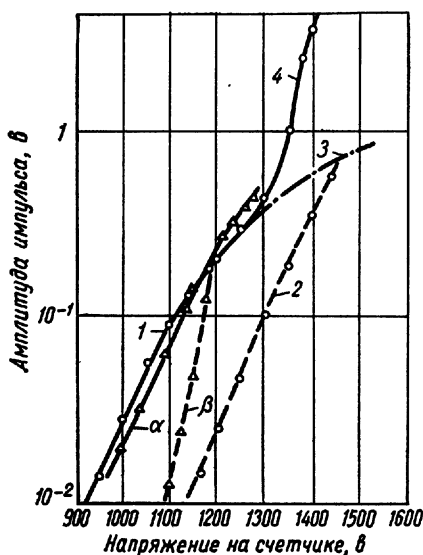


Рис. 15. Зависимость максимальной амплитуды импульса от вида излучения для счетчиков с различным наполнением (длина и диаметр катода 2 см):

1 — смесь аргона и спирта; 2 —  $\beta$ ,  $\gamma$ -метилаль; 3 — аксиальное  $\alpha$ -облучение (метилаль); 4 — радиальное  $\alpha$ -облучение (метилаль).

амплитуда импульса от  $\alpha$ -частиц практически еще не зависит от направления излучения (например, параллельно и перпендикулярно аноду). При несколько большем напряжении и радиальном направлении излучения амплитуда импульса с увеличением напряжения (после первоначального ограничения) быстро возрастает, в то время как при аксиальном направлении излучения возрастание амплитуды импульса замедляется. Эти большие импульсы при радиальном облучении называют «увеличенными» импульсами.

На рис. 15 показана зависимость максимальной амплитуды импульса от вида излучения для счетчиков, наполненных метилалем (до 30 мм рт. ст.) и смесью аргона (70 мм рт. ст.) и спирта (10 мм рт. ст.), при длине катода, равной диаметру (вследствие

в счетчике. Именно в этой области происходит постепенное распространение вдоль анода электронной лавины, которая в пропорциональной области строго ограничена. Исследования счетчиков с большим содержанием примеси паров показали, что достижимая амплитуда импульса в области ограниченной пропорциональности сильно зависит от направления излучения частицы. Это особенно отчетливо заметно для частиц с большой первичной ионизацией (например, для  $\alpha$ -частиц). В гл. II, разд. А, п. 8, было показано, что в области ограниченной пропорциональности величина импульса от  $\alpha$ -частиц с увеличением напряжения возрастает медленнее, чем по экспоненциальному закону, так что в конце концов импульсы от  $\alpha$ -частиц и электронов становятся приблизительно равными.

При умеренном напряжении

чего первичная ионизация будет одинакова в обоих направлениях) [13, 20]. Для аксиального и радиального излучений первоначально, очевидно, имеется незначительный разброс амплитуд. Однако, в то время как при аксиальном направлении излучения амплитуда с увеличением напряжения возрастает медленно, при радиальном направлении излучения величина амплитуды растет быстро. При более высоком давлении возрастание амплитуды с увеличением напряжения для радиального направления излучения выражено более ясно. В более или менее ясно выраженной форме это имеет место в известной области давлений и для других тяжелых паров. Более детальное исследование показывает, что особенно большие амплитуды получаются вначале только при довольно точном радиальном излучении. С возрастанием напряжения на счетчике все большее число частиц, которые проходят под известным углом относительно направления, перпендикулярного аноду, могут вызвать подобные «увеличенные» импульсы. Если давление в счетчике сделать еще больше, то переход к большим импульсам смещается постепенно в сторону напряжений, которые соответствуют области Гейгера.

Для счетчиков, наполненных смесью инертного газа с большим содержанием органического пара, также получаются «увеличенные» импульсы [21]. Из амплитудных кривых далее следует, что «увеличенные» импульсы возрастают с напряжением до тех пор, пока не наступает пробой. При достаточно большом напряжении для большинства паров также появляются «увеличенные»  $\beta$ -импульсы. Осциллограммы этих импульсов показывают, что они представляют собой принципиально другую форму разряда. Форма импульса не соответствует ни пропорциональному импульсу, ни какой-либо стадии импульса в области Гейгера. На рис. 16 показаны типичные импульсы от  $\alpha$ -частиц в пропорциональной области для счетчика, наполненного метилалем. Эти снимки были сделаны при условиях, подобных снимку рис. 11 (для пропорционального импульса). При этом длительность импульса по сравнению с нормальным импульсом была значительно больше и колебалась в очень широких пределах. Чаще всего полуширина импульса больше  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. Общее количество выделившегося заряда, выражаемое интегралом по площади, во много раз больше заряда нормального импульса.

«Увеличенные»  $\beta$ -импульсы имеют аналогичный вид. При низких напряжениях на переднем фронте «увеличенных»  $\alpha$ - и  $\beta$ -импульсов наблюдается уступ (см. рис. 16). «Увеличенный» импульс возникает здесь, очевидно, из ранее образованного пропорционального импульса. Возникновение «увеличенных» импульсов при радиальном облучении можно, вероятно, объяснить частичной компенсацией положительного заряда первой лавины отрицательным зарядом более поздно пришедшей лавины [21]. Благодаря этому в центре лавины появляется сравнительно высокая напряженность поля, что вызывает увеличение амплитуды

импульса. В этом сильном разряде возникает большое количество фотонов, которые в свою очередь ионизируют тем больше, чем ниже лежит потенциал ионизации тяжелых углеводородов (около  $10 \text{ эв}$ ) [20, 22]. Углеводороды, используемые в качестве гасящей примеси в счетчиках, имеющих «увеличенные» импульсы, отличаются очень большим поглощением фотонов [23]. Фотоны

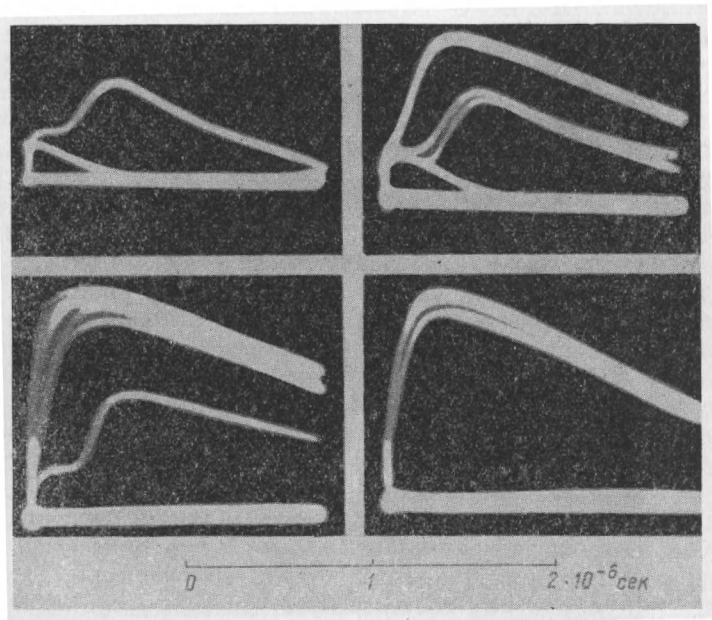


Рис. 16. «Увеличенные»  $\alpha$ -импульсы в пропорциональной области. Счетчик наполнен метилалем. Импульсы имеют произвольные уступы, которые исчезают с увеличением напряжения (ход импульса слева направо).

образуют вблизи места первичного возникновения новые добавочные электроны, и, как следствие, при благоприятных условиях поля возникают новые лавины. Процесс продолжается до тех пор, пока плотность пространственного заряда не уменьшится (вследствие диффузии и наличия поля) до такой величины, при которой уже отсутствуют благоприятные условия для развития лавин [20, 22].

Как показали опыты, «увеличенные» импульсы при умеренном напряжении на счетчике практически не распространяются и в том случае, если объем, охваченный подобным разрядом, больше объема при нормальном пропорциональном импульсе. Это понятно, так как «увеличенные» импульсы первоначально возникли в пропорциональной области, где напряженность поля в остальной части счетчика слишком мала, чтобы возникшие в разрядной области фотоны могли быть причиной распространения ионного слоя.

Для результатов измерений «увеличенные» импульсы не имеют особого значения. Однако это явление представляет большой интерес для изучения физики газового разряда.

## 12. Рабочая область пропорциональных счетчиков

Счетчик Гейгера имеет пологое и длинное плато, т. е. широкую область напряжений, в которой число регистрируемых импульсов в единицу времени при постоянном облучении лишь незначительно возрастает с напряжением. Для пропорциональных счетчиков плато наблюдается только при известных условиях, так как величина импульса должна быть пропорциональна величине первичной ионизации. Поскольку кривая, имеющая плато, является интегрирующей, при фиксированном напряжении регистрируются все частицы, амплитуда которых больше установленной для прибора минимальной величины.

**$\alpha$ -Излучение.** Ясно выраженное плато (рис. 17, кривая *a*) можно получить в том случае, если в счетчик поступает однород-

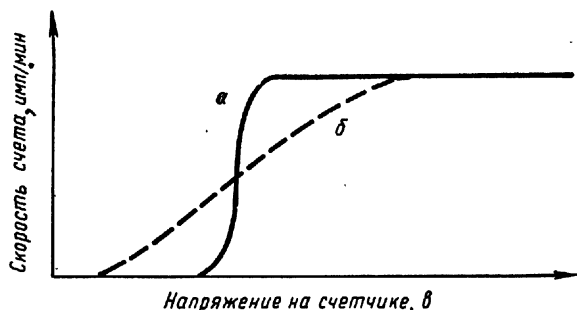


Рис. 17. Плато для  $\alpha$ -частиц.

ный, хорошо диафрагмированный пучок  $\alpha$ -излучения. Если  $\alpha$ -частицы имеют различную энергию или излучаются по сильно расходящимся направлениям, то плато лишь постепенно возрастает до конечной величины (рис. 17, кривая *b*). Плато удлиняется с увеличением чувствительности регистрирующей аппаратуры, т. е. с увеличением внешнего усиления.

**$\beta$ -Излучение.** Если пропорциональным счетчиком измеряется  $\beta$ -спектр, причем пробег большинства  $\beta$ -частиц больше диаметра счетчика, то плато получается только при значительном внешнем усилении. При этом частицы с меньшей длиной пробега и соответственно с меньшей первичной ионизацией регистрируются счетчиком еще в пропорциональной области (рис. 18). Если при этом внешнее усиление невелико, то все  $\beta$ -частицы будут сосчитаны только в области, примыкающей к плато счетчика. В пропорциональной области плато практически отсутствует.

Если траектории  $\beta$ -частиц с большой энергией полностью лежат в счетчике, например если в счетчике применено сравни-

тельно большое давление, то можно получить в пропорциональной области хорошую протяженность плато, особенно если работать с хорошим внешним усилением [24]. В этом случае плато более горизонтально, чем у счетчиков Гейгера—Мюллера\*.

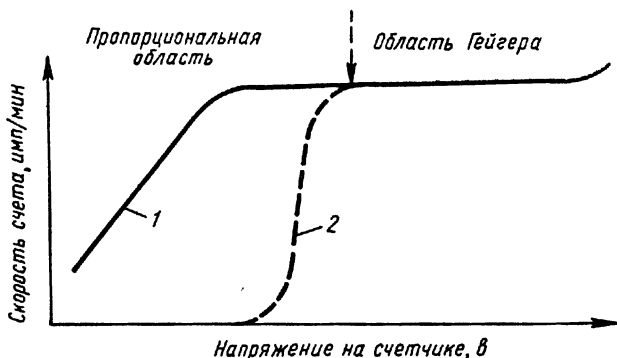


Рис. 18. Плато для  $\beta$ -излучения при длине пробега, большей диаметра счетчика, при большом (1) и незначительном (2) внешнем усилении.

Счетная область простирается на несколько сотен вольт (напряжение на счетчике довольно большое).

Наполнение счетчиков при атмосферном давлении особенно важно для биологических и химических исследований. В наполнение непосредственно вводится  $C^{14}$  в виде  $CO_2$  или  $CH_4$ , или  $H^3$  в виде  $C_2H_6$ .

### 13. Разрешающая способность и измерение большого числа импульсов

Основным признаком пропорционального импульса является незначительное время нарастания электронной компоненты и затем местное ограничение лавины. При газовом усилении примерно от  $10^4$  до  $10^5$  существенная часть импульса протекает за время около  $10^{-6}$  сек, а при меньшем газовом усилении — за еще более короткое время. Практически можно говорить о разрешаемом времени порядка  $10^{-6}$  сек, которое при некоторых условиях может быть еще меньше.

В течение этого времени счетчик также может реагировать на излучение. Однако частица попадает тогда в сравнительно слабое поле, вследствие чего возникают импульсы по величине меньше нормальных. Таким образом, для пропорциональных счетчиков практически нельзя указать интервал времени, в котором счетчик вообще бы не реагировал.

\* В качестве примера на рис. 156 приведено плато пропорционального  $\beta$ -счетчика, наполненного метаном при атмосферном давлении.

Этим свойством пользуются для измерения излучений высокой интенсивности. В пропорциональной области, а также отчасти в области ограниченной пропорциональности можно непосредственно измерять примерно  $10^6$  импульсов в 1 сек. При этом для качественных измерений достаточно определять не отдельные импульсы, а средний ток в счетчике при помощи интегрирующей схемы, приведенной в гл. III, разд. Д [25].

#### 14. Срок службы пропорциональных счетчиков

Срок службы счетчиков, т. е. число разрядов, которое может произойти в счетчике без существенных изменений его свойств, зависит в первую очередь от газового наполнения. Счетчики с чистым газовым наполнением имеют в общем случае большой срок службы, так как газ при разряде не изменяется. Если добавлять в счетчик многоатомный газ или пар с целью повысить газовое усиление, то необходимо обращать внимание на то, что при каждом газовом разряде некоторые из многоатомных молекул разрушаются вследствие процесса диссоциации (в первую очередь вследствие процессов электронных соударений). При этом количество органической примеси в объеме счетчика уменьшается. Одновременно образуются продукты диссоциации. Так, конечным продуктом диссоциации углеводорода является  $H_2$  [26] и частично  $CO_2$ . Если счетчик наполнен  $NH_3$ , то образуются  $H_2$  и  $N_2$  [27].

Отсюда следует, что свойства счетчика изменяются с числом сочитанных импульсов. Следует отметить, что продукты диссоциации часто состоят из радикалов, которые химически активны и соединяются между собой в высокомолекулярные соединения. Имея незначительное давление паров, они осаждаются на внутренней поверхности счетчика, а также изменяют поверхностные свойства катода.

Количество расходуемых в импульсе молекул тем меньше, чем ниже рабочее напряжение пропорционального счетчика. Поэтому для увеличения срока службы счетчика при измерении большого числа импульсов рекомендуется применять по возможности незначительный коэффициент усиления. Благодаря этому пропорциональные счетчики работают значительно дольше, чем счетчики Гейгера—Мюллера.

При коэффициенте усиления  $A = 100$  и первичной ионизации 100 пар ионов на один импульс расходуется  $10^4$  молекул. Поскольку в нормальном счетчике содержится примерно от  $10^{19}$  до  $10^{20}$  молекул пара, срок службы счетчика в этом случае больше  $10^{12}$  импульсов.

**Флуктуации амплитуд импульсов.** Получаемые в пропорциональной области амплитуды импульсов не совсем одинаковы даже при очень однородном первичном излучении (например,  $K$ - или  $L$ -излучение).

Отклонения в величинах амплитуд импульсов могут происходить либо из-за колебания величины первичной ионизации, либо из-за изменения условий развития электронной лавины. Пусть  $\bar{n}_{\text{перв}}$  — среднее значение числа  $n$  пар ионов, образованных при полной однородности первичного излучения,  $\sigma_{\text{перв}}^2$  — средняя величина квадрата отклонения от  $n$ ,  $A$  — средняя величина коэффициента усиления и  $\sigma_A^2$  — средний квадрат отклонения коэффициента усиления. Теория показывает [28—30], что средний квадрат отклонения наблюдаемого импульса  $\sigma_{\text{набл}}^2$  может быть рассчитан по формуле

$$\sigma_{\text{набл}}^2 = \sigma_{\text{перв}}^2 A^2 + \bar{n}_{\text{перв}} \sigma_A^2. \quad (24)$$

Как впервые было показано в одной из работ [10], для этого процесса  $\sigma_A^2 = A^2 - A$ . Откуда  $\sigma_A^2/A^2 \approx 1$ , т. е. флуктуации амплитуды импульса для лавин из отдельных электронов будут велики.

Относительную величину разброса получают из формулы

$$\frac{\sigma_{\text{набл}}^2}{(A\bar{n}_{\text{перв}})^2} \approx \frac{\sigma_{\text{перв}}^2 A^2}{(A\bar{n}_{\text{перв}})^2} + \frac{1}{\bar{n}_{\text{перв}}} = \frac{\sigma_{\text{перв}}^2}{(\bar{n}_{\text{перв}})^2} + \frac{1}{\bar{n}_{\text{перв}}}$$

Для пуассоновского распределения первичной ионизации  $\sigma_{\text{перв}}^2 = \bar{n}_{\text{перв}}$  и

$$\frac{\sigma_{\text{набл}}^2}{(A\bar{n}_{\text{перв}})^2} = \frac{1}{\bar{n}_{\text{перв}}} + \frac{1}{\bar{n}_{\text{перв}}},$$

т. е. газовое усиление приблизительно удваивает относительный разброс амплитуд импульсов.

Последнее, однако, не совсем соответствует экспериментальным данным [7, 31, 32]. Разброс амплитуд относительно мал.

Курран с сотрудниками [29] исследовали распределение импульсов процесса усиления. Результаты их измерений хорошо согласуются с новыми данными [19]. Поэтому приближенно можно принять  $\sigma_A^2 = 0,68 A^2$ . Благодаря этому относительный разброс амплитуд уменьшается:

$$\frac{\sigma_{\text{набл}}^2}{(A\bar{n}_{\text{перв}})^2} - \frac{\sigma_{\text{перв}}^2}{(\bar{n}_{\text{перв}})^2} = \frac{0,68}{\bar{n}_{\text{перв}}}. \quad (25)$$

В ряде работ содержатся более поздние данные по этому вопросу [10, 33].

Все сказанное выше в соответствующей форме может быть отнесено к распределению импульсов в сцинтилляционном счетчике.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Corson D. R., Wilson R. R. Particle and quantum counters. Rev. Scient. Instrum., **19**, 207 (1948).
2. Korff S. A. The operation of proportional counters. Rev. Mod. Phys., **14**, 1 (1942).
3. Rossi B., Staub H. Ionization chambers and counters. McGraw-Hill N. Y., 1949.
4. Rose M. E., Korff S. A. The behaviour of proportional counters. Phys. Rev., **59**, 850 (1941).
5. Colli L., Facchini N., Gatti E. Pulses in Argon Counters. Phys. Rev., **80**, 92 (1950).
6. Rose M. E., Ramsey W. E. The behaviour of proportional counter amplification at low voltages. Phys. Rev., **61**, 199 (1942).
7. Hanna G. C., Kirkwood D. H., Pontecorvo B. High multiplication proportional counter for energy measurements. Phys. Rev., **75**, 985 (1949).
8. Pontecorvo B. Recent developments in proportional counter technique. Helv. phys. acta, **3**, 97 (1950).
9. Curran S. C., Angus J., Cockroft A. L. Investigation of soft radiations by proportional counters. Philos. Mag., **40**, 36 (1949).
10. West D. Energy measurements with proportional counters. Progr. Nucl. Phys., **3**, 18 (1953).
11. West D., Rothwell P. Proportional counters in a magnetic field. Philos. Mag., **41**, 873 (1950).
12. Lang A. R. Some Notes on the design and performance of x-ray proportional counters. J. Scient. Instr., **33**, 96 (1956).
13. Fünfer E., Neuert H. Über das Verhalten von Zählrohren mit reiner Dampffüllung im Proportional- und Auslösbereich. Z. angew. Phys., **2**, 241 (1950).
14. Brown S. C. A theory of the initial avalanche in the breakdown of a discharge in helium. Phys. Rev., **62**, 244 (1942).
15. Fünfer E., Neuert H. Proportionalzähler mit hohem Verstärkungsgrad. Naturwissenschaften, **37**, 20 (1950).
16. Neuert H. Über den Beginn des Geigerbereichs bei Methan-Zählern. Z. f. Naturforsch., **5a**, 231 (1950).
17. Wilkinson D. H. Ionization chambers and counters. Cambridge, 1950.
18. Stuckenbergh H. J. Dissertation, Hamburg, 1958.
19. Schlumbohm H. Zur Statistik der Elektronenlawinen im Proportionalzählrohr. Diplomarbeit, Hamburg, 1958.
20. Fünfer E., Neuert H. Übergroße Impulse bei Zählrohren mit reiner Dampffüllung. Z. Phys., **128**, 530 (1950).
21. Huber P., Hunzinger W., Baldinger E. Über eine neue Zählrohr-Entladung bei stark ionisierenden Strahlen. Helv. phys. acta, **20**, 525 (1947).
22. Neuert H. Über den Mechanismus des Entladungsvorgangs bei den über großen Impulsen in reinen Dampfzählern. Ann. Physic., **8**, 341 (1951).
23. Wilkinson P. G., Johnston H. L. The absorption spectra of CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> in the vacuum UV. J. Chem. Phys., **18**, 190 (1950).
24. Bernstein W., Ballenstine R. A methane flow  $\beta$ -proportional counter. Rev. Scient. Instrum., **20**, 347 (1948).
25. Trost A. Eine Methode zur Messung hoher Strahlungsintensitäten mit dem Zählrohr. Z. Phys., **117**, 257 (1941).
26. Farmer E. C., Brown S. C. Deterioration of methane-filled Geiger-Müller-counters. Phys. Rev., **74**, 902 (1948).
27. Neuert H., Geerk J. Über das Verhalten von Zählrohren mit NH<sub>3</sub>-Füllung. Ann. Physik, **8**, 93 (1950).
28. Sauter F. Zur Statistik bei Elektronenvervielfachern. Z. Naturforsch., **4a**, 682 (1949).

29. Curran C. S., Cockroft A. L., Angus J. Investigation of soft radiation by proportional counters. V. Philos. Mag., 40, 929 (1949).
30. Hoyt R. C. The scintillation counter as a proportional device. Rev. Scient. Instrum., 20, 178 (1949).
31. Fano U. Ionization yield of radiation. Phys. Rev., 72, 26 (1947).
32. Arndt W., Coater W. A., Crathorn A. R. A gas flow x-ray diffraction counter. Proc. Phys. Soc. B, 67, 357 (1954).
33. Curran S. C. Hdb. d. Physik, 45, Berlin (1958).

## Б. СЧЕТЧИКИ С САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

### 1. Определение области Гейгера

Если счетчик используется в пропорциональной области, то разряд ограничивается местом возникновения первичной ионизации. Он распространяется лишь в форме ионной лавины от катода к аноду в направлении силовых линий поля. Однако при несколько большем напряжении наступает, как уже было указано при рассмотрении пропорциональных счетчиков, явное отклонение от формы разряда Таунсенда (электронных лавин), что может быть приписано образованию фотонов в разряде. Число образующихся фотонов с ростом напряжения увеличивается очень быстро. Эти фотоны обуславливают (благодаря образованию фотоэлектронов и последующему возникновению центров разряда) дальнейшее расширение разряда. При достаточно высоком напряжении разряд распространяется вдоль всего анода счетчика. Этот процесс представляет собой переход от пропорциональной области к области Гейгера. Поскольку разряд распространяется вследствие появления фотоионизирующего излучения, количество образованного при этом заряда является исключительно функцией приложенного внешнего поля и длины счетчика.

В противоположность импульсам в пропорциональной области импульсы при более высоком напряжении на счетчике (в области Гейгера) почти одинаковы по величине и не зависят от первичной ионизации. Переход от пропорциональной области к области Гейгера хорошо согласуется с амплитудной кривой. Если рассматривать, например, амплитудные кривые для  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения на рис. 8, то видно, что с увеличением напряжения различие между амплитудами  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения (в области ограниченной пропорциональности) убывает и обе кривые сходятся в одной точке, которая может быть определена как начало области Гейгера. Эта область начинается при первичной ионизации примерно от 10 до 1000 пар ионов и коэффициенте усиления  $10^5$ — $10^6$ .

### 2. Несамогасящиеся счетчики

В зависимости от механизма гашения разряда различают две основные группы счетчиков — несамогасящиеся и самогасящиеся счетчики. В несамогасящихся счетчиках в качестве наполнителя

обычно используется инертный газ, в самогасящихся — инертный газ плюс гасящая примесь (органические пары, галогены и т. д.).

Наполнитель в счетчиках, созданных Гейгером и Мюллером [1], состоял главным образом из одноатомного или двухатомного газа, например воздуха, водорода, инертного газа или смеси этих газов.

Для наполнителей этого рода было показано [2, 3], что причиной распространения разряда в счетчике является фотоионизирующее излучение, пробег которого близок к диаметру счетчика. Энергии этих фотонов достаточно, чтобы вырвать из катода фотоэлектроны. В общей ионизации газа они играют лишь подчиненную роль, так как большинство фотонов высвечивается возбужденными атомами наполнителя, и вследствие этого они не способны ионизировать собственный газ. Число возбужденных атомов  $n_a$  велико и сравнимо с числом ионизированных атомов  $n_i$ , которые благодаря рекомбинации с электронами в свою очередь излучают фотоны большой энергии.

Рассмотрим причины, вызывающие прекращение разряда. Фотоны, образованные в первичной лавине, вырывают из катода фотоэлектроны, которые в свою очередь вызывают новую лавину. При этом газовый разряд становится самостоятельным, если благодаря вторичным процессам на катоде образуется по крайней мере один новый электрон. Это может быть выражено простым условием, которое содержится в уравнении

$$An_a/n_iQW \geq 1, \quad (26)$$

где  $A$  — коэффициент газового усиления:

$Q$  — квантовый выход катода, *электрон/квант*;

$W$  — вероятность высвечивания кванта возбужденным атомом.

Условие, выраженное в уравнении (26), в пропорциональной области не выполняется, хотя здесь и образуется уже заметное количество фотонов, что обнаруживается, например, по быстрому возрастанию амплитудной кривой для  $\beta$ -излучения. Уравнение (26) выполняется только в области Гейгера. Зависимость наименьшего напряжения, необходимого для достижения области Гейгера, от диаметра счетчика, рода газа и его давления будет рассмотрена в параграфе 6 настоящего раздела.

Разряд, наступающий в области Гейгера, является разновидностью нестабильного коронного разряда. Характеристика этого разряда схематически представлена на рис. 19. Для существования стационарной формы разряда необходимо какое-то наименьшее напряжение  $U_{\text{мин}}$  и минимальный ток  $i_{\text{мин}}$  [4]. Эта форма разряда образуется в области Гейгера, однако с увеличением напряжения она существует лишь до известной границы, выше которой быстро прерывается. Причина этого лежит в самом разряде. Как было показано в главе о пропорциональных счетчиках, распределение

поля в счетчике таково, что ионизация может начаться лишь вблизи анода счетчика на расстоянии нескольких диаметров нити. Чрезвычайно быстро, менее чем за  $1 \text{ мксек}$ , ионное облако распространяется вдоль всего анода. Электроны, образованные в первичной лавине, в течение  $10^{-8} \text{ сек}$  или быстрее собираются на анод и вследствие этого исчезают из разрядного пространства. Положительный пространственный заряд вследствие малой подвижности положительных ионов еще долгое время остается вблизи нити [5].

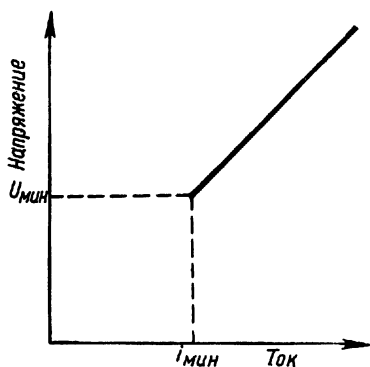


Рис. 19. Схематическая характеристика коронного разряда в счетчике.

Он настолько понижает напряженность поля вблизи нити, что вторичные электроны, вырванные с катода, не способны к образованию лавины [6, 7]. Благодаря этому разряд гаснет. Если поднять напряжение, то в счетчике образуется область, в которой нестабильный коронный разряд переходит в самостоятельный коронный разряд, а при дальнейшем увеличении напряжения начинается тлеющий разряд. Зависимость коэффициента усиления от напряжения на счетчике и различные области разряда приведены на рис. 20 [8].

Следует упомянуть, что некоторые авторы [9, 10] предложили другое объяснение процесса прерывания разряда. Вследствие статистического характера вторичных процессов на катоде в какой-то момент времени эмиссия электронов с катода может быть равна нулю. Благодаря этому электрическая цепь разрывается и наступает гашение разряда. Однако в настоящее время на основании экспериментальных результатов как наиболее вероятное принято первое объяснение, когда обрывание разряда приписывается ионному облаку пространственного заряда.

В области Гейгера играют роль лишь процессы, происходящие после образования вокруг нити положительного пространственного заряда. Положительные ионы движутся к катоду и достигают его примерно за  $10^{-4} \text{ сек}$ . За это время на аноде постепенно восстанавливаются благоприятные условия для ионизации, так что вновь образованные электроны снова могут вызвать образование лавины. В счетчиках, наполненных одноатомным газом, эти электроны получаются преимущественно благодаря вторичным процессам, происходящим при подходе ионов к катоду. Таким образом, без внешнего воздействия такой счетчик находился бы в длительном разряде и был бы не пригоден для измерений. Вследствие этого подобные счетчики названы несамогасящимися. Для подавления вторичной электронной эмиссии с катода к одноатом-

ному газу добавляют примесь многоатомных паров. Такие счетчики названы самогасящимися.

Исходя из приведенных выше представлений о механизме разряда в самогасящихся счетчиках, можно дать другое опре-

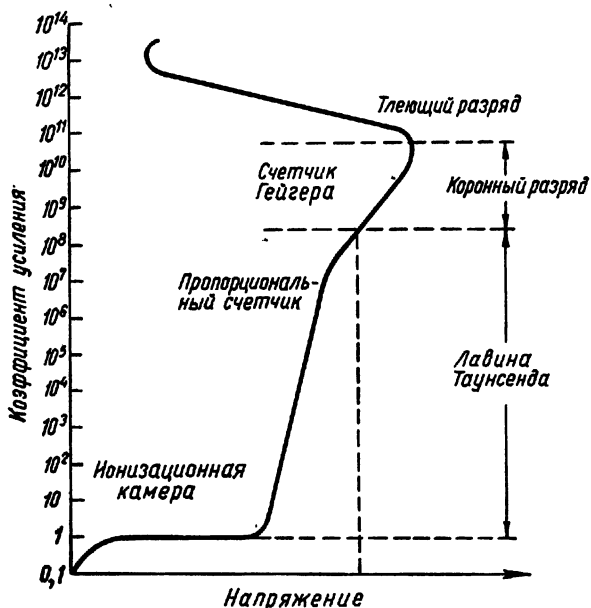


Рис. 20. Зависимость коэффициента усиления от напряжения на счетчике.

деление напряжению начала счета  $U_0$  самогасящихся счетчиков. Напряжение начала счета  $U_0$  — это такое напряжение, при котором в результате вторичных процессов на катоде образуется по крайней мере один электрон.

Гашение разряда в самогасящихся счетчиках может быть осуществлено при помощи включения в цепь счетчика очень большого рабочего сопротивления (рис. 21). Сущность этого метода гашения заключается в следующем. Если постоянная времени внешней цепи  $RC$  велика ( $C$  — общая емкость анода счетчика и входа усилителя), то количество заряда, образованного в разряде, остается на аноде относительно долго. Благодаря этому потен-

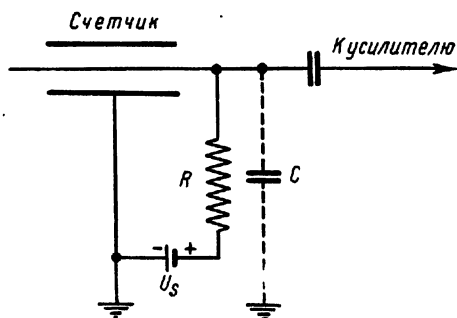


Рис. 21. Схема включения счетчика.

циал на аноде относительно долго. Благодаря этому потен-

циал счетчика настолько снижается, что в течение времени, определяемого постоянной времени  $RC$  системы, дальнейшее образование лавин происходить не может. Это время должно превышать время движения положительных ионов от анода к катоду ( $10^{-4}$  сек) по крайней мере на два порядка. При  $C \approx 10^{-11}$  ф для получения постоянной времени  $10^{-2}$  сек необходимо сопротивление  $10^9$  ом. Действие высокоомного сопротивления  $R$  легко понять, исходя из характеристик счетчика, приведенных на рис. 19 [4]. Заряд, полученный в результате ионизации, воспроизводит на сопротивлении  $R$  ток  $i_1$  при напряжении  $U_1$ , причем  $U_1 > U_{\text{мин}}$ . Чтобы прервать разряд, необходимо напряжение  $U$  сделать меньше  $U_{\text{мин}}$ , т. е. падение напряжения на сопротивлении  $R$  должно быть больше так называемого перенапряжения  $U_1 - U_{\text{мин}}$ .

Таким образом, для гашения разряда должно быть удовлетворено условие

$$U_1 - U_{\text{мин}} < Ri_{\text{мин}},$$

где  $i_{\text{мин}}$  — минимальный ток при  $U_{\text{мин}}$ .

Естественно, что разрешающая способность этой схемы плохая. Поэтому для гашения разряда применяется ряд других методов, где для сокращения интервала времени регистрируется лишь часть амплитуды импульса. Некоторые используемые для этой цели электронные схемы приведены в последней главе книги. Однако даже для лучших из них нельзя, естественно, сделать время гашения меньше времени, которое необходимо для перемещения положительных ионов, т. е. меньше  $10^{-4}$  сек. Были разработаны электронные схемы [11, 12], снижающие напряжение на счетчике непосредственно после появления импульса и увеличивающие напряжение до первоначального значения после исчезновения положительных ионов. Интересное решение дает использование принципа мультивибратора. Под действием импульса счетчика схема вырабатывает прямоугольный импульс, полярность которого противоположна полярности питания. Длительность прямоугольного импульса соответствует времени движения положительных ионов [13, 14]. Для того чтобы уменьшить время движения ионов, можно заставить двигаться ионы не к катоду, а к более близкому аноду [15]. Для этого используется схема мультивибратора, которая после образования ионного облака тотчас же меняет полярность счетчика на такое время, чтобы положительные ионы могли собраться на аноде. При помощи этого метода достигнуто сокращение мертвого времени с  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$  сек [16].

### 3. Самогасящиеся счетчики

В 1935 г. Трост [7] открыл, что добавка многоатомных органических паров к обычно применявшемуся одно- или двухатомному наполнителю гасит разряд в счетчике без внешних вспомогательных средств. Большинство счетчиков, применяемых в настоящее

время, имеет примеси органических паров, например спирта (10 мм рт. ст.) к аргону (90 мм рт. ст.). В качестве гасящей примеси часто применяют этилформиат [17]. Влиянию примеси паров посвящено значительное количество работ, однако подробности механизма процесса до сих пор не ясны.

В основном механизм процесса в счетчиках сводится к следующему. В счетчиках с примесью органических паров образование электронных лавин происходит первоначально по тем же законам, что и в счетчиках с чисто газовым наполнением. Незначительная добавка паров не способна оказать значительное влияние на развитие первичной лавины. Образование фотонов происходит так же, как в несамогасящихся счетчиках. Лишь при дальнейшем развитии процесса появляется существенное различие. В то время как в счетчиках с простым наполнением абсорбция образованных фотонов в газе настолько незначительна, что большая часть их достигает катода и там вырывает фотоэлектроны, в счетчиках, имеющих примесь органических паров, фотоны почти полностью поглощаются этой примесью. Например, для излучения, обуславливающего распространение разряда, коэффициент абсорбции для применяемых аргоно-спиртовых счетчиков при атмосферном давлении достигает  $640 \text{ см}^{-1}$  [18]. (Было найдено [19] более точное значение этой величины:  $440\text{--}460 \text{ см}^{-1}$ .) Это означает, что при добавке спирта (15 мм рт. ст.) к аргону (90 мм рт. ст.) число фотонов убывает на  $1/e$  на расстоянии 0,8 мм пробега, т. е. излучение фотонов должно быть очень коротковолновым. Проблема фотонного механизма процесса распространения разряда в счетчиках с примесью органических паров посвящен ряд работ [20—23].

Физический смысл процесса заключается, очевидно, в абсорбции коротковолнового ультрафиолетового излучения многоатомными молекулами, что приводит к возбуждению и последующей диссоциации этих молекул. Этот процесс для некоторых паров довольно хорошо изучен [24]. Так, метан при давлении 1 мм рт. ст. показывает практически непрерывную абсорбцию длин волн от 1560 до 1000 Å [25]. Подобными свойствами обладает и аммиак. Имеющихся в настоящее время данных об абсорбции различного коротковолнового излучения еще недостаточно для того, чтобы можно было дать точные коэффициенты абсорбции ультрафиолетовых квантов в большинстве применяемых паров или смесей газ—пар. Эти данные необходимы для детального изучения процессов в счетчиках. Они дали бы возможность объяснить некоторые противоречивые выводы, сделанные при исследованиях счетчиков.

Положение осложняется еще тем, что, кроме фотонов с малой длиной пробега, могут появиться длинноволновые фотоны со значительно большей длиной пробега (до нескольких сантиметров) [26—29]. Последние при известных условиях могут вырвать фотоэлектроны в более удаленных местах катода и образовать новые лавины. Прежде всего представляет интерес влияние

сильной абсорбции образованных фотонов на дальнейшее течение разряда. Как уже упоминалось, весьма вероятно, что в этом случае фотоны, образованные в первичной лавине, большей частью производят возбуждения атомов аргона с энергией 11,6 эв. Однако эти же фотоны в состоянии ионизировать молекулы спирта с потенциалом ионизации 11,3 эв и благодаря этому образовывать новые электроны. Вследствие незначительного пробега фотонов весь этот процесс происходит в непосредственной близости от анода. Вновь образованные электроны дают начало новым лавинам вблизи от первичной лавины, так как поле в месте возникновения их достаточно велико. Далее весь этот процесс повторяется.

Таким образом, ионный слой распространяется вдоль анода в противоположных направлениях от места образования первичной лавины. Процесс образования и распространения ионного слоя исследовался в ряде работ [18, 30—42]. Скорость распространения ионного слоя существенно зависит от давления, состава газового наполнения и рабочего напряжения на счетчике и равна примерно  $10^6$ — $10^7$  см/сек. В самогасящихся и несамогасящихся счетчиках увеличение пространственного заряда вокруг анода настолько снижает напряженность поля, что образование новых лавин происходить не может и разряд обрывается. В противоположность несамогасящимся счетчикам в самогасящихся счетчиках фотоны не в состоянии достигнуть катода в достаточном количестве и образовать там фотоэлектроны, так как поглощаются уже вблизи анода. Краткое объяснение процесса распространения разряда в самогасящихся счетчиках дано на основании работы Алдера и др. [18].

В работе Вилкинсона [43] приведены дополнительные результаты экспериментальных исследований. В ней рассматриваются лавины, вновь образовавшиеся вблизи первой лавины, подошедшей к аноду. Образование этой новой лавины соответствует функции распределения Гаусса. После некоторого времени  $T$  разряд достигает своего максимума и обрывается вследствие увеличения пространственного заряда. К этому времени, благодаря фотонам, по соседству с этим участком образуется новая серия лавин. Скорость распространения разряда  $v = x/T$ , где  $x$  — длина разряда,  $T$  — время горения разряда. На рис. 22 и 23 показана зависимость  $x$  и  $T$  от перенапряжения  $U-U_s$  ( $U_s$  — начальное напряжение области Гейгера). Средняя длина свободного пробега фотонов принята равной 1 мм. Наполнение счетчика состоит из смеси аргона (65 мм рт. ст.) и спирта (5 мм рт. ст.) при диаметре счетчика 20 мм и диаметре анода 0,2 мм.

Дальнейшее течение разряда в счетчиках с примесью паров весьма существенно отличается от процесса в счетчиках с одноатомным газом. В несамогасящихся счетчиках во время движения ионов к катоду образуются вторичные электроны, благодаря чему гашения разряда не происходит. В отличие от несамогасящихся счетчиков в счетчиках с примесью паров ионы, достигшие катода,



являются ионами примеси органических молекул, так как ионы одноатомного газа, например аргона, вследствие соударений отдают свой заряд молекулам многоатомного газа. Ионы органических паров, однако, не в состоянии вырвать с катода вторичные электроны (см. параграф 8). Вследствие отсутствия вторичной эмиссии с катода разряд гасится без внешнего воздействия. Именно поэтому этот вид счетчиков называли самогасящимся.

Сопротивление нагрузки счетчиков этого типа служит в основном для передачи импульса напряжения регистрирующему при-

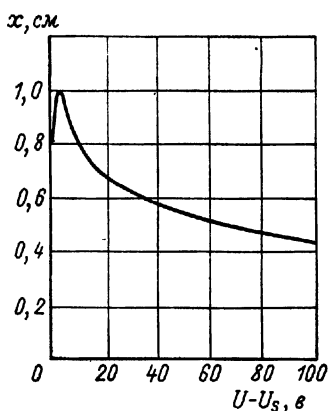


Рис. 22. Распространение разряда вдоль анода в зависимости от перенапряжения  $U - U_s$  [43].

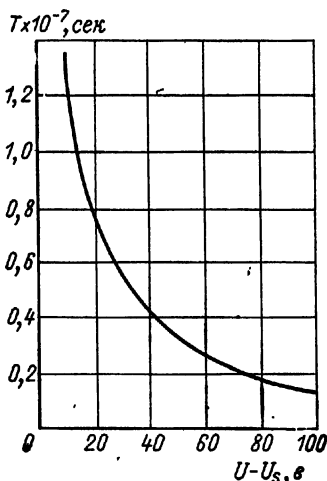


Рис. 23. Длительность  $T$  горения разряда в зависимости от перенапряжения  $U - U_s$  [43].

бору. Оно может быть довольно мало и не затрудняет гашение разряда. Постоянная времени цепи счетчика может быть сделана настолько малой, что разрешающая способность ограничится лишь мертвым временем. Однако следует иметь в виду, что малое нагрузочное сопротивление увеличивает количество электричества в разряде, вследствие чего снижается срок службы счетчиков.

Качественное представление о механизме разряда в самогасящихся и самогасящихся счетчиках относится в первом приближении к двум крайним случаям. Более детальное исследование процесса показывает, что это различие не всегда ясно выражено, что видно на примере пропорциональных счетчиков, наполненных чистыми парами органических молекул ( $CH_4$  или  $NH_3$ ). Эти счетчики при достаточно высоком напряжении имеют область Гейгера и обладают свойствами самогасящихся счетчиков, т. е. разряд гаснет при малом сопротивлении нагрузки без внешнего воздействия. С другой стороны, они не всегда образуют ионный слой, подобный слою в аргоно-спиртовых счетчиках [44].

#### 4. Характеристики счетчиков

Если увеличивать рабочее напряжение на счетчике, например, от начального напряжения области Гейгера (при постоянном облучении счетчика), то появляется известная область напряжений, внутри которой измеряемое число импульсов возрастает незначительно. Счетные характеристики счетчика представлены на рис. 24. От начального напряжения  $U_s$  до напряжения  $U_e$  число импульсов в единицу времени остается примерно постоянным. Эта часть характеристики называется счетной областью

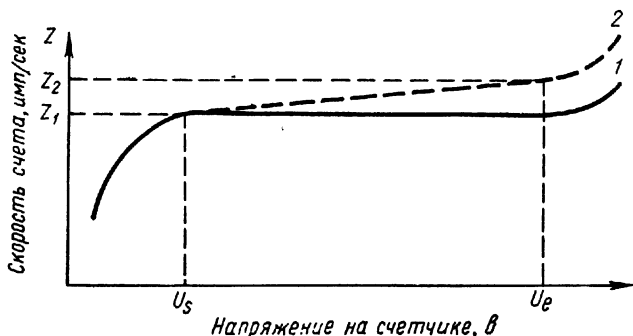


Рис. 24. Схематическое изображение счетных характеристик.

счетчика (плато счетчика). В действительности плато идет не совсем горизонтально, как показано на кривой 1, а имеет некоторый наклон, как на кривой 2, т. е. число импульсов возрастает от  $Z_1$  в начале счетной области до  $Z_2$  в конце. Относительная крутизна плато  $(Z_2 - Z_1)/(U_e - U_s)$  для хороших счетчиков весьма незначительна, например для аргоно-спиртовых счетчиков (90% аргона и 10% спирта) наклон плато равен примерно 0,02%.

Подъем счетной характеристики до начала плато сильно зависит от чувствительности применяемого усилителя. При известных условиях можно получать плато и в пропорциональной области.

Для получения плато в гейгеровской области необходимо, чтобы каждый акт первичной ионизации вызывал импульс, который не являлся бы причиной появления последующего импульса. Развитие разряда из первичной ионизации происходит согласно законам статистики. При большом числе первичных электронов ионизация практически всегда приводит к образованию разрядов. При малой первичной ионизации, например при одном электроне, имеется значительная вероятность того, что этот электрон достигнет анода, не произведя лавины путем соударений. Эта вероятность существенно зависит от рода и давления газа, а также от места возникновения первичных электронов. С увеличением напряжения на счетчике вероятность образования лавины первичным электроном будет постепенно увеличиваться.

Однако и при достаточно большой первичной ионизации идеальное горизонтальное плато не может быть достигнуто. Но поскольку наклон плато остается ниже известной границы, то с этим явлением можно мириться. Одной из причин увеличения наклона плато является неоднородность электрического поля, которая может появиться на краях счетчика при плохой симметрии анода, неоднородности диаметра анода и при наличии острий. При этом растущая с увеличением напряжения чувствительность счетчиков обуславливается увеличением действующего объема. При соответствующем изготовлении счетчиков этот эффект может быть значительно снижен.

Было обнаружено значительное влияние диаметра анода на протяженность плато [45]. Так, для аргоно-спиртовых счетчиков (аргон — 100, спирт — 10 мм рт. ст.) с диаметром катода 25 мм при диаметре анода 0,3 мм плато еще имеется, но при диаметре анода 0,5 мм плато исчезает.

## 5. Послеразряды

Основной причиной возрастания крутизны плато самогасящихся счетчиков является возникновение послеразрядных импульсов [7]. Они появляются после основных импульсов, вызванных

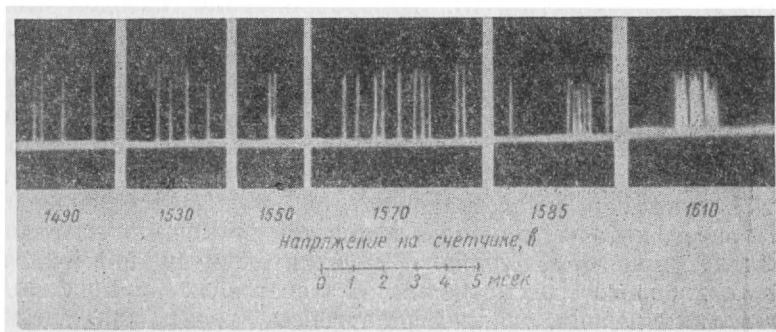


Рис. 25. Увеличение послеразрядных импульсов в зависимости от напряжения ( $\text{NH}_3^-$ , 60 мм рт. ст.;  $\text{Ag}^-$ , 30 мм рт. ст.).

ионизирующей частицей. Причина образования вторичных импульсов заключается в механизме разряда основных импульсов. Иногда после рабочих импульсов следует целая серия послеразрядных импульсов, которые сильно зависят от перенапряжения на счетчике. На рис. 25 приведены осциллограммы послеразрядных импульсов для аммиачно-аргоновых счетчиков. Как видно из рисунка, число послеразрядных импульсов сильно растет с увеличением напряжения на счетчике. Быстрое возрастание числа послеразрядных импульсов приводит в конце концов к тому,

что счетчик становится непригодным для применения и при дальнейшем увеличении напряжения переходит в длительный разряд.

Основной причиной послеразрядов являются вторичные электроны, которые вырываются из катода подошедшими к нему положительными ионами, что позволяет определить интервал времени между рабочими и послеразрядными импульсами. Это время равно примерно  $10^{-4}$  сек и соответствует времени движения положительных ионов. Оно зависит от силы поля, рода газа и его давления [46]. Увеличение числа послеразрядных импульсов с ростом напряжения вызвано увеличением вероятности вырывания вторичных электронов с катода вследствие общего возрастания числа образованных положительных ионов. Эта вероятность при благоприятной смеси газа и органической примеси первоначально довольно низка, так что послеразряд незначителен. При длительной работе счетчика многоатомные молекулы разлагаются и во все возрастающем количестве образуются в качестве конечных продуктов такие молекулы, которые затем могут вырвать с катода вторичные электроны. Кроме того, продукты разложения, осаждаясь на внутренних поверхностях счетчика, изменяют его счетные характеристики [47]. В силу этих явлений срок службы самогасящихся счетчиков ограничен.

Для уменьшения послеразрядов прибегают к повышению работы выхода катода счетчика, например, при помощи окисления металлической поверхности [7]. Адсорбированные катодом многоатомные молекулы также существенно повышают работу выхода. Красная граница фотоэффекта чистого медного катода тем больше смещается в ультрафиолетовую область, чем больше к наполняющему газу было добавлено паров спирта. За время работы счетчика спирт разлагается, и граничная длина волны снова постепенно смещается в видимую область [8]. Однако этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Процесс, который приводит к эмиссии вторичных электронов с катода при бомбардировке положительными ионами, требует подробного рассмотрения. В счетчиках с простым газовым наполнением, например аргоном, гелием или неоном, вероятность вырывания вторичных электронов с катода настолько велика, что уже при незначительном превышении напряжения начала области Гейгера каждый реальный импульс сопровождался бы послеразрядом, если бы к моменту подхода положительного ионного облака к катоду счетчик не становился бы (при помощи внешней гасящей схемы) нечувствительным. Вырывание вторичных электронов с катода лишь тогда может привести к послеразрядным импульсам, когда не применяется внешнее гашение разряда. В самогасящихся счетчиках можно ожидать увеличения крутизны плато из-за послеразрядных импульсов. Поэтому некоторые современные счетные приборы имеют внешнюю гасящую схему с регулируемой длительностью гасящего импульса (например, 50 мксек). В несамогасящихся счетчиках с внешней гасящей схемой подоб-

ные послеразрядные импульсы появиться не могут, и возрастание крутизны плато объясняется другими причинами. К ним относятся процессы, которые хотя и вызываются рабочими импульсами, но действуют лишь после окончания времени нечувствительности счетчика. К этим возможным процессам принадлежит вторичная эмиссия с катода, обусловленная возбужденными метастабильными атомами или какой-либо примесью в самом наполняющем газе [48]. Этот процесс особенно часто происходит в инертных газах, например в аргоне или неоне.

Длительность возбужденного состояния метастабильного атома может быть чрезвычайно большой, пока атом не вернется в основное состояние путем излучения или удара второго рода. Так как метастабильные атомы не имеют заряда, они движутся в счетчиках во всех направлениях и могут вырвать вторичные электроны с катода значительное время спустя после подхода к нему ионов, т. е. тогда, когда счетчик вновь становится чувствительным и может дать новые импульсы. Так, в чистом неоне спустя 1 сек после окончания разряда еще имеется заметное число возбужденных метастабильных атомов [49].

Вследствие этого счетчики с чистым инертным газом большей частью неприменимы. Обычно к газу добавляют определенную примесь, которая благодаря ударам второго рода быстро снимает возбужденные метастабильные состояния атомов. Рисунок 26 показывает благоприятное влияние на счетную область добавки водорода к аргоновым и неоновым счетчикам [8]. Для сравнения приведена счетная область для чисто водородного наполнения.

Другой причиной возникновения послеразрядных импульсов является мальтер-эффект [49, 50]. Он появляется у счетчиков с катодами из магния или алюминия, которые легко образуют тонкие, относительно хорошо изолированные поверхностные слои. На таком слое из разряда осаждаются положительные ионы. Образованный двойной электрический слой может вырвать с катода электрон за счет холодной эмиссии и вызвать новый импульс. Для  $\beta$ -счетчиков с часто применяемым алюминиевым катодом

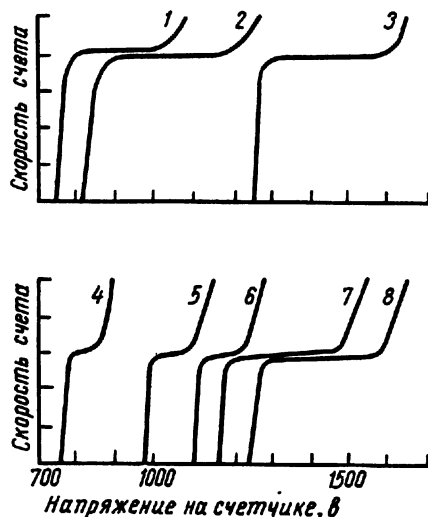


Рис. 26. Плато для аргоновых, неоновых и водородных счетчиков при различных смесях [8]:

1—80% Ne + 20% H<sub>2</sub>; 2—70% Ne + 30% H<sub>2</sub>;  
3—100% H<sub>2</sub>; 4—80% Ar + 20% H<sub>2</sub>; 5—50% Ar +  
+ 50% H<sub>2</sub>; 6—20% Ar + 80% H<sub>2</sub>; 7—10% Ar +  
+ 90% H<sub>2</sub>; 8—100% H<sub>2</sub>.

этот эффект может быть устранен покрытием предварительно очищенного алюминия слоем меди [45]. В ряде работ [51—55] было установлено, что после интенсивного облучения счетчика коротковолновым светом, рентгеновским излучением, после воздействия разряда и других подобных процессов повышение числа импульсов можно объяснить появлением мальтер-эффекта. После окончания облучения число импульсов экспоненциально падает до исходной нормальной величины. После пребывания счетчиков в течение некоторого времени в разряде (вследствие повышения напряжения сверх плато счетчика) протяженность плато обычно сокращается.

Образование отрицательных ионов благодаря прилипанию электронов к молекулам газа также может стать причиной появления ложных импульсов. Подвижность отрицательных ионов приблизительно равна подвижности соответствующих положительных ионов. Поэтому отрицательные ионы, образованные вблизи катода, достигают области высокой напряженности поля вблизи анода приблизительно за то же время, за какое положительные ионы проходят расстояние от анода до катода. Вблизи анода отрицательные ионы могут потерять электроны, что явится причиной появления новой лавины. Вероятность образования отрицательных ионов может быть дана на основании коэффициента прилипания электронов в различных газах [56]. Некоторые данные о коэффициентах прилипания имеются в табл. 33 гл. III, разд. Г. Поскольку в обычных счетчиках число столкновений, которое испытывает электрон при прохождении через счетчик, равно примерно  $10^5$ , заметное число отрицательных ионов может образоваться лишь в кислороде, парах воды и галогенах.

Для счетчиков с примесью паров плато очень сильно зависит от давления и рода примеси. Существенно также влияние чистоты применяемых газов [57]. Так, например, характеристика плато сильно зависит от чистоты спирта, добавляемого к аргону, что можно объяснить влиянием загрязнения спирта воздухом. Специально поставленные опыты показали, что примеси воздуха и водяных паров могут привести к значительному увеличению крутизны плато.

Для многих паров существенную роль играет температура, так как при слишком низких температурах наступает частичная конденсация примеси, и счетная область уменьшается или совсем исчезает, если давление паров недостаточно для гашения разряда [57]. На рис. 27 показано влияние температуры на характеристики аргоно-спиртовых счетчиков при  $-22^\circ\text{C}$ ,  $0^\circ\text{C}$  и от  $+26$  до  $55^\circ\text{C}$ . Влиянием температуры на аргоно-спиртовые счетчики можно пренебречь лишь при комнатной температуре, в то время как для метана оно незаметно в пределах от  $-22$  до  $+55^\circ\text{C}$ . В интервале температур от  $-20$  до  $+50^\circ\text{C}$  можно применять этилформиат. Пропорциональные счетчики были испытаны вплоть до температуры  $900^\circ\text{C}$  [59]. Граница работоспособности в области высоких

температур (при применении кварца) зависит от возрастающей проводимости изолирующих материалов и в большей степени от термоэлектронной эмиссии анода счетчика и материала катода. Счетчик с внешним катодом имеет в данном случае преимущество (см. параграф 18). При температурах ниже  $0^{\circ}\text{C}$  вместо спирта

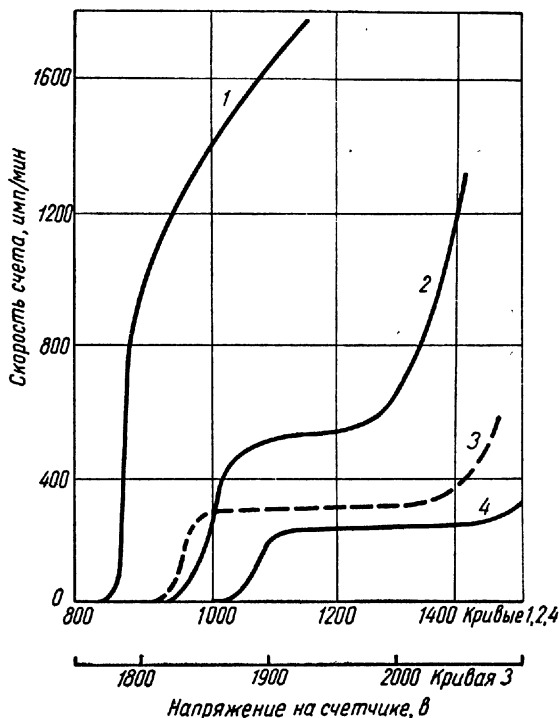


Рис. 27. Влияние температуры на плато аргоноспиртового (1, 2, 4) и метанового (3) счетчиков ( $P = 70$  мм рт. ст.) [58]:

1)  $-22^{\circ}\text{C}$ ; 2)  $0^{\circ}\text{C}$ ; 3) от  $-22$  до  $+55^{\circ}\text{C}$ ; 4) от  $+26$  до  $+55^{\circ}\text{C}$ .

можно применять метилаль  $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$  [7], температура кипения которого равна  $+46^{\circ}\text{C}$ .

Браун и Марони [46] провели многочисленные измерения крутизны плато самогасящихся счетчиков с различным наполнением. Приведенная в работе величина крутизны плато является средней величиной большого числа различных измерений и определяется как отношение  $\Delta Z/Z$  или  $(U-U_s)/U_s$  ( $\Delta Z$  — возрастание числа импульсов при увеличении напряжения от  $U_s$  до  $U$ ,  $Z$  — общее число импульсов). Для того чтобы получать воспроизводимые результаты, необходимо применять спектроскопически чистый основной газ и тщательно перегнанную органическую

примесь. Счетчики должны быть хорошо обезгажены в условиях повышенной температуры.

Исследованные пары можно разделить на три группы. Первая группа содержит обычные органические пары — метиловый и этиловый спирты, ацетон, бензол и изо-амилацетат. Выше некоторой определенной концентрации крутизна плато не зависит от концентрации паров и, кроме того, практически не зависит от рода наполняющего газа (табл. 4). Это можно объяснить тем,

Т а б л и ц а 4

Средняя нормализованная крутизна плато различных счетчиков [46]

Наполнение счетчика	Бензол	Ацетон	Мета-нол	Этанол	Изо-амилацетат
Гелий . . . . .	1,1	0,9	1,1	0,8	0,4
Неон . . . . .	0,9	0,9	1,0	1,0	0,4
Аргон . . . . .	—	0,8	0,8	—	0,5

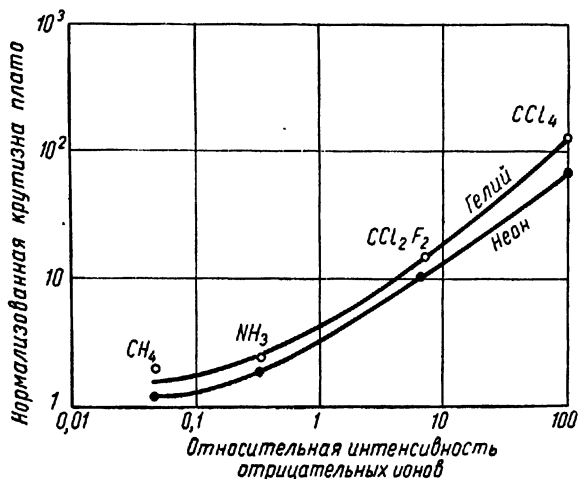


Рис. 28. Зависимость средней крутизны плато от относительной концентрации отрицательных ионов в гелии и неоне [46].

что при некоторой наименьшей концентрации паров органических молекул все ионы наполняющего газа отдают свой заряд молекулам пара, прежде чем достигнут катода. Образованные положительные ионы органических молекул диссоциируют на катоде, не производя вторичных электронов. Для осуществления этого



процесса необходимо, чтобы потенциал ионизации наполняющего газа был выше потенциала ионизации гасящей примеси. Вероятность гашения разряда тем больше, чем ближе лежат потенциалы обоих газов. Для этих паров не известно образование отрицательных ионов, однако незначительная вероятность их возникновения имеется.

Вторая группа состоит из веществ, отрицательные ионы которых образуются в результате диссоциации подходящих к катоду положительных ионов гасящей примеси. К этим веществам относятся  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CCl}_4$  и  $\text{CCl}_2\text{F}_2$  (фреон). Крутизна плато, начиная с определенной концентрации гасящей примеси, зависит не от концентрации гасящей примеси, а от содержания отрицательных ионов и от рода наполняющего газа (рис. 28).

Третью группу гасящей примеси образуют галогены. Такие счетчики будут рассмотрены в параграфе 8.

## 6. Начальное напряжение области Гейгера

В области Гейгера все импульсы, независимо от первичной ионизации, равны. Как в самогасящихся, так и в несамогасящихся счетчиках в начале области Гейгера разряд распространяется вдоль всей нити счетчика. Дальнейшее возрастание ионизации уменьшается вследствие образования положительного пространственного заряда. Напряжение  $U_s$  является началом области Гейгера (см. рис. 8). Точность определения напряжения, при котором импульсы выравниваются, относительно велика. При этом следует отметить, что при определении этим способом начального напряжения области Гейгера число импульсов должно быть невелико. Если импульсы возникают в то время, когда счетчик не имеет полной чувствительности, то они получаются различной величины. Поскольку это время составляет примерно  $10^{-4}$  сек, то скорость счета не должна превышать 100 *имп/сек*.

В обоих типах счетчиков разряд распространяется при помощи фотонов, которые образуют фотоэлектроны в самогасящихся счетчиках преимущественно в парах органической примеси, а в несамогасящихся счетчиках — на катоде. В этом случае, согласно уравнению (26), для распространения разряда требуется выполнение следующего условия: каждая отдельная лавина должна воспроизводить число фотонов, достаточное для дальнейшего лавинообразования. Требование определенного наименьшего числа фотонов в каждой отдельной лавине означает, однако, что каждая лавина должна расти до известного уровня, т. е. коэффициент усиления  $A$  [уравнение (26)] должен достигать известной величины.

Для данного условия Лаутерюнг [60], в соответствии с соображениями Вилкинсона [43], вывел формулу, которая включает уравнения, ранее полученные Вернером [4] и Тростом [7].

Если в интересующей нас области давлений принять для упрощения линейную зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности поля ( $\alpha = KE$ ), то отдельный электрон от точки

$r_{\text{мин}}$ , где лавина только начинает образовываться, до анода ( $r_i$ ) может образоваться лавина из  $n_1$  электронов, причем

$$n_1 = \exp \int_{r_i}^{r_{\text{мин}}} KE dr = \exp \left( K \frac{U}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} \int_{r_i}^{r_{\text{мин}}} \frac{1}{r} dr \right) =$$

$$= \left( \frac{r_{\text{мин}}}{r_i} \right)^{K \frac{U}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)}}. \quad (27)$$

Для начального напряжения области Гейгера  $U_s$

$$n_1 = \left( \frac{r_{\text{мин}}}{r_i} \right)^{K \frac{U_s}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)}}. \quad (28)$$

Отношение  $r_{\text{мин}}/r_i$  может быть заменено отношением  $U_s/U_{\text{п}}$ , где  $U_{\text{п}}$  — начальное напряжение для пропорциональной области (см. также гл. II, разд. А, п. 5). Заменяя  $\frac{\lg n_1}{K} = b$ , получим

$$\lg \frac{U_s}{U_{\text{п}}} = b \frac{1}{U_s / \ln(r_a/r_i)}.$$

Из определения  $U_{\text{п}}$  следует, что  $U_{\text{п}} = r_i \ln(r_a/r_i) U_1/\lambda_e^p$ , где  $U_1$  — ионизационный потенциал газа;

$\lambda_e^p$  — свободный пробег электронов при давлении  $p$  мм рт. ст. Заменяя

$$\frac{U_1}{\lambda_e^p p} = \frac{U_1}{\lambda_e^{760} \cdot 760} = a,$$

где  $\lambda_e^{760}$  — свободный пробег электронов при 760 мм рт. ст., получим

$$U_{\text{п}} = apr_i \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right);$$

и искомая связь между радиусом счетчика, радиусом анода, давлением газа и начальным напряжением выразится в виде

$$\lg \frac{U_s / \ln(r_a/r_i)}{apr_i} = \frac{b}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)}. \quad (29a)$$

Для упрощения  $U_s$  заменим нормированным напряжением  $U_{\text{н}} = U_s / \ln(r_a/r_i)$ . Тогда

$$\lg \frac{U_{\text{н}}}{pr_i} = b \frac{1}{U_{\text{н}}} + \lg a. \quad (29б)$$

Для самогасящихся счетчиков с примесью паров и общим давлением  $p = p_G + p_D$  произведение  $ap$  нужно заменить выражением  $ap_G + cp_D = p(a + d \cdot 100 p_D/p)$ , причем  $d = (c - a)/100$ . Тогда для этого случая получим

$$\lg \frac{U_n}{pr_i} = b \frac{1}{U_n} + \lg \left( a + \frac{d \cdot 100 p_D}{p} \right). \quad (29)$$

Эти выводы являются грубым приближением. Так, например, не принималось во внимание влияние на развитие процесса фото-

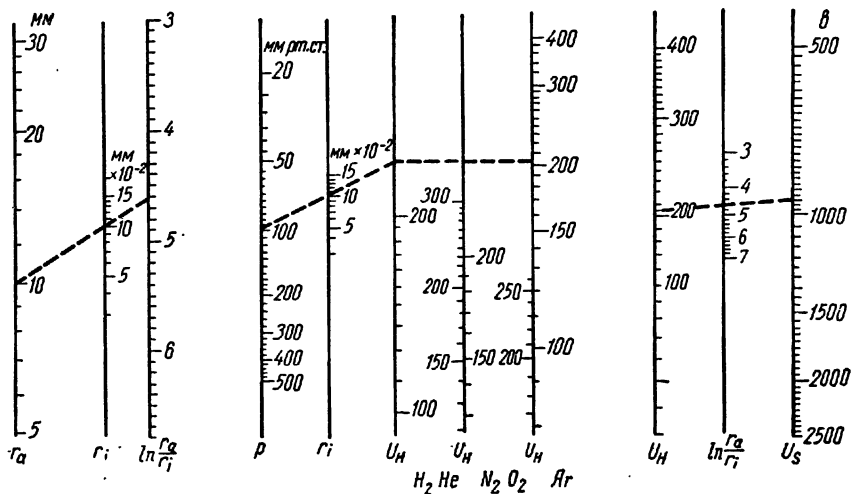


Рис. 29. Номограмма для определения напряжения начала счета для несамогасящихся счетчиков, наполненных  $H_2$ ,  $He$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $Ar$ .

нов, образованных в лавине. Кроме того, поскольку значения ряда констант, используемых в уравнении (29), недостаточно точно известны, в особенности для паров, величины  $a$ ,  $b$  и  $d$  лучше всего определить экспериментально.

Для практического определения напряжения начала счета самогасящихся счетчиков Лаутерюнг построил номограмму, представляющую связь между начальным напряжением, радиусом чехла, радиусом нити, общим давлением газового наполнителя и процентным содержанием пара (рис. 29 и 30). Для несамогасящихся счетчиков (см. рис. 29), наполненных  $H_2$ ,  $He$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $Ar$ , она состоит из трех частей. Номограммой пользуются следующим образом. Сначала в левой части рисунка по известным  $r_a$  и  $r_i$  определяют  $\ln(r_a/r_i)$ ; затем в средней части рисунка по известному  $p$  определяют  $U_n$  и, наконец, в правой части по известным уже  $U_n$  и  $\ln(r_a/r_i)$  определяют  $U_s$ . В номограмме для самогасящихся счетчиков (см. рис. 30) в средней части прибавляется еще процентное содержание паров.

Для того чтобы получить наглядную картину развития лавины, необходимо проследить путь электрона от катода к аноду. При движении электрона к аноду он испытывает ряд столкновений с атомами и молекулами газа. Число столкновений зависит от давления газа. При упругих столкновениях электрон практически не теряет энергии, при неупругих — теряет существенную часть своей энергии. При наполнении абсолютно чистым инертным

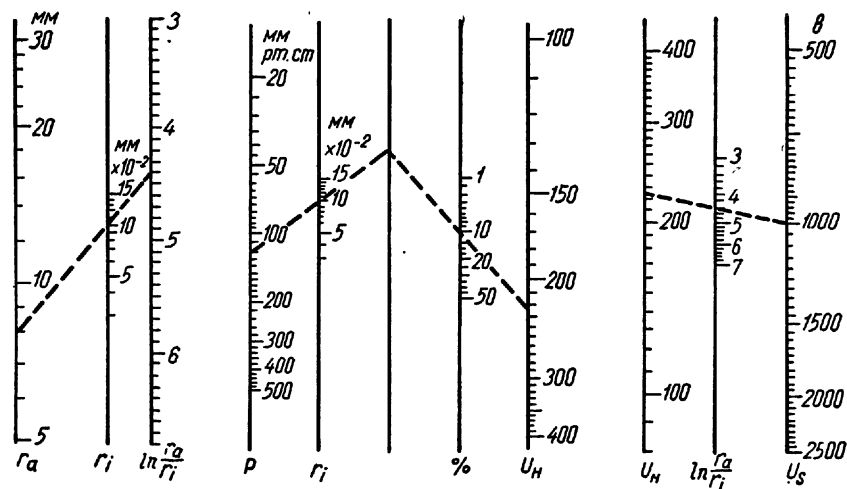


Рис. 30. Номограмма для определения напряжения начала счета для самогасящихся счетчиков, наполненных смесью аргона и метилалля.

газом электрон после нескольких упругих ударов приобретает энергию, достаточную для возбуждения атомов. Если возбужденный атом излучит фотон, то его энергия будет настолько велика, что он может вырвать из катода фотоэлектрон. Поскольку квантовый выход этого процесса весьма мал (примерно  $10^{-4}$  электрон/квант), то образования лавины может еще не произойти. Последнее может возникнуть, когда средняя энергия, получаемая электроном между двумя соударениями, настолько велика, что имеется большая вероятность ионизации атома. Ионизация наступает тем легче, чем меньше разность между энергией возбуждения  $E_a$  и энергией ионизации  $E_i$ . Во всех практически встречающихся случаях наполняющий газ содержит, кроме того, примесь молекул, у которых могут возбуждаться колебательные и вращательные уровни.

При числе столкновений примерно  $10^5$  даже при незначительной примеси паров электрон не в состоянии приобрести в той части счетчика, где напряженность поля мала, такую энергию, которой хватило бы для образования новых электронов. Поэтому процесс лавинообразования ограничивается анодной областью счетчика, где электрон между двумя соударениями может приобрести доста-

точную энергию. Чем больше счетчик содержит примеси, особенно многоатомных молекул, тем более сужается область лавинообразования вокруг анода.

Кроме простого процесса ионизации электронным ударом, возможен ряд других процессов, которые могут привести к образованию лавин. Возбужденные метастабильные атомы инертного газа могут при соударениях ионизировать атомы или молекулы примеси, если энергия возбуждения  $E_m$  метастабильного состояния больше энергии ионизации  $E_i$  примеси газа. Для того чтобы этот эффект мог влиять на начальное напряжение, необходимо, чтобы во время образования первичной лавины (меньше  $10^{-7}$  сек) происходило достаточное число соударений метастабильных атомов с атомами или молекулами примеси. Кроме того, при столкновении должна быть велика вероятность ионизации. Эти условия часто выполняются при малой примеси выбранного газа [61]. Наряду с этим были исследованы условия разряда при появлении метастабильных атомов [48].

Из этих измерений вытекает, что влияние примеси газа может быть чрезвычайно велико уже при очень малой ее концентрации. Если, кроме того, энергия  $E_m$  близка к  $E_i$ , то следует ожидать особенно сильного понижения напряжения зажигания. Так, например, напряжение зажигания в неоне ( $E_m = 16,6$  эв) благодаря примеси 0,005% аргона ( $E_i = 15,77$  эв) понижалось с 770 до 185 в. Разрядный промежуток между параллельными пластинами был равен 7,5 мм, давление 112 мм рт. ст. Этот эффект может быть использован при изготовлении счетчиков с особенно низким напряжением начала счета.

Если в наполняющем газе имеется значительная примесь молекул паров, то заметна ионизация молекул при электронных ударах. Однако необходимо принять во внимание, что для некоторых многоатомных молекул вероятность ионизации при электронном ударе меньше, чем вероятность диссоциации [62]. При диссоциации обычно возникают электрон и положительная молекула. Необходимый критический потенциал  $AP$  для этого процесса в общем случае выше потенциала ионизации  $IP$ . В качестве примера в табл. 5 приведена величина  $AP$  для наиболее часто встречающихся молекулярных ионов метилалаля  $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$ , получающихся в результате его диссоциации [63]. Зависимость относительного количества образованных ионов от энергии электронов

Таблица 5

Величина  $AP$  для  $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$

Молекулярный вес иона	75	45	31	29	28	15
Ион . . . . .	$\text{C}_3\text{H}_7\text{O}_2^+$	$\text{C}_2\text{H}_5\text{O}^+$	$\text{CH}_3\text{O}^+$	$\text{CHO}^+$	$\text{CO}^+$	$\text{CH}_3^+$
Величина $AP$ , эв . . . . .	11,0	11,5	13,3	13,9	13,3	13,7

взята из рис. 31. Поскольку в электронной лавине электроны в основном имеют энергию до 50 эв, в результате процесса диссоциации метилала образуются преимущественно ионы с массой 45 и 29.

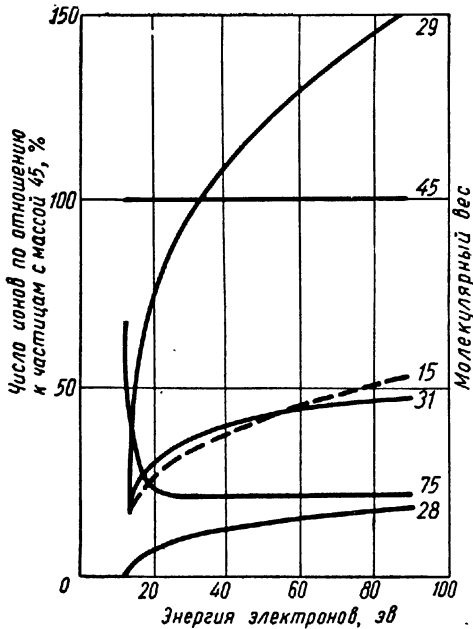


Рис. 31. Относительное количество продуктов диссоциации метилала в зависимости от энергии электронов [63].

45 и 29. Ионизация молекулы метилала электронным ударом практически не происходит.

В табл. 6 сопоставлены критические потенциалы ионизации и диссоциации наиболее часто употребляемых примесей паров. При этом приведены лишь критические потенциалы  $AP$  наиболее часто встречающихся продуктов диссоциации. В последнем столбце приведена величина  $K$ , показывающая во сколько раз чаще появляются названные продукты диссоциации, чем ионизированные молекулы газа. Все величины получены для энергии электронов 50 эв. Более подробные данные приведены в работе Нейерта [64].

Таблица 6

Критические потенциалы ионизации и диссоциации для наиболее часто употребляемых примесей паров (энергия электронов 50 эв)

Молекула	Ионизированные продукты диссоциации	$IP$ или $AP$ , эв	$K$
Метан . . . . .	$CH_4^+$	13,04	100
	$CH_3^+$	14,4	85
Этан . . . . .	$C_2H_6^+$	11,76	100
	$C_2H_4^+$	12,84	382
	$C_2H_8^+$	—	126,5
Пропан . . . . .	$C_3H_8^+$	11,21	100
	$C_2H_5^+$	12,21	345
	$C_3H_4^+$	—	204
	$C_3H_7^+$	—	79
Метанол . . . . .	$CH_3OH^+$	10,8	100
	$CH_2O^+$	—	182
	$CHO^+$	—	102

Молекула	Ионизированные продукты диссоциации	$IP$ или $AP$ , эв	$K$
Этанол . . . . .	$C_2H_5OH^+$	$11,3 \pm 0,2$	100
	$C_2H_5O^+$	$11,0 \pm 0,1$	242
	$CH_3O^+$	$11,3 \pm 0,2$	986
	$CHO^+$	—	293
	$C_3H_4^+$	$11,3 \pm 0,2$	390
Ацетон . . . . .	$C_3H_6O^+$	10,1	100
	$C_2H_3O^+$	—	267
Аммиак . . . . .	$NH_3^+$	10,5	100
	$NH_2^+$	15,7	78

### 7. Счетчики с особенно низким напряжением начала счета

Для практического применения аппаратуры со счетчиками, особенно переносных батарейных приборов, желательно иметь на счетчике возможно меньшее рабочее напряжение.

Как уже говорилось [48], если к основному газу добавить небольшое количество соответствующей примеси, можно значительно снизить напряжение зажигания. Подобные газовые смеси были исследованы Симпсоном [65]. При наполнении счетчика смесью неона (50 мм рт. ст.) и аргона (0,01%) было получено напряжение зажигания между 120 и 135 в. Обычно для подобных исследований используются метастабильные состояния атомов наполняющего газа, присутствие которых оказывает большое влияние на механизм разряда. Добавка незначительного количества второго газа может в известной степени обусловить гашение возбужденных метастабильных атомов наполняющего газа за счет неупругих столкновений. Далее, когда энергия метастабильных состояний основного газа превышает потенциал ионизации газа-примеси, может происходить гашение возбужденных метастабильных состояний основного газа путем ионизации газа-примеси. Так, оба метастабильные состояния неона (16,57 и 16,66 эв) выше потенциала ионизации аргона (15,69 эв), и счетчики, наполненные неоном с незначительной примесью аргона, имеют вследствие этого низкое напряжение начала счета в широкой области давлений. Другое преимущество подобных счетчиков заключается в том, что их напряжение начала счета лишь незначительно зависит от диаметра анодной нити, если давление не превышает 200 мм рт. ст. Поэтому в подобных счетчиках при общем давлении до 200 мм рт. ст. можно применять нити диаметром до 1 мм, не увеличивая при этом существенно напряжения начала счета.

Особенно низкое напряжение может быть получено с инертными газами. Но, поскольку они не обладают гасящими

свойствами, подобные счетчики необходимо использовать с внешней гасящей схемой. При добавлении к инертному газу многоатомных паров с гасящими свойствами необходимо следить, чтобы потенциал возбуждения метастабильных состояний инертного газа был больше потенциала ионизации примеси паров ( $E_m > E_i$ ). В этом случае примеси паров понижают начальное напряжение, так как энергия электронов уменьшается вследствие неупругих столкновений. Эти неупругие соударения приводят лишь к возбуждению колебательных и вращательных уровней, но не производят новых электронов для лавинообразования. Если концентрация примеси паров понижается, то число неупругих соударений уменьшается и соответственно уменьшается гасящее действие примеси. Кроме того, уменьшается срок службы счетчиков, так как малое количество примеси пара разлагается уже при относительно малом числе столкновений. Срок службы равен примерно  $10^7$ — $10^8$  импульсов. Неоно-аргоновый счетчик (50 мм рт. ст.) с примесью этилацетата (1 мм рт. ст.) имеет самогасящиеся свойства, напряжение начала счета 350 в, плато от 100 до 150 в и срок службы около  $10^7$  импульсов [8].

При добавлении незначительного количества тетраметилсвинца  $Pb(CH_3)_4$  к аргону или, еще лучше, к смеси аргона и метана при давлении 0,5—1 атм также получают умеренное напряжение начала счета счетчика. Такие счетчики могут быть рекомендованы, например, для экспериментов с излучениями больших энергий [66]. Малые количества примеси кислорода также обладают гасящими свойствами. Срдоку [67] удалось изготовить счетчики с неоно-аргон-кислородным наполнением (примерно 1 мм рт. ст.), которые имели низкое напряжение начала счета и широкое плато с умеренной крутизной.

К этой группе самогасящихся счетчиков с особенно низким напряжением начала счета относятся также счетчики, наполненные инертным газом с малой примесью галогена. Галогенные счетчики приобрели в последнее время большое значение.

## 8. Галогенные счетчики

В последнее время все чаще применяются счетчики с незначительной примесью галогенов. Обычно они наполняются инертным газом, например аргоном, и незначительной примесью (меньше 1%) галогенов ( $Cl_2$ ,  $Bг_2$ ,  $J_2$ ). Эти счетчики были предложены Гейгером и Хакселем [68]. По сравнению с другими счетчиками они имеют свои преимущества и недостатки. Основное их преимущество, кроме низкого напряжения начала счета, заключается в большом сроке службы. К их недостаткам относятся: сложность технологии изготовления из-за химической активности галогенов, зависимость чувствительности от диаметра счетчика, большее время нарастания импульсов — «затягивание» переднего фронта. Вследствие этих недостатков галогенные счетчики



большей частью неприменимы в схеме совпадения. О свойствах галогенных счетчиков опубликован ряд работ [69—78].

Так же как и счетчики с органическим наполнителем, галогенные счетчики можно разделить на две группы.

1. Счетчики, у которых энергия ионизации молекул галогена больше энергии наименьшего метастабильного уровня инертного газа. Типичный пример наполнения: хлор — аргон, бром — криптон.

2. Счетчики, у которых энергия ионизации молекул галогена меньше, чем энергия наименьшего метастабильного уровня инертного газа. Для снижения напряжения начала счета к основному инертному газу добавляют незначительную примесь другого инертного газа, который мог бы ионизироваться благодаря метастабильным состояниям основного газа. К этим наполнителям, которые преимущественно употребляются на практике, принадлежит: смесь аргона ( $E_m = 11,6$  эв) и йода ( $E_i = 9,7$  эв) и смесь неона ( $E_m = 16,5$  эв) и брома ( $E_i$  равно 12,8 эв для  $\text{Br}_2$  и 11,8 эв для  $\text{Br}$ ). В качестве гасящей примеси особенно рекомендуется бром, так как он химически менее активен, чем хлор, и имеет большее давление паров, чем йод.

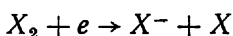
Для этих счетчиков низкое напряжение начала счета обуславливается незначительной примесью галогенов. Однако при незначительном парциальном давлении галогенов уже при умеренном перенапряжении число метастабильных атомов инертного газа сильно возрастает. При этом растет вероятность того, что метастабильный атом инертного газа достигнет катода после мертвого времени и там вырвет электрон, который будет причиной ложного импульса. Каждый случай соударения метастабильного атома инертного газа после мертвого времени с молекулой галогена приводит к ложному импульсу. Вероятность этого изменяется в зависимости от соотношения давления галогена и инертного газа. В бром-неоновых счетчиках с незначительной примесью аргона имеется вероятность ионизации атомов аргона при столкновении с метастабильными атомами неона [75]. Положительные ионы аргона не могут достигнуть катода, так как они при соударении с молекулами брома ионизируют последних и сами становятся нейтральными. Кроме того, поскольку аргон практически прозрачен для ультрафиолетового света, возникающего в разряде, при добавлении небольшого количества аргона практически не происходит изменения напряжения начала счета бром-неоновых счетчиков.

Напряжение начала счета для галогенных счетчиков обычно применяемых диаметров не превышает 600 в. Оказывается, что в данном случае также применима полуэмпирическая формула Лаутерюнга [60], дающая зависимость напряжения начала счета от давления газа [74]. Определить действительное давление паров галогена в счетчике трудно, так как в этом случае большую роль играет химическое взаимодействие галогенов с катодом и другими

электродами, а также поглощение галогена из объема стеклом и электродами. Наполнение подобных счетчиков, обеспечивающее стабильность параметров, является поэтому сложным процессом.

В зависимости от процентного содержания примеси галогена механизм разряда этих счетчиков более или менее отличается от механизма разряда аргоно-спиртовых счетчиков. Так, в аргоно-бромных счетчиках [72, 73] при высоком давлении разряд распространяется в форме ионного слоя, что указывает на сильное поглощение в газе ультрафиолетовых квантов. Исследования счетчиков с незначительной примесью галогена (около 0,1%) показывают, что в подобных случаях разряд распространяется очень быстро, и при известных условиях наступает подобие разряда в пропорциональных счетчиках. Так, для обычных промышленных счетчиков фирмы «ХХ век» было найдено, что электронная компонента при переходе из пропорциональной области в область Гейгера почти не изменяется и в области Гейгера по сравнению с классическими аргоно-спиртовыми счетчиками относительно мала.

Галогенные счетчики отличаются также иной зависимостью процесса образования заряда  $Q_{\text{общ}}$  от напряжения на счетчике [73]. Так, в галогенных счетчиках  $Q_{\text{общ}}$  при больших перенапряжениях растет быстрее, чем в аргоно-спиртовых счетчиках в той же области перенапряжений. Счетная область для неона-хлорных счетчиков увеличивается с повышением концентрации галогена [73]. Это объясняется тем, что галогены являются сильно отрицательными газами. При захвате электрона вследствие диссоциации



образуется отрицательный атом [79]. Вероятность захвата электрона зависит от напряженности поля ( $E/p$ ) и для хлора достигает максимальной величины  $3 \cdot 10^{-3}$ . Для брома и йода она того же порядка. Это явление, естественно, оказывает воздействие на развитие разряда в галогенных счетчиках и ограничивает область их применения. Поэтому примесь галогена стараются сделать по возможности наименьшей (0,05÷0,1%).

Если увеличить парциальное давление галогена, то вероятность захвата электрона также увеличится, вследствие чего чувствительность счетчика уменьшится. Было показано [80], что если счетчик наполнен смесью неона (200 мм рт. ст.) с аргоном (0,16 мм рт. ст.) и парциальное давление брома не превышает 0,16 мм рт. ст. (протяженность плато 100 в), то такой счетчик еще обладает чувствительностью, одинаковой с чувствительностью аргоно-спиртовых счетчиков. Хотя более высокое парциальное давление брома и позволяет увеличить протяженность плато, однако при этом теряется преимущество низкого напряжения начала счета,

увеличивается мертвое время и уменьшается чувствительность из-за захвата электронов. По этой причине в подобных счетчиках парциальное давление брома не должно превышать 0,5 мм рт. ст.

Галогенные счетчики имеют очень узкую пропорциональную область. Газовое усиление быстро возрастает в узкой области напряжений и зависит от места возникновения первичной ионизации.

Это явление исследовалось на счетчиках фирмы «ХХ век», в окно которых пропускали полониевые  $\alpha$ -частицы параллельно аноду на различном расстоянии от него (рис. 32). В процессе дальнейших исследований выяснилось, что практически невозможно указать напряжение для начала пропорциональной области; в ней газовое усиление значительно снижается с удалением от анода, как это видно на рис. 33 (счетчик такой же, как и на рис. 32, рабочее напряжение 500 в).

Подобные же кривые были получены при регистрации галогенными счетчиками рентгеновского излучения [77]. Это явление можно объяснить тем, что электроны захватываются галогенами при первичной ионизации или из первой лавины, и благодаря этому затрудняется образование пропорциональных лавин, т. е. уменьшается число электронов, достигших анода. Захват электронов галогенами с образованием отрицательных ионов приводит к затягиванию лавинообразования [80]. Аналогичный эффект наблюдался и на аргоно-кислородных счетчиках [82]. Задержка между первичной ионизацией и регистрацией импульсов может достигать  $10^{-4}$  сек. Это явление сильно ограничивает применимость галогенных счетчиков в схемах совпадения. Однако с увеличением перенапряжения задержка уменьшается пропорционально величине  $\frac{1}{U - U_s}$ .

Галогенные счетчики (с хлором или бромом) работоспособны в области температур от  $-55$  до  $+75^\circ$  С. Напряжение начала счета растёт с увеличением температуры.

При низких температурах плато становится меньше нормальной величины. Кларк [83] показал, что галогенные счетчики с неметаллическим катодом не меняют характеристик при  $200^\circ$  С даже после  $10^{10}$  импульсов.

К отрицательным свойствам галогенных счетчиков относится их способность давать периодические импульсы. Эти колебания наступают лишь при особенно низких концентрациях примеси галогена в области напряжений, близких к напряжению начала счета. Чем ниже парциальное давление галогена, тем длиннее область напряжений, в которой наблюдается это явление [70, 73, 84, 85].

Речь идет о явлениях, которые, однажды начавшись, периодически следуют друг за другом и зависят от постоянной времени  $RC$  в цепи счетчика.

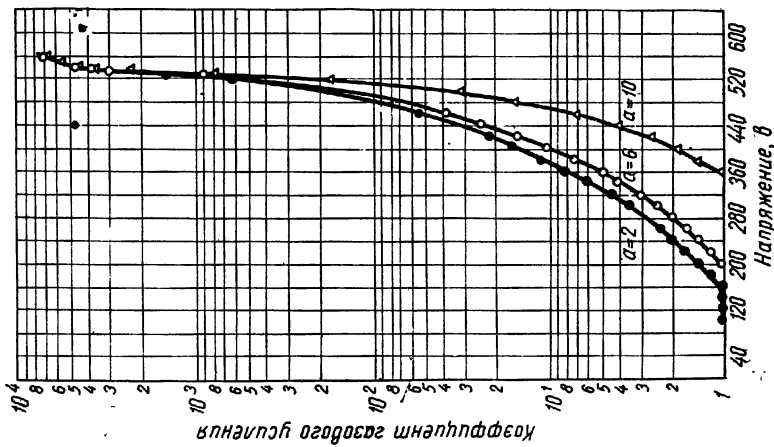


Рис. 32. Коэффициент газового усиления для галогенных счетчиков фирмы «XX век»:  
 $a$  — расстояние от места возникновения первичной ионизации до анода, мм.

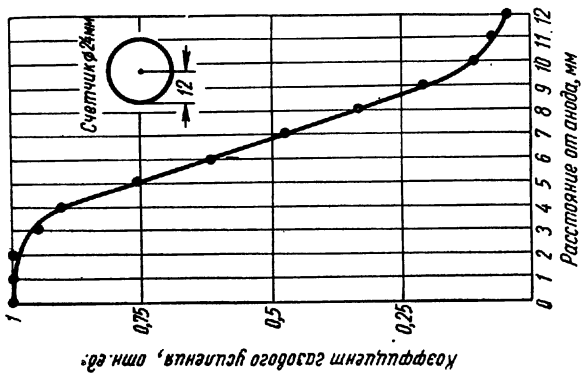


Рис. 33. Зависимость коэффициента газового усиления от места возникновения первичной ионизации для счетчиков фирмы «XX век» при напряжении 500 в и полониевом  $\alpha$ -препарате.

## 9. Влияние примеси паров

Процессы, происходящие в смеси газа и пара, довольно сложны. Этому вопросу посвящен целый ряд работ. Общее представление об этих процессах дали Корф и Презент [86]. Результаты исследований процессов столкновений ионов и электронов приведены Кальманом и Розеном [87]. Вырывание электронов из металлической поверхности под влиянием положительных ионов в определенной области скоростей ионов рассмотрено, например, Олифантом и Муном [88] и Массеем [89].

Рассмотрим сначала счетчик, наполненный чистым инертным газом, например аргоном, у которого возникший разряд прерывается лишь при помощи внешних средств. Ион, образованный в первичной лавине, через известное время достигнет катода и сможет путем холодной эмиссии вырвать из катода электрон. Для этого иону необходимо приблизиться к катоду на расстоянии примерно  $10^{-7}$  см, тогда напряженность поля будет вполне достаточной для этого процесса. Этот электрон нейтрализует ионаргон, который еще остается в возбужденном состоянии с энергией  $E_i - \Phi$  (энергия ионизации атома аргона минус работа выхода электрона). Эта энергия может снова выделиться в виде фотона. Фотоэффект на катоде обуславливает непрерывный разряд в счетчике. Как уже упоминалось, вероятность этого процесса в области Гейгера настолько велика, что в первичной лавине образуется по крайней мере один электрон, способный к лавинообразованию. Но при этом необходимо, чтобы энергия ионизации иона  $E_i$  по крайней мере вдвое превышала работу выхода вещества катода ( $E_i \geq 2\Phi$ ). В этом случае фотоны, возникшие в первичной лавине, почти не поглощаются и велика вероятность, что они образуют на катоде фотоэлектроны. Этим может быть объяснено уже описанное распространение разряда по всему объему счетчика.

Соответствующая примесь многоатомных паров обуславливает самогашение разряда счетчиков. Под многоатомными молекулами при этом необходимо понимать главным образом молекулы с четырьмя и более атомами; двух- и трехатомные молекулы по своему гасящему действию занимают промежуточное место. В счетчиках с подобными примесями происходят главным образом два новых процесса. Во-первых, уменьшается вероятность возникновения вторичных электронов на катоде. Во-вторых, фотоны, возникшие в лавине, поглощаются в парах примеси большей частью на таком коротком участке, что они не могут существенно влиять на фотоэффект на катоде. Положительные ионы, имеющиеся в лавине наполняющего газа, например аргона, испытывают на своем пути от ближайшей области анода до катода примерно  $10^6$  столкновений при давлении около 100 мм рт. ст. При этом велика вероятность, что ион аргона ионизирует молекулы пара. Этот процесс возможен тогда, когда энергия ионизации наполняющего газа больше энергии ионизации примеси. Для гелия ( $E_i = 24,46$  эв), неона ( $E_i =$

$= 21,74 \text{ эв}$ ) и аргона ( $E_i = 15,77 \text{ эв}$ ) это условие выполняется в смеси с большей частью органических паров, например спирта ( $E_i = 11,3 \text{ эв}$ ), в то время как для криптона ( $E_i = 14,01 \text{ эв}$ ) и ксенона ( $E_i = 12,16 \text{ эв}$ ) выбор подходящих примесей ограничен.

Многоатомные ионы, возникшие при ионизации органических молекул атомами инертного газа, движутся к катоду, где они на достаточно малом расстоянии, от его поверхности (примерно  $10^{-7} \text{ см}$ ) вырывают электроны и сами при этом нейтрализуются. Поскольку энергия, необходимая для вырывания электрона, чаще всего меньше, чем освобождающаяся при нейтрализации молекулы энергия ионизации, то для возбуждения молекулы остается еще достаточное количество энергии. Чем сложнее возбужденная молекула, тем вероятность ее диссоциации больше вероятности выделения энергии в виде излучения. Средняя продолжительность жизни возбужденной многоатомной молекулы до диссоциации находится в пределах от  $10^{-11}$  до  $10^{-13} \text{ сек}$ . Средний интервал времени для излучения — примерно  $10^{-8} \text{ сек}$ . Время, которое необходимо молекуле, чтобы после своей нейтрализации подойти к катоду на расстояние  $10^{-7} \text{ см}$ , равно примерно  $10^{-12} \text{ сек}$ . Таким образом, молекула диссоциирует раньше, чем излучает, и разряд гаснет вследствие отсутствия вторичной эмиссии катода.

Однако, если диссоциация молекулы и не наступит, гашение разряда все же возможно, если потенциал ионизации молекулы будет меньше двойной работы выхода катода ( $E_i < 2\phi$ ). Именно это является основой гасящего действия галогенов и некоторых других соединений, например метиленбромида [8]. При наполнении счетчика этими веществами работа выхода для медного и железного катода больше, чем  $6,5 \text{ эв}$ . Поскольку для  $\text{Cl}$  потенциал ионизации  $E_i = 13,2 \text{ эв}$  и для  $\text{Br}_2$   $E_i = 12,8 \text{ эв}$ , то при известных обстоятельствах вышеприведенное основное условие для вырывания электрона из катода не может быть выполнено.

Фотоны, возникающие в лавине в процессе рекомбинации ионов и из возбужденных состояний атомов, очень сильно поглощаются многоатомными молекулами. При этом органические молекулы диссоциируют на свободные радикалы. Возникающие уровни возбуждения приходят в первоначальное состояние путем излучения фотонов меньшей энергии. Фотоны, которые в конце концов достигают катода, большей частью обладают энергией, недостаточной для вырывания фотоэлектронов. Именно вследствие сильного поглощения первично образованных фотонов вблизи анода образуется узкий ионный слой — «ионный чехол».

## 10. Форма и длительность импульсов

Теоретические исследования процесса протекания разряда во времени, особенно для самогасящихся счетчиков, были проведены различными авторами [6; 32, 90—94]. Для понимания дальнейшего изложения необходимо повторить кратко основные стадии развития разряда в счетчике.

При возникновении первичных ионов в объеме счетчика образуется лавина, перемещающаяся от катода к аноду. В области Гейгера этот разряд распространяется далее вдоль анода счетчика, вокруг которого образуется ионный слой. Образованные в разряде электроны сразу же двигаются к аноду и удерживаются там полем положительных ионов. В течение этого времени положительные ионы практически вообще не дают импульса во внешней цепи. Напротив, электроны на своем пути к аноду счетчика вызывают

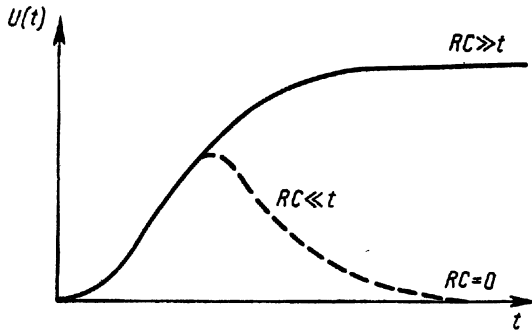


Рис. 34. Напряжение на нагрузочном сопротивлении  $U(t)$  для различных значений постоянной времени  $RC$ .

чрезвычайно кратковременный импульс, вернее, ряд очень маленьких импульсов с небольшой длительностью, величина которых зависит от длины пути электронов. До сих пор существовала точка зрения, что этот электронный импульс пренебрежимо мал [94]. Но исследования Келли показали, что он может быть довольно значителен [95]. Экспериментальное исследование электронного импульса требует усилителей с временем нарастания, меньшим  $10^{-8}$  сек.

Дальнейшее протекание импульса во времени определяется движением положительных ионов от анода к катоду. При этом ранее связанные на аноде электроны освобождаются и стекают по сопротивлению  $R$ . Ход импульса зависит от постоянной  $RC$  этой цепи, что схематически представлено на рис. 34 для случаев  $RC \ll t$ ,  $RC \gg t$  и  $RC = 0$ , где  $t$  — длительность импульса.

В отсутствие разряда в счетчике напряженность поля на расстоянии  $r$  от анода рассчитывается по формуле

$$E_r = \frac{U_0}{r \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} = \frac{2q_{\text{общ}}}{r},$$

где  $r_i$  — радиус анода,  $r_a$  — радиус катода,  $U_0$  — внешнее напряжение. При этом  $q_{\text{общ}} = CU_0/l$  — заряд на единицу длины анода счетчика. Этот заряд при подходе электронов к аноду уменьшается до заряда  $q_i$ .

Распределение поля между радиусами  $r_1$  и  $r_2$  при концентрическом расположении ионного чехла вокруг анода дано на рис. 35. Кривая  $ABC$  представляет распределение поля при отсутствии пространственного заряда. Внутри ионного слоя, между  $r_i$  и  $r_1$ , поле уменьшается вследствие уменьшения заряда  $q_1$  и становится равным

$$E_{r_1 \rightarrow r_i} = \frac{2q_1}{r}.$$

Этому соответствует ход кривой  $DF$ . Вне ионного слоя, от  $r_2$  до  $r_a$ , поле не меняется

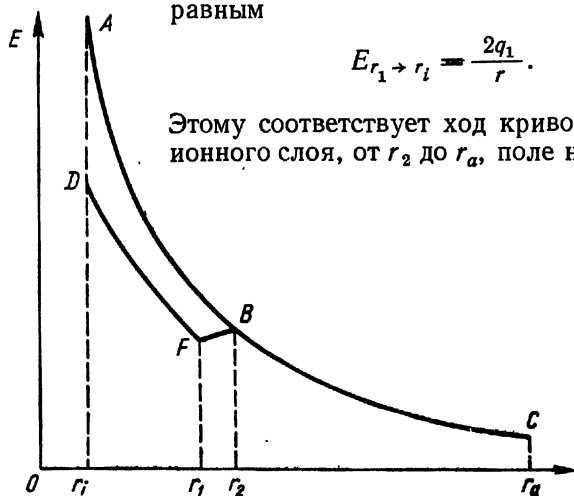


Рис. 35. Распределение поля в счетчике:

$ABC$  — при отсутствии влияния пространственного заряда;  $DFBC$  — при влиянии пространственного заряда.

что показано кривой  $BC$ . Изменение потенциала анода в течение разряда исследовано в ряде работ [91, 92].

До начала разряда энергия счетчика равна  $\frac{1}{2} CU_0^2$ . Если  $q_{\text{общ}}$  — количество положительного заряда на 1 см и отрезок  $dx$  ( $x$  — направление оси счетчика) увеличивается от  $r_i$  до  $r$ , то энергия уменьшается вследствие совершенной работы на величину  $\frac{1}{2} CU_1^2$ . Тогда

$$\frac{1}{2} CU_0^2 - \frac{1}{2} CU_1^2 = - \int_{r_i}^r q_{\text{общ}} dx E(r) dr$$

или

$$U_0 - U_1 = dU = - \frac{1}{CU_0} \int_{r_i}^r q_{\text{общ}} dx \frac{U_0}{r \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} dr,$$

причем

$$U_0 + U_1 = 2U_0.$$



Отсюда следует

$$dU = - \frac{q_{\text{общ}} dx \ln \left( \frac{r}{r_i} \right)}{C \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} \quad (30)$$

Далее, если рассматривать образование импульса в самогасящихся счетчиках, где ионный слой распространяется со скоростью  $v = x/t$  вдоль нити в обе стороны от места образования первоначальной лавины, то получается двойная сумма  $dU$ , поскольку ионный слой еще не достиг одной из сторон нити. Заряд  $q_{\text{общ}} dx$ , образованный у нити за время  $t = x/v$ , начинает перемещаться от  $r_i$  к катоду согласно уравнению  $dr/dt = k_+E$ , где  $k$  — подвижность ионов.

Интегрирование внутри заданных границ дает вследствие

$$E = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

$$\int_{r_i}^r r dr = \frac{k+U_0}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} \int_{\frac{x}{v}}^t dt$$

и

$$r^2 = r_i^2 + \frac{k+U_0}{\ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} \left( t - \frac{x}{v} \right), \quad (31)$$

причем  $0 \leq x \leq vt$ .

Комбинируя уравнения (30) и (31) и интегрируя от  $x = 0$  до  $x = vt$ , получим возрастание импульса в течение времени разряда  $T$ . После прекращения процесса лавинообразования напряжение импульса продолжает возрастать вследствие движения положительных ионов. Так же как для пропорциональных счетчиков, импульс достигает максимальной амплитуды

$$U_{\text{макс}} = - \frac{lq_{\text{общ}}}{C}$$

при постоянной времени цепи, большей по сравнению с временем собирания положительных ионов  $T_+$  ( $l$  — длина счетчика).

Встречающиеся на практике постоянные времени слишком малы, чтобы всегда достигалось  $U_{\text{макс}}$ . Относительная величина импульса  $U/U_{\text{макс}}$  оказывается для времени  $0 < t \leq T$  равной

$$\frac{U}{U_{\text{макс}}} = \frac{v}{l \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} \times \left[ \left( t + \frac{r_i^2 \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)}{2k+U_0} \right) \ln \left( \frac{2k+U_0 t}{r_i^2 \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right)} + 1 \right) - t \right]. \quad (32)$$

Рис. 36. Нарастание импульса, образованного первичным электроном, в конце счетчика (A), в середине счетчика (B), пятью первичными электронами, распределенными вдоль анода (C), пропорциональный импульс (D). Кривая E — то же, что и кривая B, но при меньшей постоянной времени RC. Наполнение счетчика: 90% аргона, 10% этилового спирта,  $p = 100$  мм рт. ст.

$r_i = 5,1 \cdot 10^{-3}$  см;  
 $r_a = 1,25$  см;  $U_0 = 1165$  в;  $l = 20$  см;  $v = 8$  см/мксек;  
 $k = 8,3$  см/в·сек.

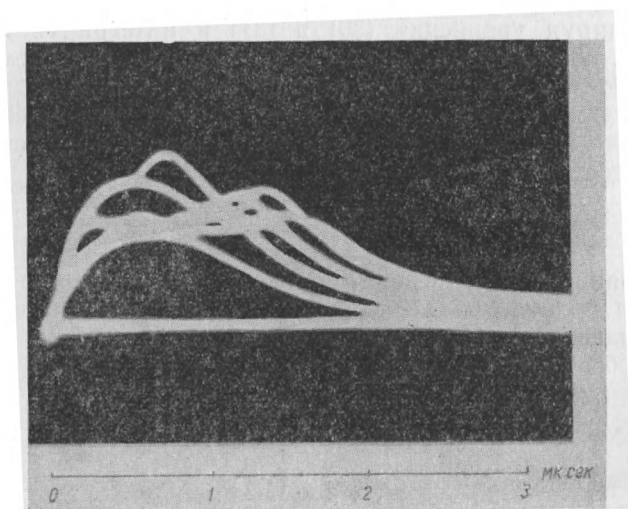
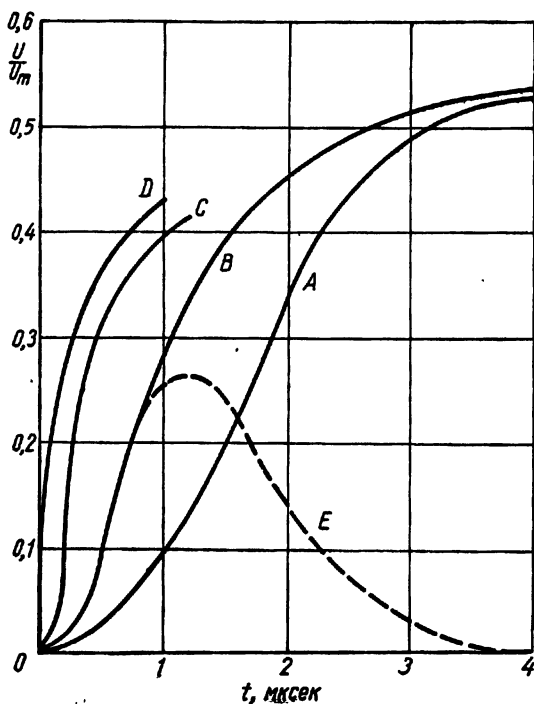


Рис. 37. Форма импульсов в счетчике в зависимости от места облучения.

Если ионные лавины образуются от многих первичных электронов в различных точках анода, то импульс меняется соответственно уравнению (32).

На рис. 36 показано нарастание импульса для различных случаев при больших постоянных времени [93]. Если в счетчике

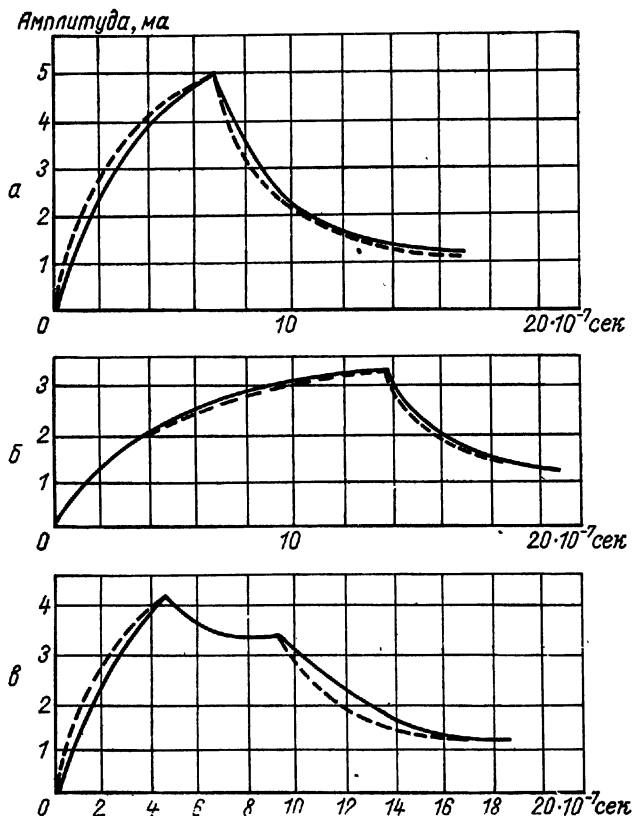


Рис. 38. Экспериментальная (сплошная линия) и расчетная (пунктир) форма импульса при различном месте облучения: а — в середине счетчика; б — в конце счетчика; в — на 1/3 длины счетчика.

вследствие фотоэффекта от различных количеств первичных электронов возникают импульсы, следующие друг за другом из различных мест катода, то они имеют самую различную форму.

Это отчетливо видно на осциллограммах рис. 37, которые были получены для аргоно-спиртовых счетчиков в области Гейгера.

Пока используемый усилитель позволяет измерять лишь импульсы положительных ионов, экспериментально полученные кривые хорошо согласуются с расчетами, как это видно, например, из кривых рис. 38 [32]. Если используют усилитель с очень корот-

ким временем нарастания [95], то получают дополнительно электронную компоненту, и импульсы принимают форму кривой рис. 39. При этом кривая *a* — общий импульс, т. е. сумма ионной и электронной компонент, кривая *b* — расчетная для ионной компоненты, кривая *в* — получена из кривых *a* и *b* как чисто электронная компонента, которая имеет приблизительно прямоугольный ход.

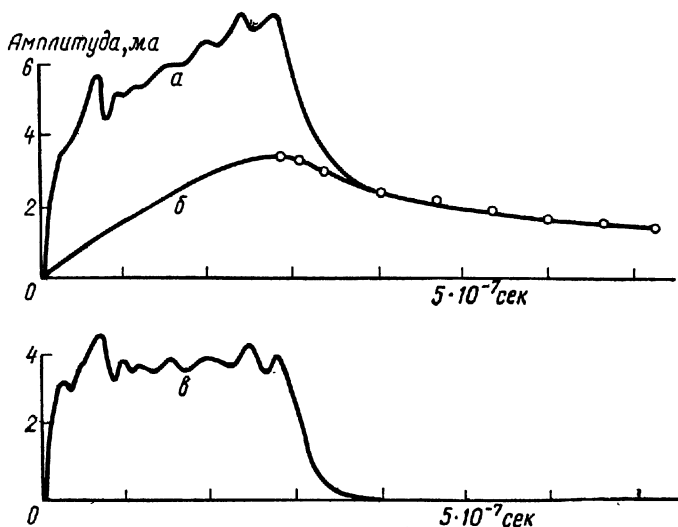


Рис. 39. Форма импульсов [95].

На рис. 40—43 показаны осциллограммы, которые были получены при использовании широкополосного усилителя (30 МГц). Исследование электронной компоненты общего импульса было получено следующим образом. В течение общего времени разряда  $T$  вокруг анода образуется ионный слой со средним радиусом  $r_{\text{ион}}$ . Положительному заряду  $q_{\text{общ}}$  на 1 см длины счетчика на аноде соответствует статический заряд

$$q_{\text{общ}} \frac{\ln \frac{r_a}{r_{\text{ион}}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

В статическом случае (цилиндрический конденсатор) на нити уже имеется заряд  $q_0 = C^* U_0$ , где  $C^* = \frac{1}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}}$  (емкость на 1 см).

Заряд  $q_0^*$  на нити в течение импульса равен

$$q_0^* = \frac{U_0}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} - q_{\text{общ}} \frac{\ln \frac{r_a}{r_{\text{ион}}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \quad (33)$$

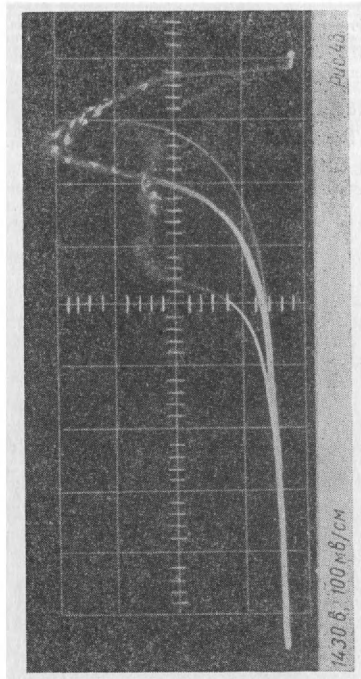
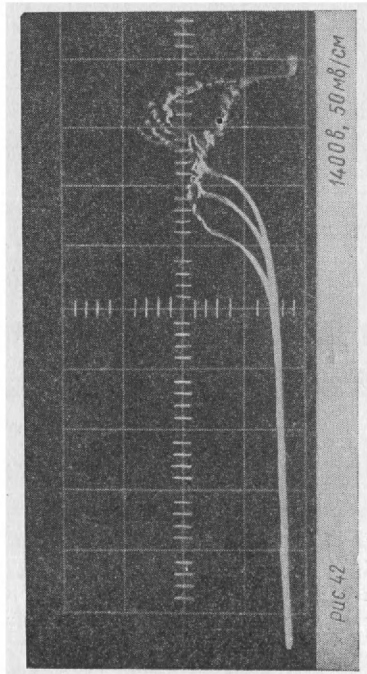
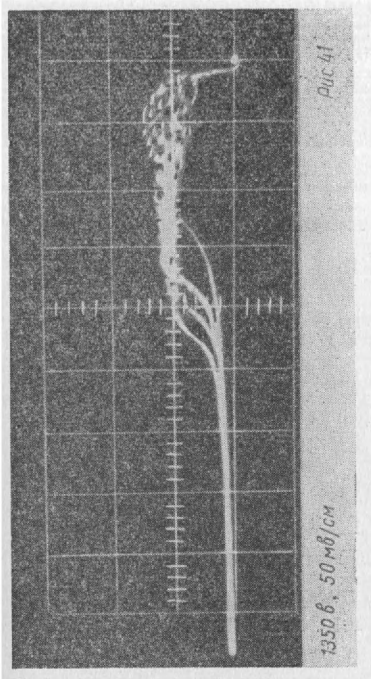
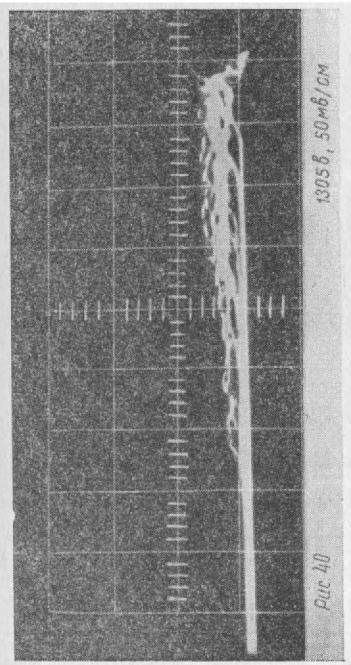


Рис. 40—43. Электронная компонента в аргоно-спиртовом счетчике (150 мм рт ст.). При увеличении напряжения на счетчике [96],  $RC = 2 \cdot 10^{-6}$  сек; метка времени 0,5 мксек/см; ход импульса справа налево.

Постоянная составляющая электронного тока  $I_-$ , заметная на рис. 40, получается лишь благодаря тому, что в течение времени распространения разряда вдоль анода  $T$  происходит образование ионного слоя, причем первоначально образованный заряд уже начал стекать.

В течение времени  $0 < t < T$  ток, приходящийся на 1 см длины анода, равен

$$i_- = \frac{dq_0^*}{dt} = \frac{q_{\text{общ}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \cdot \frac{l}{r} \cdot \frac{dr}{dt}. \quad (34)$$

Интегрирование (с приближением  $\ln \frac{r_a}{r_{\text{юв}}} \approx \ln \frac{r_a}{r_i}$ ) дает

$$i = \frac{q_{\text{общ}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \cdot \frac{l}{t + t_0}, \quad (35)$$

причем

$$t_0 = \frac{r_i^2 \ln \frac{r_a}{r_i}}{2U_0 k_+}. \quad (21)$$

Величину полного тока  $I_-(t)$  получают интегрированием, принимая во внимание скорость  $v$  распространения ионного слоя вдоль нити:

$$I_-(t) = \int_0^T i \left( t - \frac{x}{v} \right) dt. \quad (36)$$

Для случая, когда разряд начинается на конце счетчика, это выражение принимает вид

$$I_-(t) = \frac{q_{\text{общ}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} v \ln \left( I + \frac{t}{t_0} \right) \quad \text{для } 0 \leq t \leq T.$$

Вследствие равенства  $Q_{\text{общ}} = q_{\text{общ}} l$

$$I_- T = \frac{Q_{\text{общ}}}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \ln \left( I + \frac{T}{t_0} \right) = Q_- \quad (37)$$

и, таким образом,

$$\frac{Q_-}{Q_{\text{общ}}} = \frac{\ln \left( I + \frac{T}{t_0} \right)}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}}. \quad (38)$$

Следовательно, электронную компоненту с хорошим приближением можно определить из измерений  $T$ . Для счетчиков с диаметрами несколько сантиметров, наполненных до давления примерно 100 мм рт. ст.,  $t_0$  равно примерно  $10^{-8}$  сек.

В начале области Гейгера для счетчика средней длины  $\bar{T}$  равно примерно 5 мксек. Вследствие этого электронная компонента в начале области Гейгера достигает 50%. Однако в гл. II, разд. А, было показано, что в пропорциональной области электронная компонента составляет лишь 10% от общего импульса. Таким образом, при переходе к области Гейгера наступает значительный скачок амплитуды импульса, по которому и определяется начало области Гейгера. С возрастанием напряжения на счетчике величина  $T$  убывает быстрее, чем при линейной зависимости (см. рис. 40—43). Благодаря этому отношению  $Q_-/Q_{\text{общ}}$  должно постепенно уменьшаться.

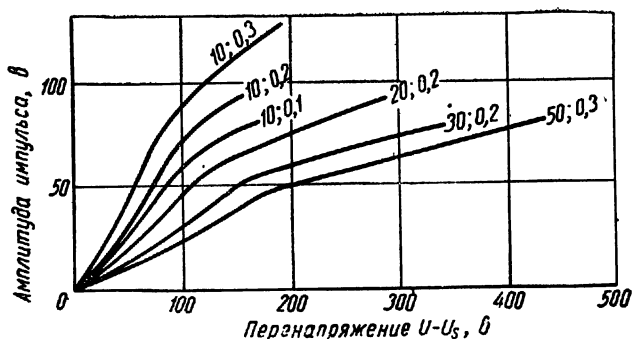


Рис. 44. Зависимость амплитуды импульса от перенапряжения  $U-U_0$  при различных диаметрах катода и анода (в мм).

В табл. 7 сопоставлен ход электронной компоненты с увеличением напряжения на счетчике для двух различных наполнителей. Уменьшение прямоугольной поверхности импульса, представляющей  $Q_-$ , также хорошо видно из осциллограмм рис. 40—43. Хотя с увеличением перенапряжения на счетчике величина  $I_-$  линейно возрастает, однако  $T$  уменьшается более быстро, чем по линейному закону, в результате чего величина  $I_-T$  убывает. Зависимость амплитуды импульса самогасящихся счетчиков от перенапряжения  $U-U_0$  показана на рис. 44 [7]. Увеличение амплитуды импульса происходит линейно с  $U$  до определенного перенапряжения, после которого ее возрастание происходит примерно вдвое медленнее. Подобные кривые были описаны также и в других работах [26, 40]. Согласно анализу Вилкинсона [43], начало более медленного возрастания величины импульса обуславливается тем, что при этом напряжении поле у нити вследствие образования пространственного заряда снижается до нуля. Поэтому развитие новых лавин прекращается. Количество заряда, которое может быть образовано в импульсе в счетной области, равно примерно  $10^{-11}$ — $10^{-13}$  к/см, а на верхнем конце плато — примерно

в сто раз больше. Все сказанное о ходе импульса, об электронной компоненте импульса и т. п. практически справедливо лишь до точки излома кривой на рис. 44.

Таблица 7

Электронная компонента и скорость ее распространения в зависимости от напряжения на счетчике [96]

Наполнение счетчика	Напряжение на счетчике, в	$Q_{\text{общ.}} \times 10^{-10}$ к	$\frac{Q_{\text{общ.}}}{Q_0}$	$v_{\text{набл.}} \times 10^6$ см/сек	$\frac{Q}{Q_{\text{общ.}}}$
Ag + 10% метилалля ( $\rho = 85$ мм рт. ст., $U_s = 990$ в) . . . . .	1000	2,5	0,2	5,5	0,47
	1005	8,4	0,4	6,2	0,47
	1025	13	0,6	7,2	0,42
	1050	18	0,8	10	0,36
	1075	22	1,0	11	0,36
Ne + 10% этилового спирта ( $\rho = 80$ мм рт. ст., $U_s = 980$ в) . . . . .	1000	2,3	0,17	12,5	0,61
	1020	4,2	0,31	16,5	0,52
	1040	5,5	0,4	19,5	0,42
	1060	7,2	0,51	22,3	0,39
	1100	8,7	0,6	27,2	0,34

### 11. Экспериментальные исследования распространения ионного слоя

В предыдущем разделе было показано, что распространение разряда вдоль анода обуславливается главным образом ионизацией газа фотонами, образованными в разряде. Диаметр ионного слоя, образующегося вокруг анода и распространяющегося вдоль него в обе стороны от места первоначального образования, был определен следующим образом [21]. На середине анода наплавлялась стеклянная бусинка диаметром примерно 1 мм, катод разделялся на две части. Если на одной части возбуждался импульс (рис. 45), то, когда счетчик был наполнен гасящей смесью, на другой части импульс не наблюдался, в то время как при наполнении счетчика инертным газом импульс распространялся и на другую сторону катода. Можно изготовить ряд счетчиков с подобными разделенными

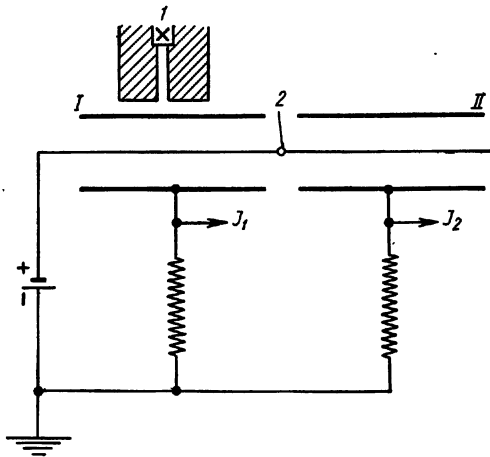


Рис. 45. Схема счетчика для определения распространения ионного слоя. Катод счетчика разделен (части I и II), на аноде имеется стеклянная бусинка:

1 — источник излучения; 2 — стеклянная бусинка.

импульс распространялся и на другую сторону катода. Можно изготовить ряд счетчиков с подобными разделенными



катодами и соответствующими бусинками, следующими на нити друг за другом. Такой сетчик будет иметь направленную чувствительность, если ввести в наполнение подходящую примесь. Диаметр стеклянной бусинки, необходимый для прекращения распространения разряда, нужно увеличивать с ростом рабочего напряжения и уменьшением давления наполняющего газа. Стеклянная бусинка не только затрудняет распространение фотонов, но также и ослабляет поле в этом месте [22].

Простой способ применения счетчиков для измерения скорости распространения ионного слоя в направлении оси счетчика приведен в работе Хилла и Данворта [34]. При этом используется счетчик с одной нитью и катодом, разделенным на три части. Первую часть счетчика облучают  $\alpha$ -частицами, вторая часть является отрезком известной длины, и третья часть служит приемником импульсов, приходящих из первой части.

Два других метода были развиты в работе Альдера и др. [18]. В первом способе используется так называемый счетчик с диафрагмами. Счетчик с катодом, разделенным на три части, и общей нитью имеет между двумя катодами диафрагмы  $B_1$  и  $B_2$ . На эти диафрагмы, изолированные от катода, подаются в противотакте периодические прямоугольные импульсы. Амплитуда этих импульсов выбирается таким образом, чтобы в одной из фаз прямоугольных импульсов напряжение на диафрагме было ниже величины, необходимой для ионизации ударом. В этот момент ионный слой, подходящий к диафрагме, не может пройти через нее. Если облучать первую часть счетчика и измерять в третьей части приходящие импульсы в зависимости от частоты прямоугольных импульсов на диафрагме, то при известном расстоянии между диафрагмами можно измерить скорость распространения ионного слоя во второй части.

Развитые в предыдущем параграфе представления о возникновении ионного слоя в счетчиках позволяют непосредственно определить скорость его распространения путем фотографирования осциллограмм импульсов [18].

Если конец счетчика облучать узко коллимированным пучком лучей, направленным перпендикулярно оси счетчика, то получается кривая, соответствующая кривой *b* на рис. 38. Время, необходимое для достижения максимума амплитуды импульса, соответствует прохождению ионным слоем расстояния от одного конца счетчика до другого. Из этого сразу определяется скорость распространения ионного слоя. Она может быть также найдена по положению максимума при облучении в другом месте (посередине счетчика или на одной трети его длины). Согласно этому методу, были проведены измерения скорости распространения ионного слоя в зависимости от напряжения и давления (рис. 46). Измерения показали приблизительно линейную зависимость скорости распространения ионного слоя от напряжения. Это понятно, так как с увеличением напряжения растет число фотонов. При

определении зависимости скорости распространения от давления примеси паров в счетчике общее давление оставалось постоянным (80 мм рт. ст.), а содержание примеси спирта повышалось от парциального давления 10 до 20 мм рт. ст. С увеличением давления паров скорость распространения ионного слоя снижается, что может быть приписано увеличению поглощения фотонов. Следует отметить, что при незначительной примеси паров гашение разряда отсутствует [22].



Рис. 46. Скорости распространения разряда в зависимости от давления и напряжения на счетчике при различной примеси спирта (10,5; 11,3; 13,0; 14,8; 17,3 мм рт. ст.) [18].

В ряде работ [18, 43, 97] обсуждается формула для определения скорости распространения при условии, что разряд практически распространяется лишь при помощи фотонов с малой длиной пробега. Измеренная скорость распространения хорошо согласуется с ожидаемыми величинами, за исключением случая более высоких напряжений на счетчике, когда распространение происходит быстрее, чем ожидалось [96, 98, 99].

Из изложенного следует, что скорость распространения разряда вдоль нити счетчика может быть также найдена по длительности прямоугольной части электронной компоненты импульса. Так, если заряд возбуждается на одном конце счетчика, длина прямоугольника дает как раз время распространения ионного слоя. Были определены скорости распространения ионного слоя для большого числа наполнителей счетчиков (см. табл. 7) [96]. Во всех случаях происходит увеличение скорости распространения с возрастанием напряжения на счетчике.

## 12. Время запаздывания импульса

Между временем возникновения первичной ионизации в счетчике и моментом, когда это событие регистрируется во внешней цепи в виде импульса, имеется запаздывание, которое может быть

приписано различным причинам и иметь весьма различную величину. Особенно точно время запаздывания должно быть установлено в схемах совпадений, где оно весьма сильно снижает разрешающую способность [100—105]. Было найдено, что время запаздывания составляет от  $1 \cdot 10^{-7}$  до  $4 \cdot 10^{-7}$  сек. Более длительное время запаздывания (от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  сек) было обнаружено, например, Монтгомери [82].

Это запаздывание появления импульса можно объяснить в основном тремя эффектами. Первичное излучение может произвести в любом месте счетчика электрон, который приведет к лавинообразованию. Этот первый электрон, прежде чем он сможет образовать лавину, должен попасть в область высокой напряженности поля около анода. Наибольшее время, которое затрачивается на это, равно времени пробега электрона от катода до анода. Наименьшее время пробега имеет электрон, образованный непосредственно около анода. Второй вид запаздывания возникает вследствие различной крутизны импульсов и разной возможности их регистрации. Крутизна импульса зависит от рабочих условий счетчика и от способа облучения. Регистрация импульса во внешней цепи счетчика зависит также от чувствительности усилителя. Оба эти процесса являются причиной короткого времени запаздывания (примерно  $10^{-7}$  сек). Причиной более длительного запаздывания (до  $10^{-4}$  сек) является захватывание первичного электрона молекулой. Возникший при этом отрицательный ион проходит расстояние от катода до анода за более длительное время, чем электрон. Затем отрицательный ион теряет свой электрон в области более сильного поля, что приводит к большому запаздыванию лавинообразования. Этот эффект становится заметным лишь при наличии примеси газа с достаточно большим коэффициентом прилипания электрона (например, кислород и галогены).

Измерения времени пробега электрона были проведены в ряде работ [93, 106—108]. При этом применялось коллимированное  $\beta$ -излучение, которым один счетчик облучался на различном расстоянии от анода параллельно последнему, в то время как во втором счетчике  $\beta$ -излучение проходило в непосредственной близости от анода. Разница во времени между импульсами обоих счетчиков дает время прохождения электрона в первом счетчике.

В работе Лауфера [93] время прохождения электронов определялось по разнице времени между моментом искры, вызывающей фотоэффект на катоде, и началом импульса в счетчике. Заменяя скорость электрона  $v$  выражением

$$v = \frac{dr}{dt} = k_- E,$$

где  $k_-$  — подвижность электрона,  $E$  — напряженность поля, получим время прохождения электрона от катода к аноду

$$t_e = \frac{\ln(r_a/r_k)}{2k_- U} (r_a^2 - r_k^2). \quad (39)$$

Зная время прохождения, из уравнения (39) можно рассчитать подвижность электронов  $k_-$ . Полученные кривые даны на рис. 47 и 48.

Время нарастания импульса во внешней цепи счетчика зависит от перенапряжения и других условий работы счетчика. Особенно большую роль для скорости нарастания импульса играет способ облучения. На рис. 38 можно видеть, какие могут возник-

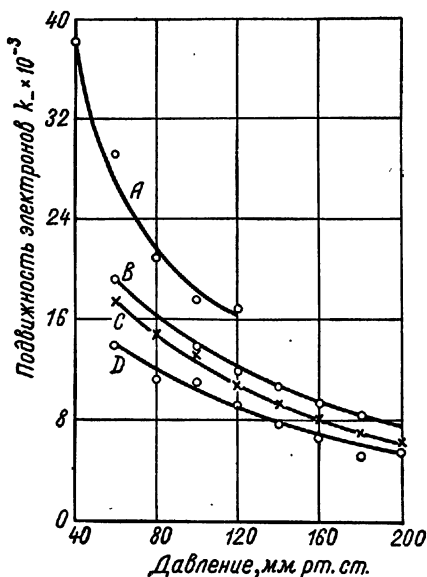


Рис. 47. Подвижность электронов  $k_-$  в зависимости от общего давления в счетчике [93]:

A — кислород; B — смесь аргона (90%) и этилового спирта (10%); C — смесь аргона (90%) и амилацетата (10%); D — водород.

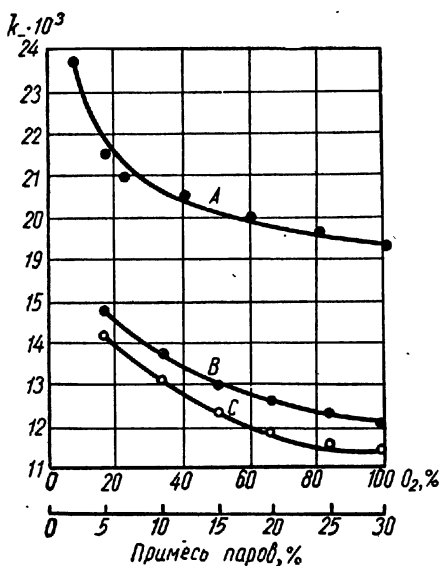


Рис. 48. Подвижность электронов  $k_-$  в зависимости от процентного состава смеси при общем давлении 100 мм рт. ст. [93]:

A — аргон — кислород; B — аргон — этиловый спирт; C — аргон — амилацетат.

нуть различия, если облучать счетчики на конце, в середине и в различных местах одновременно. Уже в течение  $10^{-7}$  сек заметно отчетливое возрастание импульса вследствие распространения ионного слоя, который за это время проходит путь в несколько миллиметров. Для электронной компоненты возрастание импульса значительно меньше, как это видно на рис. 39 или 43. Для того чтобы по возможности снизить время запаздывания вследствие изменения крутизны импульса, необходимо иметь усилитель большой чувствительности и с незначительным временем нарастания импульса.

Для применения счетчиков Гейгера — Мюллера при измерениях методом совпадения важно знать, какое время проходит между появлением первичной ионизации и регистрацией импульса.

Это время не может быть меньше времени пробега электрона от места возникновения до области усиления лавины. Образование первой лавины происходит очень быстро (от  $10^{-10}$  до  $10^{-9}$  сек). Время пробега электрона в нормальном случае (обычные диаметр счетчика и давление газа) более продолжительно. Были проведены исследования времени этого прохождения, его статистических колебаний, влияния напряжения и наполнения счетчика [109].

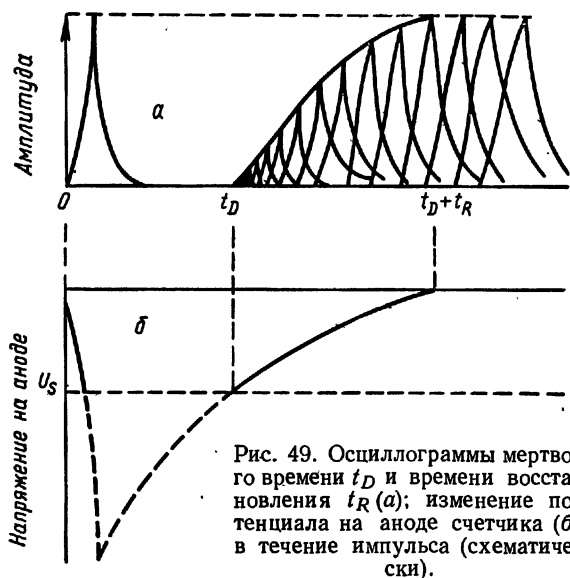
Найденное время пробега электрона для счетчиков радиусом в несколько сантиметров равнялось 0,5—1 мксек. Для того чтобы снизить время пробега электрона, необходимо уменьшить давление газа и диаметр счетчика. Таким образом, например, при помощи узких счетчиков, наполненных смесью аргона и этилового эфира, удалось достигнуть в схемах совпадения разрешающей способности  $3,5 \cdot 10^{-8}$  сек [110].

### 13. Мертвое время и время восстановления счетчика

Разряд в счетчике приводит к образованию положительного пространственного заряда вокруг нити. Между пространственным зарядом и анодом счетчика поле настолько ослабляется, что новые приходящие частицы не могут образовать лавины. В течение этого времени (мертвое время) счетчик полностью нечувствителен. В конце этого периода появляются импульсы с незначительной амплитудой, которые постепенно растут и достигают полной амплитуды тогда, когда положительный заряд достигает поверхности катода. Этот промежуток времени называется временем восстановления. При отходе положительных ионов от анода поле около нити постепенно восстанавливается до первоначальной величины.

В несамогасящихся счетчиках этот процесс внешне не проявляется, так как, для того чтобы разряд погас, напряженность поля счетчика в течение времени прохождения ионов снижают внешним схемным способом. Мертвое время и время восстановления самогасящихся счетчиков легко определяется [21, 40]. Первый пришедший импульс запускает развертку и одновременно в соответствии со своей величиной регистрируется в начале временной развертки. В течение дальнейшего хода этой развертки в пределах мертвого времени импульсы не появляются. По окончании времени восстановления появляются импульсы с постепенно возрастающей амплитудой. Частота импульсов при этом должна быть такой, чтобы на каждый ход развертки, кроме первоначального пускового импульса, приходился лишь второй импульс, так как случайный третий импульс может попасть во время восстановления второго импульса. При помощи фотографического наложения большого ряда подобных снимков получают серию импульсов, огибающая которых дает время восстановления. На рис. 49, а показан вид подобных осциллограмм, на рис. 49, б

дано схематическое изображение изменения потенциала анодной нити во время движения положительных ионов.



В работе Стивера [21] приведена оценка мертвого времени и рассчитан критический радиус  $r_c$ , которого должен достичь ионный слой, чтобы импульс мог быть зарегистрирован. Для упро-

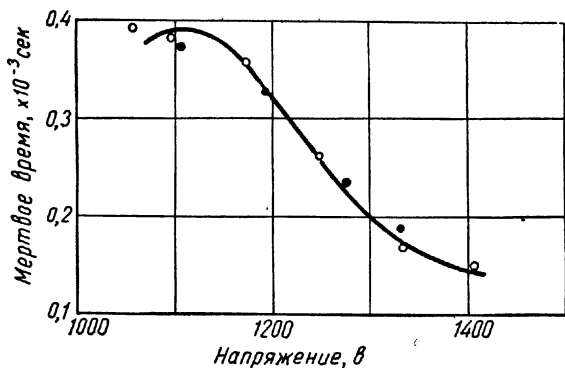


Рис. 50. Зависимость мертвого времени счетчика от перенапряжения.

щения расчета ионный слой принят в виде тонкого однородного цилиндра с удельным зарядом  $q$  на 1 см длины. Если  $U_s$  — начальное напряжение для области Гейгера и  $U$  — напряжение на счет-

чике, то критический радиус связан с перенапряжением  $U - U_s$  формулой

$$U - U_s = 2q \ln \left( \frac{r_a}{r_c} \right), \quad \text{или} \quad r_c = r_a e^{-\frac{U - U_s}{2q}}. \quad (40)$$

Путем выбора малой постоянной времени  $RC$  цепи счетчика можно достигнуть того, что  $U$  практически будет равно приложенному напряжению на счетчике  $U_0$ . Из полученной величины  $r_c$  можно рассчитать мертвое время, если известна скорость, с которой ионный слой движется к катоду. Точный расчет мертвого времени приведен в работе Хартога [41]. На рис. 50 даны некоторые значения мертвого времени аргоно-спиртовых счетчиков. В табл. 8 приведен обзор зависимости мертвого времени от наполнения счетчика [111].

Т а б л и ц а 8

Мертвое время счетчиков

Счетчики	Давление спирта, мм рт. ст.	Наполняющий газ	Общее давление, мм рт. ст.	Мертвое время для малого числа импульсов, $\times 10^{-5}$ сек	Напряжение, в
I	10	Аргон	85	9,5	1000
II	10		85	5	990
I	10	Чистый азот	82	6,0	1300
II	10		82	3,2	1400
I	11	Гелий	83	6,8	1150
II	11		83	3,1	1150
I	10	Водород	80	2,25	1000
II	10		80	1,75	1015

П р и м е ч а н и е.

I счетчик: алюминиевый катод диаметром 18 мм, платиновый анод диаметром 0,1 мм.

II счетчик: латунный катод диаметром 13 мм, стальной анод диаметром 0,2 мм.

Если счетчик работает с очень большим числом импульсов, то значительная часть импульсов попадает в мертвое время. Количество электричества в импульсе, попавшем в мертвое время предыдущего импульса, меньше (соответственно уменьшенной

напряженности поля), и мертвое время, которое следует после этого импульса, короче (рис. 51). Вследствие этого среднее мертвое время с увеличением частоты импульсов уменьшается [111].

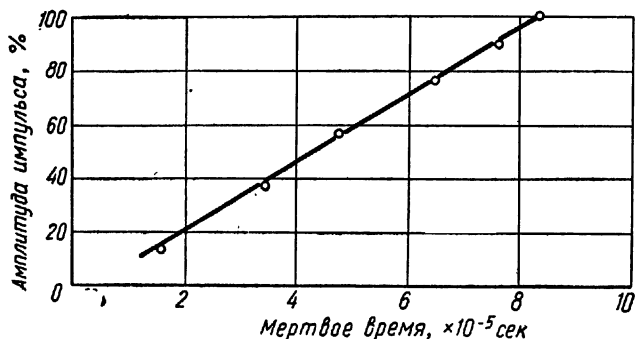


Рис. 51. Зависимость между мертвым временем и амплитудой импульса.

## 14. Эффективность счетчика

### а) Космическое излучение

Ионизирующее излучение, например  $\beta$ -излучение, производит в объеме счетчика значительное количество пар ионов, поэтому каждая ионизирующая  $\beta$ -частица с большой вероятностью вызовет образование импульса. Эффективность счетчика необходимо контролировать более тщательно в случае слабо ионизирующего излучения, например космического излучения, и при наполнении газом с незначительной абсорбционной способностью по отношению к этому излучению. Если частица производит на своем пути в счетчике  $N$  пар ионов, где  $N = spd$  ( $s$  — удельная ионизация,  $p$  — давление, *атм*,  $d$  — длина пути в счетчике, *см*), то имеется статистическая вероятность  $e^{-N}$  того, что не будет образована ни одна пара ионов и эффективность счетчика будет равна  $1 - e^{-N}$ . Удельная ионизация излучением высокой энергии быстро растет с порядковым номером элемента наполнителя. Для различных элементов она имеет приблизительно следующие значения [112]:

He	H <sub>2</sub>	Ne	Ar	Xe	Воздух
6	6	12	29	44	21

Из этих цифр можно подсчитать, что эффективность во многих случаях будет меньше 100%. Так, если требуется эффективность 90% при длине пробега 2 *см*, то необходимое давление газа должно быть равно 150 *мм рт. ст.* для He или 30 *мм рт. ст.* для Ar.

Зависимость удельной ионизации в воздухе от энергии электронов приведена на рис. 52. При этом необходимо различать первичную удельную ионизацию, равную числу пар первичных ионов,



произведенных электронами на единице пути, и общую удельную ионизацию, равную общему числу пар ионов с учетом вторичных процессов на единицу пути. При энергии  $2 \text{ Мэв}$  наблюдается минимум удельной ионизации; при меньшей энергии величина удельной ионизации очень быстро возрастает.

При измерениях в схемах совпадений эффективность может очень сильно снизиться вследствие захвата первичного электрона на его пути через счетчик нейтральной молекулой наполнения [113]. Возникший таким образом отрицательный ион движется к нити медленнее электрона и вблизи нити легко отдает свой электрон, благодаря чему возникает запоздавший импульс (время запаздывания может доходить до нескольких сотен микросекунд). В некоторых случаях ион удерживает свой отрицательный заряд, тогда импульс не возникает. Это явление наиболее отчетливо проявляется у кислорода и галогенов, примененных в качестве наполняющего газа [114, 115]. Вероятность прилипания электронов приведена в гл. III, разд. Г, табл. 33. Наибольшая вероятность наблюдается у молекул хлора и брома.

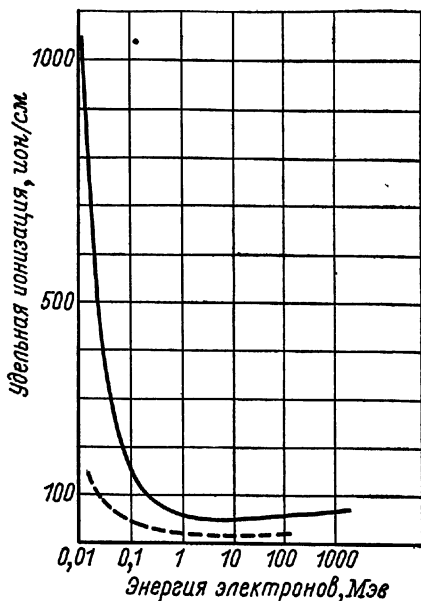


Рис. 52. Общая удельная ионизация (сплошная кривая) и первичная удельная ионизация (пунктирная кривая) электрона в воздухе при нормальных условиях.

### б) $\gamma$ -Излучение и жесткое рентгеновское излучение

$\gamma$ -Излучение регистрируется счетчиком благодаря вырыванию вторичных электронов из катода. В зависимости от энергии  $\gamma$ -излучения основную роль при этом играет фотоэффект, комптон-эффект или образование пар. Поглощение  $\gamma$ -излучения подробно рассмотрено в гл. III, разд. Г.

Число вторичных электронов, эмитируемых катодом в объем счетчика, зависит от толщины и рода материала катода. Если «действующая» толщина катода меньше длины пробега в нем вторичных электронов, то хотя почти все вторичные электроны могли бы попасть в объем счетчика, однако доля поглощенного  $\gamma$ -излучения и, следовательно, число вторичных электронов вообще мало. Если «действующая» толщина катода больше длины пробега электронов, то хотя в материале катода возникает много электро-

нов, но не все они могут выйти из катода. Оптимальная величина достигается тогда, когда «действующая» толщина катода как раз соответствует максимальной длине пробега электрона в материале катода. Если  $\mu$  — коэффициент поглощения излучения, то, поскольку  $R$  мало относительно слоя половинного поглощения  $\gamma$ -излучения, произведение  $\mu R$  вплоть до значения коэффициента  $k$  дает число вторичных электронов, вырванных из катода (коэффициент  $k$  показывает, какая доля электронов, образованных в катоде, выходит в объем счетчика).

Если принять во внимание, что линейный коэффициент поглощения представляет собой сумму трех коэффициентов:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi},$$

где  $\mu_{\phi}$  — коэффициент фотоэлектрического поглощения,  
 $\mu_{\kappa}$  — коэффициент комптоновского поглощения,  
 $\mu_{\pi}$  — коэффициент поглощения вследствие образования пар,  
 то число электронов, выходящих из стенок катода в объем счетчика, может быть выражено следующей формулой:

$$N_{\text{общ}} \approx 2k (R_{\phi}\mu_{\phi} + \beta R_{\kappa}\mu_{\kappa} + 2R_{\pi}\mu_{\pi}),$$

где  $R_{\phi}$  — длина пробега фотоэлектронов;  
 $R_{\kappa}$  — длина пробега комптон-электронов;  
 $R_{\pi}$  — длина пробега электронов или соответственно позитронов, получившихся в процессе образования пар.

Коэффициент  $\beta < 1$  учитывает различие энергии комптон-электронов [116]. Эти выводы были позднее развиты в ряде работ [117, 118].

На рис. 53 показан квантовый выход электронов для различных материалов катода в зависимости от энергии  $\gamma$ -излучения [117, 119, 120]. Очевидно, что эффективность имеет минимум при энергии 0,1—0,5 Мэв, что яснее выражено для материалов с малым атомным весом, как, например, Al, и менее сильно для материалов с большим атомным весом. Квантовый выход для свинцовых счетчиков в этой области в лучшем случае достигает примерно 2%.

Эффективность счетчиков можно повысить путем изготовления катода из легкого материала, поглощение излучения в котором незначительно, с последующим покрытием катода слоем материала с высоким атомным номером, например свинцом, толщина которого должна соответствовать длине пробега вторичных электронов [121]. Благодаря этому значительно повышается выход электронов. При покрытии катода свинцом толщиной 0,01 мм эффективность алюминиевого счетчика возросла в 25 раз при энергии  $\gamma$ -излучения 250 кэв и в 11,5 раз при 100 кэв. При возрастании энергии  $\gamma$ -излучения эффективность счетчика быстро растет почти линейно с энергией.

В области высоких  $\gamma$ -энергий квантовый выход счетчиков, экранированных алюминием, был определен путем сравнения с электроскопическими измерениями. Он достигает, как это видно

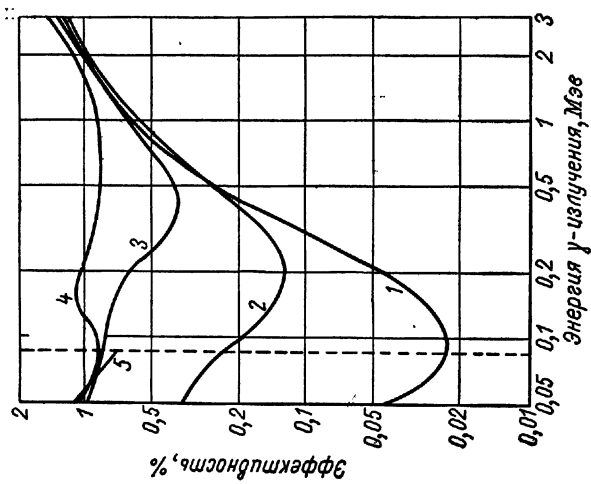


Рис. 53.  $\gamma$ -Эффективность для идеального счетчика:  
 1 — алюминий; 2 — свинец; 3 — цинк; 4 — свинец; 5 — К-край (свинца).

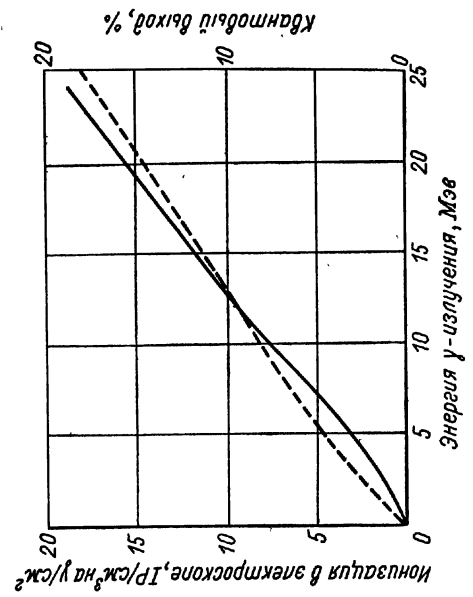


Рис. 54. Квантовый выход для алюминиевого счетчика.

на рис. 54, примерно 20% при 25 Мэв [122]. Для  $\gamma$ -излучения еще большей энергии (больше 50 Мэв) в настоящее время предпочитают сцинтилляционные счетчики [123].

### в) Мягкое рентгеновское излучение

Мягкое рентгеновское излучение можно измерять счетчиками либо при помощи фотоэлектронов, вырванных излучением с катода при относительно низком давлении газа в счетчике, либо при помощи фотоэлектронов, возникших в газе при высоком давлении.

**Фотоэффект на катоде.** Выход фотоэлектронов сильно зависит от материала катода. Он достигает максимума в области коротких длин волн при достижении критического поглощения рентгеновского излучения. В области длинных волн поглощение незначительно. Поэтому для измеряемой энергии излучения нужно выбирать соответствующий материал катода,  $K$ -поглощение которого лежит при несколько большей длине волны, чем длина волны измеряемого излучения. Таким способом Суливану [124], например, удалось зарегистрировать при помощи циркониевого катода примерно 15% излучения с энергией 30 кэв. Систематические исследования различных материалов катода ранее проводились Вебером [125], а в области энергий от 5 до 60 кэв — Заурером [126]. В табл. 9 приведены полученные величины для отношения числа сосчитанных квантов к числу квантов, попавших в объем счетчика (квантовый выход). Рентгеновское излучение направлено параллельно оси счетчика.

Т а б л и ц а 9

Квантовый выход некоторых металлов  
в области мягкого рентгеновского излучения (в %) [126]

Излучение	$h\nu$ , кэв	Al	Cu	Au
Zn $K_{\alpha}$ . . . . .	8,65	33,5	32,7	36,8
Zn $K_{\beta}$ . . . . .	9,65	23,1	25,1	36,5
Mo $L_{\alpha}$ . . . . .	17,5	5,0	9,65	19,6
Ag $K_{\alpha}$ . . . . .	22,2	3,2	9,7	19,2
Sb $K_{\alpha}$ . . . . .	26,3	2,3	8,2	20,1

**Фотоэффект в газе.** Мягкое рентгеновское излучение сильно поглощается в объеме счетчика при условии достаточно высокого давления и длинного пути пробега излучения. Поэтому счетчики Гейгера — Мюллера, а также пропорциональные счетчики [127] нашли в рентгеноскопии широкое применение. Для подобных измерений применяются, с одной стороны, торцовые счетчики, в которых рентгеновское излучение направляют параллельно нити, с другой стороны — счетчики с боковым окном [128, 129], при

этом входное окно счетчика располагают против выходного окна с возможно меньшим поглощением (например, бериллиевое окно). Для длин волн в области между 0,5 и несколькими ангстремами в основном применяются инертные газы Хе, Кг, Аг. В табл. 10 приведены коэффициенты поглощения и длины половинного поглощения для наиболее часто применяемого  $\text{CuK}_\alpha$ - и  $\text{MoK}_\alpha$ -излучения [128].

Т а б л и ц а 10

Поглощение  $\text{CuK}_\alpha$ - и  $\text{MoK}_\alpha$ -излучения в инертном газе

Инертный газ	$\text{MoK}_\alpha$ (20,00 кэв)		$\text{CuK}_\alpha$ (8,98 кэв)	
	$\mu, \text{см}^{-1}$	$L_{1/2}, \text{см}$	$\mu, \text{см}^{-1}$	$L_{1/2}, \text{см}$
Аг . . . . .	0,0224	31	0,201	3,45
Кг . . . . .	0,326	2,1	0,370	1,87
Хе . . . . .	0,242	2,9	1,94	0,36

На рис. 55 показана связь между коэффициентом массового поглощения и длиной рентгеновского излучения для Хе, Кг, Аг и Не [130].

На рис. 56 дано поглощение мягкого рентгеновского излучения (до 2,4 Å) при различном давлении и при длине пробега 10 см [115].

На рис. 57 приведено поглощение еще более мягкого излучения на длине пробега 2 см при 760 мм рт. ст. [129].

В литературе часто встречается понятие эффективности  $E$  счетчика к рентгеновским квантам, т. е. отношение числа сосчитанных фотонов рентгеновского излучения к общему числу фотонов, попадающих на окно счетчика. Очевидно, при благоприятных условиях можно получить эффективность, большую 50%. При измерении слабого рентгеновского излучения в качестве наполнителя оказывается пригодным тетраметилсвинец [131, 132]. Так как  $E$  зависит от пропускной способности окна и от поглощения в активном объеме счетчика, то выбор окна счетчика имеет большое значение. Оно должно быть по возможности более тонким, из материала с малым атомным весом и при этом герметичным. Для этой цели наиболее пригодны окна из слюды, бериллия и линдемановского стекла (табл. 11) [8].

На рис. 58 приведены массовые коэффициенты поглощения алюминия, слюды и бериллия в области больших длин волн [130]. Тонкое окно можно относительно просто изготовить из стекла, если закрытый конец стеклянной трубки втянуть внутрь в горячем состоянии\*. При некотором навыке можно изготовить довольно тонкое окно, которое при диаметре счетчика 20 мм будет иметь толщину всего несколько микрон.

\* При этом образуется форма, соответствующая рис. 147.

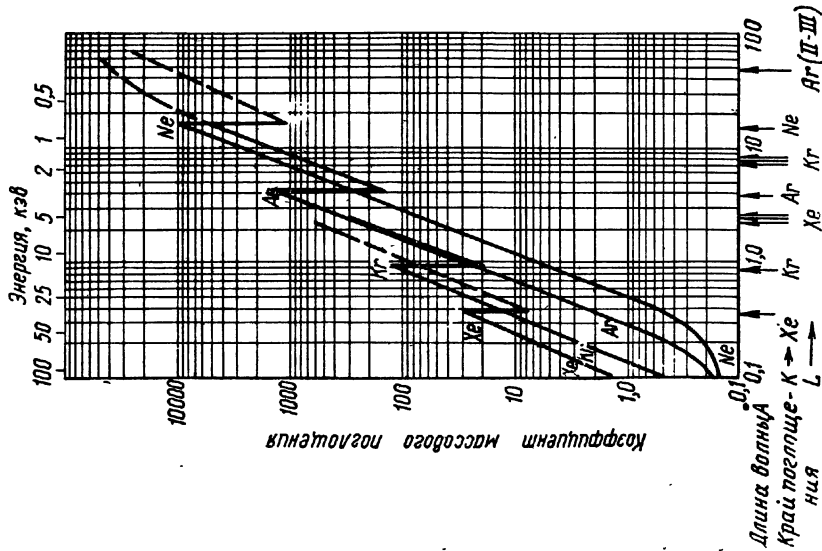


Рис. 55. Коэффициент массового поглощения для инертных газов.

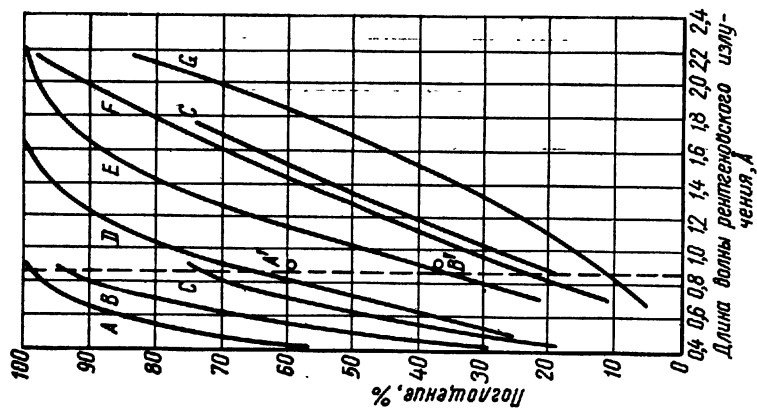


Рис. 56. Поглощение мягкого рентгеновского излучения в инертном газе при различном давлении и длине пробега 10 см:

A и A' — криптон, 760 мм рт. ст.; B и B' — криптон, 400 мм рт. ст.; C — криптон, 200 мм рт. ст.; D, ксенон, 200 мм рт. ст.; E — аргон, 760 мм рт. ст.; F — аргон, 400 мм рт. ст.; G — аргон, 200 мм рт. ст.

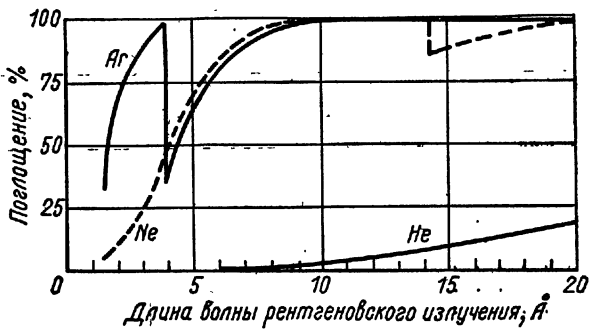


Рис. 57. Поглощение рентгеновского излучения в счетчике длиной 2 см при 760 мм рт. ст.:

90% аргона + 10% метана; 90% неона + 10% метана;  
96% гелия + 4% изобутана.

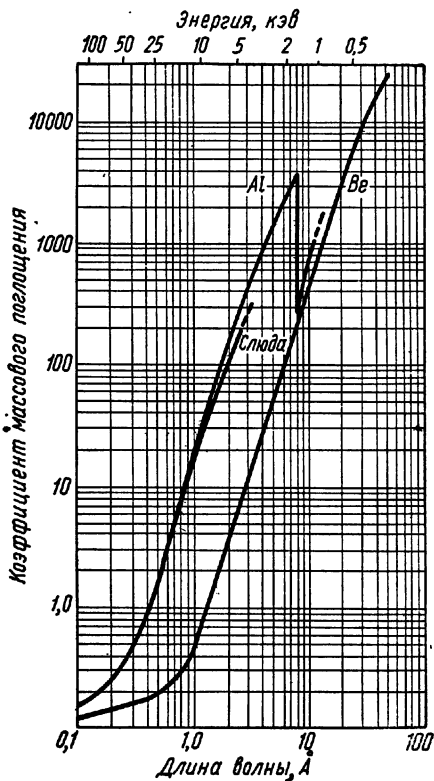


Рис. 58. Коэффициент массового поглощения некоторых материалов, применяемых для изготовления окон.

Прозрачность некоторых тонких окон (в %) для мягкого рентгеновского излучения [8]

Окно	$\text{CrK}_\alpha$ (2,27 Å)	$\text{FeK}_\alpha$ (1,94 Å)	$\text{CuK}_\alpha$ (1,54 Å)	$\text{MoK}_\alpha$ (0,74 Å)
Линдемановское стекло толщиной 500 мк . . .	4,5	14	38	> 90
Линдемановское стекло, 250 мк . . . . .	22	37	61	> 90
Алюминий, 25 мк . . . . .	37	53	71	> 90
Слюда, 25 мк . . . . .	40	56	74	> 90
Слюда, 13 мк . . . . .	64	75	86	> 90
Бериллий, 500 мк . . . . .	65	76	86	> 90

### г) Счетчики фотонов

Счетчики для измерения видимого света и ультрафиолетового излучения впервые изготовил Раевский [133—141]. Преимущество их по сравнению с вакуумными фотоэлементами состоит в том,

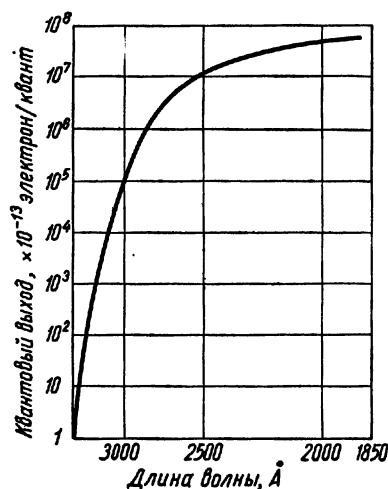


Рис. 59. Квантовый выход кадмиевых счетчиков.

На рис. 59 показано характерное возрастание квантового выхода кадмиевых счетчиков [140].

Для вакуумных фотоэлементов даже в случае особо чувствительных фотокатодов не всегда можно получить ожидаемый высокий квантовый выход. Весьма вероятно, что в данном случае сказывается влияние газа и паров, адсорбированных на катоде. Наблюдалось [142], что счетчики, например, с серебряным като-

что каждый электрон, вырванный с катода и попавший в объем счетчика, вызывает импульс, который и регистрируется, в то время как для вакуумных фотоэлементов измеряется средний ток. Наибольшая чувствительность счетчиков фотонов, по данным Раевского [133], равна  $12 \text{ квант/см}^2 \cdot \text{сек}$ , или  $9,1 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

**Счетчики ультрафиолетового излучения.** В области ультрафиолетового излучения при использовании соответствующих катодов (Al, Zn, Cd, Mg или Fe—Ni) можно получить квантовый выход от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  электронов на 1 квант. Квантовый выход быстро возрастает, как этого и следует ожидать, с уменьшением длины волны.



дом, во время работы несколько сдвигали границу чувствительности в длинноволновую ультрафиолетовую и даже в видимую области. Наиболее отчетливо проявляется этот эффект в счетчиках, наполненных  $NH_3$  [143, 144]. Процессы, которые приводят к повышению светочувствительности, до сих пор еще не объяснены. Но неоднократно наблюдалось, что тлеющий, а также коронный разряды в счетчике приводят к повышению квантового выхода. В некоторых случаях возрастание выхода ограничено определенной областью длин волн, как это уже было известно для фотоэлементов [145].

Разряд в счетчике также приводит к этому эффекту. Его можно

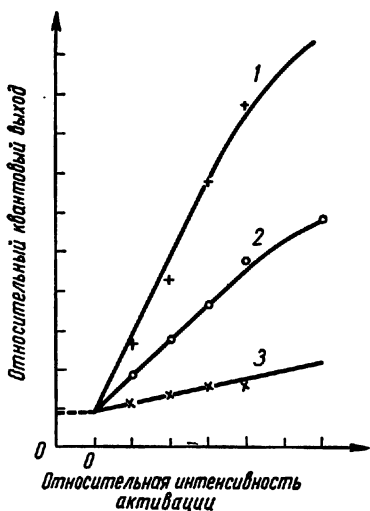


Рис. 60. Повышение чувствительности магниевых счетчиков после обработки коронным разрядом:

1 — после 10 сек; 2 — после 20 сек;  
3 — после 30 сек.

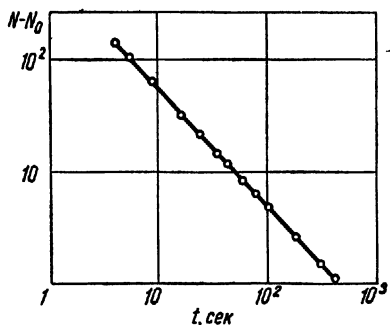


Рис. 61. Уменьшение темного фона счетчика ультрафиолетового излучения после кратковременной загрузки:

$N$  — число импульсов;  $N_0$  — темновой фон до облучения;  $t$  — время после облучения.

особенно легко наблюдать, если измерить квантовый выход до и после большого числа разрядов в счетчике. После большой загрузки квантовый выход часто увеличивается на порядок [146].

На рис. 60 показана зависимость чувствительности магниевых счетчиков (со слабо окисленным катодом) от интенсивности активаций, т. е. произведения числа разрядов в 1 сек на время [52].

В большинстве случаев квантовый выход счетчиков после интенсивной загрузки вновь падает в течение минут, часов или только через несколько дней [142, 146, 147]. Обычно с повышением квантового выхода сильно возрастают фоновые эффекты, которые со временем вновь падают. На рис. 61 показано изменение фоновых эффектов счетчика фотонов после кратковременной интенсивной загрузки [55].

Счетчики фотонов вследствие большого квантового выхода особенно подходят для измерения коротковолнового ультрафиолетового излучения. В этой области (от 1050 до 2500 Å) были исследо-

дованы свойства некоторых счётчиков с  $\text{Sr-Fe}$ -катодом и кварцевым или  $\text{LiF}$ -окном [148]. Однозначной зависимости квантового выхода от длины волны часто не наблюдается. Существуют более или менее широкие области длин волн, в которых квантовый выход резко возрастает. Известную роль играет, очевидно, вид наполнителя. В данном случае использовались счетчики, напол-

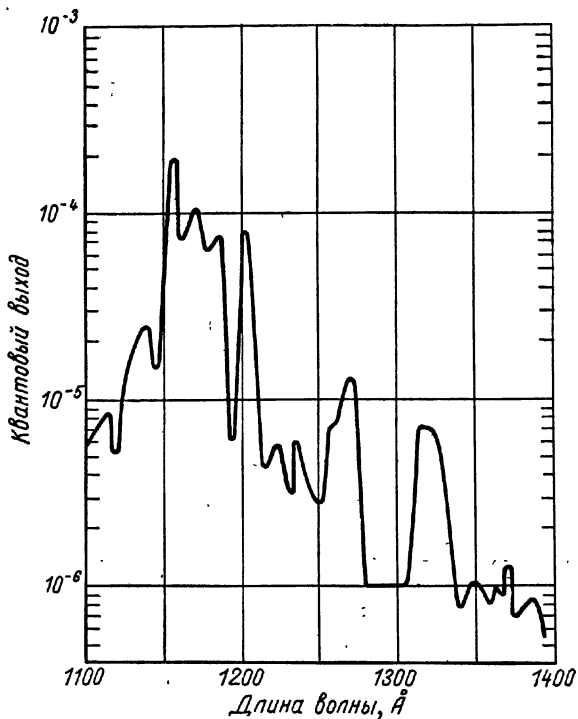


Рис. 62. Спектральная чувствительность бромного счетчика с  $\text{LiF}$ -окном (760 мм рт. ст.  $\text{Ne} + 20$  мм рт. ст.  $\text{Br}_2$ ).

ненные гелием и этилформиатом. При уменьшении длины волны начинается фотоионизация газа и квантовый выход внутри узкой области длин волн (50—100 Å) иногда возрастает в 50 раз. Поэтому для некоторой области длин волн или ниже определенной длины волны можно получить удовлетворительный квантовый выход.

Существенное, но плохо контролируемое влияние на квантовый выход оказывает газовое наполнение, особенно примеси паров. Часто оно сказывается в виде высокого квантового выхода в узкой области длин волн, причем квантовый выход может зависеть от предистории счетчика. Вообще говоря, нельзя слишком полагаться на стабильность счетчиков фотонов. Особые свойства имеют

счетчики с большой примесью галогенов или других электроотрицательных газов (например, окись азота). У таких счетчиков квантовый выход в области больших длин волн довольно мал, в то время как в ультрафиолетовой области наблюдаются селективные максимумы квантового выхода. На рис. 62 показана спектральная характеристика квантового выхода счетчика, наполненного смесью неона (760 мм рт. ст.) и брома (20 мм рт. ст.) [128]. Подобными счетчиками с диапазоном чувствительности между 1180 и 1300 Å измерялась интенсивность *H*-Лайман-альфа-линии (1216 Å) [149].

**Счетчики видимого света.** В качестве светочувствительных слоев прежде всего применяются щелочные металлы. Такие слои часто изготавливаются путем восстановления щелочных солей атомарным водородом. Однако не всегда удается стабилизировать характеристики подобного счетчика [150]. Светочувствительность их не постоянна, темновой фон повышен. Довольно чувствительный счетчик с калиевым катодом был изготовлен Лохером [135]. До сих пор в области длин волн от 3000 до 5000 Å еще не удалось достигнуть такой чувствительности счетчиков, какая получена для фотоэлементов или фотоумножителей [8, 139]. Препятствием является наполняющий счетчик газ. Кроме того, разряды в счетчике меняют структуру фоточувствительного слоя.

## 15. Измерение большого числа импульсов

В области Гейгера после каждого импульса для восстановления первоначальных рабочих условий счетчику требуется известное время восстановления. В течение этого времени, которое равно примерно  $10^{-4}$  сек, счетчик не должен реагировать на новую ионизирующую частицу. Это означает, что максимальная скорость счета должна была бы равняться  $10^3$  *имп/сек* или, если учесть рассчитанную по известному мертвому времени потерю импульсов,  $10^4$  *имп/сек*. Однако оказалось, что при известных условиях счетчики могут работать со значительно большей скоростью счета (вплоть до  $10^6$  *имп/сек.*)

**Снижение мертвого времени, применение нескольких счетчиков.** Мертвое время можно снизить путем применения соответствующей конструкции счетчика и подходящего газового наполнения. В счетчиках с малым диаметром и низким давлением можно достичь мертвого времени от 10 до 50 *мксек*. Применяя вместо одного большого счетчика, например, *n* счетчиков меньшего диаметра, можно регистрировать в *n* раз большее число импульсов. Счетчики с органическими парами можно включать параллельно. Используя подобным образом вместо одного счетчика диаметром 30 мм семь счетчиков диаметром 10 мм, Трост получил 15-кратное увеличение разрешающей способности [151].

В самогасящихся счетчиках путем применения внешних средств также можно достичь значительного снижения мертвого времени, например, прерывая при помощи унивibrатора распространение ионного слоя после нескольких миллиметров пробега путем уменьшения напряжения на счетчике ниже напряжения начала счета. Унивibrатор выдает прямоугольные импульсы с амплитудой несколько сотен вольт и длительностью примерно  $10^{-7}$  сек в полярности, обратной напряжению счетчика [16]. Запуск гасящего импульса происходит в момент начала распространения ионного слоя. При этом большая часть объема счетчика не имеет положительного заряда и способна воспринимать новые импульсы. Таким способом достигается уменьшение мертвого времени ниже  $10^{-6}$  сек.

**Уменьшение мертвого времени с увеличением числа импульсов.** Оказывается, что для счетчиков Гейгера максимальное число сосчитываемых импульсов еще более возрастает, если увеличить чувствительность регистрирующего прибора. Это объясняется тем, что при большой интенсивности облучения много импульсов попадает в объем счетчика во время восстановления. Благодаря наличию ионов от прежних импульсов, которые движутся к катоду, напряженность поля вблизи нити снижается, и в течение этого времени могут возникнуть лишь импульсы меньшей амплитуды, которые, однако, могут быть сосчитаны при увеличении чувствительности регистрирующей аппаратуры. Так, Мюльхауз и Фридман [152] с усилителем чувствительностью 0,01 в вместо обычной 0,5 в при прочих равных условиях регистрировали до  $10^5$  имп/сек. Измерение большого числа импульсов облегчается благодаря тому, что мертвое время счетчика не является постоянной величиной, а зависит от количества переносимого заряда импульсов. Точная взаимосвязь этих явлений изучалась на аргоно-спиртовых счетчиках [111] (см. рис. 51); было обнаружено, что мертвое время линейно возрастает с амплитудой импульсов. Поэтому при измерении большого числа импульсов вследствие уменьшения в некоторые моменты времени напряженности поля возникают импульсы с меньшей амплитудой, которые из-за меньшего заряда имеют меньшее мертвое время. Благодаря этому облегчается регистрация импульсов, быстро следующих друг за другом. Таким образом, измерение большого числа импульсов зависит от чувствительности измерительной аппаратуры. Чем чувствительнее усилитель (и соответственно дискриминатор), тем меньше потеря числа импульсов [152].

В заключение следует упомянуть о влиянии на подобные изменения рабочего сопротивления в цепи счетчика, хотя мертвое время и не зависит от рабочего сопротивления, так как определяется временем пробега ионов. Уменьшение рабочего сопротивления улучшает временные разрешения цепи счетчика. Счетчик, наполненный инертным газом и органическим гасителем, может еще удовлетворительно работать при рабочем сопротивлении

1 ком.

**Измерение тока.** Измерение отдельных импульсов при большой интенсивности можно заменить измерением среднего тока счетчика [151]. Для этого метода существенно, чтобы при постоянном напряжении в импульсе перемещалось одинаковое количество заряда. Тогда средняя величина тока в счетчике будет пропорциональна числу импульсов в 1 сек и, следовательно, интенсивности облучения. На рис. 63 показана зависимость тока от числа импульсов для аргоно-спиртового счетчика, рабочая точка которого лежит на 60 в выше начала счета. Как видно, счетчиком может быть

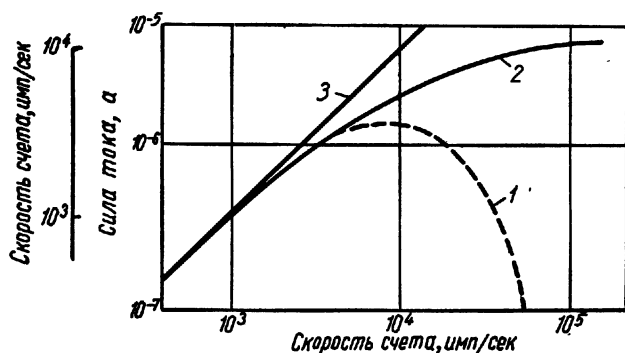


Рис. 63. Зависимость тока от числа импульсов для аргоно-спиртового счетчика:

1 — число импульсов с усилителем; 2 — измеряемый ток;  
3 — идеальная кривая.

измерено более  $10^6$  имп/сек, однако при более высоком числе импульсов ток возрастает слабо. Из этих измерений можно заключить, что мертвое время с увеличением числа импульсов падает.

Регистрацию большого числа импульсов можно значительно улучшить, если при измерении тока счетчика работать ниже напряжения начала области Гейгера, т. е. в пропорциональной области, в которой мертвое время не имеет значения. Как уже было показано в гл. II, разд. А, п. 11, при использовании чистых органических наполнителей или при большом процентном содержании их в счетчике с инертным газом количество заряда в импульсе в пропорциональной области больше, чем, например, при нормальном аргоно-спиртовом наполнении. Кроме того, амплитуда импульса немного снижается с уменьшением напряжения на счетчике. Поэтому счетчик с чисто органическим наполнением вполне пригоден для измерения большого числа импульсов, если речь идет лишь о качественных измерениях. Работая в пропорциональной области, лежащей на 50–200 в ниже начала области Гейгера, и применяя семь параллельно включенных счетчиков, Трост измерял до  $10^6$  имп/сек. Во многих случаях счетчик применяется лишь для счета большого числа импульсов в пропорциональной области. В этом случае можно работать при низком напряжении

и использовать счетчики с большим диаметром анода, например 1 мм. При наполнении счетчиков чистыми парами органических соединений состав газа постепенно изменяется, что сказывается на воспроизводимости результатов.

**Счетчики с импульсным питанием.** При измерении большого числа импульсов влияние мертвого времени можно значительно уменьшить, если работать со счетчиками в режиме импульсного питания. При этом на постоянное напряжение, лежащее ниже начального напряжения счетчика, подается прямоугольный им-

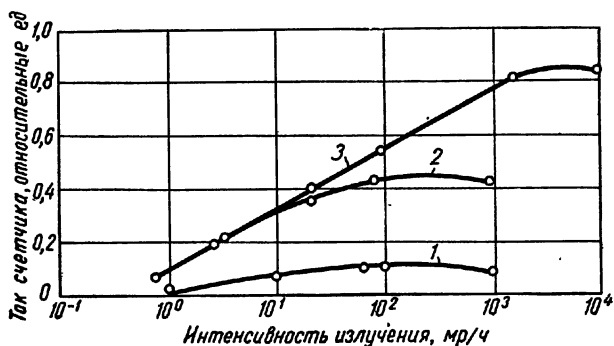


Рис. 64. Зависимость тока от интенсивности облучения для счетчиков с импульсным питанием при постоянном напряжении [154]:

1 — 550 в; 2 — 600 в; 3 — 600 в плюс импульсное напряжение 100 в,  $T = 20$  мсек,  $f = 2550$  сек<sup>-1</sup>.

пульс длительностью  $T$ , который увеличивает напряжение, и счетчик в течение этого времени работает в области Гейгера. Можно показать, что при частоте подобных периодических импульсов  $f$  и среднем ожидаемом для постоянного напряжения в области Гейгера числе частиц  $\mu$  может быть зарегистрировано  $f'$  импульсов, причем для этих величин может быть получено следующее соотношение [153]:

$$\ln \frac{f}{f - \mu} = \mu T.$$

При этом принимается, что интервал между двумя периодическими импульсами настолько велик, что счетчик за это время снова может прийти в первоначальное состояние. Кроме того, за время  $T$  должен поступить лишь один импульс.

Подробное исследование галогенных счетчиков с импульсным питанием было выполнено Лихтманом [154]. При исследованиях счетчик работал с постоянным напряжением в области Гейгера, однако напряжение время от времени снижалось при помощи прямоугольных импульсов ниже начального напряжения и благодаря этому усиливался процесс гашения. Таким способом счетчиками можно измерять практически значительно большую интенсивность, чем при нормальном постоянном напряжении. На рис. 64

показана зависимость увеличения среднего тока в счетчике от интенсивности облучения для различного постоянного напряжения и суммы постоянного напряжения и импульсного напряжения для счетчика, наполненного смесью неона (400 мм рт. ст.) и хлора (1 мм рт. ст.), ( $U_s = 560$  в). Целесообразность применения этого метода зависит от мертвого времени счетчика, рабочего напряжения, амплитуды импульса, длительности импульса  $T$  и частоты  $f$ .

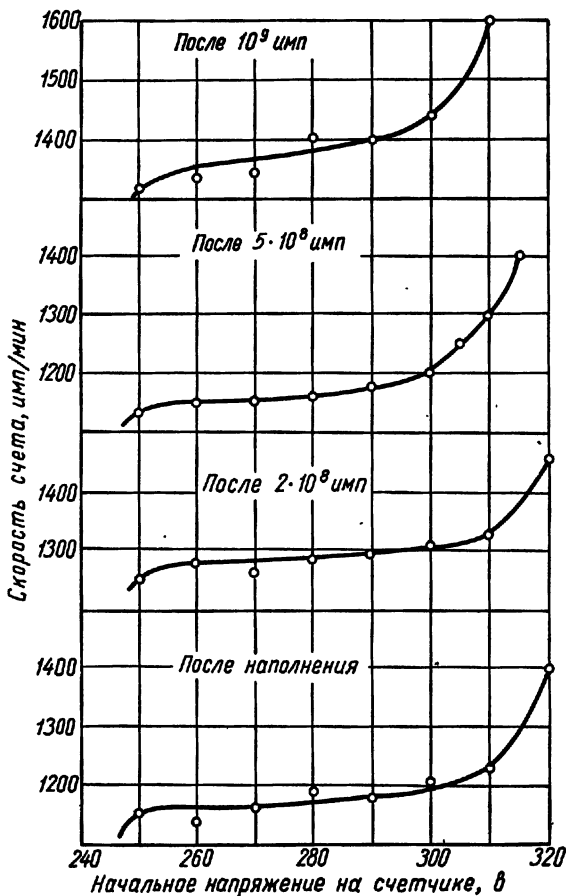
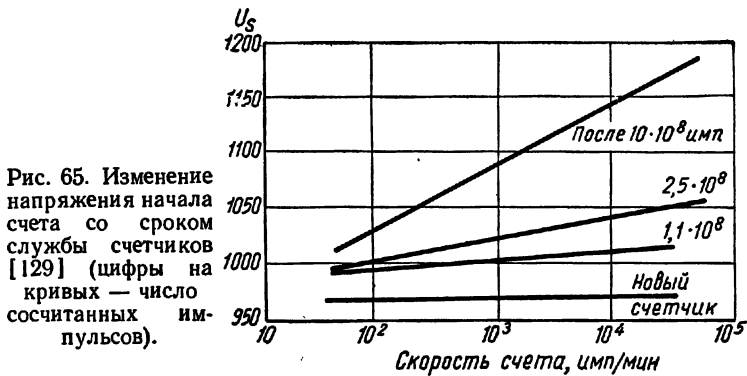
Из приведенных выше соотношений получается приближенное выражение вида  $f' = fT\mu$ . Для того чтобы, несмотря на высокую интенсивность излучения, регистрировать лишь умеренное число частиц, произведение  $fT$  должно быть относительно мало ( $T$  — несколько микросекунд,  $f$  — до  $1000 \text{ сек}^{-1}$ ). Благодаря этому в широкой области интенсивности излучения можно получить довольно хорошую линейность.

В заключение следует сказать, что при известных условиях можно применять и несамогасящееся газовое наполнение, что упрощает изготовление счетчиков и улучшает срок службы прибора. Практическое выполнение подобных приборов описано в ряде работ [155, 156].

**Срок службы счетчиков.** В гл. II, разд. А, п. 14, было показано, что срок службы счетчиков с примесью паров зависит от того, сколько молекул разлагается в разряде. Поскольку разряд в области Гейгера сильнее, чем в пропорциональной области, то срок службы в области Гейгера намного короче. Можно оценить, что для счетчика обычного диаметра и наполнения (например, смесь аргона и метилалля) уже после  $10^8$  импульсов отношение инертного газа к органическому пару значительно ухудшается, т. е. счетчик после  $10^8$ — $10^9$  импульсов уже не показывает приемлемых счетных свойств: плато ухудшается, послеразряды становятся чаще. Возникающие в процессе диссоциации молекул паров (например, углеводородов) продукты диссоциации частично могут осадиться на аноде в твердой форме.

При диссоциации углеводородов возникают, например,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4$ , из которых могут образоваться твердые полимеры [157]. В аммиачных счетчиках в качестве продуктов разложения образуются  $\text{H}_2$  и  $\text{N}_2$ , а также твердые продукты [144]. Постепенное изменение состава наполнения приводит к изменению величин импульсов и напряжения начала области Гейгера. Со старением счетчика растет напряжение начала счета. Для выбранного напряжения в пропорциональной области амплитуда импульса (например, от  $\alpha$ -частиц большой энергии) постепенно становится меньше. Естественно, пригодность счетчика при этом должна испытываться путем проверки плато. На рис. 25 показана зависимость увеличения начального напряжения от числа сосчитанных импульсов.

Срок службы счетчиков без примеси паров теоретически неограничен. Галогенные счетчики также имеют почти неограниченный срок службы. Насколько мало изменяются характеристики этих счетчиков с числом сосчитанных импульсов, видно на рис. 66





[85]. В некоторых случаях срок службы ограничен тем, что примесь галогена химически реагирует с материалом катода и поэтому ее количество постепенно уменьшается. Следует обратить внимание также на счетчики с неметаллическим катодом [83].

## 16. Искровые счетчики

Известно, что запаздывание разряда можно устранить облучением разрядного промежутка слабым радиоактивным препаратом. Ионы, электроны и кванты света, образованные этим облучением в области разрядного промежутка, облегчают образование искрового разряда. На этом явлении основан принцип работы искровых счетчиков, предложенных Грейнахером [158]. В искровом счетчике два электрода расположены в воздухе при атмосферном давлении чаще всего на незначительном расстоянии. На пластины подается такое напряжение, чтобы при внешнем ионизаторе мог возникнуть искровой пробой. Если затем облучать, например,  $\alpha$ -частицами место наименьшего расстояния между электродами, то в нем возбуждается искровой пробой. Форма и расположение электродов могут быть весьма различны. Однако необходимо, чтобы по крайней мере один из электродов имел достаточную кривизну. Преимущественно применяют электроды в виде шара, острия, проволоки или лезвия, расположенного против плоского электрода. Расстояние между ними около 1 мм. Оно определяет также величину объема счетчика. Счетчик обладает малым счетным объемом и соответственно малым темновым фоном.

Рабочее напряжение на счетчике равно нескольким киловольтам. При искровом разряде импульс настолько велик, что он может наблюдаться на экране осциллографа без всякого усиления. Параллельно искровому промежутку чаще всего включается емкость [159]. Для того чтобы избежать дугового разряда, в цепь счетчика необходимо включать высокоомное сопротивление. В настоящее время обычно применяется схема, приведенная на рис. 67. Цепь  $RC$  ограничивает, естественно, разрешающую способность счетчика. Характер процесса в счетчике определяется сильным электрическим полем между нитью и пластиной. Поле является причиной более или менее сильного коронного разряда, свечение которого легко наблюдается. При этом возможно появление тока коронного разряда порядка 1 ма. Благодаря этому в статическом случае образуется довольно плотный слой пространственного заряда между нитью и пластиной, в основном около нити. Свойства искровых счетчиков очень сильно зависят от вида этого

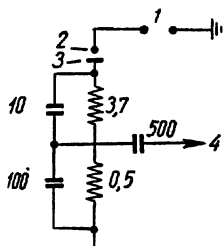


Рис. 67. Схема включения искровых счетчиков [160]:

1 — высокое напряжение; 2 — нить; 3 — пластина; 4 — к регистрирующему прибору.

пространственного заряда. Нарастание импульса происходит очень быстро (около  $10^{-7}$  сек); спад импульса происходит медленнее из-за гасящего сопротивления. Таким образом, речь идет о «быстрых счетчиках». Счет замедляется только из-за внешних схемных средств.

Такой способ счета нашел применение преимущественно для регистрации  $\alpha$ -частиц [158—166]. Это связано с тем, что плотность ионизации  $\alpha$ -частиц в воздухе больше, чем, например, электронов. Поэтому  $\alpha$ -частицы могут легче возбудить искровой разряд, чем  $\beta$ -излучение. Как показали исследования [159—161], для

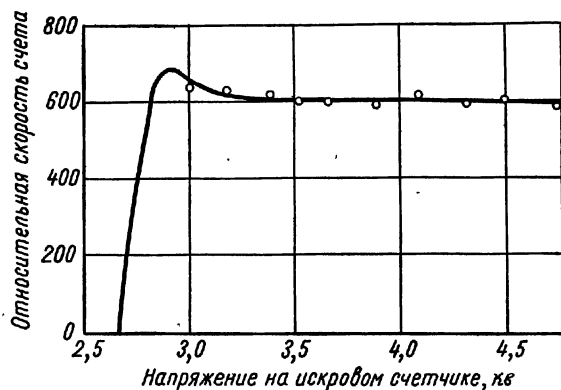


Рис. 68. Плато искрового счетчика ( $\alpha$ -частицы перпендикулярно анодной пластине) [160].

искровых счетчиков при счете  $\alpha$ -частиц также может быть получено своего рода плато. Получение хорошего плато сильно зависит от геометрии источника излучения  $\alpha$ -частиц.

На рис. 68 показано плато счетчика с вольфрамовой нитью диаметром 0,1 мм, находящейся на расстоянии 1,2 мм от слабо окисленных латунных электродов.  $\alpha$ -Излучение полониевого препарата направлялось перпендикулярно электроду. Поток  $\alpha$ -частиц в другом направлении давал менее хорошее плато. Иногда в начале плато имелся ясно выраженный пик [162]. Исследования показали, что чувствительность счетчика к  $\alpha$ -излучению зависит не только от ионизационной способности, но также и от направления пролета  $\alpha$ -частиц [162]. Вероятность регистрации  $\alpha$ -частиц может превышать 90%. Вероятность регистрации фотонов достигает 5%. На  $\beta$ -излучение искровые счетчики реагируют очень слабо, эффективность их равна примерно 0,0002% [162]. Темновой фон незначителен. Недостаток искровых счетчиков в том, что их чувствительный объем мал. Он увеличивается с возрастанием напряжения. Этого можно частично избежать, располагая несколько счетчиков друг около друга. Подобный прибор применен для измерения  $\alpha$ -спектра в магнитном спектрографе [159].

Для того чтобы избежать возбуждения разрядов в соседних участках, необходимы некоторые меры. Из исследований Ритца [167] следует, что причину перебрасывания разряда необходимо искать, вероятно, в фотоэффекте, вызванном ультрафиолетовым излучением искрового промежутка. Искровые счетчики наполняются чаще всего воздухом. Смеси аргона и воздуха дают худшие результаты. Об исследовании нейтронов подобными счетчиками, наполненными  $\text{BF}_3$  при атмосферном давлении, сообщается в некоторых работах [164, 168, 169].

### 17. Счетчики с плоскими параллельными электродами (плоские счетчики)

В гл. II, разд. Б, п. 12, указывалось, что при работе с обычными счетчиками необходимо считаться с временем запаздывания между появлением ионизирующей частицы в объеме счетчика и регистрацией ее прибором. Это время (примерно  $10^{-7}$  сек) обусловлено временем, которое необходимо первично образованным электронам, чтобы достичь области сильной напряженности поля и образовать там лавину. Плоские счетчики — большое достижение в измерительной технике, так как время их запаздывания равно при благоприятных рабочих условиях лишь  $10^{-10}$  сек или еще меньше. Поэтому возможно применение плоских счетчиков для изучения процессов с длительностью около  $10^{-10}$  сек (например, время пробега быстрых частиц, длительность жизни возбужденных состояний). Вместе с тем следует указать на то, что плоские счетчики являются «быстрыми» лишь по отношению к способности реагировать. Достичь наряду с этим большой скорости счета пока не удалось.

В качестве электродов плоских счетчиков большей частью применяются плоские металлические пластины равной величины, расположенные на незначительном расстоянии одна от другой. Электроды должны быть строго параллельны и хорошо отполированы. В качестве материала катода были испытаны различные металлы, которые показали разные свойства. На электроды в зависимости от газового наполнения счетчика накладывается напряжение до нескольких киловольт. Если через объем счетчика проходит ионизирующая частица, то уже при умеренном напряжении между электродами возникает разряд. Эти импульсы хорошо регистрируются чувствительным усилителем [170]. Осциллографические исследования показывают, что при этом возникают лавины Таунсенда [171, 172]. Если повышать напряжение, то, начиная с некоторой величины, происходит случайный, самопроизвольный искровой пробой (статическое напряжение прибора). Вскоре выяснилось, что удовлетворительные счетные свойства достигаются лишь в том случае, когда к наполняющему газу добавлено значительное количество паров (как и в случае самогасящихся счетчиков). Благоприятные свойства примеси паров сказываются здесь в той

же мере [171]. Высокое статическое напряжение пробоя  $U_{\text{стат}}$  зависит, естественно, от произведения  $pd$  (давление газа, умноженное на расстояние между электродами).

На рис. 69 показана зависимость напряжения пробоя от произведения  $pd$  для газового наполнения, состоящего из смеси аргона и 10% бутана, при давлении от 100 до 1500 мм рт. ст. [173]. Если напряжение на счетчике примерно на 200 в ниже  $U_{\text{стат}}$ , то величина импульса для подобных счетчиков равна всего лишь несколько милливольтам.

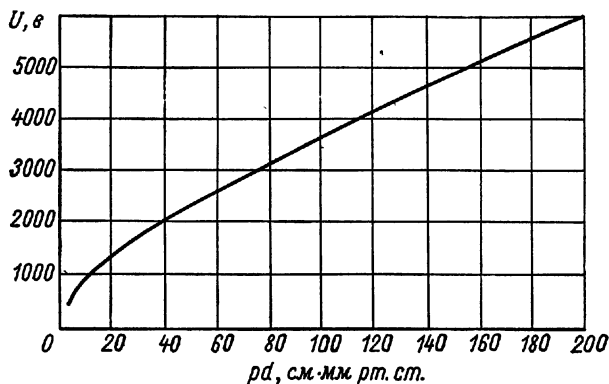


Рис. 69. Напряжение пробоя в зависимости от произведения  $pd$  для наполнения смесью аргона и бутана.

Вблизи напряжения пробоя величина импульса достигает примерно 50 мв. При напряжении выше  $U_{\text{стат}}$  импульс растет настолько быстро, что становится видимым на осциллографе без дополнительного усилителя.

При некотором превышении  $U_{\text{стат}}$  ионизирующие частицы вызывают искровой пробой. При незначительном превышении  $U_{\text{стат}}$  вероятность образования искрового пробоя составляет 10% [173], при перенапряжении 500 в — примерно 90% [176]. Вероятность регистрации с увеличением перенапряжения увеличивается, но число самопроизвольных искровых пробоев остается незначительным, т. е. в области напряжений  $U_{\text{стат}}$  имеется счетная область. На рис. 70 показано плато счетчиков, наполненных смесью аргона (0,5 атм) и ксилола (6 мм рт. ст.) [174]. Число самопроизвольных пробоев ограничивает счетную область. Было исследовано большое число других смесей на счетчиках с расстоянием между пластинами 5 мм [175]. При наполнении смесью аргона (265 мм рт. ст.) и ацетона (35 мм рт. ст.) получена счетная область протяженностью примерно 4 кв. При напряжении, на 1 кв большем  $U_{\text{стат}}$ , эффективность счетчика для слабо ионизирующих частиц превышала 90%. Эффективность счетчиков, наполненных аргоном и спиртом, рассматривалась в работе Бэлла и др. [178].

Так же как и у обычных счетчиков, в применяемых до сих пор плоских счетчиках наблюдается более или менее заметный послеразрядный эффект. Хотя для плоских счетчиков применяется то же наполнение, что и для обычных счетчиков, гашения разряда в них сразу же после образования импульса не происходит. Поэтому необходимо применять внешнюю гасящую схему. В зависимости от рода материала катода, рода и парциального давления смеси применяется время гашения до  $10^{-1}$  сек. При увеличении времени гашения плато становится положе. На рис. 70 показано

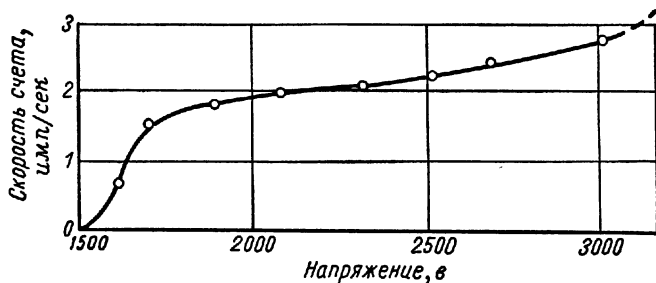


Рис. 70. Плато плоского счетчика, наполненного смесью аргона и ксилола. Время гашения 0,05 сек, наклон 3,6% на 100 в при 2500 в.

плато счетчика для времени гашения 0,05 сек. В противоположность меди, свинцу, олову и железу алюминий, золото и латунь не обладают свойствами, благоприятными для изготовления катода [178]. Изготовление чистой медной поверхности описано в работе Бэгга и Аллкофера [175].

Сразу после включения счетчика требуется незначительное время гашения, которое увеличивается по мере работы счетчика. Это объясняется, по-видимому, загрязнением электродов продуктами, образующимися в наполняющем газе в результате процесса разряда. Послеразрядные явления, как и у обычных счетчиков, являются следствием образования в разряде фотонов и ионов инертного газа, подошедших к катоду. Другая причина — образование зарядов на изолированных поверхностях электродов. Этот вопрос подробно рассмотрен Шмидтом [171]. Образование лавин при напряжениях, меньших  $U_{\text{стат}}$ , настолько незначительно, что при использовании соответствующих паров, например метилалля, можно избежать послеразрядных явлений даже без применения гасящих схем [170]. Крутизна фронта импульса при этом превышает  $10^{-7}$  сек, более медленное нарастание ионной части импульса происходит за время от  $10^{-5}$  до  $10^{-4}$  сек. Таким образом, плоскими счетчиками можно регистрировать такое же число импульсов, как и обычными счетчиками (порядка  $10^6$  имп/мин).

Время реагирования плоских счетчиков, т. е. время, в течение которого единичным разрядом на аноде наводится заряд, достаточный для регистрации усилителем, меньше  $10^{-6}$  сек при напряжении,

близком к напряжению статического пробоя, и  $10^{-8}$  сек или меньше при перенапряжении в несколько сотен вольт. Следовательно, плоский счетчик является «быстрым» в отношении возрастания импульса. Вследствие же длительного времени гашения при напряжении выше  $U_{\text{стат}}$  счетчик может считать лишь относительно незначительное число частиц. Здесь также можно говорить о мертвом времени, которое равно примерно  $10^{-4}$  —  $10^{-8}$  сек. Плоские счетчики особенно подходят для измерения кратковременных процессов методом совпадения. Время задержки между появлением частицы и ее регистрацией весьма мало, около 1 мксек в области  $U_{\text{стат}}$ , а при перенапряжении несколько сотен вольт — порядка  $10^{-9}$  сек [177]. Очевидно, имеется два пути для увеличения разрешающей способности и уменьшения времени задержки: повышение перенапряжения и уменьшение расстояния между пластинами. Идя вторым путем, Завойский, Плахов, Бабыкин и др. достигли значительных успехов [178, 179]. Расстояние между пластинами было уменьшено до  $0,2 \pm 0,002$  мм; наполнение — смесь аргона (6 атм) и диэтилового эфира. Напряжение составляло от 2 до 3 кв при сопротивлении нагрузки от 50 до 100 Ом. При парциальном давлении паров 400 мм рт. ст. и расстоянии между пластинами 0,2 мм было получено плато протяженностью более 1,5 кв (крутизна плато 4%). При расстоянии между пластинами примерно 0,1 мм или меньшем давлении паров плато было несколько лучше. Хорошую воспроизводимость этих счетчиков показывает рис. 71, на котором приведены характеристики двух подобных счетчиков [смесь аргона (13 атм) и насыщенных паров диэтилового эфира], использованных для измерения  $\gamma$ -излучения  $\text{Co}^{60}$  в схеме совпадения [179]. Как показано на рис. 72, крутизна импульса подобного счетчика порядка  $10^{-10}$  сек, полуширина статистической кривой времени задержки — примерно  $10^{-10}$  сек. Авторы указывают на то, что это время может быть еще уменьшено.

К недостаткам плоских счетчиков, наполненных парами и работающих при больших перенапряжениях, при которых возникает сильный искровой разряд, относятся значительное мертвое время, не позволяющее измерять большую интенсивность (примерно от  $10^3$  до  $10^4$  имп/сек), и малый срок службы. После  $10^6$ — $10^8$  импульсов счетчик необходимо очистить и вновь наполнить.

В заключение следует указать на то, что разряд в форме искрового пробоя с видимым каналом локализован, так что место прохождения ионизирующей частицы может быть найдено с большой достоверностью. Для того чтобы регистрировать большой поток частиц, в некоторых случаях электроды можно разделить на более мелкие участки [178].

Подробности о плоских счетчиках можно найти в ряде работ [180—183].

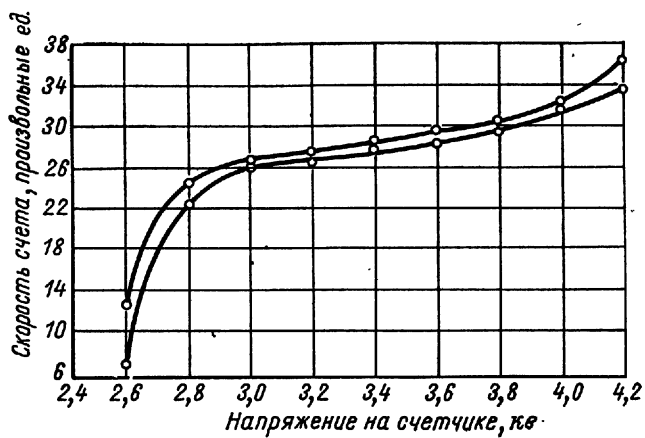


Рис. 71. Плато двух плоских счетчиков [179].

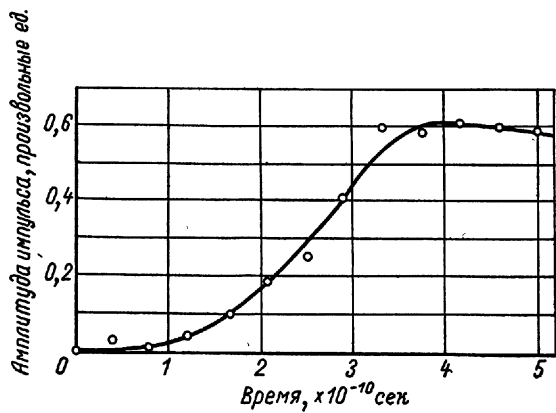


Рис. 72. Нарастание амплитуды импульса в плоском счетчике [179].

## 18. Счетчики с внешним катодом

Мазе предложил изготавливать счетчики путем нанесения графитового слоя, служащего катодом, на внешнюю стеклянную поверхность колбы [184]. Преимущество подобных счетчиков перед обычными заключается в простоте изготовления: необходимо лишь смонтировать анодную нить и наполнить счетчик газом. Нет необходимости выбирать материал катода, нет химического взаимодействия материала катода и наполнителя. По сравнению

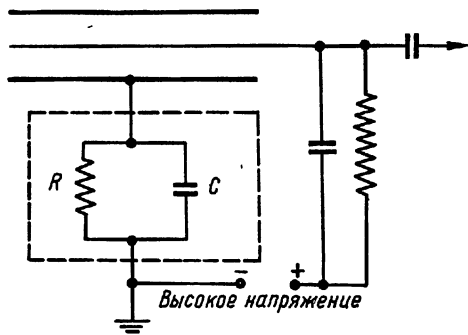


Рис. 73. Схема включения счетчика с внешним катодом (счетчик Мазе).

с обычными счетчиками следует, по-видимому, ожидать лучшей стабильности. Для таких счетчиков можно применять уже известные газовые наполнители. Свойства подобных счетчиков описаны в ряде работ [185—193]. Толщина стенки стеклянных трубок, применяемых для изготовления счетчиков, не должна превышать 0,7 мм. Слой стекла между разрядным объемом и катодом при рассмотрении образования импульса может быть заменен  $RC$ -цепью по схеме рис. 73. Необходимо учитывать, что при удельном сопротивлении стекла около  $10^{12}$  ом·см и диэлектрической постоянной 6—8 действующее сопротивление между катодом и анодом равно примерно 100 Мом и емкость счетчиков обычно употребляемых диаметров — порядка  $10^{-9}$  ф, вследствие чего постоянная времени цепи составляет примерно 0,1 сек [188]. Это значительно увеличивает мертвое время счетчика.

При большой скорости счета стеклянная внутренняя поверхность счетчика заряжается и напряжение на счетчике с внешним катодом становится отличным от напряжения на счетчике с внутренним катодом. Падение напряжения оценивалось Ароном [190] и Бланком [194]. Поэтому, для того чтобы работать в области Гейгера, по мере заряжения поверхности стекла необходимо увеличивать напряжение на счетчике, что показано в работе Бланка [193] на узких счетчиках с аргоно-метилалевым наполнением. Увеличение напряжения начала области Гейгера происходит тем быстрее, чем больше сопротивление стекла. Температурная зависимость характеристик счетчиков Мазе меньше, чем для счетчиков с внутренним катодом [191]. Счетчики Мазе могут работать, естественно, и с галогенным наполнением. Необходимо иметь в виду, что подобные счетчики при однажды установленном напряжении могут перестать считать в случае неожиданно увеличившегося числа импульсов. Однако при этом проявляются положительные



свойства счетчика: с увеличением числа импульсов плато становится длиннее и выше.

На рис. 74 показано увеличение начального напряжения в зависимости от частоты импульсов, на рис. 75 — уменьшение на-

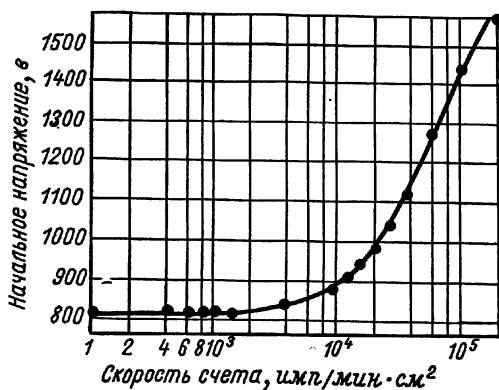


Рис. 74. Зависимость увеличения напряжения начала счета от числа импульсов.

клона плато в зависимости от частоты сосчитываемых импульсов. В работе Бланка [195] показано, что этого же можно достичь на обычных счетчиках с внутренним катодом, если ввести в схему

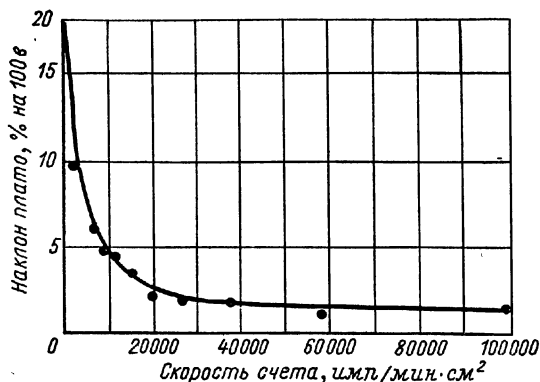


Рис. 75. Уменьшение наклона плато с увеличением числа импульсов.

RC-цепь подобной величины. Счетчики Мазе часто светочувствительны, что не ожидалось ввиду отсутствия внутри них металлического катода. Светочувствительность сильно зависит от предыстории счетчика, срока службы и напряжения [192]. Это явление, так же как для счетчиков света с внутренним катодом, довольно сложно.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Geiger H., Müller W. Das Elektronenzählrohr. Phys. Z., 29, 839 (1928).  
Technische Bemerkungen zum Elektronenzählrohr. Phys. Z., 30, 489 (1929).
2. Greiner E. Über die Ausbreitung der Entladungen im Elektronenzählrohr. Z. Phys., 81, 543 (1933).
3. Jaffe A. A., Craggs J. D., Balakrishnan C. Proc. Phys. Soc., 62, 39 (1949).
4. Werner S. Die Entladungsformen im zylindrischen Zählrohr. Z. Phys., 92, 705 (1934).
5. Ramsey W. E. Measurements of discharge characteristic of G. M. counters. Phys. Rev., 57, 1022, 1061 (1940).
6. Montgomery C. G., Montgomery D. D. Discharge mechanism of the G. M. counter. Phys. Rev., 57, 1034 (1940).
7. Trost A. Über Zählrohre mit Dampfzusatz. Z. Phys., 105, 399 (1937).
8. Friedmann H. Geiger counter tubes. Proc. I. R. E., 37, 791 (1949).
9. Van Geel V., Kerkum G. Physica, 5, 609 (1938).
10. Nunn May A. Proc. Phys. Soc., 51, 26 (1939).
11. Neher H. V., Harper W. W. A high speed Geiger counter circuit. Phys. Rev., 49, 940 (1936).
12. Neher H. V., Pickering W. Modified high speed Geiger counter circuit. Phys. Rev., 53, 316 (1938).
13. Getting I. A. Multivibrator Geiger counter circuit. Phys. Rev., 53, 103 (1938).
14. Maier-Leibnitz H. W. New quenching circuit for Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 19, 500 (1948).
15. Simpson I. A. Reduction of the natural insensitive time in G. M. counters. Phys. Rev., 66, 39 (1944).
16. Picard E., Rogozinski A. Sur la limitation de la propagation de la décharge dans les compteurs GM. J. phys. et radium, 14, 304 (1953).
17. Hart R. J., Russell K., Steffen R. M. Quantum efficiency of bismuth counters for electromagnetic radiation of 0,07 to 2,8 MgV. Phys. Rev., 81, 460 (1951).
18. Alder F., Baldinger E., Huber P., Metzger F. Über die Ausbildung der Entladung in Zählrohren mit Alkoholdampfzusatz. Helv. phys. acta, 20, 73 (1947).
19. Przybylski A. Untersuchungen über die gasionisierende Strahlung einer Entladung. Z. Phys., 151, 264 (1958).
20. Liebson S. H. The discharge mechanism of selfquenching G. M. counters. Phys. Rev., 72, 602 (1947).
21. Stever H. G. The discharge mechanism of fast G. M. counters from the dead-time experiment. Phys. Rev., 61, 38 (1942).
22. Wilkening M. H., Kanne W. R. Localisation of the discharge in G. M. counters. Phys. Rev., 62, 543 (1942).
23. Ramsey W. E. Period of photon emission in a counter discharge. Phys. Rev., 58, 476 (1940).
24. Weissler G. L. Photoionization in gases and photoelectric emission from solids. Hdb. d. Phys., 21, Berlin, 1956.
25. Ditchburn R. W. Absorption cross-sections in the vacuum ultraviolet. III. Methane. Proc. Roy. Soc. A, 229, 44 (1955).
26. Craggs J. D., Jaffe A. A. Discharge spread in Geiger counters. Phys. Rev., 72, 784 (1947).
27. Balakrishnan C., Craggs J. D., Jaffe A. A. Discharge spread in Geiger counters with methane and methane/argon fillings. Phys. Rev., 74, 410 (1948).
28. Huster E., Ziegler E. Zur Ausbreitung der Entladung in selbstlöschen- den Zählern. Z. Phys., 146, 281 (1956).
29. Chaudhri R. M., Khaun M. J., Yunas M. Role of photons in a self-quenching Geiger—Müller counter. Nature, 179, 1368 (1957).

30. Huber P., Alder F. Zum Ausbreitungsmechanismus der Entladung in einem Zählrohr mit Alkoholdampfzusatz. *Helv. phys. acta*, **18**, 232 (1945).
31. Huber P., Alder F., Baldinger E. Eine Methode zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches im schnellen Zählrohr. *Helv. phys. acta*, **19**, 204 (1946).
32. Huber P., Alder F., Baldinger E., Metzger F. Über die Impulsform im schnellen Zählrohr. *Helv. phys. acta*, **19**, 207 (1946).
33. Dunworth I. V. *Nature*, London, **144**, 152 (1939).
34. Hill I. M., Dunworth I. V. Rate of spread of discharge along the wire of a Geiger counter. *Nature*, London, **158**, 833 (1946).
35. Wantuch E. Velocity of propagation of the discharge in G. M. counters. *Phys. Rev.*, **71**, 646 (1947).
36. Curran S. C., Strothers. Photoemission in Geiger counters. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **35**, 654 (1939).
37. Curran S. C., Rae E. R. J. *Scient. Instrum.*, **24**, 233 (1947).
38. Nawijn A. Het Gasontladings Mechanisme van den Geiger Müller Teller. Delft, 1948.
39. Liebson S. H. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **22**, 2 (1947).
40. Van Gemert A. G., den Hartog H., Müller F. A. Measurements on self quenching G. M. counters. *Physica*, **9**, Teil I, 556; Teil II, 658 (1942).
41. Den Hartog H. Speed of operation of Geiger Müller counters. *Nucleonics*, **5**, No. 3, 33 (1949).
42. Mortier P. Role of photons in argon-alcohol counters. *Nature*, **181**, 1327 (1958).
43. Wilkinson D. H. The Geiger discharge. *Phys. Rev.*, **74**, 1417 (1948).
44. Fünfer E., Neuert H. Über das Verhalten von Zählrohren mit reiner Dampffüllung im Auslöse- und Proportionalbereich. *Z. angew. Phys.*, **2**, 241 (1950).
45. Craggs J. D., Bosley W., Jaffe A. A. J. *Scient. Instrum.*, **25**, 67 (1948).
46. Brown S. C., Maroni C. A study of plateau slopes in selfquenching Geiger—Müller counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 241 (1950).
47. Friedland S. S., Katzenstein. Factors influencing the life of self-quenching counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 109 (1953).
48. Druyvesteyn M., Penning F. M. The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Rev. Mod. Phys.*, **12**, 87 (1940).
49. Paetow H. Über die als Nachwirkung von Gasentladungen an den Elektroden auftretende spontane Elektronenemission und die Feidelektronenemission an dünnen Isolatorschichten. *Z. Phys.*, **111**, 770 (1939).
50. Malter L. Thin film field emission. *Phys. Rev.*, **50**, 48 (1936).
51. Roggen F., Scherrer P. Über einen Nachwirkungseffekt an Zählrohren bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen. *Helv. phys. acta*, **15**, 497 (1942).
52. Neuert H. Nachwirkungseffekte an U. V. empfindlichen Zählrohren. *Z. Naturforsch.*, **3a**, 221 (1948).
53. Günther-Schultze A. Die Elektronengeschwindigkeit in Isolatoren bei hohen Feldstärken und ihre Beziehung zur Theorie des elektrischen Durchschlags. *Z. Phys.*, **86**, 778 (1933).
54. Tanaka. *Proc. Math. Soc. Japan*, **22**, 899 (1940).
55. Lauterjung K. H., Neuert H. Über einen Nachwirkungseffekt an U. V.-empfindlichen Zählrohren. *Z. Phys.*, **122**, 266 (1944).
56. Compton K. T., Langmuir I. Electrical discharges in gases. *Rev. Mod. Phys.*, **2**, 191 (1930).
57. Spatz W. D. B. The factors influencing the plateau characteristics of self-quenching G. M. counters. *Phys. Rev.*, **64**, 236 (1943).
58. Korff S. A., Spatz W. D. B., Hilberg N. *Rev. Scient. Instrum.*, **13**, 127 (1942).
59. Clark L. B. GM counters for high temperature operation. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 1202 (1955).

60. Lauterjung K. H. Über die Einsatzspannung von Zählrohren. Z. Naturforsch., 7a, 344 (1952).
61. Penning F. M. Über den Einfluß sehr geringer Beimischungen auf die Zündspannung der Edelgase. Z. Phys., 46, 335 (1928).
62. Weiss P. B. Starting potential of the Geiger—Müller counter discharge. Phys. Rev., 74, 1807 (1948).
63. Geerk J., Neuert H. Ionisation und Dissoziation durch Elektronenstoß bei Methan, Methylalkohol und Methylal. Z. Naturforsch., 5a, 502 (1950).
64. Neuert H. Ionisation und Dissoziation von Gasen und Dämpfen durch Elektronenstoß. Ergeb. Exakt. Naturwiss., 29, 1 (1956).
65. Simpson J. A. The theory and properties of low-voltage radiation counters. Siehe Proc. I. R. E., 37, 791 (1949).
66. Argon-tetramethyl lead-methane proportional and Geiger counters. Nucleonics, 10, No. 1, 64 (1952).
67. Srdoc D. An oxygen-quenched Geiger—Müller counter. J. Scient. Instrum., 33, 185 (1956).
68. Geiger H., Haxel O. Deutsches Patent 682657.
69. Present R. D. On self-quenching halogen counters. Phys. Rev., 72, 243 (1947).
70. Liebson S. H., Friedman H. Self quenching halogen counters. Rev. Scient. Instrum., 19, 303 (1948).
71. Loosemore W. B., Sharpe J. Time delays in low voltage halogen-quenched GM counters. Nature, 167, 600 (1951).
72. Van Zoonen D. Gas discharge mechanism of halogen—quenches counters. Appl. Scient. Res. B, 4, 237 (1954).
73. Van Zoonen D., Prast G. Properties of argon-bromine counters. Appl. Scient. Res., 3, 1 (1952).
74. Ward A. L., Krumbein A. D. Some characteristics of chlorine quenched Geiger—Müller counters. Rev. Scient. Instrum., 26, 341 (1955).
75. Le Croisette D. H., Yarwood J. The gas-filling and some characteristics of bromide quenched Geiger—Müller counters. J. Scient. Instrum., 28, 225 (1951).
76. Van Zoonen D. Double pulses in rare gas-halogen Geiger counters. Appl. Scient. Res. B, 55, 368 (1956).
77. Van Zoonen D. The efficiency of halogen quenched Geiger counters for X-rays. Appl. Scient. Res., 4, 196 (1954).
78. Egan W. G. Statistics of spurious pulses from halogen-quenched GM tubes. Rev. Scient. Instrum., 27, 968 (1956).
79. Massey H. S. W. Negative Ions. Univ. Press Cambridge, 1950.
80. Franklin E., Loosemore W. R. A survey equipment using low-voltage halogen-quenched GM counters. Proc. Instn. Electr. Engrs, p. 237, April 1951.
81. Van Zoonen D. The delay in the buildup of halogen-quenched counters. Appl. Scient. Res. B, 3, 377 (1953).
82. Montgomery C. G., Montgomery D. D. Time lags in Geiger Müller counter discharges. Rev. Scient. Instrum., 18, 411 (1947).
83. Clark L. B. Recent developments in the production of halogen-quenched GM counting tubes. Rev. Scient. Instrum., 24, 641 (1953).
84. Le Croisette D. H. Production of oscillations in halogen-quenched GM counters. Rev. Scient. Instrum., 25, 1023 (1954).
85. Hoppe W. Einsatzspannung von Bromzählrohren, Kernphysikal. Rundber. Nr. 16, 1956.
86. Korff S. A., Present R. D. On the role of polyatomic gases in fast counters. Phys. Rev., 65, 274 (1944).
87. Kallmann H., Rosen B. Über die Elementarvorgänge bei Ionen- und Elektronenstoß. Z. Phys., 61, 61 (1930).
88. Oliphant M. L. E., Moon P. B. The liberation of electrons from metal surfaces by positive ions. Proc. Roy. Soc. A, 127, 386 (1930).
89. Massey H. S. W. The theory of the extraction of electrons from metals by positive ions and metastable atoms. Teil III. Proc. Camb. Phil. Soc., 26, 386 (1930).

90. Curfán S. C., Craggs J. D. Counting tubes. London, 1949 (Butterworth).
91. Corson D. R., Wilson R. R. Particle and quantum counters. Rev. Scient. Instrum., 19 207 (1948).
92. Laufer A. R. Electric field in a Geiger counter. Rev. Scient. Instrum., 21, 252 (1950).
93. Laufer A. R. Time lags in Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 21, 244 (1950).
94. Wilkinson D. H. Ionization chambers and counters. Cambridge, 1950.
95. Kelley G. G., Jordan W. H., Bell P. R. Electron component in Geiger discharge. Rev. Scient. Instrum., 21, 330 (1950).
96. Stuckenbergh H. Diss. Hamburg, 1958.
97. Loeb L. B. Corona thresholds and the range of velocities of pulse spread in Geiger counters. Phys. Rev., 97, 275 (1955).
98. Saltzmann H., Montgomery C. G. The velocity of propagation of the discharge in GM counters. Rev. Scient. Instrum., 21, 548 (1950).
99. Paul W., Steinwedel H. Interactions of electrons with matter. Siegbahn, Beta- and gamma-ray-spectroscopy. Amsterdam, 1955.
100. Rossi B., Nereson E. Experimental determination of the disintegration curve of mesotrons. Phys. Rev., 62, 417 (1942).
101. Bitoncourt P. T., Goldhaber M. The «Two Step» isomeric transition in Te<sup>121</sup>. Phys. Rev., 70, 780 (1946).
102. Ticho H. K. A pulse timing circuit for cosmic ray research. Rev. Scient. Instrum., 18, 271 (1947).
103. Stevenson A. Coincidence time delays in Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 23, 93 (1952).
104. Ramsey W. E. General observations on discharge lag in counters. Rev. Scient. Instrum., 23, 95 (1952).
105. Porter W. C., Ramsey W. E. Delay times in Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 23, 95 (1952).
106. Stevenson A. Electron velocities in Geiger counter gas mixtures. Rev. Scient. Instrum., 23, 93 (1952).
107. Sherwin C. W. Short time delays in Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 19, 111 (1948).
108. Den Hartog H., Müller F. A., Vester N. F. Time lags in Geiger-Müller counters. Physica, 13, 251 (1947).
109. Heirtzler J. R. Electron transit times in Geiger counters. Rev. Scient. Instrum., 25, 243 (1954).
110. Mandeville C. E., Scherb M. V. Disintegration schemes and the coincidence method. Nucleonics, 3, 2 (1948).
111. Baldinger E., Huber P. Über das Auflösungsvermögen selbstlöschender Zählrohre bei hohen Stoßzahlen. Helv. phys. acta, 20, 470 (1947).
112. Danforth W. E., Ramsey W. The specific ionization of cosmic ray particles as determined by GM counters. Phys. Rev., 49, 854 (1936).
113. Street J. C., Woodward R. H. Counter calibration and cosmic ray intensity. Phys. Rev., 46, 1029 (1934).
114. Rose M. E., Ramsey W. E. On time lags in coincident discharges of GM counters. Phys. Rev., 59, 616 (1941).
115. Friedman H., Birks L. S. Geiger counter spectrometer for X-ray fluorescence analysis. Rev. Scient. Instrum., 19, 323 (1948).
116. Von Droste C. Über die Anzahl der Ausschläge eines Zählrohres bei Bestrahlung mit  $\gamma$ -Strahlen verschiedener Wellenlänge. Z. Phys., 100, 529 (1936).
117. Bradt H., Gugelot P. C., Huber O., Medicus HH., Preiswerk P., Scherrer P. Empfindlichkeit von Zählrohren mit Pb, Ms, Al-Kathode für  $\gamma$ -Strahlen im Energiebereich 0,1 — 3 MeV. Helv. phys. acta, 19, 77 (1946).
118. Sharpe J. Nuclear radiation detectors. London, 1955.
119. Maier-Leibnitz H. Absolute Messungen an  $\gamma$ -Strahlen. Z. Naturforsch., 1, 243 (1946).

120. **Jurney E. T., Maienschein F.**  $\gamma$ -Ray counting efficiency for a lead cathode GM counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 932 (1949).
121. **Trost A.** Die Entwicklung des Zählrohrs zum werkstattgerechten Prüfgerät. VDI-Verlag, Berlin, 1940.
122. **Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T.**  $\gamma$ -Radiation from light nuclei under proton bombardment. *Phys. Rev.*, **73**, 181 (1948).
123. **Pugh G. E., Frisch D. H., Gorney R.** Efficient, fast, energy sensitive  $\gamma$ -ray counters for use above 50 MeV. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1124 (1954).
124. **Sullivan H. M.** Quantum efficiency of GM counters for X-ray intensity measurements. *Rev. Scient. Instrum.*, **11**, 356 (1940).
125. **Weber P.** *Helv. Phys. acta*, **10**, 32 (1937).
126. **Saurer H.** Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren mit Al—Cu- und Au-Kathode für Röntgenstrahlen in Energiebereich von 5 bis 60 keV. *Helv. phys. acta*, **23**, 381 (1950).
127. **Hender C. F., Fine S., Brown W. B.** Gas flow proportional counter for soft X-ray detection. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 531 (1956).
128. **Lang A. R.** Some notes on the design and performance of X-ray proportional counters. *J. Scient. Instrum.*, **33**, 96 (1956).
129. **Parrish W., Kohler T. R.** Use of counter tubes in X-ray analysis. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 795 (1956).
130. **Taylor J., Parrish W.** Absorption an counting efficiency data for X-ray detectors. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 367 (1955).
131. **Keston A. S.** Stable self quenching GM counters containing 2 cm tetra methyl lead. *Rev. Scient. Instrum.*, **14**, 293 (1943).
132. **Meaker C. L., Wu C. S., Rainwater J.** Characteristics of Geiger counters filled with lead tetramethyl vapor. *Phys. Rev.*, **73**, 1240 (1948).
133. **Rajewsky B.** Anordnung zur Messung kleinster Lichtintensitäten. *Z. Phys.*, **63**, 576 (1930). — Über einen empfindlichen Lichtzähler. *Phys. Z.*, **32**, 121 (1931). — Weitere Erfahrungen mit dem Lichtzähler. *Ann. d. Phys.*, **20**, 13 (1934).
134. **Fleischmann R.** Über eine neue Form des Geigerschen Spitzenzählers. *Göttinger Nachr.* **14**—16, 1931.
135. **Locher G.** Photoelectric quantum counters for visible and ultraviolet light. *Phys. Rev.*, **42**, 525 (1932).
136. **Hausser K. W., Kreuchen K. H.** Quantenausbeute bei Lichtzählern. *Z. techn. Phys.*, **15**, 20 (1934).
137. **Djatschenko M. N. J.** *Physic*, Moskau, **III**, 479 (1940).
138. **Neuert H.** Lichtzähler. *ATM V* 422—424.
139. **Duffendack O. S., Morris W. E.** An investigation of properties and applications of the Geiger—Müller photoelectron counter. *J. Opt. Soc. America*, **32**, 8 (1942).
140. **Kreuchen K. H.** Messung geringer Lichtintensitäten mit Hilfe von Zählrohren. *Z. Phys.*, **94**, 549 (1935); *Z. Phys.*, **97**, 625 (1936).
141. **Labagni J.** A GM photo counter with Fe—Ni cathode for UV radiation. *J. Phys. et radium.*, **12**, 569 (1951).
142. **Spatz W. D. B.** The factors influencing the plateau characteristics of self-quenching GM counters. *Phys. Rev.*, **64**, 236 (1943).
143. **Korff S. A., Krumbain A. D.** Test of self-regenerating fillings for Geiger counters. *Phys. Rev.*, **76**, 1412 (1949).
144. **Neuert H., Geerk J.** Über das Verhalten von  $\text{NH}_3$ -Zählern. *Ann. Phys.*, **8**, 93 (1950).
145. **Scherb M. V.** Photoelectric effect in self-quenching Geiger—Müller counters. *Phys. Rev.*, **73**, 86 (1948).
146. **Neuert H., Lauterjung K. H.** Untersuchungen an UV-Zählrohren. *Reichsber. Physik*, Heft I, 17 (1944).
147. **Lauterjung K. H.** Über einen Sensibilisierungseffekt an UV-Zählrohren. *Naturwissenschaften*, **34**, 119 (1947).
148. **Chubb F. A., Friedman H.** Photon counters for the fast Ultraviolet. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 493 (1955).

149. Byrann E. T., Chubb F. A., Friedman H., Gailar W. Lyman-alpha radiation in the solar spectrum. *Phys. Rev.*, **91**, 1278 (1953).
150. Christoph W. Über die lichtelektrische Elektronenausbeute bei Zählrohren. *Phys. Z.*, **37**, 265 (1936). — Untersuchungen an Zählrohren mit alkalischen Kathoden. *Ann. Phys.*, **23**, 747 (1935).
151. Trost A. Eine Methode zur Messung hoher Strahlungsintensitäten mit dem Zählrohr. *Z. Phys.*, **117**, 257 (1940).
152. Mulhouse C. O., Friedman H. Measurement of high intensities with GM counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **17**, 506 (1946).
153. Lewis T. J. Geiger counteroperation without dead-time. *Appl. Scient. Res. B*, **5**, 305 (1955).
154. Lichtman S. W. Pulsed GM tube operation. *Nucleonics*, **11**, No. 1, 22 (1953).
155. Witzel A. B. Pulsed Geiger counters. *IRE/NS*, **3**, No. 1, 2 (1956).
156. Rosenstock W. B. Response of a pulsed Geiger tube. *J. Appl. Phys.*, **25**, 275 (1954).
157. Friedland S., Katzenstein H. S. Factors influencing the life of self-quenching counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 109 (1953).
158. Greinacher H. Neue Zählmethoden für Elementarstrahlen und Photoelektronen (Funktanzähler). *Z. techn. Phys.*, **16**, 165 (1936).
159. Chang W. Y., Rosenblum S. A simple counting system for  $\alpha$ -ray spectra and the energy distribution of Po- $\alpha$ -particles. *Phys. Rev.*, **67**, 222 (1945).
160. Saha N. K., Nath N. Operating characteristics of the spark counter. *Nucleonics*, **15**, No. 6, 94 (1957).
161. Eichholz G. G. The Rosenblum spark counter. *Nucleonics*, **10**, No. 10, 46 (1952).
162. Connor R. D. The properties of spark counters of the Rosenblum type. *Proc. Phys. Soc.*, **64B**, 30 (1951).
163. Payne R. M. J. *Scient. Instrum.*, **26**, 321 (1950).
164. Swetnick M. J., Anton N. G. Counting with a  $\text{BF}_3$  spark counter. *Nucleonics*, **15**, No. 6, 93 (1957).
165. Connor R. D. J. *Scient. Instrum.*, **29**, 12 (1952).
166. Blanc D. Le fonctionnement des compteurs à étincelles. *J. Phys. et radium*, **15**, 483 (1954).
167. Rytz A. Zur Kenntnis des Funktanzählers. *Helv. phys. acta*, **22**, 3 (1949).
168. Savel P. C. r. *Acad. Sci., Paris*, **234**, 2596 (1952).
169. Savel P. C. r. *Acad. Sci., Paris*, **235**, 156 (1952).
170. Christiansen J. Selbstlöschende Parallelplatten-Dampfzähler bei Spannungen der statischen Durchschlagfeldstärke. *Z. angew. Phys.*, **4**, 326 (1952).
171. Schmidt K. J. Elektronen-Nachlieferung bei Lawinentladungen in Gas-Dampf-Gemischen. *Z. Phys.*, **139**, 266 (1954).
172. Legler W. Zur Statistik der Elektronenlawinen. *Z. Phys.*, **140**, 221 (1955).
173. Pidd R. W., Madansky L. Some properties of the parallel plate spark counter. *J. Phys. Rev.*, **75**, 627 (1949).
174. Keuffel J. W. Parallel plate counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 202 (1949)
175. Bagge E., Altkofer O. Das Ansprechvermögen von Parallel-Platten-Funktanzählern für schwach ionisierende Teilchen. *Atomkern-Energie*, **2**, 1 (1957).
176. Bella, Franzinetti. *Nuovo cimento*, **11**, 10 (1953).
177. Madansky L., Pidd R. W. Some properties of the parallel plate spark counter. II. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 407 (1950).
178. Babykin M. V., Plakhov A. G., Skachkov Y. E., Spakin V. V. Parallel plate spark counters for measuring short time intervals. *J. Nucl. Energy*, **4**, 345 (1957).
179. Zavoisky E. K., Smolkin G. E. An investigation of the time-resolving power of parallel plate spark counters. *J. Nucl. Energy*, **4**, 353 (1957).
180. Robinson. Spark counters for short time interval cosmic ray measurements. *Proc. Phys. Soc.*, **66A**, 73 (1953).
181. Hereford F. L. Temperature effects in the spurious discharge mechanism of parallel plate counters. *Phys. Rev.*, **77**, 559 (1950).

182. Hudson D. E. Development of large cylindrical spark counters. Rev. Scient. Instrum., 22, 849 (1951).
183. Bagge E., Christiansen J. Der Parallelplattenzähler als selbstlöschendes Teilchenmeßgerät. Naturwissenschaft, 39, 298 (1952).
184. Maze R. Compteurs à paroi de verre et à cathode externe. J. Phys. et radium, 7, 164 (1946).
185. Menon M., Viellard R. J. Phys. et radium, 5, 310 (1952).
186. Mac Knight M. L., Chasson R. L. Rev. Scient. Instrum., 22, 700 (1951).
187. Blanc D. Remplissages H<sub>2</sub>-methylale pour compteurs a cathodes externes. J. Phys. et radium, 13, 588 (1952).
188. Favre R., Haenay Ch. Construction de compteurs Maze et leur caractéristique de 0 à 50° C. Helv. phys. acta, 26, 53 (1953).
189. Schwarz H. Die Lichtempfindlichkeit von selbst-löschenden Geiger-Zählern aus Glas B mit Außenkathode. Z. Phys., 134, 540 (1952).
190. Aron A. Über Maze-Zähler. Z. Phys., 134, 622 (1952).
191. Blanc D., Viste R. C. r. Acad. Sci., Paris, 240. 2405 (1955).
192. Blanc D. Caractéristiques de fonctionnement des compteurs à cathode externe remplis de methylale pur. II Nuovo cimento, 11, 231 (1954).
193. Blanc D. Compteurs de Geiger—Müller à cathode externe de petit diamètre. J. Phys. et radium, 15, 590 (1954).
194. Blanc D., Zyngrei H. Application de la théorie de Wilkinson aux compteurs de Geiger—Müller à cathode externe. J. Phys. et radium, 15, Suppl. I, 1 (1954).
195. Blanc D. Le comportement des compteurs de Geiger—Müller à graphitage externe aux taux de comptages élevés. J. Phys. et radium, 15, 693 (1954).

## В. ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ

Для исследования частиц с очень большими энергиями широко применяются счетчики Черенкова. В основе этого метода лежит следующее явление. При прохождении быстрой частицы через прозрачное вещество (например, воду, стекло, воздух) возникает очень слабое излучение в видимой части спектра. Характерное светло-голубое свечение впервые наблюдал Мале в растворах сильных препаратов радия [1]. Но лишь несколько лет спустя Черенков [2] экспериментально доказал, что возникающее световое излучение совершенно отлично от люминесценции, лежащей в основе сцинтилляционных методов. Теория эффекта Черенкова была впервые выдвинута Франком и Таммом [3]. Черенковский счетчик начал практически использоваться лишь с 1950 г. В настоящее время опубликовано большое число оригинальных сообщений и обзорных работ, посвященных черенковским счетчикам и их применениям [4—8]. В работе Желли [4] дан также обзор теоретических исследований.

Если быстрая заряженная частица пролетает в диэлектрике с постоянной скоростью  $v$  (или  $\beta = v/c$ , где  $c$  — скорость света), то в области, прилегающей к траектории, вещество на короткое время поляризуется, а затем возвращается в нормальное состояние с испусканием электромагнитного излучения (света). Этот процесс радикально отличается от процессов, связанных с иони-



зацией или люминесценцией. Все эти явления могут, очевидно, возникать одновременно.

Когда скорость частицы больше скорости распространения света в диэлектрике, что обнаруживается по коэффициенту преломления  $n$ , т. е. в случае  $v > c/n$ , группы волн, выходящих из отдельных элементов траектории, могут находиться в фазе. Они формируют вместе фронт волны, направление которого имеет определенный угол  $\varphi$  с траекторией частицы. Аналогичное явление происходит, например, в случае ударной волны снаряда, летящего в воздухе.

Если  $\sin \varphi = \frac{c/n}{v}$ , то световые волны выходят из конуса в направлении, образующем с траекторией угол  $\theta = 90^\circ - \varphi$ , так что  $\cos \theta = 1/\beta n$  (рис. 76). Угол  $\theta$  является, таким образом, функцией  $v$ . При этом  $\beta = 1/n$  указывает скорость, при которой свечения не возникает,  $\cos \theta_{\text{макс}} = 1/n$  дает максимальный угол, под которым может испускаться излучение от частицы, летящей со скоростью, близкой к скорости света.

Теория показывает также, сколько квантов света возникает на 1 см пути:

$$I = \frac{2\pi Z^2 \Delta\nu}{137e} \sin^2 \theta, \quad (41)$$

где  $I$  — число фотонов на 1 см пути;

$\Delta\nu$  — интервал частот, в котором этот свет эмитируется;

$Z$  — заряд движущейся частицы.

Видимый спектр охватывает интервал частот, близкий к  $3 \cdot 10^{14}$  гц. Для частицы с  $Z = 1$  получим тогда  $I = 450 \sin^2 \theta$ .

В табл. 12 [6] для примера приведены расчетные данные для двух случаев.

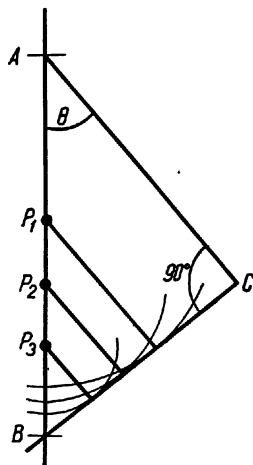


Рис. 76. Эмиссия света вдоль траектории AB частицы.

Таблица 12

Черенковское излучение в воде и воздухе

	Вода	Воздух
Коэффициент преломления $n$ . . . . .	1,33	1,0029
$\theta_{\text{макс}} (\beta \rightarrow 1)$ . . . . .	$41^\circ$	$1,3^\circ$
Минимальная энергия частиц ( $\theta = 0$ ):		
электроны . . . . .	260 кэв	21 Мэв
$\mu$ -мезоны . . . . .	54 Мэв	4,4 Бэв
протоны . . . . .	475 Мэв	39 Бэв
$I_{\text{макс}}$ , фотон/см . . . . .	$\sim 200$	$\sim 0,3$

Зависимость между  $\theta$ ,  $\beta$  и  $n$  может быть определена по графикам рис. 77 [9]. Связь интенсивности свечения со скоростью частиц и коэффициентом преломления дана на рис. 78.

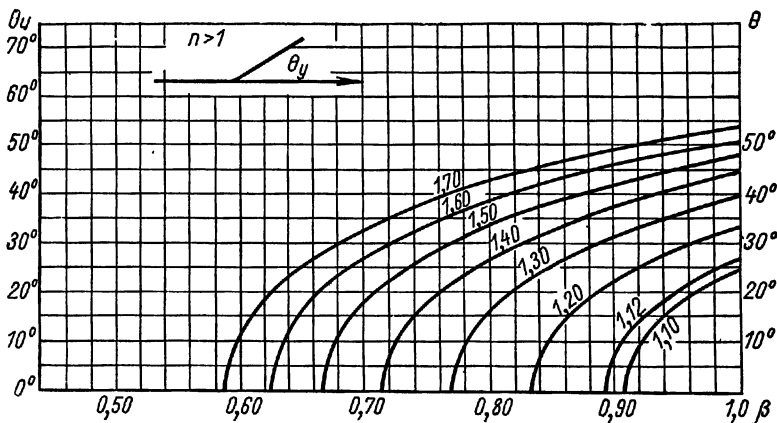


Рис. 77. Связь между скоростью частицы  $\beta$ , коэффициентом преломления  $n$  (цифры на кривых) и углом эмиссии  $\theta$ .

Хотя интенсивности возникающих свечений сравнительно малы, их можно измерить при помощи хороших фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) [10]. При этом в среднем получается выход

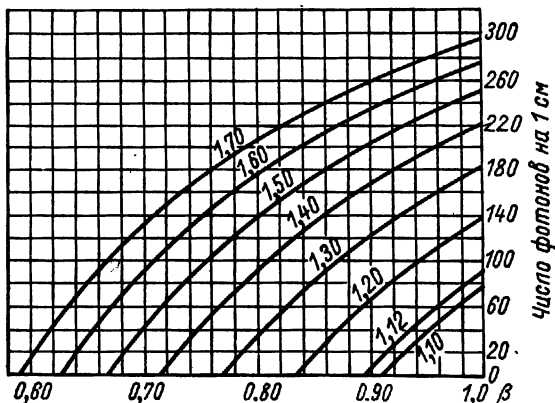


Рис. 78. Интенсивность света на частицу как функция скорости частицы и коэффициента преломления [9].

порядка шести электронов на 100 световых квантов. При 100%-ном сборе света от частиц с очень большими скоростями в воде можно ожидать на входе умножителя приблизительно 10 электронов с каждого сантиметра траектории. В этом случае особенно полезны умножители с большим квантовым выходом.

Для черенковских счетчиков целесообразно использовать прозрачные диэлектрики с высоким коэффициентом преломления. Резкая угловая зависимость эмиссии света облегчает сбор света на умножитель. Для большинства счетчиков в последнее время стали использовать цилиндрические зеркала, расположенные коаксиально со средними траекториями частиц [11, 12].

Маршаллом были найдены различные способы фокусировки света. На рис. 79 схематически показана установка, в которой свет регистрируется двумя умножителями. Диэлектрик  $B$  имеет форму линзы, благодаря чему свет фокусируется в кольцо довольно большого диаметра. Цилиндрическое зеркало  $C$  отражает свет к оси, но он преимущественно попадает на два зеркала  $E$ , отражающие его на два умножителя  $D$ , типа 1P 28, которые можно включить в схему совпадений для уменьшения фона установки. Излучатель можно перемещать вдоль оси зеркал, что позволяет определить черенковское излучение под различными углами.

При помощи подобной аппаратуры была, например, определена энергия  $\pi$ -мезонов. Кривая  $A$  рис. 80, снятая на описанной установке, показывает скорость счета  $\pi$ -мезонов с энергией 145  $Mэв$  при различных положениях излучателя. Кривая  $B$ , полученная для  $\pi$ -мезонов, энергия которых при помощи поглотителя уменьшена до 121  $Mэв$ , дает представление об энергетической разрешающей способности, достигаемой на столь простой установке. Она составляет в данном случае приблизительно 8  $Mэв$ , т. е. близка к 6%. Матер [13] усовершенствовал эту аппаратуру. Благодаря введению прямого фотографирования ему удалось измерить энергию протонов, равную 340  $Mэв$ , с точностью до 1%.

Черенковские счетчики имеют ряд преимуществ при измерении высоких энергий. Они позволяют определить направление, под которым частица пролетает через счетчик. Кроме того, скорость частицы или, при известной массе, ее энергия могут быть измерены с высокой точностью. Счетчик реагирует на частицу чрезвычайно быстро (через  $10^{-11}$  сек или быстрее). Предел разрешающей способности в данном случае накладывается значительно более «медленным» умножителем (порядка  $10^{-9}$  сек).

Подробные сведения о конструкциях черенковских счетчиков, предназначенных специально для исследования частиц высокой энергии, содержатся в работе Маршалла [7].

При помощи черенковских счетчиков можно исследовать не только частицы, но и  $\gamma$ -излучения высоких энергий. Для этого необходимо, чтобы  $\gamma$ -кванты образовали в оптически прозрачной среде фотонно-электронный ливень. Тогда электроны вызовут черенковское излучение, которое может быть проанализировано при помощи фотоумножителя. Если излучатель достаточно велик, чтобы поглотить почти все электроны, излучение Черенкова может служить мерой энергии  $\gamma$ -квантов. Черенковские счетчики использовались, например, для измерения  $\gamma$ -излучения бетатрона

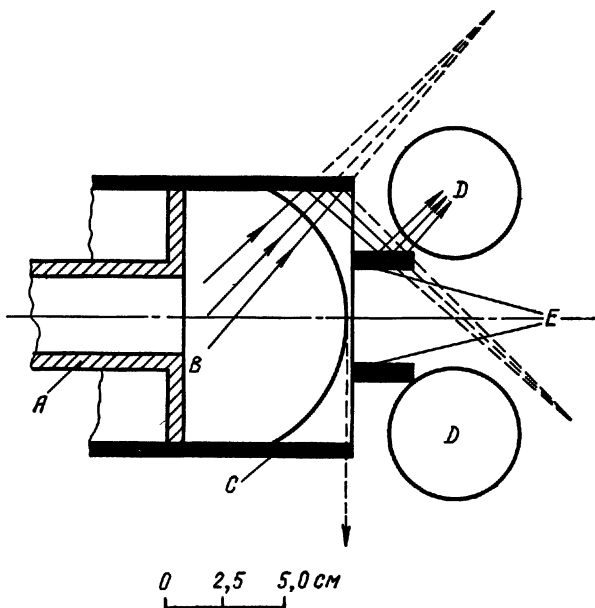


Рис. 79. Черенковский счетчик Маршалла [12].

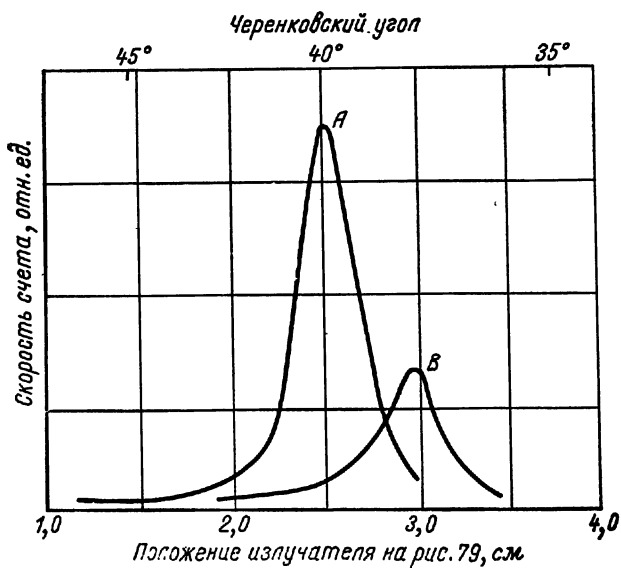


Рис. 80. Исследование  $\pi$ -мезонов на черенковском счетчике, показанном на рис. 79.

с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт. Преимущество черенковского счетчика по сравнению с другими методами исследования  $\gamma$ -излучений состоит в том, что он обладает почти 100%-ной эффективностью [14] и свободен от фоновых эффектов, которые могут вызываться, например, протонами или другими тяжелыми частицами путем ( $\gamma$ ,  $p$ )-реакций или других подобных процессов.

Джонс и его сотрудники [15] изготовили счетчик с  $\text{CCl}_4$  диаметром приблизительно 30 см и длиной около 1 м. Свечение Черенкова регистрировалось семью умножителями типа 6364 с катодами диаметром 125 мм. Пропорциональность между световым сигналом и энергией  $\gamma$ -излучения при 200 Мэв была достаточно хорошей.

Для того чтобы можно было работать с излучением еще более высокой энергии, необходимо изготавливать счетчики из веществ, обладающих большим поглощением фотонов и электронов из образующихся ливней. Брабант с сотрудниками [16] использовали для этого стеклянный цилиндр, содержащий около 50%  $\text{PbO}$ . Регистрируемое черенковское излучение было почти пропорционально энергии  $\gamma$ -лучей между 50 Мэв и по крайней мере 1400 Мэв.

При энергиях свыше 200 Мэв разрешение близко к 30% и практически не зависит от энергии  $\gamma$ -лучей. Аналогичная аппаратура использовалась также другими исследователями [14, 17].

Основные применения черенковских счетчиков относятся к области физики частиц высоких энергий, однако по черенковскому излучению можно обнаруживать  $\beta$ -излучения обычных препаратов, хотя на практике для этой цели чаще применяются газоразрядные и сцинтилляционные счетчики.

Большое число исследовательских установок описано в обзорном докладе Желли [4].

На рис. 81 изображены результаты исследований Белхера [18]. Кривая показывает число световых квантов черенковского излучения, эмитируемых в сечении  $\beta$ -частицы данного радиоактивного вещества, находящегося в водном растворе.

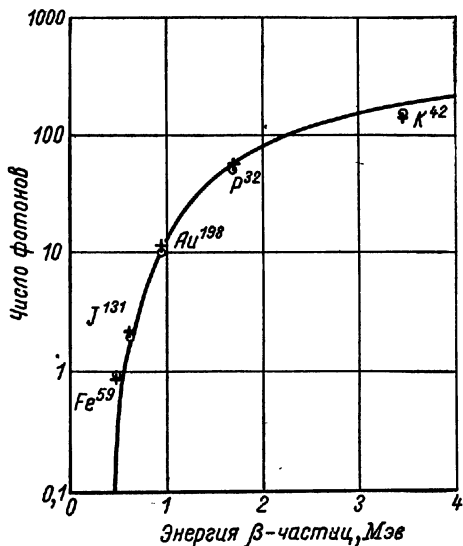


Рис. 81. Выход черенковского излучения от  $\beta$ -излучателей в водных растворах [18].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mallet L. C. r. Acad. Sci., Paris, 183, 274 (1926); 187, 222 (1928).
2. Черенков П. А. «Докл. АН СССР», 2, 451 (1934).
3. Франк И. М., Тамм И. Е. «Докл. АН СССР», 14, 107 (1937).
4. Jellely J. V. Cerenkov radiation, Progr. Nucl. Phys., 3, Pergamon Press, London, 1953.
5. Marshall J. Cerenkov counters. Annual Rev. Nucl. Sci., 4, 141 (1954).
6. Jellely J. V. Cerenkov radiation and its applications. Brit. J. Appl. Phys., 6, 227 (1955); Cerenkov radiation. Pergamon Press, London, 1958.
7. Marshall J. Cerenkov counters, Cern Symposium, p. 63, 1956.
8. Ascoli-Balzanelli A., Ascoli R. The Cerenkov effect produced by single particles in gases. Nuovo cimento, X, 6, 1932 (1957).
9. Wiegand C. Graphs of Cerenkov radiation. Cern Bericht (1957).
10. Getting I. A. A proposed detector for high energy electrons and mesons. Phys. Rev., 71, 123 (1947).
11. Marshall J. Cerenkov radiation counter for fast electrons. Phys. Rev., 81, 275 (1951).
12. Marshall J. Partiele counting by Cerenkov radiation. Phys. Rev., 86, 685 (1952).
13. Mather R. L. Cerenkov radiation from protons and the measurement of proton velocity and kinetic energy. Phys. Rev., 84, 181 (1951).
14. Kantz A., Hofstadter R. Large scintillators, Cerenkov counters for high energy. Nucleonics, 12, No. 3, 36 (1954).
15. Jones W. B., Kratz H. R., Rouvina J. Total absorption Cerenkov counter. Rev. Scient. Instrum., 28, 167 (1957).
16. Brabant J. M., Moyer B. J., Wallace R. Lead glass Cerenkov radiation photon spectrometer. Rev. Scient. Instrum., 8, 421 (1957).
17. Pugh G. E., Frisch D., Gomez R. Efficient, fast, energy sensitive  $\gamma$ -ray counters for use above 50 MeV. Rev. Scient. Instrum., 5, 1124 (1954).
18. Belcher E. H. The luminescence of irradiated transparent media and the Cerenkov effect. Proc. Roy. Soc. A, 216, 90 (1953).
19. Eder F. X. Die Cerenkov-Strahlung. Funk und Ton, 2, 67 (1949).

## Г. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

### 1. Введение

Действие сцинтилляционных счетчиков основано на совершенно иных принципах, нежели действие счетчиков Гейгера — Мюллера. Различны и свойства этих счетчиков. В газоразрядном счетчике первичная ионизация усиливается процессами газового разряда. В сцинтилляционном счетчике используются явления люминесценции в прозрачных твердых телах, жидкостях или газах, возникающие при прохождении через них ионизирующих излучений. Люминесценция преобразуется при помощи фотоэлектронных умножителей в электрический ток и усиливается.

В результате интенсивных разработок как сцинтилляторов, так и ФЭУ сцинтилляционный счетчик превратился в важнейший прибор для исследования излучений. Он принес современной экспериментальной ядерной физике существенное улучшение разрешающей способности исследовательской аппаратуры, прежде

всего в области изучения чрезвычайно кратковременных процессов. Например, стали возможны прямые измерения времени распада весьма короткоживущих изомеров, а также времени жизни позитронов и мезонов. Наряду с этим сцинтилляционные счетчики нашли применение в исследованиях космических лучей, в радиохимии, радиобиологии и медицине, в дозиметрии излучений и для различных технических целей.

Широкая область применения сцинтилляционных счетчиков и успехи сцинтилляционных методов основываются в значительной мере на комплексе следующих свойств:

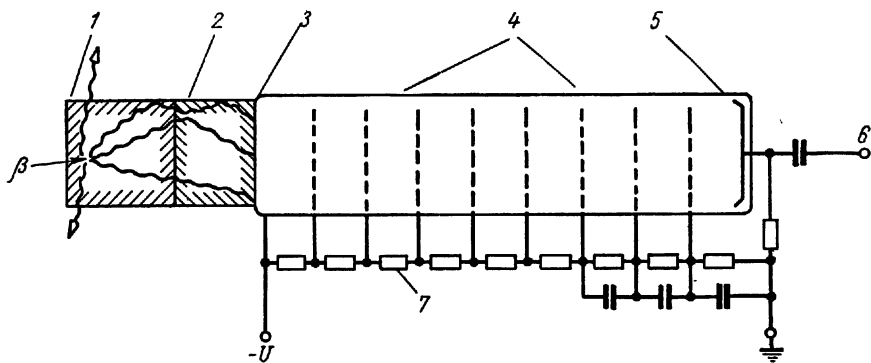


Рис. 82. Схема сцинтилляционного счетчика:

1 — сцинтиллятор; 2 — световод; 3 — фотокатод; 4 — диноды; 5 — анод; 6 — вход усилителя; 7 — делитель напряжения.

1. Очень хорошая по сравнению с газоразрядными счетчиками эффективность, особенно к  $\gamma$ -излучениям большой энергии (высокая степень поглощения в сцинтилляторе).

2. Скорость счета и временная разрешающая способность очень высоки и позволяют проводить измерения интервалов времени вплоть до десятых долей наносекунды.

3. Возможность различать частицы и определять энергетический спектр излучения аналогично пропорциональным счетчикам.

4. Геометрическая форма и устройство сцинтилляционных счетчиков открывают большие, чем в случае газонаполненных счетчиков, возможности создания специальных условий эксперимента. В зависимости от требований рабочий объем счетчиков может составлять от многих сотен литров (жидкие сцинтилляционные счетчики) до нескольких кубических миллиметров.

В простейшем случае сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора, фотоэлектронного умножителя и электронного устройства для усиления и счета импульсов (рис. 82).

В сцинтилляторе часть энергии исследуемого излучения преобразуется в кванты света. Величина выхода последних зависит от типа частиц и материала сцинтиллятора. Часть возникающего

люминесцентного излучения достигает фотокатода ФЭУ. Эта часть определяется в основном прозрачностью сцинтиллятора и оптическим контактом между сцинтиллятором и катодом ФЭУ. Передача люминесцентного излучения на фотокатод иногда осуществляется при помощи так называемых световодов. Благодаря этому в некоторых экспериментах удается отделить сцинтиллятор от умножителя.

Фотоны, попадающие на фотокатод ФЭУ, выбивают из него электроны. Поток электронов после электронно-оптической фокусировки попадает в диодную систему и усиливается там на несколько порядков. Выходные импульсы подаются непосредственно на электронные устройства, которые в зависимости от требуемых задач могут быть предназначены для счета (регистрации) частиц или для анализа формы и длительности импульсов. Кроме этого обычного сцинтилляционного счетчика, в ряде специальных случаев применяются и другие устройства. Для определения энергии и направления частиц высокой энергии используется черенковское излучение, возникающее в некоторых веществах [1].

Для обнаружения люминесцентного излучения обычных сцинтилляторов вместо ФЭУ можно использовать также фоточувствительные газоразрядные счетчики. Тяжелые частицы и электроны можно регистрировать и без сцинтиллятора, направляя их непосредственно на первый диод умножительной системы. Регистрация производится по вторичным электронам [2].

Развитие сцинтилляционных методов продолжается. Так, в последние годы были достигнуты большие успехи как в области ФЭУ, так и сцинтилляторов, а также во всех областях их применений. Подробный обзор современного уровня исследований дается обычно на симпозиумах по сцинтилляционным счетчикам, проводимых в США каждые два года [3, 4]. В настоящее время опубликованы обзорные доклады и книги, в которых подробно освещены отдельные проблемы сцинтилляционных счетчиков [3, 5—12].

## 2. Конструкции и свойства фотоэлектронных умножителей

Среди предложенных ранее видов ФЭУ [10] в счетчиках нашли применение лишь электростатические умножители. В этих умножителях фотоэлектроны направляются постоянным электростатическим полем на первый диод. Там они выбивают большее количество вторичных электронов. Число выбитых вторичных электронов зависит от энергии первичных электронов и от вторично-эмиссионных свойств материала диодов. Этот процесс умножения повторяется от каскада к каскаду, причём вторичные электроны перемещаются между диодами под действием электростатических полей, пока наконец не достигнут анода. Если каждый диод имеет коэффициент вторичной эмиссии  $m$ , то при  $n$  каскадах получится коэффициент усиления  $G = m^n$ . Пренебре-



гая статистическим характером отдельных процессов, можно считать, что число электронов на выходе будет равняться

$$Z = \gamma N \eta G, \quad (42)$$

где  $\gamma$  — квантовый выход фотокатода (от 0,01 до 0,35);

$N$  — число попадающих на катод световых квантов;

$\eta$  — коэффициент сбора фотоэлектронов на первый диод (от 20 до приблизительно 100%).

На рис. 83 схематически показаны конструкции трех типичных умножителей фирм «RCA», «Du Mont» и «EMI», предназначенных для работы в счетчиках. Данные ряда умножителей с торцовыми катодами приведены в табл. 13.

Выпускаемые в настоящее время ФЭУ различаются формой, размерами и материалом катодов, их спектральной характеристикой, способом фокусировки электронов, конструкциями диодных систем и материалом диодов. Их параметры и пригодность для конкретных целей обуславливаются качеством и согласованностью конструктивных элементов.

Важнейшим элементом ФЭУ является фотокатод. Его чувствительность и термоэмиссионные свойства играют существенно большую роль, чем соответствующие параметры диодов. Для катодов желательны:

1. Высокая чувствительность, равномерная по всей поверхности.

2. Соответствие спектральной чувствительности спектральному составу излучения сцинтиллятора.

3. Минимальная термоэмиссия при рабочей температуре.

4. Стабильность работы (минимальное «утомление»).

Эмиссия фотоэлектронов с катода происходит после поглощения световых квантов за интервал времени, меньший 1 нсек. Пропорциональность между фототоком и интенсивностью поглощенного катодом света обеспечивается лишь в том случае, если плотность тока не превышает определенной величины, обычно 1  $\mu\text{ка}/\text{см}^2$  [13]. Интенсивное и длительное освещение приводит к усталостным эффектам, зависящим от материала фотокатода. В темноте чувствительность обычно восстанавливается, если освещение не было слишком сильным [14, 15].

Чувствительность катода характеризуется отношением фототока к энергии света (например, в единицах  $\mu\text{ка}/\text{мквт}$ ). Кривая спектральной чувствительности отображает зависимость фототока от длины волны падающего света при постоянной интенсивности. Интегральная чувствительность катодов выражается в микроамперах на люмен. При использовании ограниченной спектральной области данные чувствительности служат только для сравнения однотипных катодов. Интегральная чувствительность современных катодов лежит обычно в пределах от 20 до 60  $\mu\text{ка}/\text{лм}$  и лишь в отдельных случаях достигает 200  $\mu\text{ка}/\text{лм}$  [16].

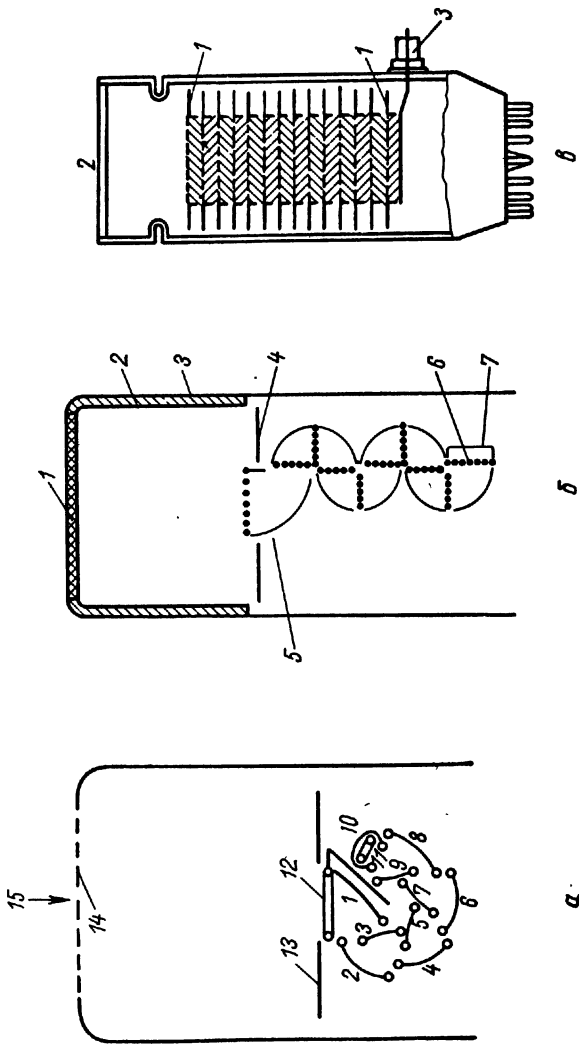


Рис. 83. Конструкции трех типичных ФЭУ:

а — ФЭУ типа РСА6342; 1—10 — диоды; 11 — анод; 12 — сетка; 13 — фокусирующий электрод; 14 — полупрозрачный фотокатод; 15 — падающий свет; б — ФЭУ фирмы «Ди Мопль» типа 6292; 1 — фотокатод; 2 — слой алюминия; 3 — стеклянный баллон; 4 — экран; 5 — первый диод; 6 — анод; 7 — десятый диод; 8 — ФЭУ типа ЕМ16262; 1—14 диодов; 2 — фотокатод; 3 — вывод анода; 4 — анод; 5 — вывод анода.

## Характеристики ФЭУ с полупрозрачными катодами

ФЭУ	FS9A	«EMI»		«RCA»			«Du Mont»	
		6097B	6099B	6342	6810A	6903	6292	6364
Фотокаод								
Диаметр, см . . . . .	2,5	4,4	11,1	4,3	4,3	4,1	3,8	10,6
Интегральная чувствительность, <i>мкА/лм</i> . . . . .	~60	50	40	60	60	60	60	60
Максимум спектральной чувствительности, <i>А</i> . . . . .	4200	4300	4300	4400	4400	4400	4400	4000
Умножительная система	9	11	11	10	14	10	10	10
Тип системы . . . . .	—	Жалюзи	Жалюзи	Круговая	Линейная	Круговая	Коробчатая	Коробчатая
Эмитирующий слой . . . . .	—	Sb—Cs	Sb—Cs	Ag—Mg	Ag—Mg	Ag—Mg	Ag—Mg	Ag—Mg
Коэффициент усиления . . . . .	~5·10 <sup>6</sup>	1,1·10 <sup>7</sup>	1·10 <sup>7</sup>	6·10 <sup>6</sup>	12,5·10 <sup>6</sup>	4·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>
При напряжении . . . . .	—	160 <i>в/каскад</i>	160 <i>в/каскад</i>	1500 <i>е</i>	2400 <i>е</i>	1000 <i>е</i>	1450 <i>е</i>	1450 <i>е</i>
Максимальное напряжение	1150	180 <i>в/каскад</i>	180 <i>в/каскад</i>	1500 <i>е</i>	2800 <i>е</i>	1250 <i>е</i>	1500 <i>е</i>	1800 <i>е</i>
Максимальный постоянный анодный ток, <i>ма</i> . . . . .	0,1	—	~10	2	2	0,75	5	5
Максимальный импульсный ток, <i>ма</i> . . . . .	1	—	—	—	500	—	25	25
Темновой ток, <i>мкА</i> . . . . .	0,1	0,1	0,5	0,01	1	0,07	0,05	0,05
При напряжении . . . . .	1000 <i>е</i>	160 <i>в/каскад</i>	160 <i>в/каскад</i>	1500 <i>е</i>	2000 <i>е</i>	1250 <i>е</i>	1150 <i>е</i>	1150 <i>е</i>
Разброс времени пролета при освещении центра катода, <i>нсек</i> . . . . .	—	10	10	5	1	5	—	—

В сцинтилляционных счетчиках целесообразно использовать умножители с полупрозрачными плоскими катодами. Сцинтилляторы обычно имеют высокий коэффициент преломления, поэтому для предотвращения потерь на отражение необходим хороший оптический контакт между сцинтиллятором и стеклом, на которое нанесен катод.

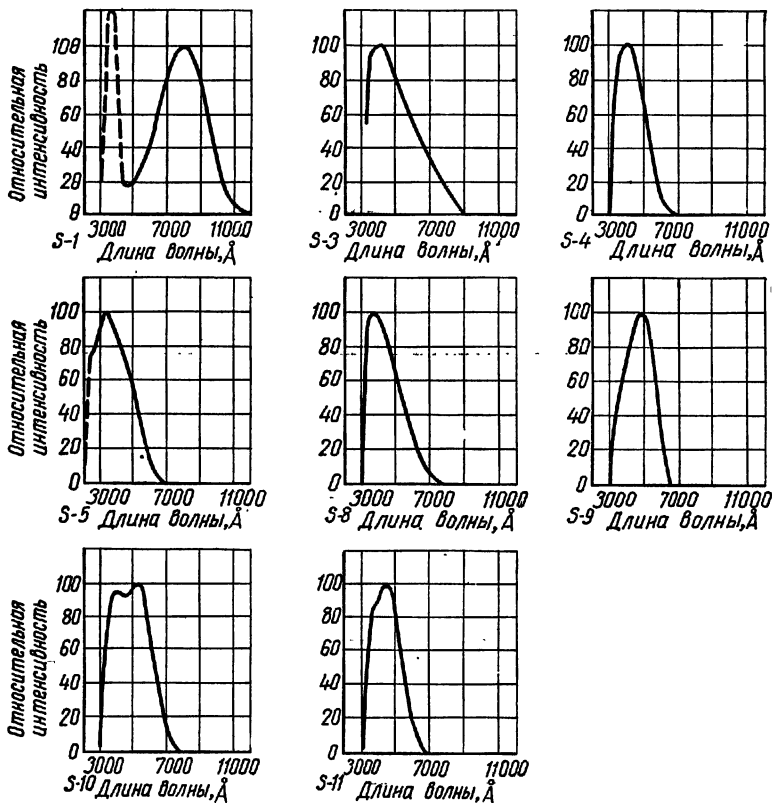


Рис. 84. Спектральные характеристики фотокатодов по классификации фирмы «RCA»:

S-1 — кислородно-цезиевый; S-3 — кислородно-рубидиевый; S-4 — сурьмяно-цезиевый на никелевой подложке; S-5 — то же, что и S-4, но в колбе, пропускающей ультрафиолетовое излучение; S-8, S-9, S-11 — сурьмяно-цезиевые; S-10 — висмут-цезиевый.

В настоящее время в сцинтилляционных счетчиках используются катоды, состоящие из соединений щелочных металлов, например цезия, рубидия, лития, с сурьмой или висмутом. На рис. 84 показаны спектральные характеристики ряда таких катодов по принятой в США классификации [17]. Наиболее широко применяется в настоящее время сурьмяно-цезиевый фотокатод. Он имеет квантовый выход от 25 до 30% в максимуме около 4100 Å

и малую термоэмиссию — от  $10^{-16}$  до  $10^{-14}$   $a/cm^2$ . Красная граница лежит около 6500 Å.

Более «старый» кислородно-цезиевый катод (Ag—O—Cs) имеет максимум в инфракрасной области около 8000 Å. Поскольку высокая чувствительность в инфракрасной области связана с малой работой выхода и большой термоэмиссией, этот катод в меньшей степени подходит для сцинтилляционного счетчика. Особенно малую термоэмиссию имеют сурьяно-литиевые катоды ( $10^{-17}$   $a/cm^2$ ). Их чувствительность близка к 20  $мкa/лм$ . Наиболее существенные параметры ряда катодов приведены в табл. 14.

Таблица 14

Параметры катодов

Тип катода	По классификации фирмы RCA	Средняя интегральная чувствительность, $мкa/лм$	Квантовая чувствительность в максимуме видимой области, %	Максимум спектральной чувствительности, Å	Красная граница, Å	Темновой ток, $a/cm^2$
Ag—O—Cs . . . . .	S-1	20—30	0,5	8000; 3600	14 000	$5 \cdot 10^{-14}$
Sb—Cs . . . . .	S-9; S-11	40	20	4500	6 500	$10^{-16}$ — $10^{-14}$
Bi—Cs . . . . .	S-10	15	10	3800	7 500	$> 10^{-14}$
Sb—Li . . . . .	—	20	5	4400	5 500	$10^{-17}$
Sb—K—Na . . . . .	—	50	10	4000	6 200	$10^{-16}$ — $10^{-14}$
Sb—K—Na—Cs	—	180	20	4000	8 500	$10^{-15}$ — $10^{-16}$

Результатом ряда новых разработок явились мультищелочные катоды, в состав которых входит сурьма и одновременно несколько щелочных металлов. Они обладают значительно большей чувствительностью, чем катоды, рассмотренные выше. На рис. 85 [16] приведены спектральные характеристики мультищелочных катодов. Наиболее интересен Sb—K—Na-катод. Он обладает спектральной чувствительностью, близкой к чувствительности Sb—Cs-катада, но не содержит цезия. Наличие последнего нежелательно потому, что из-за высокого давления его паров ухудшается изоляция электродов и появляются шумовые импульсы. ФЭУ с мультищелочными или сурьяно-цезиевыми катодами (S-5, см. рис. 84) и кварцевыми окнами могут также использоваться для измерений в ультрафиолетовой области спектра.

Диоды покрыты слоем вещества, имеющего высокий коэффициент вторичной эмиссии. Свойства этого слоя, как и в случае катода, определяются в значительной мере процессом активи-

ровки. В настоящее время наибольшее распространение получили сурьмяно-цезиевые или серебряно-магниевые и, затем, медно-бериллиевые слои. Для динодов желателен возможно более высокий коэффициент вторичной эмиссии  $m$  при энергиях первичных электронов в области от 80 до 150 эв. Наряду этим слои должны обладать малыми фото- и термоэлектронной эмиссиями, а также выдерживать нагрузку большими токами без изменения своих свойств. Наконец, с точки зрения технологии изготовления динодов существенное значение имеет температурная устойчивость слоев и их устойчивость к кратковременным соприкосновениям с кислородом воздуха. Все эти свойства для наиболее важных вторично-эмиссионных слоев перечислены в табл. 15 [10].

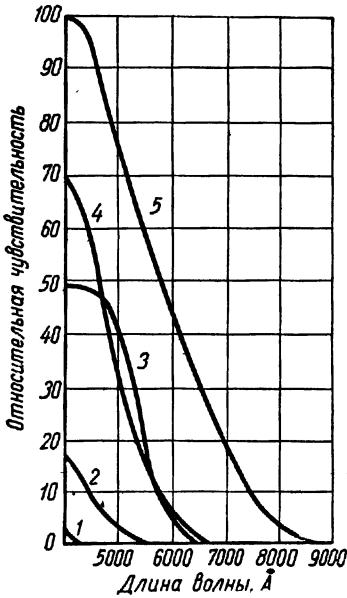


Рис. 85. Спектральные характеристики многощелочных катодов [6]:

1 — (SbNa)<sub>2</sub>—Na; 2 — (SbK)<sub>2</sub>—K;  
3 — (SbCs)<sub>2</sub>—Cs; 4 — Sb—K—Na;  
5 — Sb—K—Na—Cs.

зана на рис. 86 и 87. Сурьмяно-цезиевые слои имеют более высокие коэффициенты, чем серебряно-магниевые или медно-бериллиевые [19, 20].

Распределение скоростей вторичных электронов, эмитируемых твердой поверхностью, близко к максвелловскому и имеет максимум между 1,4 и 2,2 эв [18]. Упруго отраженные первичные электроны вызывают второй максимум при более высоких энергиях.

Зависимость коэффициентов вторичной эмиссии различных слоев от энергии первичных электронов показана на рис. 86 и 87.

Сурьмяно-цезиевые слои имеют более высокие коэффициенты, чем серебряно-магниевые или медно-бериллиевые [19, 20].

Т а б л и ц а 15

Свойства динодов [10]

Свойства	Ag—O—Cs	Sb—Cs	Cu—Be	Ag—Mg
Коэффициент вторичной эмиссии при 100эв . . . . .	~4	~3	От 1,5 до 2	~2,5
Фотоэмиссия . . . . .	Велика	Велика	~0	~0
Температуроустойчивость, °С . . . . .	≤50	≤50	≤400	≤400
Устойчивость к воздуху . . . . .	Стабилен лишь в вакууме	Стабилен лишь в вакууме	Стабилен в воздухе	Стабилен в воздухе
Утомление при больших нагрузках . . . . .	Очень сильное	Сильное	Незначительное	Значительное

Процесс активировки рабочих поверхностей несколько упрощается, если катод умножителя также сурьмяно-цезиевый. Слои из сплавов  $\text{Cu-Be}$  и  $\text{Ag-Mg}$  могут короткое время находиться на воздухе и допускают высокие температуры прогрева. Это важно для улучшения воспроизводимости параметров ФЭУ.

Динодная система должна быть выполнена таким образом, чтобы пролет электронов с одного динода на другой происходил с минимальными потерями. Для этого необходимо, чтобы площадь, на которую собираются электроны, была не больше площади, с которой они эмитированы. Само собой разумеется, что на последних каскадах, работающих с большими токами, не должны возникать объемные заряды, которые могли бы приводить к нарушению линейности между световым потоком и выходным током.

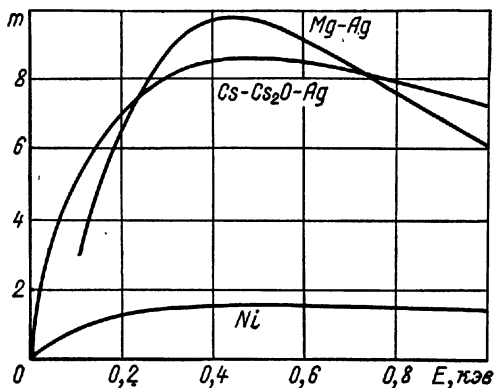


Рис. 86. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $m$  от энергии электронов  $E$  [19].

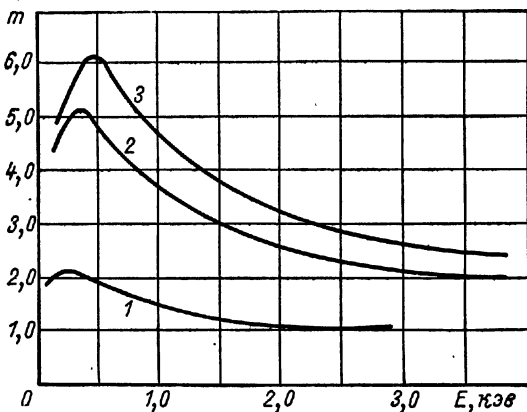


Рис. 87. Коэффициенты вторичной эмиссии сплава  $\text{Cu-Be}$  [20]:

1 — неактивированный сплав; 2 — после прогрева в хлориде; 3 — после дополнительной активировки.

Для уменьшения разброса времени прохождения сигналов через ФЭУ времена пролета всех электронов между данными двумя динодами должны быть приблизительно равны. Наконец, вся система должна быть построена таким образом, чтобы возни-

кающие вблизи анода ионы не попадали на катод, где они могли бы вызвать искажающие послеимпульсы.

Используя методы моделирования электростатических полей (электролитическую ванну и механическую модель с резиновой мембраной), различные фирмы разработали диодные системы,

которые в значительной мере удовлетворяют изложенным выше требованиям. На рис. 83 показаны три типичные системы.

Фирма «RCA» использует систему с электростатической фокусировкой, образованную расположенными по кругу диодами. При сравнительно сильных полях между небольшими по величине электродами в этой системе получаются очень короткие общие времена пролета электронных групп через умножитель, а следовательно, и малая полуширина выходных импульсов (около 9 нсек). В последнее время фирма «RCA» в умножителях типа 6810 и в усовершенствованных умножителях типа 6810А применяет линейную систему диодов (рис. 88).

В одном из недавно разработанных фирмой «RCA» умножителей (тип С7251) применена диодная система, аналогичная системе умножителя типа 6810А [4]. Преимущество нового умножителя состоит прежде всего в меньшем разбросе времен пролета (менее 1 нсек) фотоэлектронов, вылетающих из различных частей катода, благодаря чему еще больше уменьшается ширина анодных импульсов.

В корбочатой умножительной системе напряженность поля у диодов невелика. Вследствие этого временная разрешающая способность таких ФЭУ хуже, чем у описанных выше. Но зато эта система менее чувствительна к колебаниям питающего напряжения.

Жалюзные диоды характеризуются меньшим действием внешних магнитных полей на электронные траектории. Сбор электронов на первый диод и анод в этой системе представляет меньшие трудности, чем в системах других типов.

Время пролета электронов через умножитель составляет несколько десятков наносекунд. На рис. 89 приведены некоторые сравнительные данные для ФЭУ различных типов [21]. Сообщалось также об экспериментах с системой нового вида, в которой используется вторичная эмиссия с тыльной стороны пленочных

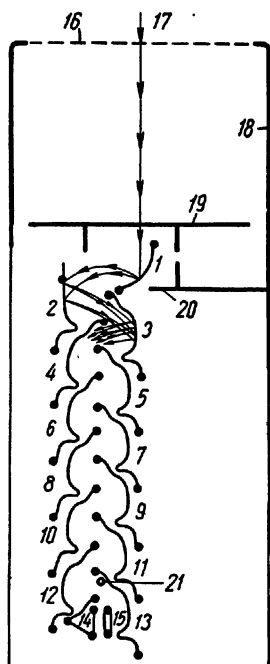


Рис. 88. Конструкция умножителя типа RCA6810 с линейной диодной системой:

1—14 — диоды; 15 — анод; 16 — полупрозрачный катод; 17 — падающий свет; 18 — проводящее внутреннее покрытие; 19 — фокусирующий электрод; 20 — экран; 21 — ускоряющий электрод.



динодов, состоящих из тонкого слоя КСl (толщина  $500 \text{ \AA}$ ), помещенного на подложку с напыленным золотом [22]. Расстояние между динодами равно всего лишь  $5 \text{ мм}$ . В семикаскадной системе при напряжении  $3 \text{ кв}$  на каскад предполагается получить общее время пролета  $3 \text{ нсек}$  и ширину импульса  $6 \cdot 10^{-2} \text{ нсек}$ .

В последние годы во многих лабораториях были разработаны умножители с очень большими фотокатодами, обладающие хоро-

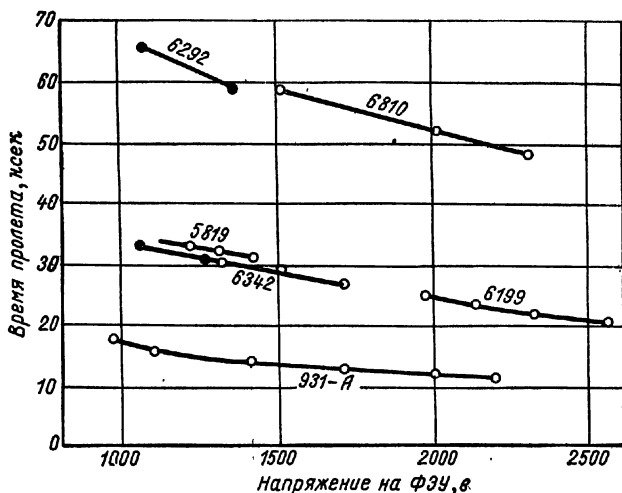


Рис. 89. Времена пролетов электронов, эмитированных из центра фотокатода [21]:

● — с усилителем; ○ — без усилителя.

шей разрешающей способностью. Подобные ФЭУ необходимы при использовании сцинтилляторов больших объемов (например, в спектрометрах полного поглощения). В таких умножителях главной проблемой является сбор фотоэлектронов с катода на первый динод. Оба эти электрода, а также вспомогательные фокусирующие электроды образуют электронно-оптическую систему, которая должна обеспечивать возможно более полный сбор электронов из любого места катода на первый динод. На рис. 90 показаны результаты измерения зависимости от напряжения коэффициента сбора фотоэлектронов на первый динод для различных точек катода [23]. Для получения хорошего сбора необходимы сравнительно высокие напряжения (примерно  $250 \text{ в}$ ).

В настоящее время различные фирмы выпускают серийно или опытными партиями следующие типы ФЭУ с катодами больших диаметров:

«RCA»: H5037,  $D_K=10 \text{ см}$ ; H6699,  $D_K=23 \text{ см}$  (рис. 91, 92).

«Du Mont»: K1328,  $D_K=36 \text{ см}$ .

«EMI»: 6099,  $D_K=11,1 \text{ см}$ .

«Fernseh»:  $D_K=7,5 \text{ см}$ .

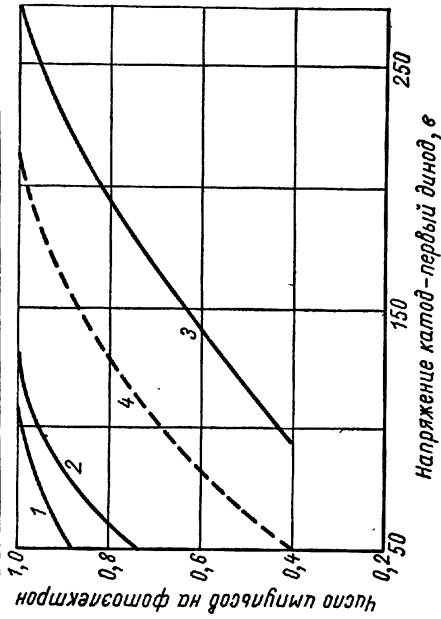


Рис. 90. Коэффициент сбора электронов как функция напряжения для умножителя типа RCA 931A [23]:

1 — внутренний край катода; 2 — центр катода; 3 — внешний край катода; 4 — усредненные значения.

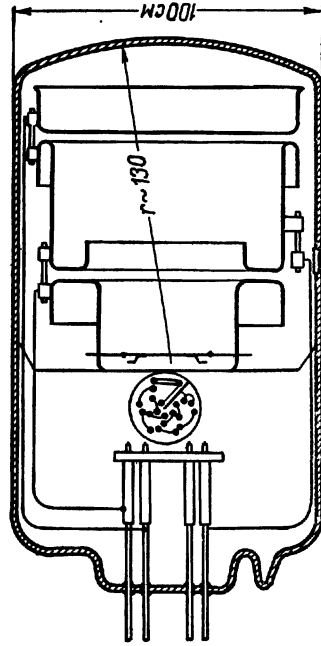


Рис. 91. Схема конструкции умножителя RCA H5037.

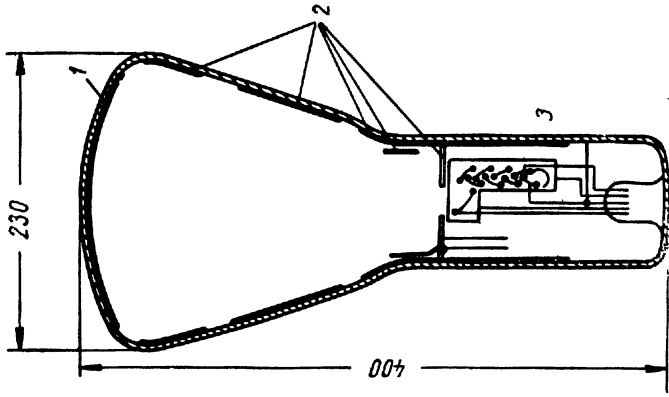


Рис. 92. Схема конструкции умножителя RCA H6699:

1 — фотокатод; 2 — электронно-оптическая система; 3 — умножительная система.

В этих умножителях для сбора фотоэлектронов на первый динод используется система электродов, подобная системам электронно-оптических преобразователей. Разность потенциалов между катодом и первым динодом обычно весьма велика (1000 в). Это приводит к существенному увеличению коэффициента вторичной эмиссии первого динода и одновременно к уменьшению как времен полета электронов, так и длительности выходных импульсов.

Другое направление разработок, которое в первую очередь проводится фирмой «RCA», — создание умножителей с большими выходными токами [3, 4]. Большая амплитуда импульсов позволяет избежать усиления сигналов ламповыми усилителями и, таким образом, полнее использовать хорошую временную разрешающую способность ФЭУ. Один из путей достижения этого сводится к увеличению числа каскадов при одновременном увеличении напряжений на последних каскадах. Электронный ток выходных каскадов и анода в режиме отсутствия объемного заряда должен в ряде случаев составлять сотни миллиампер. Для этого разность потенциалов на последних каскадах повышают с обычных 80—150 до 200 в. Той же цели служат особые ускоряющие электроды, на которые подаются более высокие потенциалы, чем на диноды, перед которыми они расположены. Аллен и Меджилл [24], например, применяли молибденовые сетки, соединенные с последующим динодом и расположенные на расстоянии 0,2 мм от эмитирующих поверхностей. Шипман и Маккрейвин [25] описали 7-каскадный умножитель с выходным импульсным током 4 а. Каскадное напряжение равнялось 500 в. Кроме того, можно указать на 14-каскадные умножители типов RCA H6687 и RCA 6810A. Первый позволяет получать импульсные выходные токи 1,1 а при коэффициенте усиления от  $10^8$  до  $10^9$ . ФЭУ типа RCA 6810A дает ток 0,5 а при усилении  $1,25 \cdot 10^7$ .

Высокие значения коэффициентов усиления могут быть также получены путем увеличения каскадных напряжений. На рис. 93 показана зависимость усиления и чувствительности ФЭУ типа RCA 6342 от напряжения между динодами. Однако возможность питания постоянным высоким напряжением ограничивается токами утечек, пробоями и нестабильностью, вызываемой паразитной обратной связью. Напряжение может быть существенно увеличено в том случае, если питать ФЭУ импульсами высокого напряжения [26]. При импульсах с амплитудой 39 кВ и длительностью 0,2 мксек были получены выходные токи до 1,5 а в линейном режиме и токи, ограниченные объемным зарядом, до 15 а [27]. Этим способом можно значительно улучшить и временное разрешение.

Анод должен быть выполнен таким образом, чтобы при больших нагрузочных сопротивлениях колебания его потенциала вследствие изменений выходного тока не меняли траектории электронов на последних каскадах. Это может быть достигнуто либо экранированием анода последним динодом (RCA 931A), либо специальной экранной сеткой. Кроме того, емкость анода

относительно умножительной системы должна быть мала (чаще всего несколько пикофарад), чтобы не ограничивалась временная разрешающая способность при больших нагрузочных сопротивлениях.

Усиление умножителей зависит от температуры. Это большой недостаток, особенно если в процессе исследований температура

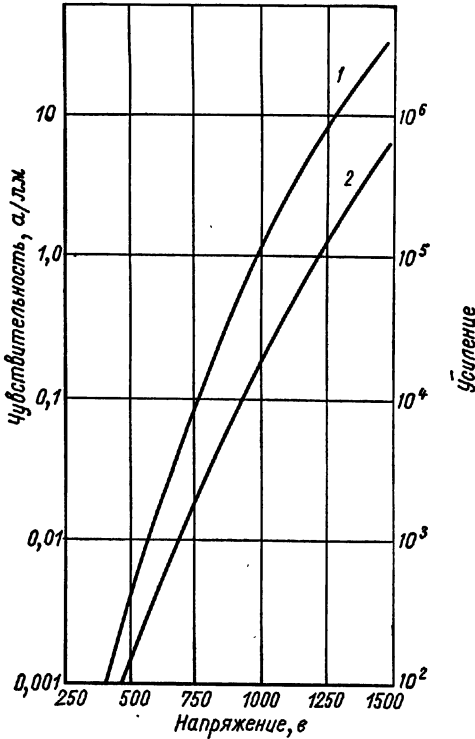


Рис. 93. Зависимость чувствительности и усиления от общего напряжения для ФЭУ типа RCA 6342:

1 — чувствительность при цветовой температуре 2870° К; 2 — усиление.

ФЭУ меняется в широких пределах. Амплитуда импульсов умножителей типов Du Mont 6292, RCA 5819 и RCA 6655 при увеличении температуры от  $-15$  до  $+50^\circ\text{C}$  падает до 40% [28]. Температурная зависимость усиления весьма неодинакова как у различных типов ФЭУ, так и у разных экземпляров одного типа. Она определяется изменением температуры динодов. Фотоэмиссия катода практически не зависит от температуры, хотя имеются сообщения об отрицательном температурном коэффициенте [29] и в то же время сообщается о небольшом возрастании амплитуд импульсов при повышении температуры от  $-20$  до  $+30^\circ\text{C}$  [20].

Поэтому при точных и длительных измерениях необходимо обращать серьезное внимание на температурные характеристики

цинтилляционной аппаратуры. Если не приняты специальные меры, то даже при хорошо стабилизированном напряжении питания несобходимо учитывать температурные колебания амплитуд импульсов от одного до нескольких процентов на градус.

**Темновые токи.** Даже при полном затемнении фотокатода на выходе умножителя обычно наблюдается много небольших импульсов. Этот нулевой эффект, или темновой ток, определяет порог чувствительности цинтилляционного счетчика, особенно при небольшой амплитуде сигнальных импульсов. Основной причиной темновых импульсов умножителя является термоэмиссия фотокатода и отчасти первого динода.

Термоэмиссионный ток  $I$  подчиняется закону Ричардсона:

$$I = AT^2 e^{-\frac{e\Phi}{kT}},$$

где  $\Phi$  — работа выхода электронов;

$e$  — заряд электрона;

$k$  — постоянная Больцмана;

$T$  — абсолютная температура.

Обычные множители имеют темновой ток от  $10^{-7}$  до  $10^{-8}$   $a$  при коэффициенте усиления  $2 \cdot 10^6$ ; это соответствует термоэмиссионному току катода  $10^{-14}$   $a$ , т. е. приблизительно  $5 \cdot 10^4$  электронов в 1 сек. Последующие каскады множителя также эмитируют термоэлектроны; однако широко применяемые в настоящее время диоды из сплавов дают при комнатной температуре лишь несколько электронов на  $1 \text{ см}^2$  в 1 сек. К тому же термоэмиссия диодов менее существенна из-за меньшего коэффициента усиления, так что ее влиянием в хороших множителях можно пренебречь.

Для уменьшения термоэмиссии необходимо использовать такие катоды, чувствительность которых не простирается в длинноволновую область дальше спектра измеряемой флуоресценции. Высокая чувствительность в красной части спектра всегда сопряжена с малой работой выхода электронов и, согласно закону Ричардсона, с высокой термоэмиссией. Здесь необходимо еще раз вспомнить о сурьмяно-литиевом катоде, который имеет по сравнению с сурьмяно-цезиевым на два порядка меньший темновой ток ( $10^{-17}$   $a$ ). Большие неиспользуемые части поверхности катода также, очевидно, ухудшают отношение сигнала к шуму, поэтому сцинтиллятор или световод должны покрывать всю поверхность катода.

У сурьмяно-цезиевых катодов наблюдается особое явление: число темновых импульсов возрастает после предшествующей сильной засветки (например, дневным светом) до некоторой величины насыщения, зависящей от интенсивности освещения. После помещения ФЭУ в темноту шумы постепенно снижаются до исходной величины, однако может пройти неделя, прежде чем они достигнут своей минимальной величины. Этот процесс можно ускорить, освещая катод инфракрасным светом.

При счете частиц или квантов очень малых энергий амплитуда шумовых импульсов лишь немногим отличается от импульсов сигнала. В этом случае действенным средством подавления термоэмиссии является охлаждение фотокатода. Охлаждение от  $+10$  до  $-40^\circ \text{C}$  уменьшает число шумовых импульсов приблизительно на порядок, а от  $+10$  до  $-150^\circ \text{C}$  — в 2000 раз. Конструкции охлаждающих устройств описаны в ряде работ [31—34]. Однако охлаждение сопряжено с некоторыми затруднениями.

Другими компонентами темнового тока могут быть автоэлектронная эмиссия, токи утечки и импульсы, вызванные ионизацией

остаточных газов. В последние годы благодаря успехам в конструировании ФЭУ и улучшению технологии их производства автоэлектронная эмиссия и токи утечки в хороших умножителях практически не играют роли. На рис. 94 изображена построенная

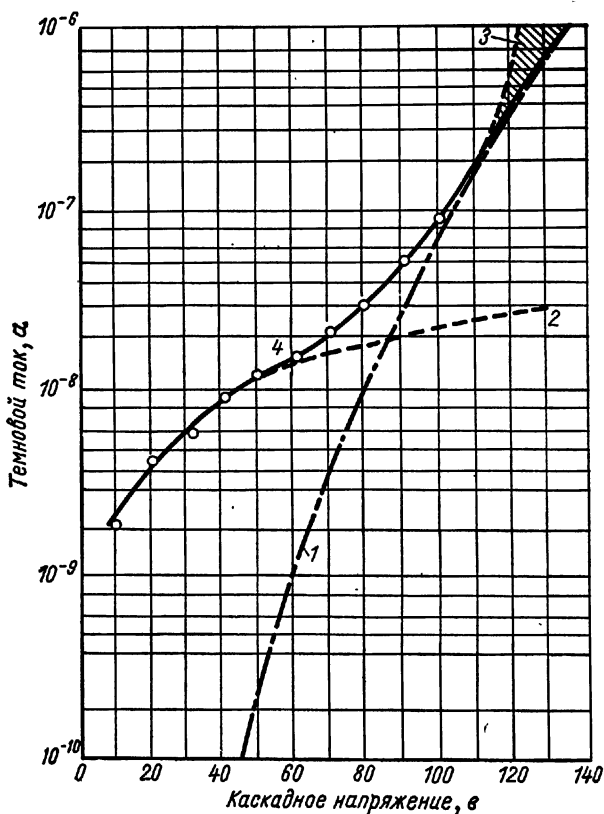


Рис. 94. Зависимость темнового тока от каскадного напряжения для ФЭУ типа RCA 931A [32]:

1 — усиленная термоэмиссия фотокатода; 2 — утечки изоляции; 3 — ионная обратная связь (нестабильная); 4 — сумма компонент.

Энгстромом [32] зависимость величин отдельных компонент темновых токов умножителя типа RCA 931A от каскадного напряжения.

Вообще говоря, в идеальном умножителе шумовые импульсы вызываются отдельными электронами. Поэтому шумовые импульсы меньше и короче сигнальных и, следовательно, большинство их можно подавить амплитудным дискриминатором.

Для отделения сигнала от шумовых импульсов часто используется метод совпадений (рис. 95, а). Возникшие в сцинтилляторе

фотоны направляются на фотокатоды двух умножителей (I и II). В результате этого схема совпадений  $K$  фиксирует прохождение частицы. Число случайных совпадений, вызываемых термоэлектронами в ФЭУ I и II, при хорошей разрешающей способности схемы будет очень малым. Если, например, принять разрешаемое время схемы  $t \approx 10^{-7}$  сек, то при термоэмиссии  $10^4$  имп/сек в каждом ФЭУ получим результирующий фон

$$N_k = 2n^2t = 20 \text{ имп/сек.}$$

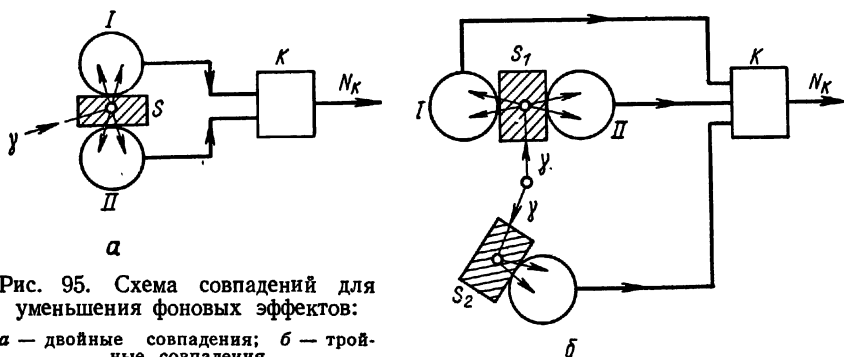


Рис. 95. Схема совпадений для уменьшения фоновых эффектов:

$a$  — двойные совпадения;  $b$  — тройные совпадения.

При использовании схемы тройных совпадений число регистрируемых шумовых импульсов может быть еще существенно уменьшено. Так, в приведенном примере

$$N_k = 3n^3t^2 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ имп/сек.}$$

В этом случае нет необходимости охлаждать ФЭУ. Подобная схема тройных совпадений может быть также использована для того, чтобы получать двойные совпадения между двумя различными сцинтиллирующими кристаллами  $S_1$  и  $S_2$ , как показано на рис. 95, б. Для шумовых импульсов эта система представляет собой схему тройных совпадений, а для исследуемых событий — схему двойных совпадений.

**Послеимпульсы.** Ионы, образующиеся вблизи анода вследствие ионизации остаточного газа, могут под действием напряжения питания ФЭУ попасть на катод и выбить из него электроны. Эта обратная связь между входом и выходом ФЭУ является причиной возникновения послеимпульсов вслед за импульсом, вызванным сцинтилляцией [35, 36]. Число, амплитуда и распределение во времени этих послеимпульсов зависит от типа умножителя. Иногда частота послеимпульсов бывает максимальной непосредственно после основного импульса и затухает приблизительно через 1 мксек. В других случаях максимум частоты лежит дальше, через 1—2 мксек после основного импульса. Число послеимпульсов растет с увеличением напряжения питания ФЭУ. Амплитуда части послеимпульсов превышает амплитуду шумовых импульсов. Было

обнаружено [37], что наряду со щелочными ионами послеимпульсы вызываются ионами  $H_2^+$  и  $O^+$ . В современных ФЭУ благодаря специальному расположению динодов почти исключена возможность попадания ионов на катод или первый динод (см. рис. 88).

### 3. Сцинтиллятор

Часть энергии, теряемой попадающими в сцинтиллятор частицами или квантами, пресбразуется в свет. Количественные закономерности пресбразования энергии различных излучений, таких, как кванты высокой энергии, рентгеновы лучи,  $\beta$ -лучи и тяжелые частицы, в значительной степени известны и будут изложены в соответствующих разделах книги.

Прежде всего ионизируются или возбуждаются атомы или молекулы вдоль траектории частицы. Весьма вероятно, что в процессе превращения энергии частицы в энергию возбуждения всегда участвуют электроны высокой энергии. Основная часть энергии возбуждения очень быстро переходит в тепло, а остаток энергии передается от возбужденных атомов и молекул активным центрам сцинтиллятора и преобразуется там в свет. Эффективность сцинтиллятора зависит от вида исследуемого излучения и его энергии.

Универсальных сцинтилляторов нет. Сцинтиллятор выбирается в зависимости от исследуемого излучения, спектральной характеристики умножителя и некоторых специальных требований, например короткого периода послесвечения или больших амплитуд импульсов. Однако качество сцинтилляторов можно оценивать с некоторых общих точек зрения:

1. Для получения высокого коэффициента преобразования поглощение первичного излучения в сцинтилляторе должно быть велико. В случае тяжелых частиц, особенно  $\alpha$ -лучей, это требование легко выполнить, применяя, например, светящиеся слои активированных  $ZnS$  или  $CdS$ , расположенные непосредственно вблизи катода. Для проникающих излучений целесообразно выбирать сцинтилляторы высокой плотности, например  $NaJ$  для  $\gamma$ -лучей.

2. Возможно большая часть поглощенной сцинтиллятором первичной энергии должна преобразовываться во флуоресцентное излучение. Кальман [38, 39] назвал этот коэффициент физическим выходом.

3. Потери за счет отражения и поглощения в сцинтилляторе, а также в световодах должны быть минимальными.

Кальман предложил обобщенную оценку сцинтиллятора, учитывающую приведенные требования, введя параметр «технический выход». Этот параметр представляет собой число фотонов, испускаемых сцинтиллятором в направлении фотокатода, отнесенное к постоянной интенсивности данного первичного излучения. Толщина слоя сцинтиллятора, служащего для определения технического выхода, должна быть оптимальной.



Значение толщины слоя легко представить себе по кривым рис. 96. Зависимость скорости счета импульсов от толщины сцинтиллятора при постоянном первичном излучении имеет максимум, зависящий от рода первичного излучения и типа сцинтиллятора. Кривые рис. 96 были получены на люминофорах, изготовленных прессованием из порошков [40]. Толщина монокристаллов с хорошей прозрачностью может быть существенно большей. Например, для чистого кристалла антрацена оптимальная толщина при работе с  $\gamma$ -излучением радия равна 1 см. С повышением физического выхода возрастает также и технический выход.

Чем меньше собственное поглощение флуоресцентного излучения в сцинтилляторе, тем больше может быть взята толщина последнего и тем больше будет поглощение первичного излучения и, следовательно, выше технический выход.

4. Спектральный состав флуоресцентного излучения должен соответствовать спектральной чувствительности фотокатода умножителя. Данные спектрального состава флуоресценции различных сцинтилляторов приведены в табл. 16 и на рис. 97\*. Их можно сопоставить со спектральными характеристиками умножителей (см. рис. 84).

5. Для некоторых применений сцинтилляционных счетчиков весьма существенно, чтобы длительность импульсов была как можно меньше. Длительность импульсов сцинтилляционного счетчика определяется длительностью световых вспышек сцинтиллятора и разбросом времен пролета электронных групп в умножителе (этот вопрос будет еще рассмотрен ниже). Для того чтобы получить высокую скорость счета и хорошую временную разрешающую способность, стремятся выбрать сцинтиллятор с возможно более коротким временем высвечивания. Очень короткие периоды высвечивания имеют органические кристаллы; для антрацена, нафталина и стильбена они близки к 10 нсек. Наиболее короткие периоды высвечивания, равные нескольким наносекундам, имеют жидкие органические сцинтилляторы. Периоды высвечивания неорганических кристаллов относительно велики (вплоть до  $10^{-6}$  сек).

6. При использовании сцинтилляционных счетчиков для спектрометрических измерений необходимо наличие пропорциональности между поглощенной в сцинтилляторе энергией и числом эмитированных фотонов. Для частиц с высокими удельными потерями это чаще всего не выполняется. Кроме того, физический выход для сильно ионизирующих частиц (типа  $\alpha$ -частиц) меньше, чем для частиц с меньшей ионизирующей способностью (типа  $\beta$ -излучения). Эта особенность сцинтиллятора характеризуется отношением  $\alpha/\beta$ . Подробнее этот вопрос рассмотрен в параграфе 4, а. Необходимо учитывать, что для всех сцинтилляторов следы некоторых загрязнений (даже в пропорции 1 :  $10^6$ ) сильно снижают

---

\* См. также рис. 100, 102 и 103.

Рис. 96. Относительный выход антрацена и нафталина в зависимости от толщины облучаемого слоя:

1 —  $\beta$ -излучение в антрацене; 2 —  $\beta$ -излучение в нафталине; 3 —  $\gamma$ -излучение в антрацене; 4 —  $\gamma$ -излучение в нафталине.

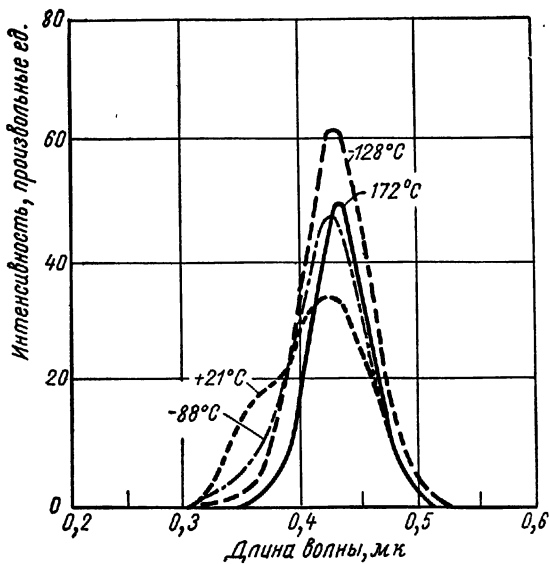
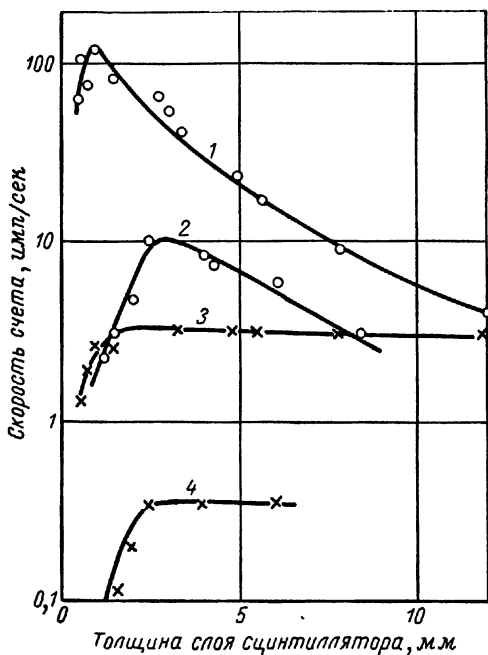


Рис. 97. Спектр эмиссии NaJ(Tl), облучаемого  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$ ; содержание Tl 0,1% [41].

## Свойства сцинтилляторов

Сцинтиллятор (активатор)	Спектральный максимум эмиссии, Å	Период вы- сечения, нсек	Физический выход, %	Амплитуда импульсов от Р-лучей по отношению к антрацену	α/β, %	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Оптический коэффициент преомления	Точка плавления, °С	Примечание
NaJ(Tl) . . . . .	4100	250	10	210	44	3,67	1,77	651	Хороший кристалл; ги- гроскопичен
CsJ (Tl) . . . . .	—	550	—	60	50	4,50	—	621	Негигроскопичен
LiJ (Tl) . . . . .	Сине-зе- лельный	1200	—	21	93	4,06	—	446	Очень гигроскопичен
LiJ (Eu) . . . . .	4400	1400	—	75	—	4,06	—	—	»
ZnS (Ag) . . . . .	4400	3000	14 (γ) 28 (α)	200 (β) 380 (α)	—	4,10	2,37	1850	Только в виде порошка или маленьких кри- сталлов
CaWO <sub>4</sub> . . . . .	4300	~4000	8	—	—	6,0	1,9	1535	Только в виде порошка
CdWO <sub>4</sub> . . . . .	5200	~6000	—	—	—	7,9	2,2	1225	или маленьких кри- сталлов
Антрацен (C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> ) . . . . .	4400	36	4,8	100	9	1,25	1,59	217	Только маленькие кри- сталлы
Трансстильбен (C <sub>14</sub> H <sub>12</sub> ) . . . . .	4100	6	—	60	9	1,16	1,62	124	Кристаллы трудно выра- щивать
n, n'-Кватерфенил	4350	4	—	94	—	—	—	318	—
Ксилол + терфенил (5 з/а) . . . . .	4000	3	1,6	—	9	0,86	1,5	—	—
Ксилол + терфенил (5 з/а) + дифенил- гексаэриен	~4500	5	2,3	48	9	0,86	1,5	—	—
(0,01 з/а) . . . . .									
Полivinилтолуол 100 з) + терфенил (4 з) + дифенил- стильбен (0,1 з) . . . . .	3800	3	2,3	48	—	~1,0	~1,6	—	—

световой выход и могут значительно увеличить время высвечивания.

По механизму флуоресценции сцинтилляторы делятся на неорганические и органические. По этой классификации ниже будут рассмотрены важнейшие и наиболее распространенные сцинтилляторы. Количественные характеристики этих сцинтилляторов приведены в табл. 16, 18 и 19.

### *а) Неорганические монокристаллы*

Механизм флуоресценции неорганических кристаллов объясняется при помощи зонной модели. При этом кристаллическая решетка рассматривается как единое целое. Сообщаемая энергия возбуждения переводит электроны из валентной зоны в зону проводимости. Электроны или дырки перемещаются по кристаллу к центрам активатора, где происходят рекомбинационные процессы с испусканием фотонов. Характерной особенностью неорганических монокристаллов как сцинтилляторов является большой световой выход и существенно больший, чем у органических сцинтилляторов, период высвечивания.

Благодаря высокому техническому выходу наиболее часто в настоящее время применяется NaJ, активированный таллием (чаще всего 1%). Хорошая прозрачность NaJ (Tl) позволяет использовать довольно большие кристаллы [42]; их производство не слишком сложно. Спектр испускания флуоресцентного излучения имеет максимум приблизительно при 4500 Å, что хорошо согласуется со спектральной чувствительностью сурьмяно-цезиевых катодов. Благодаря сравнительно высокой плотности и большому атомному весу NaJ с успехом используется для исследования  $\gamma$ -излучений. Период высвечивания относительно велик и составляет 0,2—0,3 мксек.

На рис. 97 приведены кривые эмиссионного спектра NaJ(Tl) при различных температурах. При охлаждении кристалла его световой выход увеличивается, но одновременно изменяется спектральная характеристика и положение эмиссионного максимума. При  $-190^\circ\text{C}$  неактивированный NaJ имеет время высвечивания всего лишь 30 нсек, а его световой выход значительно возрастает.

Коэффициент преломления NaJ относительно велик и близок к 1,8. Поэтому для уменьшения потерь света необходимо при помощи клея или пасты и используемых иногда световодов обеспечить возможно более плавный переход коэффициентов преломления между кристаллом и стеклом баллона ФЭУ.

На воздухе вследствие присутствия в нем паров воды кристаллы NaJ быстро диссоциируют и покрываются желтой пленкой, сильно поглощающей флуоресцентное свечение. В условиях нормальной влажности для этого достаточно всего несколько минут. В связи с этим кристаллы NaJ необходимо хранить под парафином, а пользоваться ими — только при наличии герметичной оболочки

со стеклянным или плексигласовым окном. Кристаллы обычно и выпускаются в такой оболочке. При этом все поверхности кристалла, кроме прилегающей к окну, матируются и обкладываются отражателем ( $Al_2O_3$ ,  $TiO_2$  и др.).

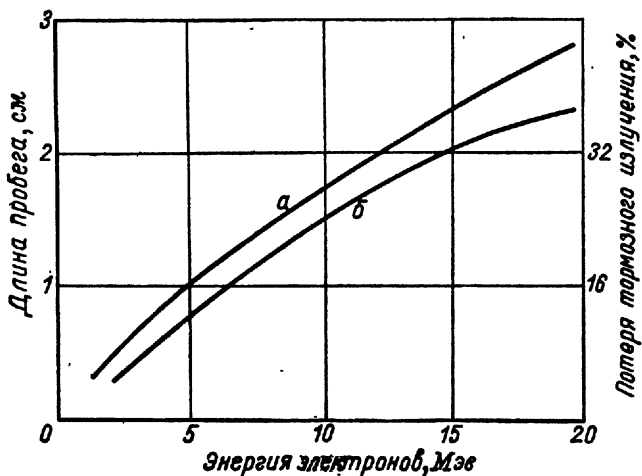


Рис. 98. Длина пробега (а) и потери тормозного излучения (б) электронов в NaJ в зависимости от энергии [43].

В сцинтилляционных спектрометрах для определения энергий  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей используется почти исключительно NaJ (Tl). В табл. 17 и на рис. 98 и 99 приведены удельные потери энергии и длины пробега электронов, позитронов,  $\alpha$ -частиц и протонов в NaJ; эти данные необходимы при количественных измерениях.

Коэффициенты поглощения рентгеновых и  $\gamma$ -лучей можно определить по кривым, приведенным на рис. 111. Кроме того, имеется много данных о световом выходе NaJ в зависимости от величины кристалла и расстояния от источника излучения [11].

Среди щелочно-галлоидных люминофоров

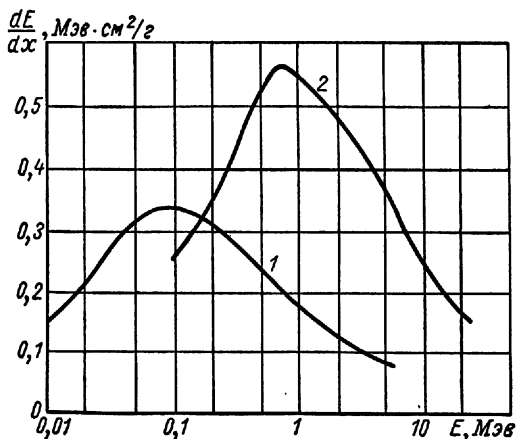


Рис. 99. Удельная потеря энергии протонов и  $\alpha$ -частиц в NaJ [44]:

1 — протоны ( $\times 2$ ); 2 —  $\alpha$ -частицы.

Потери энергии и длина пробега электронов и позитронов в NaJ (данные Нельмса) [11]

$E, \text{ Мэв}$	$-\frac{dE^-}{dx}, \text{ Мэв}\cdot\text{см}^2/\text{г}$	$R^-, \text{ г}/\text{см}^2$	$\frac{dE^+}{dx}, \text{ Мэв}\cdot\text{см}^2/\text{г}$	$R^+, \text{ г}/\text{см}^2$
0,01	11,6	0,000513	13,3	0,000433
0,02	7,15	0,00162	8,00	0,00142
0,03	5,38	0,00328	5,93	0,00292
0,04	4,41	0,00532	4,80	0,00478
0,05	3,79	0,00781	4,09	0,00707
0,06	3,35	0,0106	3,60	0,00966
0,07	3,03	0,0138	3,23	0,0126
0,08	2,79	0,0172	2,96	0,0158
0,09	2,59	0,0243	2,74	0,0194
0,10	2,43	0,0249	2,56	0,0231
0,15	1,95	0,0482	2,01	0,0455
0,20	1,69	0,0759	1,73	0,0725
0,25	1,55	0,107	1,56	0,103
0,30	1,45	0,140	1,45	0,136
0,35	1,38	0,176	1,38	0,172
0,40	1,33	0,213	1,32	0,209
0,45	1,30	0,251	1,29	0,247
0,50	1,27	0,290	1,26	0,286
0,55	1,25	0,329	1,23	0,327
0,60	1,23	0,370	1,21	0,368
0,65	1,22	0,410	1,20	0,409
0,70	1,21	0,451	1,19	0,451
0,75	1,21	0,493	1,18	0,493
0,80	1,20	0,534	1,18	0,535
0,85	1,20	0,576	1,17	0,578
0,90	1,20	0,618	1,17	0,621
0,95	1,19	0,660	1,17	0,664
1,0	1,19	0,701	1,16	0,707
1,2	1,19	0,869	1,16	0,879

имеет значение также CsJ (Tl) [45, 46]. Его период высвечивания (0,5 мксек) больше, чем у NaJ (0,25 мксек). CsJ влагоустойчив. Благодаря большому атомному весу цезия его способность поглощать  $\gamma$ -лучи еще больше, чем у NaJ. После того как будут найдены надежные способы выращивания больших кристаллов CsJ, они найдут широкое применение в  $\gamma$ -спектроскопии.

Кристаллы LiJ, активированные европием [47, 48], удобны для обнаружения тепловых нейтронов. При этом используется реакция  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{He}^3$ . Вольфраматы кальция и кадмия весьма многообещающи благодаря их хорошему  $\gamma$ -поглощению и высокому световому выходу. Недостатки — большой период высвечивания и высокий коэффициент преломления [49]; не могут быть изготовлены из этих веществ и большие кристаллы. Тонкие слои маленьких кристаллов ZnS, активированных серебром (или медью),

иногда применяют для счета  $\alpha$ -частиц. В последнее время ZnS используется в смеси с плексигласовым порошком (так называемая пуговица Хорниака) для обнаружения быстрых нейтронов [50].

### б) Органические сцинтилляторы

Органические сцинтилляторы делятся на две группы — органические монокристаллы и сцинтиллирующие растворы; последние представляют собой прозрачную жидкость или пластмассу, в которых растворено небольшое количество сцинтиллирующего органического вещества. Физический выход органических сцинтилляторов обычно несколько меньше, чем неорганических, например у антрацена выход приблизительно вдвое меньше, чем у NaJ. Однако благодаря существенно более коротким периодам высвечивания органические сцинтилляторы имеют большое значение для всех исследований в области ядерной физики, связанных с измерением времени. Большая прозрачность жидких сцинтилляторов для собственного флуоресцентного свечения позволяет использовать рабочие объемы практически любых размеров при высоком техническом выходе.

Флуоресцентные процессы в органических веществах имеют молекулярный характер и отличаются от процессов в неорганических сцинтилляторах. Эмиссия света при сцинтилляциях почти всегда соответствует конкурирующим с процессами гашения переходам молекул с низшего возбужденного  $\pi$ -уровня в основное состояние. Переход с верхних возбужденных уровней на низшие происходит (за счет различных неизлучающих процессов) чрезвычайно быстро, приблизительно в  $10^{-11}$  сек. Молекулярное свечение органических сцинтилляторов нельзя рассматривать для изолированных молекул, так как на характер процесса люминесценции влияет окружающая молекулы среда. Это выражается в изменениях квантового выхода и периода высвечивания.

В первичной зоне ионизации, возникающей при прохождении тяжелых частиц через сцинтиллятор, возбуждаются все возможные состояния молекул, часть молекул ионизуется, диссоциирует или претерпевает химические изменения. На всех стадиях процесса люминесценции возбужденные молекулы в зоне первичной ионизации подвергаются влиянию быстро меняющейся внешней среды. Это приводит к тому, что вероятность процессов гашения повышается в противовес эмиссии света. Таким образом, между плотностью ионизации и квантовым выходом имеется нелинейная связь, обуславливающая зависимость светового выхода органического сцинтиллятора от вида и энергии частиц.

Обзор по теории флуоресценции органических сцинтилляторов дан Бруксом [51], который приводит также обширную библиографию.

В органических сцинтилляторах происходит смещение энергии возбуждения. Это особенно заметно у сцинтиллирующих раство-

ров. В данном случае собственно сцинтиллятор имеется в столь малых количествах (3%), что явления люминесценции не могут происходить за счет прямых взаимодействий. Поэтому необходимо предположить наличие передачи энергии возбуждения от молекул растворителя растворенным молекулам. Проблемы передачи энергии подробно изучались различными авторами [51—53]. В настоящее время считают, что передача энергии происходит отчасти путем фотонного обмена, т. е. путем ряда процессов испускания и поглощения фотонов очень коротких длин волн (порядка 1000 Å), отчасти за счет обмена энергией между молекулами в результате квантовомеханических резонансных процессов или вследствие взаимодействий диполей без излучения. При этом процессы без излучения имеют, вероятно, большое значение, особенно для сцинтиллирующих растворов [54].

**Органические кристаллы.** Органические монокристаллы не содержат активаторов и чаще всего имеют в своем составе ряд сопряженных двойных соединений, структура которых склонна к резонансу. Много подобных сцинтилляторов построено из бензольных колец (нафталин, антрацен) или линейных комбинаций бензольных колец (дифенил, терфенил) с неароматическими заместителями. Монокристалл антрацена очень часто используется как сцинтиллятор. Он имеет наиболее высокий выход среди органических сцинтилляторов. Спектр эмиссии антрацена лежит вблизи 4000 Å (рис. 100), а период высвечивания составляет 36 нсек. Он особенно удобен для счета и измерения энергии электронов. Наряду с антраценом применяется и трансстильбен. Он имеет меньший выход, зато его период высвечивания равен 6 нсек.

**Жидкие сцинтилляторы.** Размеры монокристаллов ограничиваются сложностью их изготовления и обычно не превышают нескольких кубических сантиметров. Однако для исследования частиц высоких энергий, а также для дозиметрии общего излучения тел требуются счетчики с очень большим объемом. Поэтому проводились систематические интенсивные разработки жидких сцинтилляторов [53, 55—61].

Жидкие сцинтилляторы в простейшем случае состоят из растворителя, молекулы которого получают энергию возбуждения и в чрезвычайно короткие интервалы времени передают ее молекулам растворенных (в малой концентрации) веществ. Затем происходят процессы гашения или эмиссии.

Хорошими растворителями являются толуол, ксилол и дифенилциклогексан. Кроме упомянутых специальных свойств, они должны минимально поглощать излучение сцинтиллятора. На рис. 101 даны средние длины свободного пробега фотонов в некоторых растворителях. Эффективными сцинтилляторами являются *n*-терфенил (3—5 г/л), дифенилоксазол и тетрафенилбутadiен. В последнее время в качестве весьма эффективных растворяемых веществ применяются различные фенилоксазолы и фенил-



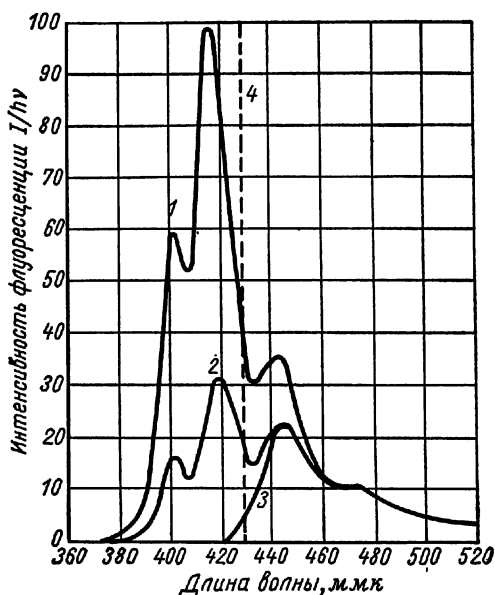


Рис. 100. Спектр флуоресценции антрацена (для кристаллов размером  $1 \text{ см}^3$ ) [51]:

1 — микрокристаллы; 2 — отражение; 3 — спектр пропускания; 4 — граница пропускания.

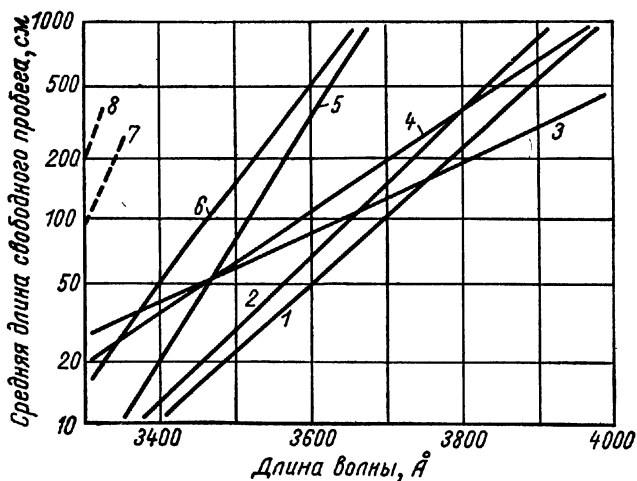


Рис. 101. Средние длины свободного пробега фотонов в различных растворителях [51]:

1 — фенилциклогексан; 2 — ксилол; 3 — толуол; 4 — бензол; 5 — флуоробензол; 6 — *п*-диоксан; 7 — метилборат; 8 — метиловый спирт.

оксадиазолы (табл. 18) [60, 61]. Они чаще всего упоминаются в литературе и известны под сокращенными наименованиями PPOP и PBD. На рис. 102 показан эмиссионный спектр растворов ряда подобных веществ в толуоле.

Отдачу двухкомпонентных сцинтилляторов можно иногда повысить путем добавки подходящего второго растворителя или второго растворяемого вещества [51].

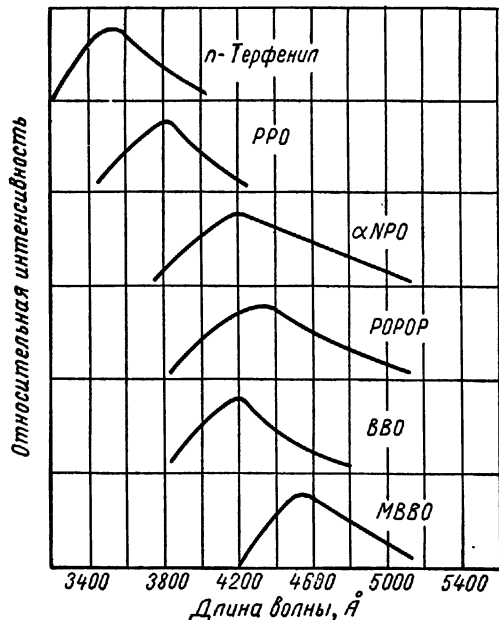


Рис. 102. Спектры эмиссии сцинтиллирующих растворов в толуоле, возбужденные  $\gamma$ -излучением [51].

Спектр флуоресценции сцинтиллятора, лежащий слишком далеко в ультрафиолетовой области, путем добавления очень малых количеств так называемых преобразователей частоты (например, 0,01 г дифенилгексатриена к 3 г терфенила в 1 л 100%-ного толуола) можно иногда сдвинуть в сторону спектра испускания преобразователя частоты. Хейс с сотрудниками [61] исследовали подобные сцинтилляторы сложного состава. Они нашли, что наилучшими преобразователями частоты являются PPOP и ВВО в количестве 4 г на 1 г терфенила в толуоле. С этими соединениями можно достигнуть от 65

до 72% физического выхода антрацена (табл. 19). Периоды свечения жидких сцинтилляторов равны нескольким наносекундам. Добавление преобразователей частот несколько увеличивает этот период. Так, например, при добавке дифенилгексатриена к терфенилу в толуоле он возрастает с 3 до 8 нсек [51].

Содержащийся в растворителях кислород оказывает гасящее действие. Если через раствор в течение приблизительно 10 мин пропускать азот или лучше аргон, то благодаря удалению кислорода амплитуда импульсов повысится на 20—30% [62, 63]. Охлаждением жидких сцинтилляторов можно достигнуть дальнейшего увеличения светового выхода. Например, при охлаждении обезгаженного раствора DPO в ксидоле с +30 до  $-35^{\circ}\text{C}$  амплитуда импульсов от  $\alpha$ -частиц возрастает на 35% [30].

**Пластические сцинтилляторы.** Наряду с органическими жидкостями в качестве растворителей применяются твердые полимеризованные пластмассы [64, 65]. Особенно хорошие результаты

## Структура и относительный выход фенилоксазола и фенилоксадиазола, растворенных в толуоле [61]

Сцинтиллятор	Структура	Относительная амплитуда импульсов <sup>а</sup>	Растворимость в толуоле при 25° С, г/л
<i>n</i> -Терфенил		1,00 <sup>б</sup>	8
PPO		1,06 <sup>б</sup>	270
$\alpha$ NPO		0,96 <sup>б</sup>	75
PBD		1,28 <sup>б</sup>	>20
POPOP		0,86 <sup>в</sup>	1,2
BBO		0,86 <sup>в</sup>	1,4
MBVO		—	—

<sup>а</sup> Условия: объем 1 мл; отражатель — алюминий; ФЭУ типа Du Mont 6292; источник — электроны Cs<sup>137</sup>.

<sup>б</sup> Для растворов в толуоле с концентрацией 3 г/л.

<sup>в</sup> Для растворов в толуоле с концентрацией 1 г/л.

PPO — 2,5-дифенилоксазол;

$\alpha$ NPO — 2-(1-нафтил)-5-фенилоксазол;

PBD — 2-фенил-5-(4-бифенилил)-1, 3, 4-оксадиазол;

POPOP — 1,4- до 2-(5-фенилоксазол)-бензол;

BBO — 2,5-ди-(4-бифенилил)-оксазол;

MBVO — 2,5-ди-(4-бифенилил)-3-метилоксазолиум *n*-толуолсульфонат.

## Сопоставление амплитуд импульсов органических сцинтилляторов [61]

Растворитель	Первое растворенное вещество (концентрация, г/л)	Второе растворенное вещество (концентрация, г/л)	Относительная амплитуда импульсов
Жидкости:			
толуол . . . . .	РРО (3)	—	1,00
толуол . . . . .	<i>n</i> -Терфенил-РВД (10)	РОРОР (0,9)	1,22
толуол . . . . .	РВД (10)	—	1,28
<i>p</i> -ксилол . . . . .	РВД (10)	—	1,40
Пластики:			
поливинилтолуол . . . . .	<i>n</i> -Терфенил (3,4)	РОРОР (1)	1,02
поливинилтолуол . . . . .	<i>n</i> -Терфенил (3,4)	4,4-Дифенил-стильбен	1,04
Органические кристаллы:			
трансстильбен . . . . .	—	—	1,56
антрацен . . . . .	—	—	1,99

У с л о в и я: объем 1 мл; отражатель — алюминий; ФЭУ типа Du Mont 6292; растворенный кислород удален аргоном.

получаются с поливинилтолуолом и полистиролом. Сцинтиллятор растворяется в пластмассе перед полимеризацией, которая проводится затем с применением катализаторов. Световой выход

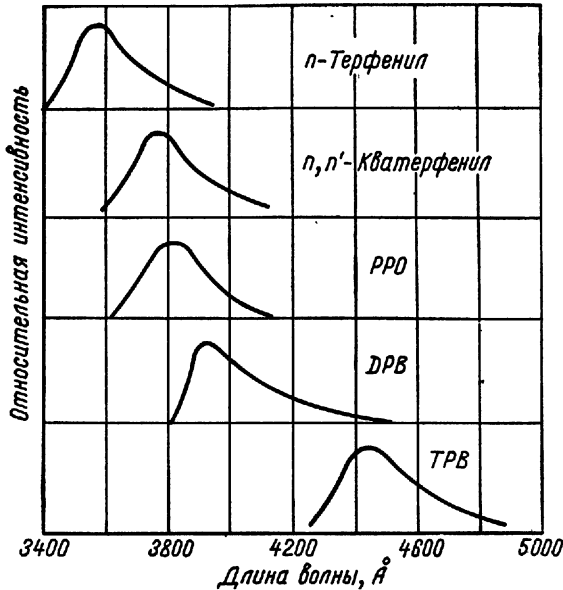


Рис. 103. Спектр эмиссии пластических сцинтилляторов (полистирол), возбужденных ультрафиолетовым излучением [51].

жидких сцинтилляторов достигает приблизительно 50% выхода антрацена. Преобразователи частоты и в этом случае сохраняют свое значение. Период высвечивания пластиков близок к 2 *нсек*. На рис. 103 показаны эмиссионные спектры различных пластических сцинтилляторов. Чрезвычайно прозрачной массе пластика можно легко придать любые размеры и форму, необходимые по условиям эксперимента, причем оптическое согласование сцинтиллятора с ФЭУ осуществляется особенно просто.

Разработки органических сцинтилляторов продолжают. Исследования показали [66], что некоторые отбеливатели, применяемые в моющих средствах, будучи растворенными в толуоле, уже в первых экспериментах по светому выходу оказались близкими к лучшим известным жидким сцинтилляторам. Было обнаружено, что хорошими сцинтилляторами являются некоторые органические силановые соединения (трифенил-*n*-бифенилсилан), выполненные в виде органических стекол [67]. Они обладают хорошими оптическими свойствами, легко формуются, растворяются в толуоле, ксилоле и бензоле. Их световой выход составляет 60% выхода антрацена, а период высвечивания 20 *нсек*.

#### в) Газообразные сцинтилляторы

Эксперименты по использованию инертных газов в качестве сцинтилляторов описаны в ряде работ [68—75]. Различные инертные газы, а также их смеси помещались под давлением в сосуд, стенки которого были покрыты или твердым преобразователем частоты (кватерфенил, тетрафенилбутадиеи), или отражающим слоем (MgO). В последнем случае прозрачный преобразователь частоты наносился на фотокатод. Сопоставление амплитуд импульсов от  $\alpha$ -частиц при использовании MgO и кватерфенила как преобразователя частот дало следующие результаты [69]:

$$\text{NaJ} : \text{Xe} : \text{Kr} : \text{Ar} : \text{Ne} : \text{He} = 72 : 32 : 16 : 5 : 1 : 10.$$

Рефлектор и преобразователь частоты значительно повышают (от 5 до 15 раз) световой выход. Период высвечивания имеет сложную зависимость от давления газа и близок к 10 *нсек*.

Значение газообразных сцинтилляторов заключается в том, что в противоположность органическим сцинтилляторам амплитуда их импульсов является линейной функцией энергии частиц, не зависящей от вида даже таких тяжелых частиц, как протоны, дейтроны,  $\alpha$ -частицы и ионы гелия.

В последнее время делаются попытки использовать в качестве сцинтиллятора жидкий или твердый ксенон [70]. При возбуждении  $\alpha$ -частицами его световой выход приблизительно вдвое больше, чем у газообразного ксенона. Плотность и световой выход жидкого ксенона близки к таковым для NaJ (Tl), но период высвечивания значительно меньше (около 10 *нсек*).

Исследования люминесценции газов при электронной бомбардировке выполнены Шмидтом [76].

#### 4. Свойства и применение сцинтилляционных счетчиков

Как уже упоминалось, при помощи сцинтилляционных счетчиков регистрируются все ионизирующие частицы, энергия которых достаточна для образования в сцинтилляторе необходимого числа фотонов. Так,  $\gamma$ -кванты вызывают в люминофорах вторичные электроны, которые, в свою очередь, производят соответствующее число фотонов. Для регистрации нейтронов используются или ядра отдачи, или вызываемые нейтронами ядерные процессы.

Для какой бы цели ни использовался сцинтилляционный счетчик — для регистрации частиц, определения энергии электронов или  $\gamma$ -квантов или для измерения интервалов времени, — во всех случаях необходимо знать рабочие характеристики счетчика.

Физические процессы в сцинтилляционном счетчике начинаются с передачи энергии заряженной частицей сцинтиллятору. Преобладающая часть энергии возбуждения быстро переходит в тепло. Остаток энергии, характеризуемый физическим выходом  $\phi$  (в наилучших сцинтилляторах  $\phi$  достигает величины 0,2), попадает в центры флуоресценции и вызывает свечение. Некоторые из световых квантов поглощаются в сцинтилляторе, другие выходят через прилегающую к катоду поверхность. Из-за потерь на отражение и поглощение света, включая потери в световоде, только часть фотонов  $\varepsilon$  попадает, наконец, на катод и выбивает из него фотоэлектроны. Квантовый выход катода  $\gamma$  лежит обычно в пределах от 0,01 до 0,35. Часть фотоэлектронов  $\eta$  ( $\eta = 0,2 \div 1$ ) достигает первого динода и, умножаясь за счет вторичной эмиссии в диодной системе в  $G = m^n$  раз, образует выходной импульс. Если  $N_0$  — число первоначально возникших фотонов, то число электронов на выходе умножителя составит

$$Z = N_0 \varepsilon \gamma \eta G.$$

Импульс напряжения при разрядке выходной емкости  $C$  равняется

$$U = \frac{eZ}{C} = \frac{eN_0 \varepsilon \gamma \eta G}{C}. \quad (43)$$

Эта формула позволяет оценить только порядок величины, поскольку все названные отдельные процессы и, следовательно, амплитуда импульсов подчиняются статистическим законам. Даже при «монокроматических» первичных частицах на выходе ФЭУ будет наблюдаться не тонкая линия импульса, а размытая полоса. Как уже говорилось, световой выход сцинтилляторов зависит также от вида и энергии частиц. Некоторые из упомянутых факторов подвержены также временным флуктуациям. Все эти обстоятельства необходимо принимать во внимание при использовании сцинтилляционных счетчиков для определения энергии частиц,

для временных измерений, а также при рассмотрении вопросов эффективности. Более подробно они будут изложены в следующих параграфах.

а) Соотношение между поглощенной в сцинтилляторе энергией и световым выходом

Кальман и его сотрудники установили, что для электронов и  $\gamma$ -лучей между поглощенной энергией и световым выходом существует определенная линейная зависимость. Этим сцинтилляционные счетчики радикально отличаются от газоразрядных и скорее напоминают пропорциональные счетчики. Основопологающие исследования в рассматриваемой области были выполнены Тэйлором и его сотрудниками [77]. Было показано, что для  $\gamma$ -лучей и  $\beta$ -частиц имеется пропорциональная зависимость (с ограничениями) между числом фотонов, освобождаемых в сцинтилляторе, и энергией частиц. Для тяжелых частиц (протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц) световой выход является монотонной функцией энергии частиц. Эти соотношения иллюстрируются для антрацена кривыми на рис. 104 [78]. Легко заметить, что импульсы от  $\beta$ -частиц имеют наибольшую относительную величину. Например, при одинаковой энергии (до 10 Мэв) интенсивность вспышки в антраcene от  $\beta$ -частиц в 8 раз больше, чем от  $\alpha$ -частиц.

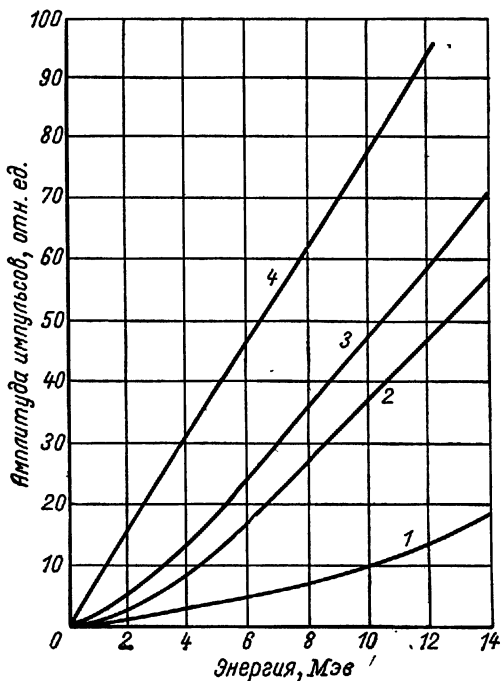


Рис. 104. Зависимость амплитуд импульсов от энергии и вида частиц для кристаллов антрацена:

1 —  $\alpha$ -частицы; 2 — дейтроны; 3 — протоны; 4 —  $\beta$ -частицы.

Аналогичные соотношения характерны почти для всех твердых и жидких сцинтилляторов, хотя для некоторых из них наблюдаются отступления. Обычно при оценке данного сцинтиллятора сравнивают амплитуду импульсов от  $\alpha$ -частиц с энергией 5,3 Мэв с амплитудой от электронов высокой энергией (так называемое соотношение  $\alpha/\beta$ ). Это соотношение служит мерой зависимости светового выхода от энергии и рода частиц. Оно меняется от 9%

для органических сцинтилляторов почти до 100% для отдельных неорганических кристаллов.

Если для различных частиц построить зависимость удельной потери энергии в кристалле  $dE/dx$  от удельной флуоресценции  $dL/dx$ , как это сделано на рис. 105 [79], то все точки (кроме полученных для медленных электронов) лягут на равномерную кривую с насыщением относительно  $dL/dx$  для тяжелых частиц.

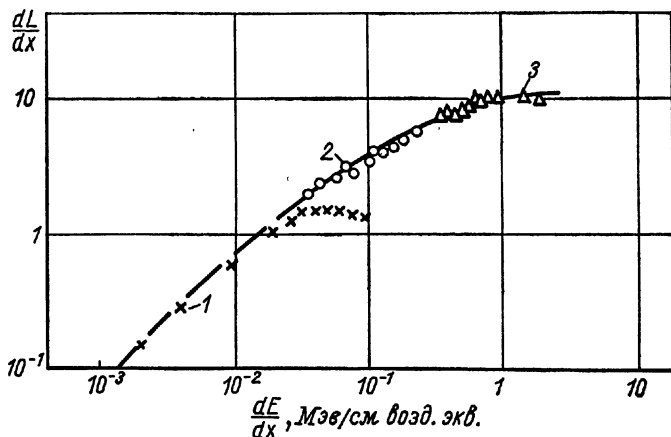


Рис. 105. Зависимость удельной люминесценции от удельных потерь энергии для различных частиц:

1 — электроны; 2 — протоны; 3 —  $\alpha$ -частицы.

Рассматривая эту кривую, Биркс [80] предположил, что загрязнения, возникающие в результате химической диссоциации вдоль траектории тяжелых частиц, оказывают гасящее действие. Райт [78] исходил из предположения, что эффект гашения вызывается взаимным влиянием плотно расположенных соседних возбужденных молекул.

Особенно хорошей линейностью рассматриваемого соотношения для  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей отличаются кристаллы NaJ [44, 81, 82], которые получили столь широкое распространение именно в связи с тем, что интенсивность световых вспышек в них практически пропорциональна поглощенной энергии  $\beta$ -частиц. Качество кристаллов сильно зависит от содержания таллия; этот вопрос был подробно изучен [44]. При низких энергиях (меньше 100 кэв) результаты измерений были неоднозначны, что, по-видимому, объясняется отсутствием линейной зависимости между амплитудой импульсов и энергией. Аналогичные измерения проводились для  $\beta$ -лучей [83—85], для  $\alpha$ -частиц в ZnS [86], для рентгеновых лучей в NaJ [87, 88] и для  $\mu$ -мезонов с энергией от 29 до 1000 Мэв [89].

При использовании органических кристаллов, например антрацена, для анализа  $\beta$ -частиц можно быть уверенным, что пропорциональность имеет место для энергий, превышающих 20 кэв.



При меньших энергиях кривая зависимости амплитуд импульсов от энергии частиц несколько изгибается, причем ход кривой зависит от условий эксперимента [11, 90—93]. При одинаковых энергиях частиц амплитуды импульсов от кристаллов стибьбена меньше, чем от антрацена.

Для исследования тяжелых частиц наряду с NaJ используются и другие монокристаллы галогенидов. При этом всегда обращают внимание на пропорциональность между энергией и ампли-

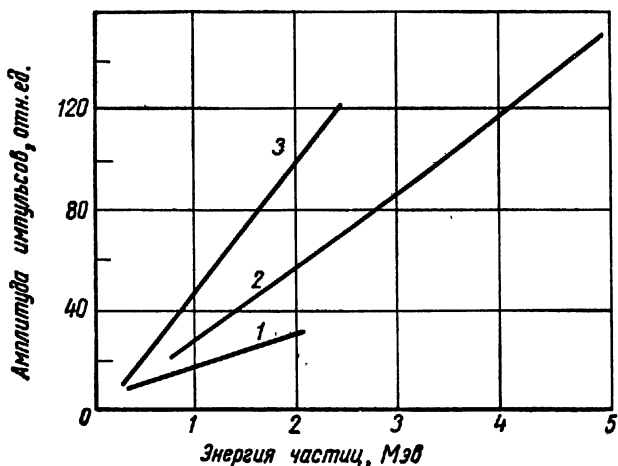


Рис. 106. Зависимость амплитуд импульсов от энергии для протонов,  $\alpha$ -частиц и ионов углерода в кристаллах CsJ:

1 — ионы углерода; 2 —  $\alpha$ -частицы; 3 — протоны.

тудой импульсов. Она обычно хорошо соблюдается для протонов и дейтронов. В случае  $\alpha$ -частиц наблюдаются более или менее значительные отклонения преимущественно в области низких энергий.

Для кристаллов CsJ (Tl), которые часто используют при спектрометрировании  $\alpha$ -частиц и более тяжелых частиц (ионы углерода или азота), линейность соблюдается в широком диапазоне энергий (рис. 106) [94]. Этот кристалл имеет хорошее энергетическое разрешение [94—96]. Амплитуда импульсов и период высвечивания кристаллов зависят от содержания таллия [12, 97].

Пропорциональность между энергией и импульсами наблюдалась у кристаллов KJ(Tl) при высоких энергиях  $\alpha$ -частиц и ионов углерода [98, 99]. Исследования протонов при помощи органических кристаллов показали, что энергии и амплитуды импульсов пропорциональны лишь в первом приближении. В случае  $\alpha$ -частиц пропорциональность нарушается в большей мере. На рис. 107 и 108 показаны зависимости амплитуды импульсов от энергии

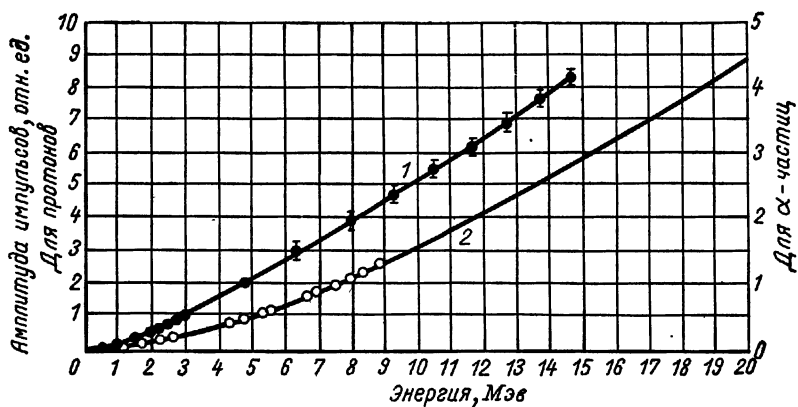


Рис. 107. Соотношения между энергиями и амплитудами импульсов для протонов и  $\alpha$ -частиц в антрацене:

1 — протоны; 2 —  $\alpha$ -частицы.

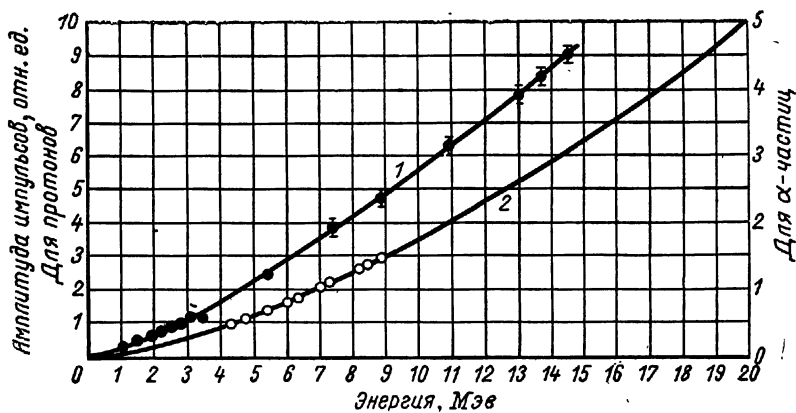


Рис. 108. Соотношения между энергиями и амплитудами импульсов для протонов и  $\alpha$ -частиц в стильбене:

1 — протоны; 2 —  $\alpha$ -частицы.

протонов и  $\alpha$ -частиц для антрацена и стильбена. Кривые построены по усредненным результатам большого числа измерений; они дают также представление о соотношении амплитуд импульсов от протонов и  $\alpha$ -частиц равных энергий. Для дейтронов кривая должна быть в два раза более крутой, чем для протонов.

Зависимость амплитуды импульсов, вызванных  $\alpha$ -частицами, от длины их пробега в воздухе представляет собой прямую, которая, однако, не проходит через начало координат.

### б) Амплитудное распределение

Как уже отмечалось, световой выход сцинтилляторов в большинстве случаев пропорционален энергии частиц. Если пренебречь усталостными явлениями и объемным зарядом, то число электронов, испускаемых фотокатодом, пропорционально числу попавших на него световых квантов. Таким образом, амплитуды импульсов являются мерой энергии попадающих в сцинтиллятор частиц. При этом разумеется, что анодный ток умножителя не превышает некоторую допустимую величину. В случае очень кратковременных сцинтилляций органических фосфоров импульсы анодного тока могут превышать границу линейности, даже если заряд на аноде невелик. Как правило, нормальный умножитель с быстрым сцинтиллятором ( $\tau = 30$  нсек) оказывается в нелинейном режиме, если амплитуда импульса напряжения на выходе превышает  $6 \text{ в}$  при емкости анодной цепи приблизительно  $50 \text{ пф}$ .

Фотоэлектрические процессы в катод, эмиссия фотонов, а также вторичных электронов являются чисто статистическими явлениями. Вследствие этого, даже если первичные частицы передают сцинтиллятору энергию равными порциями, на выходе умножителя наблюдается спектр импульсов, который может охватывать широкую область. Относительный разброс амплитуд выходных импульсов тем меньше, чем больше интенсивность входных импульсов. В то время как спектр амплитуд от одного фотоэлектрона очень широк, при 100 «одновременных» фотоэлектронах относительный разброс амплитуд выходных импульсов становится значительно меньше.

Распределение амплитуд импульсов можно определить следующим образом. Выходные импульсы умножителя усиливаются и подаются на дискриминатор, который регистрирует число импульсов, амплитуда которых больше или равна заданному порогу  $h$ . Если регистрировать число импульсов при различных смещениях дискриминатора, что получится «интегральная» амплитудная кривая зависимости числа импульсов от их амплитуд (рис. 109). Распределение амплитуд сильно зависит от типа умножителя и условий его работы. Если построить дифференциальную кривую амплитуд импульсов (рис. 110), то получим колоколообразную кривую, при помощи которой можно найти среднюю высоту им-

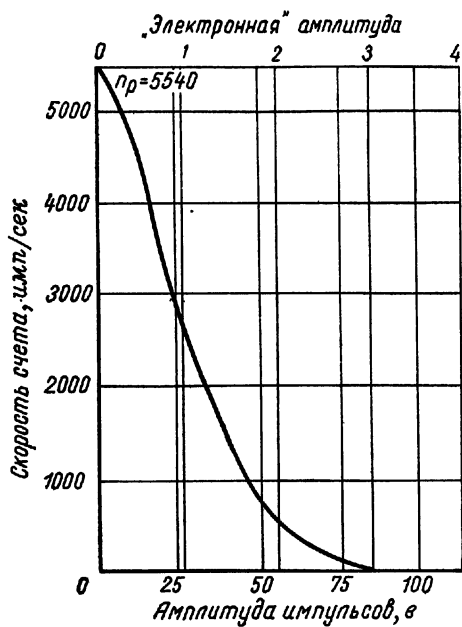


Рис. 109. Распределение амплитуд для фотоэлектронов [23].

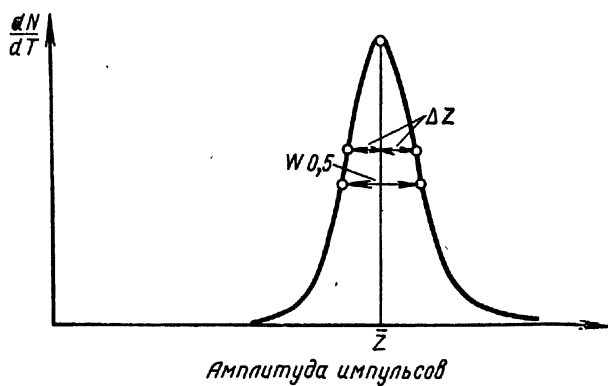


Рис. 110. Дифференциальный спектр амплитуд.

пульсов  $Z$  и полуширину распределения  $W_{0,5}$ . Последняя связана со среднеквадратичным рассеянием амплитуды соотношением

$$W_{0,5} = 5,58\Delta Z^2.$$

Значение этой величины необходимо для оценки энергетической разрешающей способности сцинтилляционного счетчика. Математическая обработка амплитудных спектров при помощи статистических методов содержится в ряде работ [100—103].

Относительная полуширина распределения амплитуд импульсов в процентах к средней амплитуде равна [104]

$$W_{0,5} = 236 \left[ \frac{1}{N_0 \varepsilon \gamma \eta} \left( 1 + \frac{\delta^2}{m(m-1)} \right) \right]^{1/2}, \quad (44)$$

где  $N_0$  — число возникающих в сцинтилляторе фотонов;

$\varepsilon$  — коэффициент сбора света со сцинтиллятора на фотокатод;

$\gamma$  — квантовый выход катода;

$\eta$  — часть фотоэлектронов, достигающих первого диода;

$m$  — коэффициент вторичной эмиссии каскада;

$\delta$  — среднеквадратичное рассеяние числа вторичных электронов;  $\delta$  можно приблизительно выразить через  $\sqrt{am}$ .

Если вторичная эмиссия происходит по закону Пуассона, то  $\alpha = 1$ . Из экспериментально полученных распределений амплитуд импульсов, вызванных единичными фотоэлектронами в различных умножителях, было найдено, что  $\alpha \approx 1,5$ . В этом случае средняя относительная полуширина

$$W_{0,5} = 236 \left[ \frac{1}{N_0 \varepsilon \gamma \eta} \left( 1 + \frac{\alpha}{m-1} \right) \right]^{1/2}. \quad (45)$$

Справедливость этого выражения была подтверждена экспериментально [100, 102, 105] в пределах точности определения отдельных констант.

Формула (45) не учитывает влияния следующих факторов на рассеяние амплитуд: флуктуаций числа фотонов, обусловленных колебаниями количества энергии, передаваемой частицей сцинтиллятору, и различиями физического выхода различных участков сцинтиллятора; зависимости коэффициента сбора света от места его появления; местных отличий квантового выхода разных участков катода; зависимости коэффициента сбора фотоэлектронов от точки их испускания; термоэмиссии катода; нестабильности умножителя. Некоторые авторы делают попытки учесть эти факторы [105, 106]. Согласно исследованиям Келли и его сотрудников [107], представляется возможным определить в известных пределах энергетическую разрешающую способность отдельного кристалла методом коротких искусственных световых вспышек. В частности, у кристалла, с которым в сцинтилляционном спектрометре получено наилучшее разрешение (6,8%) на линии  $\text{Cs}^{137}$ , при помощи световых импульсов, яркость которых

соответствовала линии  $Cs^{137}$ , было определено собственное разрешение 6,2%.

Форма амплитудного спектра в области малых энергий прежде всего определяется шумовыми импульсами ФЭУ. Последние вызваны термоэмиссией фотокатода, ионизацией остаточного газа, токами утечки, разрядными явлениями, которые были уже рассмотрены выше.

### в) Экспериментальное определение выхода и эффективности

Для вычисления энергетической разрешающей способности измерительного устройства необходимо знать некоторые его экспериментальные данные. Поскольку параметры умножителей обычно даются фирмами-изготовителями, следует лишь кратко остановиться на их экспериментальном определении. Физические выходы сцинтилляторов в настоящее время известны с достаточной точностью. Напротив, технический выход, т. е. часть энергии первичных частиц, достигающая в виде световых квантов фотокатода, может быть существенно разной при различных комбинациях сцинтиллятор — световод — умножитель. Вопросы передачи света от сцинтиллятора на фотокатод подробно рассмотрены в следующем разделе. Из параметров ФЭУ прежде всего необходимо знать квантовый выход катода. Целесообразно также знать коэффициент сбора фотоэлектронов с фотокатода на первый динод. Наконец, необходимы данные о коэффициенте усиления умножителя или о коэффициентах вторичной эмиссии и сбора электронов на диноды.

При коэффициенте усиления  $G$  и выходном токе  $i_0$  число фотоэлектронов в секунду, выбиваемых постоянным потоком фотонов, равно

$$n_p = \frac{i_0}{eG}.$$

При помощи дискриминатора можно определить интегральный спектр амплитуд импульсов (см. рис. 109). Измерения зависимости скорости счета импульсов от их амплитуды не могут быть доведены до «нулевых» амплитуд; нижняя граница определяется шумом умножителя. Однако кривую можно экстраполировать до нуля и таким образом получить число попадающих в умножительную систему электронов в 1 сек —  $n'_p$ .

Если  $n'_p = n_p$ , это значит, что все эмитированные катодом электроны собираются на первый динод умножительной системы. Но чаще всего  $n'_p < n_p$ . Отношение  $n'_p/n_p = \eta$  является коэффициентом сбора фотоэлектронов. В зависимости от типа умножителя и условий его работы  $\eta$  меняется от 0,2 до 1.

Коэффициент усиления  $G$  можно определить, если измерить фототок  $i_\phi$  и выходной ток  $i_0$  при фиксированном освещении. Так как величина выходного тока ограничена, например  $i_0 \leq \leq 10^{-4}$  а, то при большом усилении (порядка  $10^6$ ) трудно будет

измерить фототок, равный  $10^{-10}$  а. В связи с этим можно поступить следующим образом. При пониженном напряжении питания выбирают такое освещение, чтобы фото- и выходной токи имели легко измеримые величины, например  $i_{\phi} = 10^{-7}$  а,  $i_0 = 10^{-4}$  а и, следовательно,  $G = 10^3$ . Затем световой поток уменьшают до тех пор, пока  $i_0$  еще можно измерить ( $i_0 = 10^{-7}$  а). Фототок при этом будет известен ( $10^{-10}$  а). Не изменяя освещения, повышают напряжение питания до нормального значения и измеряют  $i_0$ . Пусть  $i_0 = 9 \cdot 10^{-5}$  а. Тогда средний коэффициент усиления  $G = 9 \cdot 10^{-5} : 10^{-10} = 0,9 \cdot 10^6$ . При этих измерениях необходимо вычитать величины темновых токов.

На спектре, изображенном на рис. 109, величина импульсов отложена в единицах напряжения смещения дискриминатора, например в вольтах. Путем несложного пересчета эти данные можно представить в виде «электронных амплитуд», где единицей служит средняя амплитуда импульса, соответствующая одному попадающему в умножитель электрону.

Поскольку каждый выходной импульс несет определенный заряд  $q$ , абсциссы амплитудной кривой можно также выражать в единицах заряда. Очевидно, если выходная емкость умножителя  $C$ , а амплитуда импульсов  $U$ , то  $q = CU$ . Площадь  $F$ , ограниченная амплитудной кривой, будет в этом случае представлять собой выходной ток умножителя.

Каждый анодный импульс возникает, как предполагается, из единичного «входного» электрона, а разброс выходных амплитуд обуславливается статистическим характером процесса усиления умножителя. Математически этот процесс можно представить так, как будто коэффициент усиления постоянен, а попадающие в умножительную систему электроны имеют различные эффективные заряды  $q$ , что приводит к наблюдаемому в действительности разбросу амплитуд. Тогда абсциссы амплитудного спектра можно представить в единицах  $q$ , причем  $q$  в среднем должно быть равно единице. Площадь  $F'$ , ограниченная амплитудной кривой, будет в этом случае равна числу попадающих в умножительную систему первичных электронов  $n'_p$ . Таким образом,

$$q_k = \frac{q_k}{eG'} \quad \text{и} \quad F = \sum q_k = i_0;$$

$$F' = \sum q_k = \frac{\sum q_k}{eG'} = \frac{i_0}{eG'} = n'_p,$$

где  $k$  — номер данного импульса.

Амплитуда импульса (в вольтах), соответствующая одному первичному электрону, равна, следовательно,  $F/n'_p$ . Для рис. 109  $F = 1,49 \cdot 10^5$  и  $n'_p = 5540$  (получено экстраполированием амплитудной кривой в нуль). Один первичный электрон соответствует, следовательно, амплитуде импульса  $1,49 \cdot 10^5 / 5540 = 27$  в. Такая

обработка экспериментальной кривой вместе с предварительной ее калибровкой делает ее независимой от свойств данного умножителя и усилителя.

Дифференцируя кривую рис. 109, получим максимум при электронной амплитуде, равной единице. Максимум дифференциальной амплитудной кривой указывает среднее число попадающих в умножительную систему первичных электронов  $n'_p$ .

Для иллюстрации изложенного следует рассмотреть еще один пример. Пусть в сцинтилляционный счетчик попадают  $\beta$ -лучи с энергией 0,6 Мэв. Кристалл дает один фотон на 50 эв поглощенной энергии, следовательно,  $\beta$ -частица выбивает  $12 \cdot 10^3$  фотонов. При вероятной величине коэффициента сбора света 0,5, при квантовом выходе катода 10% и при  $n'_p/n_p = \eta = 0,7$  в умножительную систему попадает 420 электронов. При  $m = 4$ , согласно уравнению (45), полуширина равна 14%. Дифференциальная амплитудная кривая для  $\beta$ -излучения с энергией 0,6 Мэв имеет, таким образом, максимум при  $q = 420$  и полуширину 14%.

Эффективность преобразования энергии частиц в энергию фотонов в сцинтилляторе определяется следующим путем [107].

Однородное  $\beta$ -излучение, полученное на  $\beta$ -спектрометре, падает на кристалл антрацена. Амплитудная кривая показывает, что для подачи одного электрона на вход умножителя в кристалле должна быть преобразована энергия  $\beta$ -частицы, равная 1,4 кэв. Пусть квантовый выход фотокатода равен 10%, оптическое согласование кристалла и фотокатода настолько совершенно, что все возникающие в кристалле фотоны попадают на фотокатод, а все фотоэлектроны попадают в умножительную систему, т. е.  $\eta = 1$ . Таким образом, одна  $\beta$ -частица с энергией 1 Мэв вызывает образование 700 фотоэлектронов, что соответствует  $7 \cdot 10^3$  фотонов в кристаллах. Энергетический выход кристалла, следовательно, равен 140 эв/фотон. При средней энергии фотонов в антрацене 2,7 эв коэффициент (эффективность) преобразования энергии  $\beta$ -излучения в световую энергию получается равным приблизительно 1,9%.

### г) Сцинтилляционные спектрометры

Линейное соотношение между поглощенной в сцинтилляторе энергией излучения и амплитудой импульсов на выходе умножителя давно уже используется в сцинтилляционных спектрометрах  $\gamma$ - и  $\beta$ -лучей [108—112]. В данном разделе наибольшее внимание уделено технике  $\gamma$ -спектроскопии. Процессы, происходящие при поглощении  $\gamma$ -лучей, подробнее рассмотрены ниже.

Люминесцентные явления в кристалле вызываются вторичными электронами, возникающими при взаимодействии  $\gamma$ -лучей с веществом (фотоэффект, комптон-эффект и образование пар). При фотоэффекте почти вся энергия  $\gamma$ -кванта передается фотоэлектрону. Вследствие этого фотоэлектроны дают в спектрометре сравнительно



узкую линию. Напротив, комптоновские электроны имеют широкий спектр энергий с резкой верхней границей, которая для не слишком малых энергий лежит приблизительно на 250 *кэв* ниже энергии  $\gamma$ -лучей.

Комптоновские электроны получают лишь часть энергии  $\gamma$ -квантов, зависящую от угла эмиссии. Летящий дальше с уменьшенной энергией  $\gamma$ -квант (комpton-фотон) поглощается затем в кристалле, если последний достаточно велик. Обычно часть вторичных фотонов покидает сцинтиллятор, вследствие чего у комптоновского процесса отсутствует линейное соотношение между первичной энергией и амплитудой выходных сигналов. Наконец, при энергиях свыше 1,02 *Мэв* начинает играть роль процесс образования пар. Возникают электронно-позитронные пары, кинетическая энергия которых соответствует разности между первичной энергией и эквивалентом массы возникшей пары. Электрон отдает свою энергию сцинтиллятору. Позитрон также тормозится, но затем аннигилирует с электроном, причем испускаются два  $\gamma$ -кванта с энергиями 0,51 *Мэв*. В связи с взаимодействием этого аннигиляционного излучения с кристаллом в энергетическом спектре наряду с линией образования пары, соответствующей полному количеству первичной энергии, часто возникают линии с энергией, меньшей на 1,02 *Мэв* и соответственно на 0,51 *Мэв*.

В  $\gamma$ -спектрометрах почти всегда используются кристаллы NaJ (Tl). Вследствие большого порядкового номера йода ( $Z = 53$ ) эффективное сечение для фотоэффекта и образования пар сравнительно велико. Кроме того, благодаря высокой плотности в этом кристалле хорошо поглощаются  $\gamma$ -лучи. На рис. 111 представлены теоретические эффективные сечения NaJ [113].

Пример блок-схемы сцинтилляционного спектрометра показан на рис. 112. Усиленные импульсы подаются на одноканальный амплитудный анализатор (дифференциальный дискриминатор) с регулируемым напряжением смещения. При данной величине последнего регистрируются только те импульсы, амплитуда которых соответствует определенному интервалу. По сравнению с простым (интегральным) дискриминатором, регистрирующим все импульсы, амплитуды которых превышают смещение дискриминатора, одноканальный анализатор позволяет непосредственно получить амплитудное распределение импульсов. При первом методе для этого необходимо дифференцирование интегральной кривой.

Вместо поочередной регистрации импульсов по отдельным интервалам амплитуд можно измерять весь спектр импульсов при помощи многоканального импульсного спектрометра, описанного в последнем разделе книги.

Для непосредственного наблюдения импульсов можно вместо амплитудного анализатора в схему рис. 112 включить осциллограф, тогда в результате наложения большого числа импульсов будет получена осциллограмма, отображающая спектр энергий

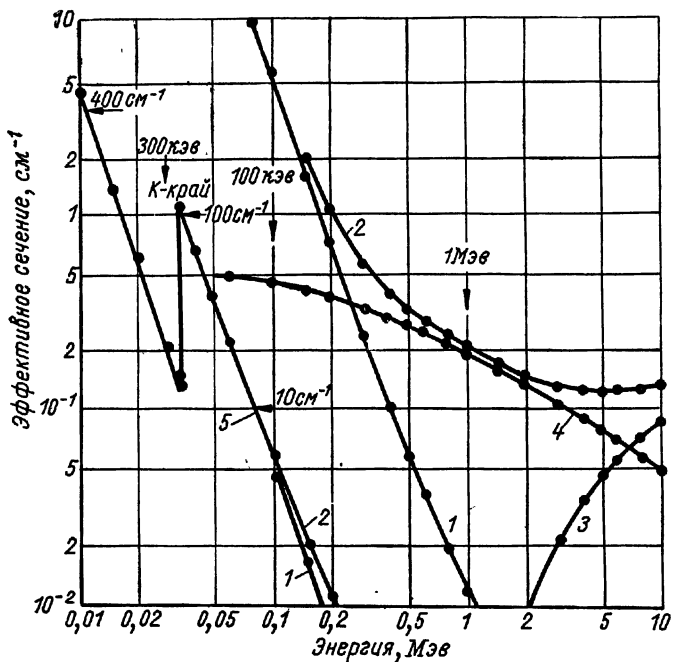


Рис. 111. Эффективное сечение для кристалла NaI:

- 1 — фотоэффект; 2 — общее поглощение; 3 — образование пар;  
4 — комптон-эффект; 5 — ординаты увеличены в 100 раз.

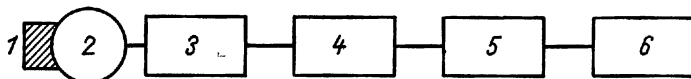


Рис. 112. Схема сцинтилляционного спектрометра:

- 1 — кристалл; 2 — ФЭУ типа 931А; 3 — предусилитель; 4 — усилитель; 5 — амплитудный анализатор; 6 — счетчик импульсов.

[108]. В настоящее время, однако, более широкое распространение получили полностью автоматизированные сцинтилляционные спектрометры.

**Однокристалльные спектрометры.** В  $\gamma$ -спектрометрах с небольшим кристаллом, облучаемым однородным  $\gamma$ -излучением, в принципе получают три максимума, соответствующие трем первичным процессам. На рис. 113 показан подобный спектр для  $\gamma$ -излучения с энергией 2,04 Мэв. Спектр состоит из двух резких линий,

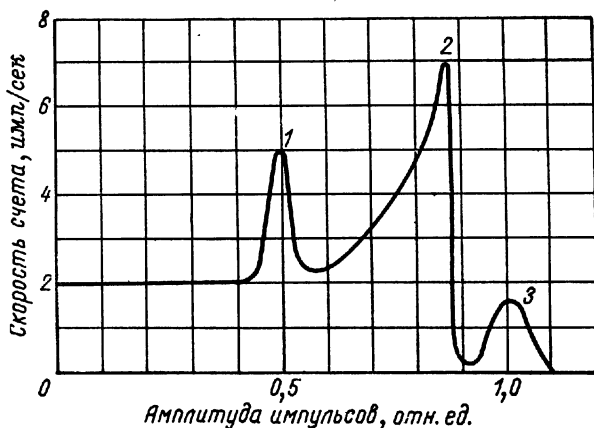


Рис. 113. Распределение амплитуд в кристалле от  $\gamma$ -излучения с энергией 2,04 Мэв, если возникают только первичные процессы [109]:

1 — линия образования пар; 2 — комптоновское распределение; 3 — фотолиния.

соответствующих фотоэффекту и образованию пар, и широкого комптоновского распределения с резко выраженным краем. Для количественных измерений чаще всего используют фотолинию. При сложном или непрерывном спектрах излучения анализ излучения из-за наложения различных максимумов существенно усложняется.

С увеличением размеров кристалла все большее число комптоновских фотонов и квантов аннигиляционного излучения будет поглощаться в кристалле; таким образом, линия первичной энергии будет формироваться не только фотоэффектом, но и образованием пар и комптон-эффектом (рис. 114). Если размеры кристалла таковы, что в нем поглощается почти вся энергия  $\gamma$ -квантов, установку называют спектрометром полного поглощения. На рис. 115 показано устройство такого спектрометра [114]. Источник излучения помещается в канале, просверленном в кристалле. Самые большие из известных в настоящее время кристаллов имеют диаметр 23 см и высоту 25 см.

При помощи таких больших, очень дорогих и трудно изготавливаемых кристаллов при моноэнергетическом излучении полу-

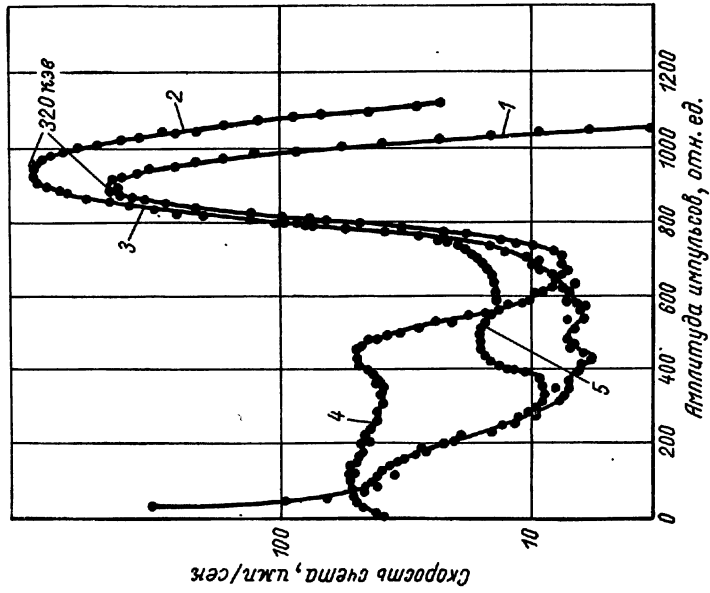


Рис. 114. Спектр  $SrCl_2$  для маленького ( $2,5 \times 3,8$  см) и большого (средний диаметр 13 см) кристаллов (измерения Белла):

1 — маленький кристалл; 2 — большой кристалл; 3 — источник в большом кристалле; 4 — источник вне маленького кристалла; 5 — комтоновские электроны контейнера.

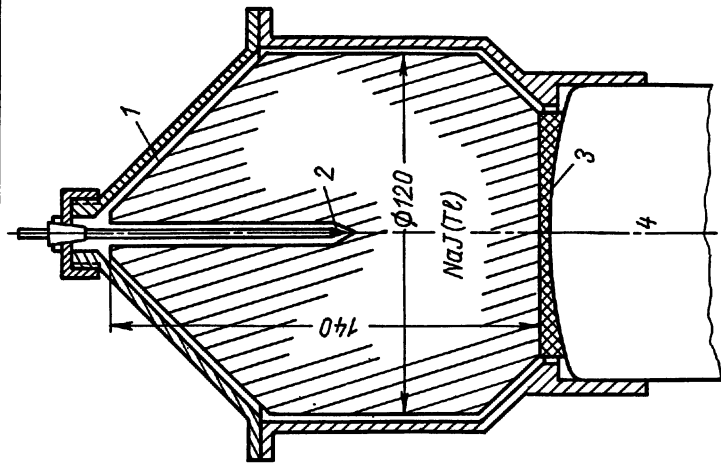


Рис. 115. Положение кристалла в спектрометре полного поглощения (по Беллу):

1 — отражатель из MgO; 2 — препарат; 3 — световод; 4 — ФЭУ типа RCA H-5037.

чают действительно однолинейный спектр, в котором почти подавлен комптоновский континуум. При следующих друг за другом  $\gamma$ -переходах, как, например, у  $\text{Co}^{60}$  (1,17 и 1,33 Мэв), временное разрешение подобного сцинтилляционного устройства оказывается недостаточным и спектр сливается в одну линию (рис. 116), соответствующую сумме энергий первичных линий (2,5 Мэв).

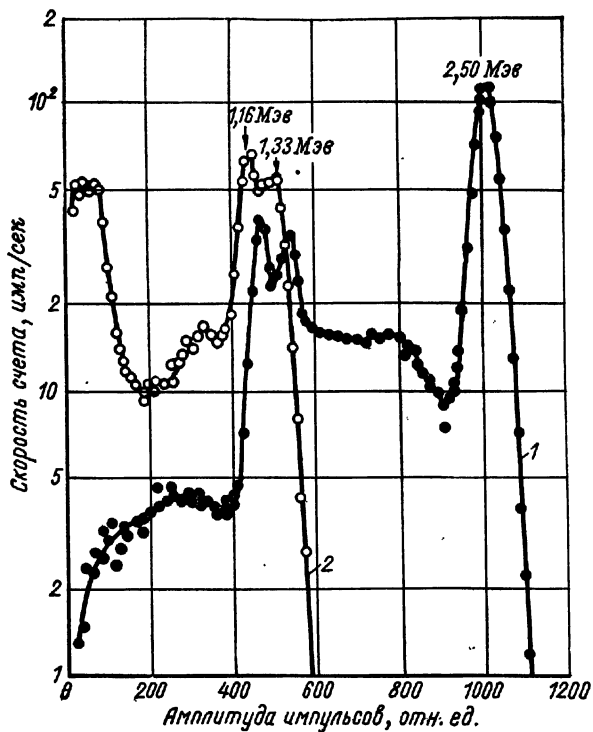


Рис. 116. Гамма-спектр  $\text{Co}^{60}$  с кристаллом NaJ (диаметр 23 см):

1—источник в кристалле; 2—источник удален от кристалла на 61 см.

Соотношение компонент фотоэффекта, комптон-эффекта и образования пар в спектре также зависит от энергии  $\gamma$ -излучения. Как видно из рис. 111, при малых энергиях преобладает фотоэффект, а при больших — образование пар. Для последнего случая на рис. 117 показано типичное распределение импульсов от  $\gamma$ -излучения  $\text{ThC}''$  с энергией 2,62 Мэв и кристалла NaJ (Т1) размером  $38 \times 50$  мм [115]. На спектре наряду с линией максимальной энергии 2,62 Мэв, вызванной фотоэффектом и образованием пар, отчетливо видны линии, соответствующие энергиям, меньшим на 0,51 Мэв и на 1,02 Мэв (образование пар). В области импульсов меньшей амплитуды находится широкий комптоновский спектр.

Комptonовский континуум можно подавить также следующим образом. Кристалл NaJ окружают жидким сцинтиллятором и при помощи схемы антисовпадений регистрируют в нем только те события, при которых не возникают комptonовские фотоны в жидкости. Устройство соответствующей аппаратуры схематически показано на рис. 118.

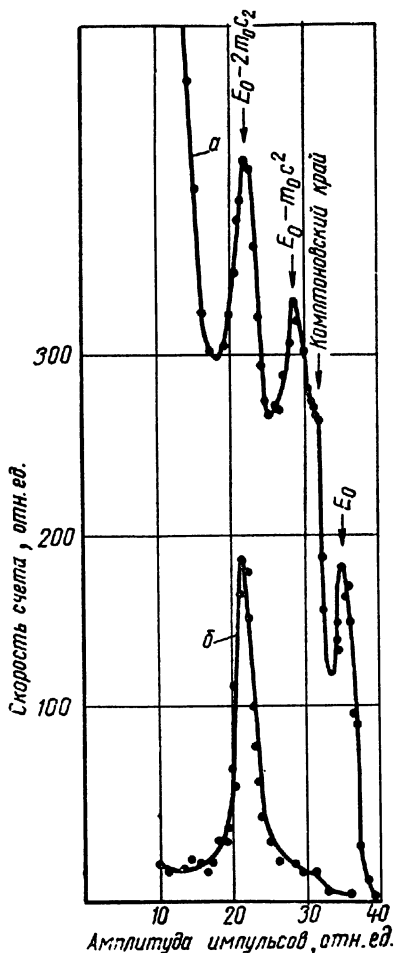


Рис. 117. Спектр  $\text{ThC}^\alpha$ , снятый монокристалльным спектрометром (а) и спектрометром пар с тремя кристаллами (б).

**Комptonовский спектрометр.** Комptonовским спектрометром называется установка, подобная только что описанной, но предназначенная для регистрации комptonовского распределения [112].

В зависимости от угла между комptonовским электроном или рассеянным комptonовским  $\gamma$ -квантом и направлением первичных

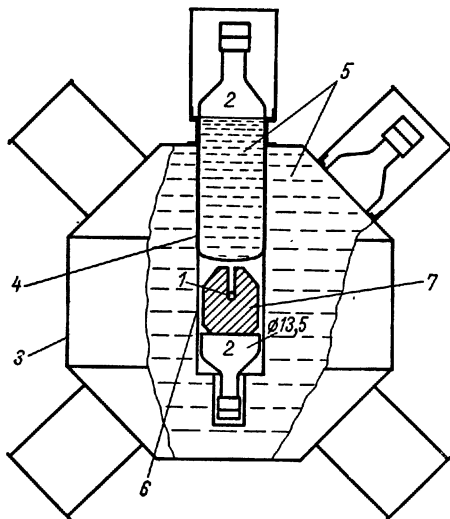


Рис. 118. Конструкция спектрометра антисовпадений на шести ФЭУ [116]:

1 — источник излучения; 2 — ФЭУ; 3 — контейнер из жести; 4 — контейнер из алюминия толщиной 0,12 мм; 5 — жидкий сцинтиллятор; 6 — отражатель из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 7 — кристалл NaJ (Tl).

$\gamma$ -квантов с энергией  $E_0$  комptonовские электроны имеют энергию в пределах

$$0 < E_{\text{комп}} < E_0 \frac{1}{1 + 0,5\alpha},$$

где

$$\alpha = \frac{E_0}{m_0 c^2}.$$

Для больших  $E_0$  верхняя граница энергии комптоновских электронов лежит вблизи  $E_0 - 0,25 \text{ Мэв}$ . Распределение энергии комптоновских электронов в стоящем на пути первичного излучения кристалле  $A$  можно измерить следующим образом. Вблизи кристалла  $A$  располагают один или несколько кристаллов  $B$ , которые регистрируют вылетающие из кристалла  $A$  рассеянные  $\gamma$ -кванты. При помощи схемы совпадений из многих сцинтилляций в кристалле  $A$  отбирают лишь те, которые возникают одновременно со сцинтилляциями в кристалле  $B$ . Так выделяют импульсы от комптоновских электронов в кристалле  $A$  при помощи связанных с ними комптоновских фотонов. В результате получают распределение импульсов, в котором для каждой энергетической компоненты  $\gamma$ -излучения имеется либо линия, ширина которой зависит от геометрии счетчика, либо континуум с резкой границей на стороне больших амплитуд (комптоновский край). Общий фон, не вызываемый комптоновским рассеянием, в данном случае исключается. Поскольку комптоновский эффект преобладает в области энергий от 0,2 до 1 Мэв, а при  $E_0 > 1,02 \text{ Мэв}$  начинается образование пар, комптоновские спектрометры применимы именно для этой области энергий. Их эффективность невелика (приблизительно  $10^{-3}$ ). Характеристические спектры рассмотренного вида определены Цобелем [117].

**Спектрометры пар.** В поглощении  $\gamma$ -излучения высоких энергий преобладает процесс образования пар. По энергии электронно-позитронной пары, измеренной счетчиком с кристаллом NaJ, можно однозначно установить энергию первичного  $\gamma$ -излучения. При помощи схемы тройных совпадений с двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными диаметрально по сторонам главного кристалла и улавливающими кванты аннигиляции позитронов, можно исключить все другие импульсы в главном кристалле (трехкристалльный спектрометр пар [116—119]). Благодаря тому что в этом спектрометре каждой энергии соответствует лишь одна линия, с его помощью удастся определять спектр импульсов от  $\gamma$ -излучений высоких энергий. Разрешающая способность спектрометра пар очень высока, но его эффективность обычно весьма мала. В качестве примера на рис. 117 приведен спектр от ThC'', полученный на спектрометре пар с тремя кристаллами (кривая б). Другие частные вопросы  $\gamma$ -спектроскопии рассмотрены в ряде работ [4, 11, 12, 112, 114, 116, 120—123].

#### д) Вероятность регистрации

Для всех применений сцинтилляционных счетчиков представляет интерес вероятность регистрации  $W$  частицы или кванта, попадающих в сцинтиллятор. На эту вероятность влияют два фак-

тора. Прежде всего необходимо учитывать вероятность  $W_1$ , с которой частица или квант вызывают импульс на выходе умножителя. Далее следует иметь в виду вероятность  $W_2$ , с которой этот импульс регистрируется усилительными и анализирующими устройствами. Тогда получаем

$$W = W_1 W_2.$$

Рассмотрим сначала вероятность  $W_2$ ; ее величину получают при помощи амплитудной кривой. Сначала описаным уже спо-

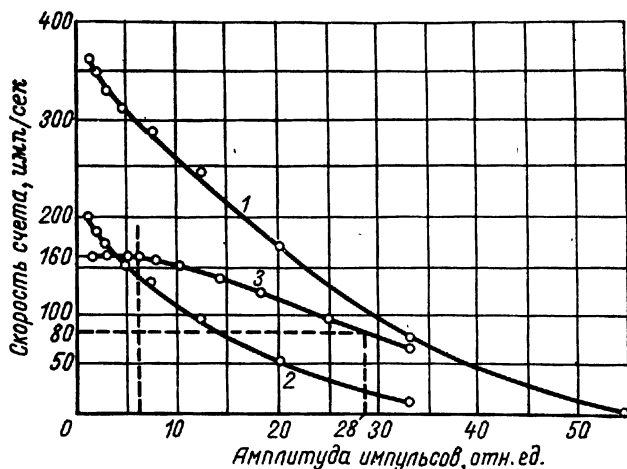


Рис. 119. Амплитудная кривая для одиночных фотоэлектронов:

1 — общее число импульсов; 2 — фон; 3 — разностная кривая.

собом определяют число электронов  $n_p'$ , попадающих в умножительную систему в 1 сек. Кроме того, амплитудная кривая дает число  $n_a$  импульсов в 1 сек, регистрируемых в рабочей точке (заданной, например, напряжением дискриминатора), для которой должна быть определена вероятность  $W_2$ . Тогда

$$W_2 = \frac{n_a}{n_p'}$$

Если амплитудная кривая на каком-либо участке параллельна оси абсцисс, т. е. если при повышении чувствительности дискриминатора не наблюдается увеличение скорости счета, то для всех точек на этом плато  $W_2 = 1$ . Все выходные импульсы умножителя сосчитываются. Поясним это еще раз на примере амплитудной кривой (рис. 119) [124].

Кривая 3 представляет собой интегральное амплитудное распределение для электронов, выбиваемых из катода умножителя непосредственным облучением его  $\gamma$ -лучами. При этом импульсы



практически соответствуют единичным первичным электронам. Кривая имеет плато, т. е. при достаточно малых напряжениях дискриминатора (амплитуда импульса меньше семи) сосчитываются все поступающие импульсы ( $n'_p = 160$  *имп/сек*).

Если рабочую точку выбрать, например, при амплитуде импульсов 28, то будет сосчитано лишь 80 *имп/сек* и  $W_2$  получится равной 0,5. Если нужно сравнить друг с другом результаты измерений вне плато, их следует пересчитать при помощи  $W_2$  на высоту плато. Длина плато тем больше, чем больше число первичных электронов в импульсе. На рис. 119 показаны кривые для одного электрона, и поэтому для получения плато потребовался специально изготовленный умножитель с чрезвычайно малым темновым током и высоким усилением. В сцинтилляционных счетчиках число первичных электронов чаще всего существенно больше единицы, поэтому плато достигается значительно легче, чем в рассмотренном случае.

Вероятность регистрации  $W_1$  определяется той частью излучения, которая попадает на поверхность сцинтиллятора и вызывает импульсы на выходе умножителя. Она равна

$$W_1(E) = \frac{n_t}{n_0 \Omega}.$$

где  $n_0$  — число эмитированных источником частиц или квантов;  
 $n_t$  — число частиц, зарегистрированных на выходе ФЭУ;  
 $\Omega$  — телесный угол, под которым из источника виден сцинтиллятор.

Величина  $n_t$  обусловлена рядом факторов: поглощенной в сцинтилляторе энергией, физическим и техническим выходом света, качеством оптического контакта между сцинтиллятором и фотокатодом и квантовым выходом последнего. Все эти факторы сильно зависят от условий эксперимента, и поэтому величины вероятности регистрации, полученные различными авторами, трудно сравнивать друг с другом.

Быстрые электроны с энергиями выше 50 *кэв* могут быть зарегистрированы на кристаллах антрацена и NaJ с вероятностью, близкой к 100% [125]. Для рентгеновых лучей с энергией 2 *кэв*, регистрируемых NaJ, вероятность достигает 50—80% и с энергией 5 *кэв* — от 80 до 100% [126].

Вероятность регистрации с кристаллом NaJ  $\gamma$ -излучения радия близка к 65%, излучения  $Co^{60}$  равна 17% [127]. Тяжелые частицы, например протоны и  $\alpha$ -частицы достаточно больших энергий, можно регистрировать со 100%-ной вероятностью при помощи неорганических кристаллов, например ZnS (Ag) или CdS (Ag). Мезоны с энергиями от 13 до 147 *Мэв* и выше удается регистрировать на кристаллах антрацена с вероятностью, превышающей 95% [128]. Вопросы регистрации нейтронов будут рассмотрены ниже в специальном разделе.

При измерении энергии  $\gamma$ -лучей представляет интерес выход фотоплинии. Вероятность для фотоплинии  $W_p$  определяется как часть падающих  $\gamma$ -квантов, сосчитываемых внутри фотоплинии или линии полной энергии. Преимущество использования  $W_p$  заключается в том, что форма фотоплинии почти не зависит от рассеянного излучения и других излучений.

На рис. 120 показана зависимость  $W_p$  от размеров кристалла и от энергии  $\gamma$ -излучения.

При исследовании проникающих излучений ( $\gamma$ -лучи, быстрые нейтроны) вероятность регистрации лучше относить к числу возникающих в источнике излучения распадов в 1 сек, чем к числу частиц, попадающих в сцинтиллятор, так как число зарегистрированных квантов  $n_r$  имеет сложную зависимость от телесного угла, под которым виден  $\gamma$ -источник. Таким образом определяют вероятность регистрации  $W_{1\Omega}$ , которая учитывает телесный угол и величину источника. Можно с хорошим приближением вычислить  $W_{1\Omega}$  как функцию  $\gamma$ -энергии. Из большого числа возможных вариантов, обусловленных многими параметрами, приведены только две группы кривых (рис. 121 и 122). Подобные примеры можно найти в некоторых работах [11, 129].

Для получения высокой эффективности при очень малой интенсивности излучения существует ряд способов. Один из проверенных методов — просверлить в кристалле канал и поместить источник излучения в центр сцинтиллятора. Тем самым осуществляется «4 $\pi$ -геометрия» (рис. 123).

Для  $\gamma$ -излучателей в виде растворов объемом 4 см<sup>3</sup>, таких, как J<sup>131</sup> (0,36 и 0,64 Мэв), Au<sup>198</sup> (0,41 Мэв), Na<sup>22</sup> (1,28 и 0,5 Мэв) и Co<sup>60</sup> (1,17 и 1,33 Мэв), получены вероятности регистрации 39, 40, 62 и 39% соответственно [130], а предельно обнаруживаемая активность близка к  $3 \cdot 10^{-11}$  кюри. Вероятность регистрации обуславливается здесь числом распадов в исследуемом веществе в единицу времени и из-за собственного поглощения сильно зависит от объема источника излучений.

Сцинтилляционные счетчики при работе с мягкими  $\gamma$ -лучами имеют более высокую чувствительность, чем другие приборы, например проточные пропорциональные счетчики, но прежде всего они значительно удобнее в лабораторной практике [131, 132].

Созданы интересные варианты счетчиков с жидкими сцинтилляторами [4] для работы с  $\beta$ -излучателями низких энергий, такими, как C<sup>14</sup>, H<sup>3</sup>, S<sup>35</sup> и Ca<sup>45</sup>. Определение малых количеств этих элементов важно для оценки возраста предметов и минералов, а также для медицинских и биохимических исследований [133, 134]. Например, C<sup>14</sup> или H<sup>3</sup> могут быть введены непосредственно в растворитель, входящий в состав сцинтиллятора (толуол, ксилол и т. д.). Можно также ввести в растворитель соединения активных элементов или непосредственно, или при помощи другого растворителя, не вызывая слишком сильного гасящего действия. Примером могут служить примесь холестерина или жирных

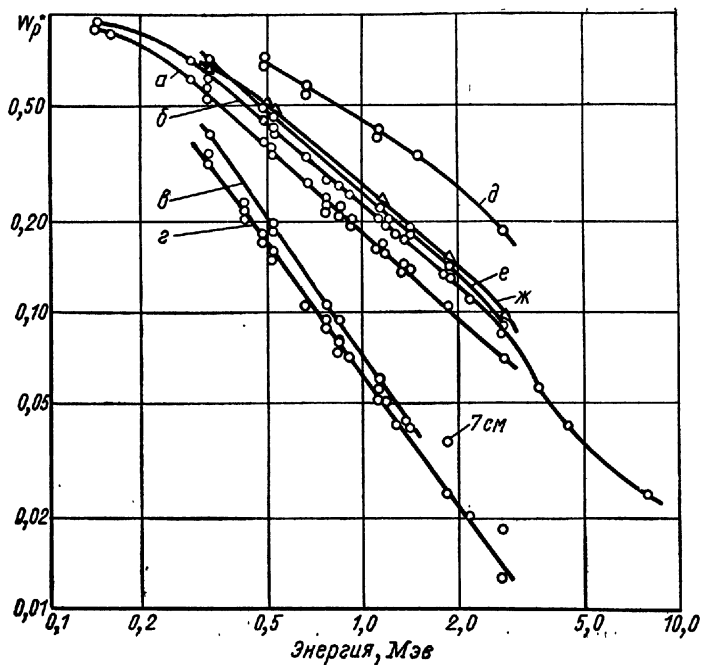


Рис. 120. Зависимость вероятности регистрации  $\gamma$ -квантов в области фотолинии (полной энергии)  $W_p$  от энергии  $\gamma$ -излучения для кристалла NaJ [130]:

Величина кристалла, см	Расстояние от источника см	Кривая
7,6×7,6	{ 3 9,3	a б
3,8×2,5	{ 7 1 и 2,5	в г
12	С экранировкой, включенной на антисовпадения. Источник помещен в канале, просверленном в кристалле	д
7,6×7,6 (кристалл с закругленными краями)	{ 3 9,3	е ж

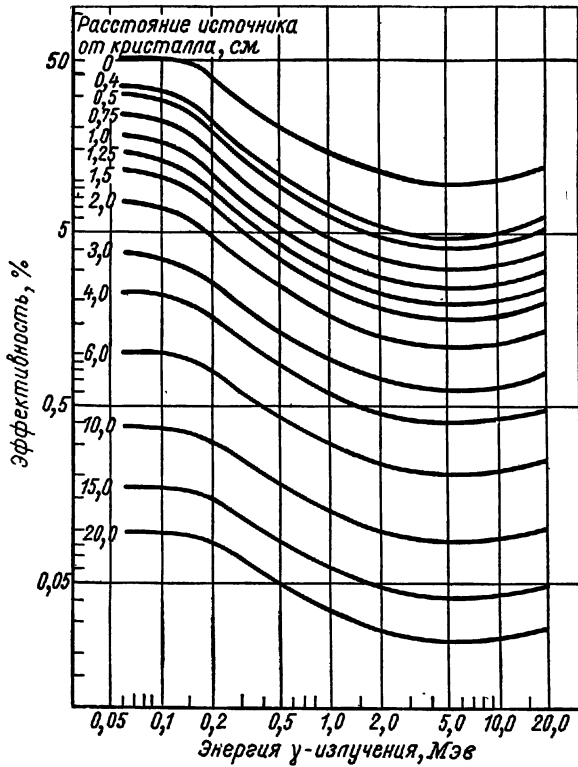


Рис. 121. Расчетная чувствительность  $W_{1\Omega}$ , % (кристалл NaI размером  $2,54 \times 2,54$  см, для различных расстояний от  $\gamma$ -источника [129]).

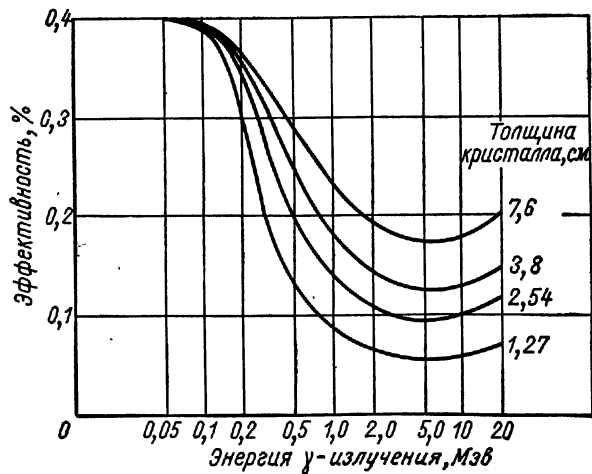


Рис. 122. Расчетная чувствительность  $W_{1\Omega}$ , % (кристаллы NaI диаметром 3,8 см с различными толщинами; источник расположен на расстоянии 15 см от кристалла [129]).

кислот, содержащих  $C^{14}$ , к толуолу или содержащая тритий вода с этанолом в толуоле. Хейс и Роджерс [135] получили высокую эффективность, приготовив суспензии из активных веществ в жидких сцинтилляторах. Мешающее измерения осаждение суспензии можно устранить добавлением соответствующей примеси, от которой сцинтиллятор застывает [136, 137].

Пороговая чувствительность обнаружения  $\beta$ -излучателей малых энергий лежит вблизи  $10^{-10}$  кюри/г, а для  $\beta$ -излучателей

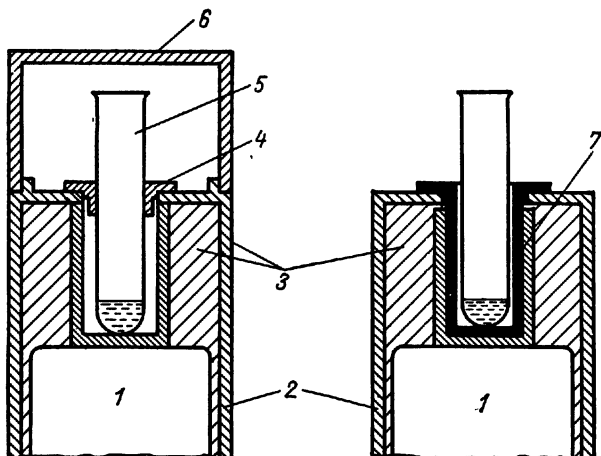


Рис. 123. Конструкция  $\beta$ -счетчика с высверленным кристаллом или пластиком. Слева — со светонепроницаемой крышкой, справа — с внутренним световым экраном:

1 — ФЭУ; 2 — светонепроницаемый экран; 3 — сцинтиллятор; 4 — центрирующее кольцо; 5 — пробка с источником; 6 — медная крышка; 7 — внутренний световой экран.

высоких энергий — около  $10^{-11}$  кюри/г. Вероятность регистрации, отнесенная к числу распадов, близка для  $C^{14}$  к 50% (при охлаждении достигает 90%) и для воды, содержащей тритий, — к 20% [138].

Такая чувствительность регистрации может быть достигнута только благодаря специальным дополнительным мерам. Обычно используют отобранные экземпляры умножителей с очень малыми темновыми токами и шумами. Шумовые импульсы счетчика могут быть в значительной степени подавлены, если использовать быструю схему совпадений, которая регистрирует только сцинтилляции, вызванные изучаемыми  $\beta$ -лучами или космическим излучением. С этой целью сцинтиллятор располагают между двумя умножителями. Это устройство нередко охлаждают и окружают свинцовыми или стальными экранами.

В исследованиях другого направления, также связанного с высокой чувствительностью регистрации, применяются жидкие сцинтилляторы большого объема (например, для дозиметрии излу-

чений тел). Лос-Аламосский счетчик излучения человеческого тела содержит 300 л сцинтиллирующей жидкости и 108 умножителей. Он выполнен в виде полого цилиндра, который может вместить взрослого человека. При помощи подобного счетчика можно измерить обусловленную  $K^{40}$   $\gamma$ -активность человеческого тела с точностью до 5% [139].

Используя аналогичный жидкостной счетчик, Ковану и его сотрудникам удалось в 1936 г. доказать существование свободного нейтрино [140].

### *е) Временная разрешающая способность*

Вопрос о временной разрешающей способности возникает при использовании сцинтилляционных счетчиков для определения сверхмалых интервалов времени, для измерений при высоких скоростях счета и для работы в быстрых схемах совпадений. В связи с этим ниже будет рассмотрена точность, с которой можно измерять временную последовательность событий при помощи сцинтилляционных счетчиков.

С момента возникновения в сцинтилляторе регистрируемого эффекта от исследуемой частицы (поглощения или торможения) до появления сигнала на выходе умножителя проходит определенный интервал времени. Рассмотрим некоторый  $n$ -й, попавший на фотокатод фотон. Общее время до появления импульса тока на аноде умножителя складывается из интервала времени между моментом возбуждения сцинтиллятора и эмиссией  $n$ -го фотона в ходе процесса высвечивания, из времени пролета фотона в сцинтилляторе и световоде, из длительности процесса фотоэмиссии на катоде и, наконец, из времени пролета электронных групп через умножитель.

Определенное таким образом время пролета (см. рис. 89) мало сказывается на временной разрешающей способности сцинтилляционного счетчика. Но дело в том, что отдельные пролетные времена подвержены флуктуациям. Вызванный этим обстоятельством разброс пролетных времен ограничивает принципиальную временную разрешающую способность счетчика. С этой точки зрения прежде всего существенны:

- 1) интервал времени до эмиссии  $n$ -го фотона, т. е. период высвечивания сцинтиллятора;
- 2) разброс времен пролета электронных групп через умножитель.

Разброс времен пролета световых квантов в сцинтилляторе и световоде очень мал (порядка  $10^{-10}$  сек). Его следует учитывать лишь при использовании больших кристаллов или больших объемов сцинтиллирующих жидкостей и длинных световодов.

Периоды высвечивания отдельных сцинтилляторов (см. табл. 16) сильно различаются. Интенсивность эмиссии фотонов в большинстве сцинтилляторов уменьшается во времени по приблизительно

экспоненциальному закону. Для измерений, в которых необходима высокая временная разрешающая способность, лучше всего подходят жидкие органические сцинтилляторы, период высвечивания которых равен нескольким наносекундам.

Один вылетевший с фотокатода электрон вызывает на аноде импульс тока, имеющий некоторую среднюю длительность. Последняя служит мерой различия длин электронных траекторий и скоростей пролета по ним между двумя каскадами. Время запаздывания эмиссии вторичных электронов не играет роли, так как оно пренебрежимо мало.

Способы уменьшения длительности анодных импульсов были уже рассмотрены. Основные из них — улучшение электронной оптики умножительной системы, повышение напряженности полей между диодами, а также уменьшение длин траекторий.

Средний разброс времен пролета электронов близок к 1 нсек, но различен в умножителях разных конструкций.

Флуктуации пролетных времен можно существенно уменьшить, если питать умножитель импульсами высокого напряжения.

По данным Мортонa [9], среднеквадратичные отклонения результатов измерения времени при помощи сцинтилляционного счетчика равны

$$\bar{\tau} = \sqrt{\frac{\tau\beta A}{n_p}} \quad (46)$$

при условии, если дискриминатор срабатывает при импульсе, амплитуда которого соответствует вылету с катода  $n_p \frac{B\beta}{\tau}$  электронов, где  $\tau$  — период высвечивания сцинтиллятора;  $\beta$  — разброс времен пролета электронов;  $n_p$  — общее число фотоэлектронов, вызванное вспышкой света;  $A$  и  $B$  — константы порядка единицы, зависящие от статистических флуктуаций параметров умножителя.

В табл. 20 сопоставляется точность временных измерений сцинтилляционного счетчика с двумя различными сцинтилляторами.

Таблица 20

Сцинтиллятор	$n_p$	$\tau$ , нсек	$n$	$\bar{\tau}$ , нсек
Органическая жидкость	100	3	17	0,22
Антрацен . . . . .	500	36	7	0,33

Примечание:  $\beta$  принято равным 0,5 нсек.

Таблица иллюстрирует интересный факт: несмотря на существенно больший период высвечивания антрацена, его временное разрешение лишь немногим хуже, чем у жидких сцинтилляторов.

Это обусловлено большим световым выходом антрацена. Следовательно, для улучшения временной разрешающей способности несбходимы сцинтилляторы с высоким техническим выходом.

Сравнение различных факторов, определяющих временную разрешающую способность, показывает, что при использовании органических сцинтилляторов разброс времен пролета электронных групп в умножителе в пять-десять раз превышает влияние других факторов. Поэтому улучшение временной разрешающей способности должно быть начато с усовершенствования умножителей. Можно улучшить временное разрешение на порядок за счет указанных выше мер [99, 141]. Дальнейшие разработки газообразных и черенковских сцинтилляторов, а также возможное повышение технического выхода сцинтилляторов обычного типа могут улучшить временные характеристики сцинтилляционных счетчиков.

Экспериментальное определение длительности импульсов умножителя или других коротких интервалов времени, например времени жизни мезонов или периодов распада короткоживущих радиоактивных изомеров, основывается на методе задержанных совпадений. Для этого импульсы, ограничивающие интервал времени, направляют по двум отдельным коаксиальным кабелям на схему совпадений. Задерживая один импульс относительно другого путем изменения длины одного из кабелей, получают совпадение импульсов. Разность времен задержки импульсов в кабелях дает искомый интервал времени. Таким способом определена, например, длительность импульсов умножителя, вызванных одним электроном с катода [142]. На этом же принципе разработаны существенно более сложные схемы и приборы для определения коротких интервалов времени, например хронотрон для исследования космических лучей [143] и схемы совпадений [144]. Эта аппаратура позволяет достигать временного разрешения в несколько десятых долей наносекунды.

## 5. Конструкции сцинтилляционных счетчиков

### *а) Сбор света и световоды*

Одним из основных параметров сцинтилляционного счетчика является отношение амплитуды импульсов сигнала к амплитуде шумовых импульсов. Для того чтобы максимально увеличить амплитуду импульсов сигнала, необходимо стремиться к оптимальному использованию интенсивности возникающих в сцинтилляторе световых вспышек. Для получения оптимальных величин энергетической и временной разрешающих способностей необходимо уделять внимание энергетическому и временному рассеянию световых импульсов. Несбходимо тщательно продумывать светооптическую часть сцинтилляционного счетчика, так как только при тщательном подборе геометрии отдельных элементов удается



(в лучшем случае) получить коэффициент сбора света, близкий к 0,7—0,8. Для повышения коэффициента сбора света необходимо создавать возможно больший телесный угол между сцинтиллятором и катодом. Световоды, даже если они невелики или служат для согласования большой разницы в размерах катода и кристалла, существенно снижают используемую интенсивность света.

Распространенные в настоящее время сцинтилляторы имеют относительно высокий коэффициент преломления. Поэтому через поверхность кристалла может выйти лишь часть возникающего в его объеме света. Значительная часть света задерживается в результате полного внутреннего отражения. В связи с этим очень важно, чтобы между сцинтиллятором и фотокатодом или световодом был хороший оптический контакт, для чего лучше всего вводить тонкие промежуточные слои из канадского бальзама, минеральных или силиконовых масел.

Благодаря возможности лучшего оптического согласования в сцинтилляционных счетчиках используются только умножители с полупрозрачными катодами, хотя массивные катоды имеют несколько больший квантовый выход. Для того чтобы избежать потерь света через непрлегающие к катоду поверхности сцинтиллятора, последние целесообразно окружить каким-либо отражающим слоем. При этом диффузные отражатели предпочтительнее зеркальных, так как повторяющиеся диффузные отражения, как и в случае интегрирующего шарового фотометра, способствуют лучшей однородности световых импульсов. При зеркальном отражении могут возникать конусы отражения. Вследствие этого импульсы становятся неоднородными, особенно при малых амплитудах [145]. Для жидких сцинтилляторов рекомендуются фарфоровые сосуды или матово-белые внутренние покрытия контейнеров, например окись титана с цапонлаком в качестве связывающего вещества [146]. При этом следует учитывать опасность «отравления» сцинтиллятора загрязнениями.

Поверхность кристалла или его стеклянной ампулы следует покрыть рыхлым слоем сухого порошка окиси магния, титана или алюминия. Слой можно нанести на матированные поверхности сцинтилляторов осаждением окисного «дыма» [124]. Для кристаллов NaJ предпочтительнее использовать окись алюминия, так как окись магния химически реагирует с этим кристаллом. Коэффициенты отражения названных окислов достигают 90—97%. Следует обращать внимание на зависимость коэффициента отражения от длины волны (рис. 124). Оптический контакт, осуществляемый наклеиванием отражателя на сцинтиллятор (или нанесением с лаком), существенно уменьшает отражение и отрицательно влияет на соби́рание света.

Во многих случаях желательно или даже необходимо удаление сцинтиллятора от умножителя, например для уменьшения влияния сильных магнитных полей  $\beta$ -спектрометров или ускорителей на умножитель. Иногда сцинтиллятор устанавливают в объеме,

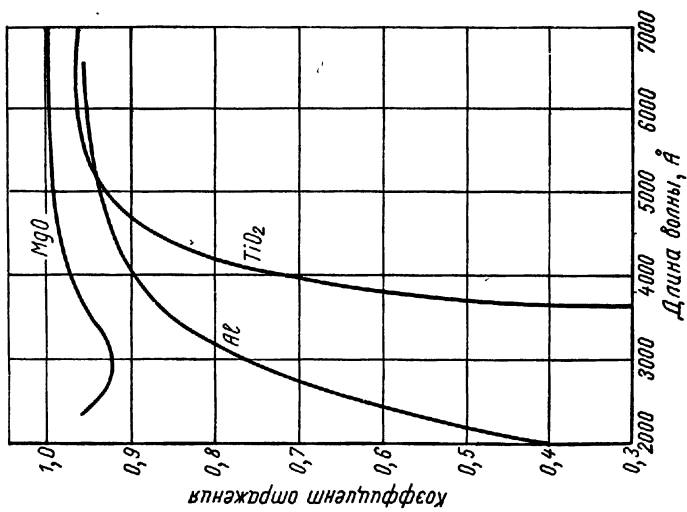


Рис. 124. Зависимость коэффициента отражения от длин волн для MgO, TiO<sub>2</sub> и Al.

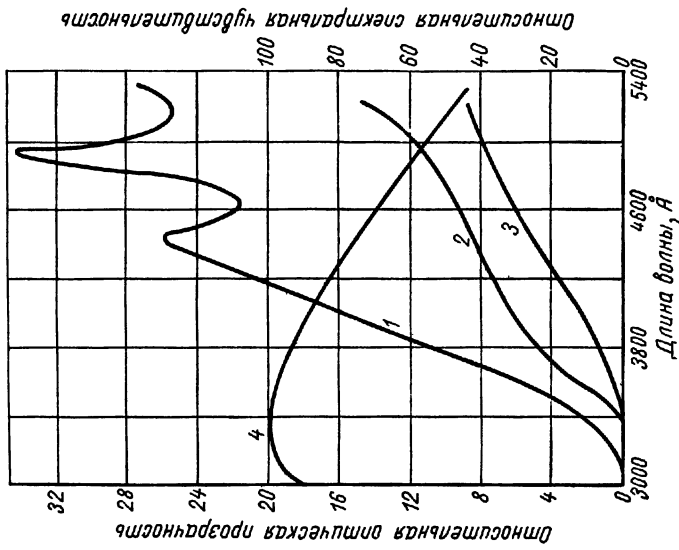


Рис. 125. Относительная оптическая прозрачность люцита (1), флюксигласа (2), полистирола (3) и относительная спектральная чувствительность умножителя IR28 (4).

находящемся под высоким давлением или в вакууме. Необходимость охлаждения умножителя или нежелательность воздействия на него исследуемого излучения также могут являться причинами удаления сцинтиллятора от умножителя.

Во всех этих случаях свет передается при помощи так называемых световодов из стержней кварца, полистирола, плексигласа или люцита (полимеризованный метил-метакрилат-гарц), форма которых обеспечивает полное внутреннее отражение света. Наилучшие результаты получаются с люцитовыми или плексигласовыми стержнями. Они имеют высокую прозрачность в наиболее часто используемой спектральной области, легко обрабатываются и формуются.

На рис. 125 показаны результаты измерений относительной оптической прозрачности люцита, плексигласа и полистирола, выполненные с умножением 1Р28, спектральная характеристика которого [147] приведена на том же рисунке.

Для предотвращения рассеяния света световоды не должны содержать загрязнений и должны быть тщательно отполированы. При необходимости их можно изгибать, но радиус кривизны не должен быть слишком мал. При одном изгибе на  $180^\circ$  потеря света близка к 50% [147]. Иногда применяют также плексигласовые или люцитовые трубки, наполненные жидкостью с высоким показателем преломления, например силиконовым маслом. Таким образом получают две поверхности с полным отражением [148]. Необходимо помнить, что полистирол сам слабо флуоресцирует под влиянием облучения [79] и что в световодах при пролете частиц может возникать черенковское излучение.

Световоды нужно помещать в светонепроницаемые трубки. Использование отражателей вокруг световодов лишь немногим улучшает сбор света [149].

Потери света вследствие поглощения и отражения в световоде составляют, например, в люцитовых стержнях диаметром 2 см и длиной 5, 30 и 100 см соответственно 15, 40 и 80% [147].

При сочленении кристаллов и фотокатодов различных размеров часто применяют короткие конусообразные световоды, образующая которых может быть прямой или отрезком логарифмической спирали. Гарвин [150] предложил конструкцию световода с минимальными потерями света, который рассчитан таким образом, что все фотоны падают на стенки под большими углами. Дальнейшее теоретическое рассмотрение световодов содержится в ряде работ [151, 152].

Фотокатоды умножителей чаще всего имеют неравномерное поверхностное распределение чувствительности [153, 154]. При помощи очень маленького кристалла NaJ обнаружено уменьшение на одну треть амплитуды импульсов с краев катода умножителя [145]. Поэтому необходимо, чтобы интенсивность свечения и его распределение не менялись в зависимости от места сцинтилляций в кристалле,

Короткие полые световоды, на внутреннюю поверхность которых напылена окись магния, позволили существенно уменьшить разброс амплитуд импульсов от больших жидких сцинтилляторов [145].

### б) Умножители

Совершенно очевидно, что работающий умножитель необходимо заключать в полностью затемненную камеру. Кроме того, необходима его экранировка от прямого воздействия излучения, что, впрочем, в случае жестких  $\gamma$ -лучей в полной мере осуществить нельзя.

Электростатическая экранировка умножителя необходима почти всегда. Чаще всего прилегающая к катоду часть баллона ФЭУ металлизирована с внутренней стороны, благодаря чему предотвращается появление на стекле положительных зарядов, обусловленных ионами остаточного газа. Эти заряды могут явиться причиной внутренних разрядов, увеличивающих темновой фон. Хорошие результаты дает электростатический экран вокруг баллона, однако это иногда [100] приводит к изменению скорости счета, зависящему от разности потенциалов между экраном и катодом.

Даже слабые (несколько гаусс) магнитные поля приводят к значительному изменению как усиления умножителей, так и распределения амплитуд их импульсов и пролетных времен [155]; в некоторых случаях влияет даже магнитное поле земли. Например, изменение ориентации неэкранированного умножителя типа RCA 5819 по отношению к полю земли приводило к изменению амплитуды импульсов с соотношением 2,6 : 1 [145]. Поэтому в большинстве случаев необходимы экраны из мюметалла. Иногда некоторые детали умножителей обладают остаточным магнетизмом; его можно устранить при помощи постепенно уменьшаемого переменного магнитного поля.

Напряжение питания умножителя, составляющее обычно 700—1500 в, необходимо поддерживать постоянным с точностью около 0,1%. Лучше всего это достигается при помощи устройств, описанных в гл. III, разд. Д.

В простой схеме (рис. 126) [23] стабилизация осуществлялась следующим образом. Напряжение между пятым и шестым диодами поддерживалось постоянным при помощи батареи. При изменении общего напряжения коэффициент усиления умножителя изменялся вследствие расфокусировки траекторий электронов в области шестого диода (кривая 2). Кривая 1 была получена, когда на пятый, шестой и седьмой диоды были поданы равные каскадные напряжения, а батарея не подключалась, т. е. делитель был собран из одинаковых звеньев по 15 ком.

Ток через делитель напряжения питания ФЭУ должен приблизительно на порядок превышать максимальный ток диодов,

Причина этого требования заключается в том, что при работе умножителя, например с быстрыми жидкими сцинтилляторами, возникают кратковременные импульсные токи с относительно большими амплитудами (несколько миллиампер), хотя средняя величина анодного тока мала. Импульсы тока могут вызвать большие скачки напряжения на последних каскадах ФЭУ и, как следствие, сильные кратковременные колебания коэффициента

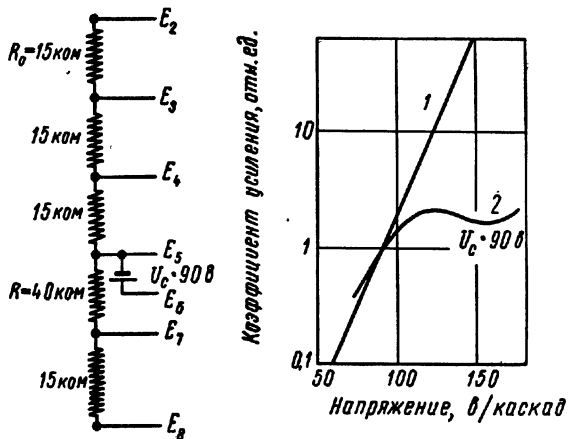


Рис. 126. Стабилизация коэффициента усиления путем расфокусировки траекторий электронов:

1 — без стабилизации; 2 — стабилизированная.

усиления. При небольшой скорости счета указанный эффект можно устранить, включив конденсаторы параллельно звеньям делителя, питающим последние каскады.

В большинстве случаев положительный полюс источника питания ФЭУ заземляют, а на катод подают высокое напряжение (отрицательный полюс) (см. рис. 82). Выходной отрицательный сигнал снимается между анодом и землей. Одно из преимуществ этой схемы состоит в том, что пульсации питающего напряжения не воздействуют непосредственно на цепь сигнала.

На вход промежуточных усилителей (катодных повторителей) или анализаторов импульсов часто желательно подавать сигналы положительной полярности. Их можно снимать с последнего диода. Амплитуда этих сигналов будет в  $m/(m - 1)$  раз меньше амплитуды анодных сигналов.

#### в) Сочленение отдельных элементов

На рис. 127—129 приведены примеры сочленения сцинтиллятора, световода и умножителя. На рис. 128 показана установка с кристаллом NaJ [114]. При таком способе монтажа кристалл

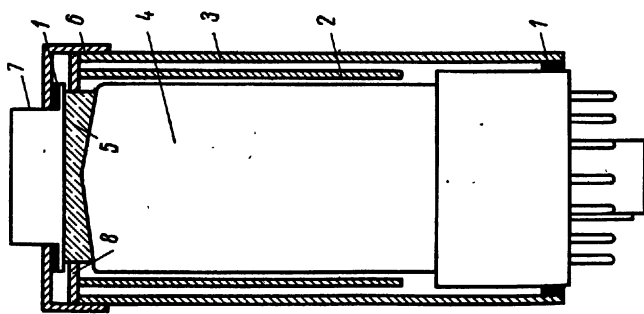


Рис. 127. Схема сцинтилляционного счетчика:

1 — резиновое уплотнение; 2 — мюметалл; 3 — алюминиевый цилиндр; 4 — умножитель типа 5819; 5 — световод; 6 — нарезка; 7 — кристалл; 8 — бакелитовое кольцо.

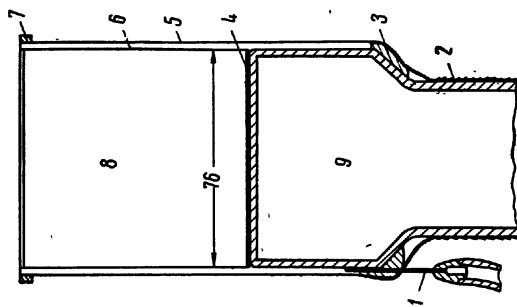


Рис. 128. Схема сцинтилляционного счетчика:

1 — оловяная игла; 2 — изольонная линза; 3 — уплотнение из Q-пastes; 4 — силиконовая паста DC-200; 5 — алюминиевая фольга толщиной 0,12 мм; 6 — отражатель из окиси алюминия; 7 — уплотненная отбортовка; 8 — кристалл NaJ (TI); 9 — ФЭУ типа К-1197.

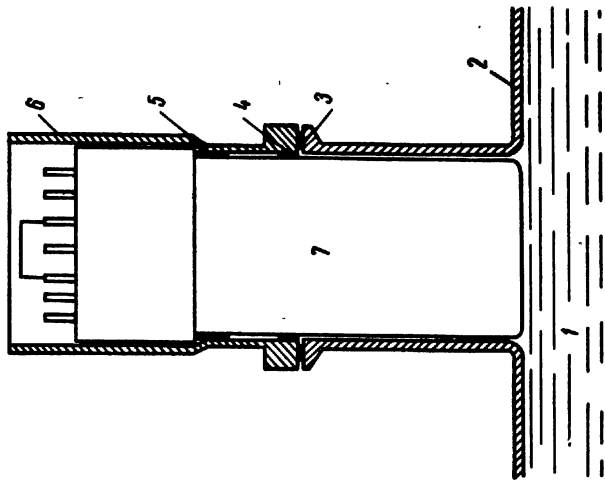


Рис. 129. Схема сцинтилляционного счетчика:

1 — жидкий сцинтиллятор; 2 — контактер сцинтиллятора; 3 — тефлоновый уплотнитель; 4 — толстоловая замазка; 5 — уплотнение; 6 — алюминиевый экран; 7 — ФЭУ.

окружен минимальным количеством рассеивающих излучения веществ. Отражатель из жидкого стекла и окиси алюминия нанесен на внутренней стороне алюминиевого контейнера. После откачки воздуха с помощью капилляра тонкостенный алюминий плотно прижимается к кристаллу и умножителю.

На рис. 129 изображен счетчик, в котором катод умножителя погружен непосредственно в жидкий сцинтиллятор. Уплотняющим материалом служит тефлон, который стоек по отношению к толуолу и ксилолу. Для склеивания используют жидкое стекло. Контейнеры для жидких сцинтилляторов с фенилциклогексаном в качестве растворителя можно также изготавливать из люцита или плексигласа, которые легко обрабатываются.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Marshall J. Cerenkov counters. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 4, 141 (1954).
2. Allen J. S. Improved electron multiplier particle counter. *Rev. Scient. Instrum.*, 18, 739 (1947).
3. Scintillation counter symposium 1956. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-3, No. 4 (1956).
4. Scintillation counter symposium 1958. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-5, No. 3 (1958).
5. Birks I. B. *Scintillation counters*. Pergamon Press, London, 1953.
6. Curran S. C. *Luminescence and the scintillation counter*. Butterworth, London, 1953.
7. Siegbahn K. *Beta and gamma-ray spectroscopy*. North Holland Publ., Amsterdam, 1955.
8. Labeurie J. Progres récents dans le domaine des compteurs à scintillations. *J. phys. et radium*, 17, 576 (1956).
9. Morton G. A. Recent developments in the scintillation counter field. *Proc. Conf. Geneva*, 14 (1955).
10. Hartmann W., Bernhard F. *Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik*. Akademie-Verlag, Berlin, 1957.
11. Mott W. E., Sutton R. B. Scintillation and Cerenkov counters. *Hdb. d. Physik*, 45, 2 (1958).
12. Hanle W., Schneider H. Neuere Entwicklung des Szintillationszählers. *Z. angew. Phys.*, 10, 228 (1958).
13. Kortüm H., Maier G. Zur Frage der Abhängigkeit von Photostrom und Beleuchtungsstärke bei Photozellen und Photo-Sekundärelektronen-Vervielfachern. *Z. Naturforsch.*, 8a, 235 (1953).
14. De Boer J. H. *Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen*. Leipzig, 1937.
15. Pakswier S. Fatigue of Ag—Cs<sub>2</sub>O, Ag—Cs photoelectric surfaces. *J. Appl. Phys.*, 18, 203 (1947).
16. Sommer A. H. New photoemissive cathodes of high sensitivity, *Rev. Scient. Instrum.*, 26, 725 (1955).
17. RCA-Katalog (1955).
18. Kollath R. Zur Energieverteilung der Sekundärelektronen. *Ann. phys.*, 1, 1937 (1947).
19. Allen J. S. Recent applications of electron multiplier tubes. *Proc. IRE*, 38, 346 (1950).
20. Matthes J. Z. *techn. Phys.*, 22, 232 (1941).
21. Smith R. V. Photomultiplier transit-time measurements. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-3, 120 (1956).
22. Sternglass E. J. High-speed electron multiplication by transmission secondary electron emission. *Rev. Scient. Instrum.*, 26, 1202 (1955).

23. Morton G. A. Photomultipliers for scintillation counting. *RCA-Rev.* 10, No. 4, 525 (1949).
24. Allen J. S., McGill L. R. Accelerator grids mean high output. *Nucleonics*, 14, No. 4, 55 (1954).
25. Shipman, McCraven. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, 3, No. 1, 10 (1956).
26. Post R. F., Shiren N. S. Performance of pulsed photomultiplier scintillation counters. *Phys. Rev.*, 78, 81 (1950).
27. Singer S., Neher L. K., Ruehle R. A. Pulsed photomultipliers for fast scintillation counting. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 40 (1956).
28. Kinard F. E. Temperature dependence of photomultiplier gain. *Nucleonics*, 15, No. 4, 92 (1957).
29. Ball W. P., Booth R., McGregor M. H. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 31, 183 (1956).
30. Seliger H. H., Ziegler C. A. Liquid scintillator temperature effect. *Nucleonics*, 14, No. 4, 49 (1956).
31. Sommer A. H., Turk W. E. New multiplier phototubes of high sensitivity. *J. Scient. Instrum.*, 27, 113 (1950).
32. Engström R. *J. Opt. Soc. America*, 37, 420 (1947).
33. Colemann E. F. *Electronics*, 19, 220 (1946).
34. Bronco C. J., St. John R. M., Fowler R. G. Pyrex demountable photomultiplier refrigerator. *Rev. Scient. Instrum.*, 29, 1145 (1952).
35. Godfrey T. N. K., Harrison F. B., Keuffel J. W. Satellite pulses from photomultipliers. *Phys. Rev.*, 84, 1248 (1951).
36. Lantner R. J., Corwin R. W. Spurious pulses from the type 5819 photomultiplier tube. *Rev. Scient. Instrum.*, 23, 507 (1952).
37. Notiz in *Nucl.*, 12, No. 3, 27 (1954).
38. Broser J., Kallmann H. Über die Anregung von Leuchtstoffen durch schwere Korpuskularteilchen. I. *Z. Naturforsch.*, 2a, 439 (1947). — Über den Elementarprozeß der Lichtanregung in Leuchtstoffen durch  $\alpha$ -Teilchen, schnelle Elektronen und  $\gamma$ -Quanten. II. *Z. Naturforsch.*, 2a, 642 (1947).
39. Kallmann H. Quantitative measurement with scintillation counters. *Phys. Rev.*, 75, 623 (1949).
40. Fünfer E. Zählung von Elementarteilchen und Quanten mit Elektronenvervielfacher und Leuchtschirm. *Z. Naturforsch.*, 4a, 672 (1949).
41. Van Sciver W. Spectrum and decay of NaJ. *Nucleonics*, 14, No. 4, 50 (1956).
42. Hofstadter R. The detection of  $\gamma$ -rays with thallium activated sodium iodide. *Phys. Rev.*, 75, 796 (1949).
43. Griffiths G. M. The pulse height distribution from NaJ single crystal scintillation counter and the measurement of  $\gamma$ -ray fluxes. *Canad. J. Phys.*, 33, 209 (1954).
44. Eby F. S., Jentschke W. K. Fluorescent response of NaJ (Tl) to nuclear radiations. *Phys. Rev.*, 96, 911 (1954).
45. Bonanomi J., Rossel J. Luminescence of alkaline iodides. *Physica*, 18, 486 (1952).
46. Beusch W. u. a. Thallium activated CsJ for scintillation spectroscopy. *Nuovo cimento*, 5, No. 10, 1355 (1955).
47. Schenk R., Heath R. L. Tin activation of Li<sup>7</sup>. *Phys. Rev.*, 85, 923 (1952).
48. Bernstein W., Schardt A. W. Activation of Li<sup>7</sup> crystal phosphors. *Phys. Rev.*, 85, 919 (1956).
49. Gillette R. H. Calcium and cadmium tungstate as scintillation counter crystal for  $\gamma$ -ray detection. *Rev. Scient. Instrum.*, 21, 294 (1950).
50. Hornyak W. F. A fast neutron detector. *Rev. Scient. Instrum.*, 23, 264 (1952).
51. Brooks F. D. Organic scintillators. *Progr. Nucl. Phys.*, 5, 252 (1956).
52. Birks J. B. Energy transfer in organic phosphors. *Phys. Rev.*, 94, 1567 (1954).
53. Kallmann H., Furst M. Fluorescence of solutions bombarded with high energy radiation (energy transport in liquids). *Phys. Rev.*, 79, 857 (1950). — Energy transport in liquids I, II, III. *Phys. Rev.*, 81, 853 (1951); 85, 816 (1952).



54. Kallmänn H., Furst M. Energy transfer by means of collision in liquid organic solutions under high energy and ultraviolet excitation. *Phys. Rev.*, **94**, 503 (1954).
55. Reynolds G. T. Liquid scintillation counters. *Nucleonics*, **6**, No. 5, 68 (1950).
56. Reynolds G. T., Harrison F. B., Salvini G. Liquid scintillation counters. *Phys. Rev.*, **78**, 488 (1950).
57. Johnson P. D., Williams F. E. Luminescent efficiency of organic solutions and crystals. *Phys. Rev.*, **81**, 146 (1951).
58. Kallmänn H., Furst M. Fluorescent liquids for scintillation counters. *Nucleonics*, **8**, No. 3, 33 (1951).
59. Hayes F. N., Ott D. G., Kerr V. N., Rogers B. S. Liquid scintillators: Pulse height comparison of primary solutes. *Nucleonics*, **13**, No. 12, 38 (1955).
60. Pringle R. W., Turchinets W., Funt B. L. Liquid scintillation techniques for radiocarbon dating. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 859 (1955).
61. Hayes F. N. u. a. Pulse height comparison of secondary solutes. *Nucleonics*, **14**, No. 1, 42 (1956).
62. Pringle R. W., Black L. D., Funt B. L., Sobering S. A new quenching effect in liquid scintillators. *Phys. Rev.*, **92**, 1582 (1953).
63. Arnold J. R. Scintillation counting of natural radiocarbon. *Science*, **119**, 155 (1954).
64. Schorr M. G., Torney F. G. Solid crystalline scintillation phosphors. *Phys. Rev.*, **80**, 474 (1950).
65. Schorr M. G., Farmer E. C. Scintillation pulse sizes of solid non crystalline type phosphors. *Phys. Rev.*, **81**, 891 (1951).
66. Arnold J. R. New liquid scintillation phosphors. *Science*, **122**, 1139 (1955).
67. Down J. W., Smith F. L. Organic glass scintillators. *Nucleonics*, **14**, No. 4, 34 (1956).
68. Egger C., Huddleston C. M. Gaseous scintillation counting. *Nucleonics*, **14**, No. 4, 34 (1956).
69. Nobles R. A. Detection of charged particles with gas scintillation counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 280 (1956).
70. Northrop I. A., Nobles R. A. Los Alamos gas counters. *Nucleonics*, **14**, No. 4, 36 (1956).
71. Forte M. Lightpulses excited by  $\alpha$ -particles in argon. *Nuovo cimento*, **3**, 1443 (1956).
72. Boicourt G. B., Brolley I. E. Fast detector of fission counting. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1218 (1954).
73. Palewsky H. u. a. Xenon gas scintillation, fission counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 323 (1956).
74. Sayres A., Wu C. S. Gas scintillation counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 758 (1957).
75. Northrop J. A., Gursky J. M., Johnsrud A. E. Further work with noble element scintillators. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, NS-5, No. 3, 81 (1958).
76. Schmidt K. Abklingung und Mechanismus der Lumineszenz von Gasen bei Anregung durch schnelle Elektronen. *Z. Naturforsch.*, **11a**, 1023 (1956).
77. Taylor C. J., Jentschke W. K., Remley M. E., Eby F. S., Krüger P. G. Response of some scintillation crystals to charged particles. *Phys. Rev.*, **84**, 1034 (1951).
78. Wright G. T. Scintillation response of organic phosphors. *Phys. Rev.*, **91**, 1282 (1953).
79. Swank R. K. Recent advances in theory of scintillation phosphors. *Nucleonics*, **12**, No. 3, 14 (1954).
80. Birks J. B. The specific fluorescence of anthracene and other organic materials. *Phys. Rev.*, **84**, 364 (1951).
81. Erikson V. O., Jensen G. Studies on the linearity of a scintillation gamma-ray-spectrometer. *Phys. Rev.*, **85**, 150 (1952).
82. Engelke D. Nonlinear response of NaJ (Tl) to photons. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 589 (1958).

83. Hopkins J. J. Electron energy studies with the anthracene scintillation counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 29 (1951).
84. Johansson S. A. E. Measurements of the energy of  $\beta$ - und  $\gamma$ -rays with a scintillation counter. *Nature, London*, **165**, 396 (1950).
85. Dhar S. On the energy response and resolutions of a scintillation counter. *Indian J. Phys.*, **29**, 329 (1955).
86. Kallmann H. Quantitative measurements with scintillation counters. *Phys. Rev.*, **75**, 623 (1949).
87. West H. J., Meyerhof W. E., Hofstadter R. Detection of x-rays by means of NaJ (Tl) scintillation counters. *Phys. Rev.*, **81**, 141 (1951).
88. Nelson J. T., Ellickson R. T. Scintillation counter for detection of x-rays. *J. Opt. Soc. Amer.*, **45**, 984 (1955).
89. Bowen Th., Roser F. X. Response of anthracene scintillation crystals to high energy  $\mu$ -mesons. *Phys. Rev.*, **85**, 992 (1952).
90. Johnstone L. W. et al. Response of an anthracene scintillation counter to 10—120 keV electrons. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 765 (1957).
91. Birks J. B., Brooks F. D. Scintillation response of anthracene to 6—30 keV photoelectrons. *Proc. Phys. Soc. B*, **69**, 721 (1956).
92. Hoffmann K. W. Die Lichtausbeute von Anthrazen für Elektronen von 20 bis 160 keV. *Z. Phys.*, **148**, 303 (1957).
93. Fowler J. M., Roos C. E. Response of anthracene and stilbene to low-energy protons and x-rays. *Phys. Rev.*, **98**, 996 (1955).
94. Bashkin S., Carlson R. R., Douglas R. A., Jacobs J. A. Response of CsJ (Tl) crystals to energetic particles. *Phys. Rev.*, **109**, 434 (1958).
95. Hahn B. Scintillations produced by alpha particles in CsJ. *Phys. Rev.*, **91**, 772 (1953).
96. Hahn B., Rossel J. Scintillations des particules  $\alpha$  dans CsJ. *Helv. phys. acta*, **26**, 271 (1953).
97. Knoepfel H., Loeppe E., Stoll P. Cäsiumjodid als Szintillationsphosphor. *Z. Naturforsch.*, **12a**, 348 (1957).
98. Link W. T., Walker D. *Proc. Phys. Soc. A*, **66**, 767 (1953).
99. Burcham W. E. Light output of potassium iodide crystals under bombardment by carbon ions. *Proc. Phys. Soc. A*, **70**, 309 (1957).
100. Morton G. A., Mitchell I. A. Performance of 931-A type multiplier as a scintillation counter. *Nucleonics*, **4**, 16 (1949).
101. Sauter F. Zur Statistik bei Elektronenvervielfachern. *Z. Naturforsch.*, **4a**, 682 (1949).
102. Seitz F., Mueller D. W. On the statistics of luminescent counter systems. *Phys. Rev.*, **78**, 605 (1950).
103. Swank R. K., Buck W. L. Observations on pulse high resolution and photosensitivity. *Nucleonics*, **10**, No. 5, 51 (1952).
104. Morton G. A. Recent Developments in the scintillation counter field. *Proc. Geneva Conf.*, **14**, 246 (1955).
105. Wright G. T. Statistics of photomultiplier scintillation counters. *J. Scient. Instrum.*, **31**, 377 (1957).
106. Breitenberger E. Scintillation spectrometer statistics. *Progr. Nucl. Phys.*, **4**, 56 (1955).
107. Hopkins J. J. Electron energy studies with the anthracene scintillation counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 29 (1951).
108. Hofstadter R., McIntyre J. A. Gamma-ray spectroscopy with crystals of NaJ (Tl). *Nucleonics*, **7**, No. 3, 32 (1950).
109. Hofstadter R., McIntyre J. The measurement of  $\gamma$ -ray energies with single crystals of NaJ (Tl). *Phys. Rev.*, **80**, 631 (1950).
110. Belcher E. H. Measurements of  $\gamma$ -ray energies with the scintillation counter. *Nature, London*, **166**, 826 (1950).
111. McIntyre J. A., Hofstadter R. Measurement of  $\gamma$ -ray energies with one crystal. *Phys. Rev.*, **78**, 617 (1950).
112. Hofstadter R., McIntyre J. A. Measurements of  $\gamma$ -ray energies with two crystals in coincidence. *Phys. Rev.*, **78**, 619 (1950).

113. Bell P. R., Davis R. C., Bernstein W. Pulse height variation in a scintillation counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 726 (1955).
114. Davis R. C., Bell P. R., Kelley G. G., Lazar N. H. Response of total absorption spectrometers to gamma-rays. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **3**, 82 (1956).
115. Retzschmidt Th. Dissertation, Hamburg, 1958.
116. Borkowski Ch. J. Low energy gamma scintillation spectroscopy. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **3**, 71 (1956).
117. Johannsson S. A. Scintillation spectrometer for high-energy  $\gamma$ -rays. *Philos., Mag.*, **43**, 249 (1952).
118. Bair J. K., Maienschein F. C. Three-crystal scintillation spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 343 (1951).
119. West H. I., Mann L. G. A scintillation pair spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 129 (1954).
120. Scintillations counting today. *Nucleonics*, **12**, No. 3, 54 (1954).
121. Swartz E. High energy gamma spectroscopy. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **3**, 65 (1956).
122. Foote R. S., Koch Th. W. Scintillation spectrometers for measuring the total energy of x-ray photons. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 746 (1954).
123. Borkowsky C. J., Clark R. L. Gamma-ray energy resolution with NaJ(Tl) scintillation spectrometers. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 1046 (1953).
124. Meyer K. P., Baldinger E., Huber P. Koinzidenzanordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu  $2 \cdot 10^{-9}$  sec unter Verwendung von Multipliern als Zähler. *Helv. phys. acta*, **23**, 121 (1950).
125. Ramler W. J., Freedman M. S. The scintillation efficiency of anthracene for low energy electrons. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 784 (1950).
126. West H. J., Meyerhof W. E., Hofstadter R. Detection of x-rays by means of NaJ(Tl) scintillation counters. *Phys. Rev.*, **81**, 141 (1951).
127. Hofstadter R. The detection of gamma-rays with thalliumactivated sodium-jodide crystals. *Phys. Rev.*, **75**, 796 (1949).
128. Roser F. X., Bowen Th. Scintillation counter for high energy particles. *Phys. Rev.*, **81**, 323 (1951).
129. Wolicki E. A., Jastrow R., Brooks F. Calculated efficiencies of NaJ crystals. *NRL Rep.* 4833.
130. Baskin R., Demorest H. L.  $\gamma$ -counting efficiency of two well type NaJ crystals. *Nucleonics*, **12**, No. 8, 46 (1954).
131. Weisburger J. H., Lipner H. J. Which  $J^{151}$  counting system is best for laboratory use. *Nucleonics*, **12**, No. 5, 21 (1954).
132. Wagner C. D., Quinn V. P. For low specific activity use scintillation counting. *Nucleonics*, **13**, No. 10, 56 (1955).
133. Hayes F. N., Anderson E. C., Laugham W. H. The role of liquid scintillators in medicine. *Proc. Geneva Conf.*, **14**, 182 (1955).
134. Hayes F. N., Anderson E. C., Arnold J. R. Liquid scintillation counting of natural radiocarbon. *Proc. Geneva Conf.*, **14**, 188 (1955).
135. Hayes F. N., Rogers B. S., Laugham W. H. Counting suspensions in liquid scintillators. *Nucleonics*, **14**, No. 3, 48 (1956).
136. Funt B. L. Scintillating gels. *Nucleonics*, **14**, No. 8, 83 (1956).
137. Whitf C. G., Helf S. Suspension counting in scintillating gels. *Nucleonics*, **14**, No. 10, 46 (1956).
138. Haigh C. P. A simple liquid scintillation counter for measuring tritium and carbon 14. *Nucl. Sci. Abstrs.*, **12**, No. 422 (1958).
139. Anderson E. C., Schuch R. L., Perrings J. D., Laugham W. H. The Los Alamos human counter. *Nucleonics*, **14**, No. 1, 26 (1956).
140. Reines F., Cowan C. L. Detection of the free neutrino. *Nature*, **178**, 446 (1956); *Science*, **124**, 103 (1956) und *Phys. Rev.*, **92**, 830 (1953). — Detection of  $\bar{\nu}_e$  with a large liquid scintillation counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1061 (1954).
141. Morton G. A., Matheson R. M., Greenblatt M. H. Design of photomultiplier for the sub-millimicrosecond region. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-5**, No. 3, 98 (1958).

142. Meyer K. P., Baldinger E., Huber P. Koinzidenzanordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu  $2 \cdot 10^{-9}$  sec unter Verwendung von Multipliern als Zähler: *Helv. phys. acta*, **23**, 121 (1950).
143. Keuffel J. W. Chronotron timing system. *Nucleonics*, **10**, No. 3, 41 (1952).
144. De Benedetti S., Richings H. J. On the resolution of short time intervals with scintillation counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 37 (1952).
145. Roser F. X. Probleme großflächiger Szintillationszähler. *Acta phys. austriaca*, **9**, 197 (1955).
146. Bannermann D. E., Lantner R. I. Durable white coatig improves liquid scintillation counters, *Nucleonics*, **14**, No. 2, 60 (1956).
147. Timmerhans K. D., Giller E. B., Duffield R. B., Drickamer H. G. Scintillation conducting rods in tracer work. *Nucleonics*, **6**, No. 6, 37 (1950).
148. Tove P. A. Scintillation spectrometry using long lightguides. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 143 (1956).
149. Harris C. C., Bell P. R. Transmission characteristics of light pipers. *IRE Trans. Nucl. Sci.*, **3**, 87 (1956).
150. Garwin R. L. The design of liquid scintillation cells. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 755 (1952).
151. Shurcliff W. A., Jones R. C. The trapping of fluorescent light produced within objects of high geometrical symmetry. *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 912 (1949).
152. Brini D., Deli L., Rimondi D., Veronesi P. Study of a liquid scintillation counter. *Nuovo cimento*, 655 (1954).
153. Peterson E. W., Holland D. H. On the slope of the sensitive cathode area of electron multiplier photo-tubes. *J. Opt. Soc. Amer.*, **40**, 253 (1950).
154. Engstrom R. W. Phosphors and photomultipliers. *Nucleonics*, **12**, 326 (1954).
155. Graves J. D. Effect of magnetic fields on the response of gamma scintillation counters. *Phys. Rev.*, **78**, 309 (1950).

#### Д. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЕТЧИКИ

При поглощении частиц достаточно большой энергии в некоторых кристаллах часть энергии затрачивается на освобожде- ние связанных кристаллической решеткой электронов. Свободные электроны обладают некоторым средним временем жизни, по истечении которого большая их часть захватывается так называемыми электронными ловушками, которыми могут быть, например, нарушения в кристаллической решетке или же атомы, от которых были оторваны электроны. Процесс захвата электронов ловушками происходит частично с эмиссией света, который может быть направлен на фотоумножитель и, как и в сцинтилляционном счетчике, использован для регистрации частиц.

В кристаллическом счетчике к кристаллу приложено электрическое поле. Если кристалл до облучения был изолятором, то вследствие появления вызванных излучением свободных электронов в нем возникает некоторая проводимость. Переносимый в кристалле заряд растет с увеличением числа электронов, выбиваемых поглощенными кристаллом частицами.

Несмотря на это сходство между сцинтилляционными и кристаллическими счетчиками, в них не могут быть использованы одни и те же кристаллы. Причины этого будут рассмотрены ниже.

Для объяснения происходящих в кристаллических счетчиках явлений [1] необходимо знать закономерности светозлектрической проводимости, обнаруженной еще в 1920 г. [2].

Впервые в качестве кристаллического счетчика был использован алмаз [3]. Тщательные исследования были проведены ван Хеерденом [4], который указал наиболее существенные свойства кристаллических счетчиков. Он использовал монокристаллы  $\text{AgCl}$ , охлажденные до  $-180^\circ \text{C}$ . Впоследствии появился ряд работ по кристаллическим счетчикам; обобщенные данные приведены в статьях Хофштадтера [5, 6].

### 1. Механизм работы кристаллического счетчика

В принципе кристаллический счетчик состоит из кристалла  $C$  (рис. 130), на который вакуумным напылением или химическим путем нанесены два электрода ( $A$  и  $K$ ). Поглощенные в кристалле

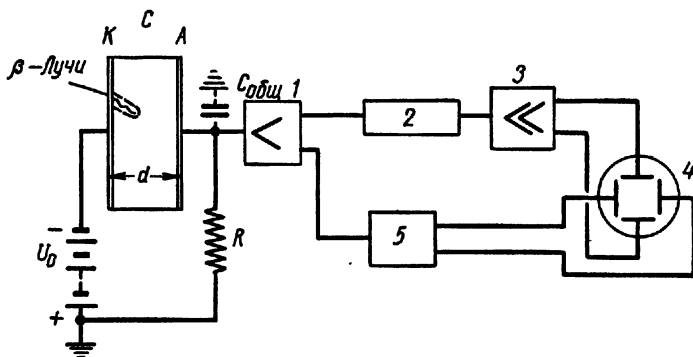


Рис. 130. Схема кристаллического счетчика с измерительным устройством для осциллографирования импульсов:

$C$  — кристалл с электродами  $A$  и  $K$ ; 1 — предусилитель; 2 — линия задержки; 3 — главный усилитель; 4 — осциллограф; 5 — цепь временной развертки.

частицы, например  $\beta$ -излучение, вызывают появление некоторого числа свободных электронов. Эти электроны совершают в кристалле беспорядочное тепловое движение и, сталкиваясь с элементами решетки, могут полностью или частично потерять свою энергию. Часть электронов может быть снова захвачена примесными центрами.

Если приложить к кристаллу электрическое поле, то на тепловое движение наложится компонент скорости в направлении поля. Направленный дрейф электронов вызовет импульс заряда, который можно наблюдать при помощи осциллографа, как пока-

зано на рис. 130, или считать число их, включив усилитель и дискриминатор.

Рассматривая путь отдельного электрона, получим, согласно закону Ома, скорость

$$v = kE, \quad (47)$$

где  $k$  — подвижность. Если среднее время жизни электрона равно  $t$ , то среднее смещение равно

$$\omega = tv = tkE. \quad (48)$$

На управляющей сетке усилителя возникает заряд

$$q = e \frac{\omega}{d}. \quad (49)$$

При этом допускается, что положительный ион, образовавшийся вместе со свободным электроном, остается неподвижным. Это происходит, например, в кристаллах AgCl при низких температурах, но не имеет места в алмазе при комнатной температуре.

Импульс напряжения на входе предусилителя  $U$  равен

$$U = \frac{e\omega n_0}{dC_{\text{общ}}}, \quad (50)$$

где  $n_0$  — число свободных электронов, возникающих под действием излучения;

$C_{\text{общ}}$  — суммарная емкость сетки, кристалла и подводящих проводников.

Если не считать, что возникающее одновременно со свободными электронами равное количество положительных зарядов остается неподвижным, то для импульса напряжения получим

$$U = en_0 \frac{\Delta x_- + \Delta x_+}{dC_{\text{общ}}}, \quad (50a)$$

где  $\Delta x_-$ ,  $\Delta x_+$  — пути, пройденные соответственно электроном и положительным зарядом.

Предполагаемая нами до сих пор линейная связь между средним смещением электронов и напряженностью поля имеет место лишь при  $\omega < d$ . Если же  $\omega$  сравнимо с  $d$ , так что значительная часть электронов попадает на анод, прежде чем они пройдут расстояние, равное среднему смещению, то при дальнейшем увеличении напряжения возникает эффект насыщения. Если ионизирующая частица поглощается в непосредственной близости от катода [6], то величина импульса напряжения

$$U = \frac{n_0 e \omega}{C_{\text{общ}} d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{\omega}} \right). \quad (51)$$

При малой напряженности поля, т. е. малом  $\omega$ , это выражение переходит в уравнение (50).

Как следует из рис. 131, амплитуда импульсов достигает насыщения при напряжении  $U = n_0 e / C_{\text{общ}}$ , т. е. когда все электроны, возникающие вблизи катодной стороны кристалла, достигнут анода.

Если излучение большой энергии, пересекает весь кристалл без существенного поглощения и на всем пути создает равномерную плотность свободных электронов, то среднее смещение сво-

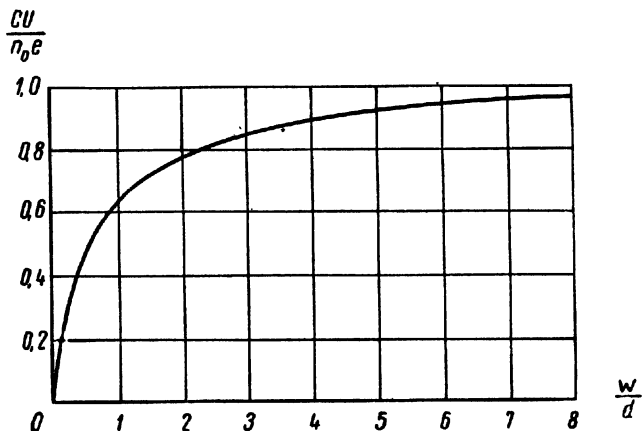


Рис. 131. Зависимость амплитуд импульсов  $\frac{CU}{n_0e}$  от  $w/d$ . Свободные электроны возникают в непосредственной близости от катода [6].

бодного электрона равно  $d/2$  и импульсы достигают насыщения при  $U = n_0 e / 2C_{\text{общ}}$ . Связь между  $U$  и  $w/d$  дается тогда уравнением [6]

$$U = \frac{n_0 e w}{C_{\text{общ}} d} \left[ 1 - \frac{w}{d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{w}} \right) \right]. \quad (52)$$

На рис. 132 приведена соответствующая кривая насыщения. При помощи подобных кривых можно в принципе определить величину смещения. Однако при этом предполагается, что электронные ловушки распределены в кристалле статистически. Если же кристалл содержит хотя бы одну плоскость расслоения, действующую подобно электронной ловушке и расположенную перпендикулярно направлению поля, то при известных обстоятельствах происходит насыщение, но при значительно меньших напряжениях.

Таким образом, величина импульсов существенно зависит от величины смещения электронов. Во многих случаях смещение так мало, что амплитуда импульсов ниже шумов усилителя, и импульсы не могут быть зарегистрированы. Достаточные величины смещений (1 мм и более) достигаются лишь в некоторых очень чистых кристаллах, которые в большинстве случаев необ-

ходимо охлаждать. Согласно уравнению (48), повышение напряженности поля увеличивает смещения, так как при этом увеличивается скорость свободных электронов и они меньшее время

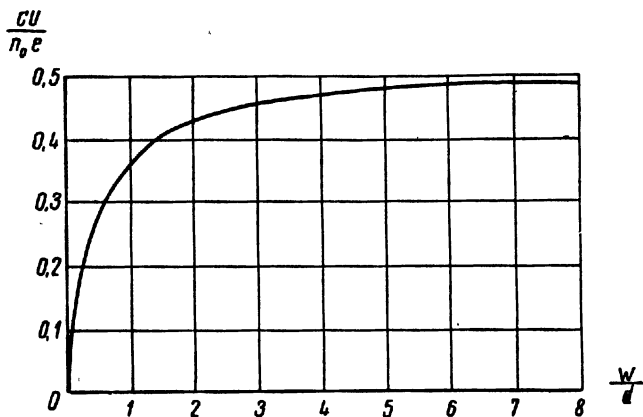


Рис. 132. Зависимость амплитуд импульсов  $\frac{CU}{n_0e}$  от  $w/d$ . Свободные электроны возникают равномерно по всему кристаллу [6].

находятся вблизи электронных ловушек. Благодаря этому падает вероятность захвата. В табл. 21 даны величины смещений при различных напряженностях поля и температурах [6].

Таблица 21

Смещения электронов  $w$  для некоторых кристаллов [5]

Кристалл	Температура, °К	$E, \times 10^5$ в/см	$w, \text{см}$	Кристалл	Температура, °К	$E, \times 10^5$ в/см	$w, \text{см}$
AgCl	77	5	11,0	KCl	77	10	0,28
AgBr	77	5	2,1	KCl	300	10	0,000
TlBr	77	5	6,2	KBr	77	10	0,07
LiF	77	10	<10,0	NaCl	77	10	0,60
LiF	300	10	0,11				

## 2. Энергия образования свободного электрона

Для того чтобы получить в кристалле один свободный электрон, необходима минимальная энергия  $A$ , которая у многих кристаллов значительно меньше энергии ионизации газов. В то время как для образования пары ионов в газе необходимо приблизительно 30 эв, для получения одного электрона в кристалле AgCl, охлажденном до  $-180^\circ\text{C}$ , нужна, согласно ван Хеердену, энергия ионизации 7,6 эв.



Для определения энергии  $A$  можно исходить из экспериментально найденной амплитуды импульсов напряжения  $U$ . Согласно уравнению (51), при насыщении

$$U = \frac{n_0 e}{C_{\text{общ}}}; \quad n_0 = \frac{UC_{\text{общ}}}{e}.$$

Если  $H$  — энергия ионизирующих частиц (в эв), то

$$A = \frac{H}{n_0} = \frac{He}{UC_{\text{общ}}}. \quad (53)$$

Для AgBr найдено  $A = 5,8$  эв/электрон [7]. Для алмаза  $A \approx 10$  эв/электрон [8].

Нижняя граница для  $A$  может быть указана, если известна разность энергий между заполненной зоной и свободной полосой проводимости. Эта разностная энергия, необходимая для создания одного свободного электрона, должна быть получена от падающего на кристалл излучения. Величина разности энергий равна 4,88 эв для AgCl и 3,95 эв для AgBr. Разность между этими и измеренными значениями  $A$  соответствует той части энергии, которая затрачивается не на получение свободного электрона, а на повышение тепловой энергии решетки.

Если в решетке имеются дополнительные примесные центры, действующие как электронные ловушки, то величина  $A$  сильно возрастает (могут быть получены величины от 50 до 100 эв). Такой кристалл не может быть использован в качестве счетчика.

По величине  $A$  можно оценить амплитуду импульсов, получаемую с данным кристаллом. Если, например,  $\beta$ -частица с энергией 1 Мэв поглощается вблизи катода кристалла AgCl, то при  $A = 7,6$  эв число свободных электронов  $n_0 = 1,3 \cdot 10^5$ . При входной емкости измерительной установки 10 пф амплитуда импульсов составит 2 мв.

### 3. Длительность импульсов

Длительность импульсов кристаллического счетчика зависит от времени пробега свободных электронов в кристалле. Если значение  $RC_{\text{общ}}$  (см. рис. 130) велико по сравнению с временем пробега, зарядка  $C_{\text{общ}}$  происходит до тех пор, пока движутся заряды. Для AgCl и AgBr время нарастания импульсов при напряженности поля 5000 в/см находится в пределах от  $7 \cdot 10^{-7}$  до  $2 \cdot 10^{-7}$  сек [5, 9].

Из уравнений (47) и (48) следует, что время нарастания импульса увеличивается при уменьшении напряженности поля. Кроме того, время нарастания зависит от места возникновения электронов в кристалле. Если электроны возникают вблизи катода и при этом напряженность поля так велика, что они проходят

без захвата ловушками весь кристалл, то время нарастания импульса равно

$$T = \frac{d}{k} E. \quad (54)$$

При уменьшении напряженности поля до тех пор, пока среднее смещение электрона  $w$  будет существенно меньше  $d$ , время нарастания импульсов становится приблизительно равным среднему времени жизни свободных электронов  $t$ . В этом случае время нарастания для AgCl равно от 1 до 2 мксек; для алмаза оно меньше  $4 \cdot 10^{-8}$  сек [10]. На рис. 133 изображена зависимость между напряженностью поля и временем нарастания импульсов для AgBr [7]. Эти измерения позволяют вычислить подвижность  $k$  по уравнению (54). Так, из рис. 133 следует, что для AgBr при 77° К подвижность близка к  $200 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ .

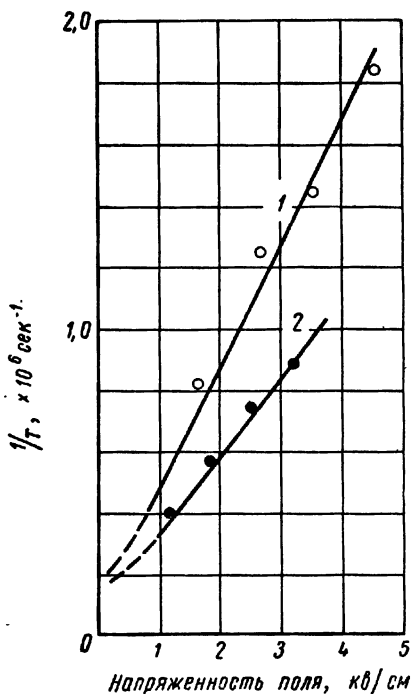


Рис. 133. Зависимость времени нарастания импульсов от напряженности поля для кристаллов AgBr различной толщины (температура 77° К):

1 — 0,55 см; 2 — 0,8 см.

Длительность импульсов определяет разрешающую способность кристаллического счетчика. При помощи AgCl можно отдельно регистрировать явления с интервалом времени  $10^{-6}$  сек, а разрешающая способность алмаза равна  $10^{-8}$  сек. Длительность импульсов можно уменьшить, например, укорачивая время жизни электронов за счет увеличения числа электронных ловушек. Однако при этом амплитуда импульсов может уменьшиться настолько, что окажется меньше порога чувствительности установки.

Число электронных ловушек в  $1 \text{ см}^3$  равно в AgCl от  $10^{13}$  до  $10^{14}$ , а в алмазе от  $2 \cdot 10^{16}$  до  $2 \cdot 10^{17}$ .

#### 4. Линейность

Из уравнений (51) и (52) следует, что амплитуда импульсов кристаллического счетчика пропорциональна числу свободных электронов и, следовательно, энергии падающего излучения. Как и в пропорциональных или сцинтилляционных счетчиках,

при поглощении кристаллом моноэнергетического излучения импульсы имеют различные амплитуды, распределенные вблизи наиболее вероятной. Ширина области рассеяния обуславливается статистическими флуктуациями, флуктуациями уровня шумов и возможной неоднородностью падающего излучения. На рис. 134 показано подобное распределение амплитуд импульсов. Использованное в этих измерениях однородное излучение с энергией 0,4 Мэв было получено на  $\beta$ -спектрографе. Значительная часть маленьких импульсов (в области слева от максимума кривой) вызывается, вероятно, рассеянными  $\beta$ -лучами, которые выходят из кристалла, не отдав полностью свою энергию.

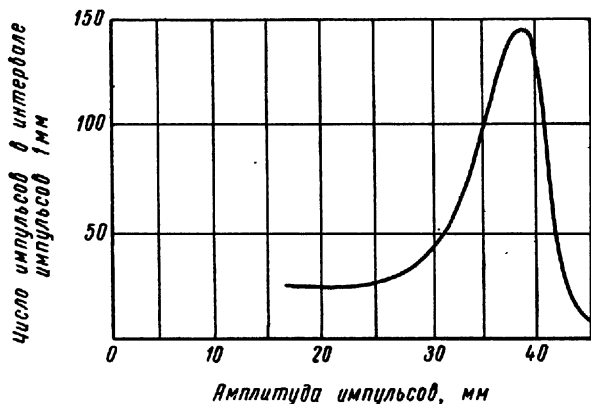


Рис. 134. Дифференциальное амплитудное распределение для AgCl и  $\beta$ -лучей с энергией 0,4 Мэв [4].

Пропорциональность между поглощенной энергией и амплитудой импульсов имеется лишь в том случае, если величины электронных смещений значительно меньше толщины кристалла; следовательно, необходимо работать при малой напряженности поля и соответственно при малой амплитуде импульсов. Однако если место возникновения свободных электронов в кристалле для каждой частицы постоянно или все освобождаемые электроны двигаются от катода, как при облучении катодной стороны кристалла  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицами, пропорциональность не зависит от напряженности поля. Благодаря этому можно работать в режиме насыщения, получая существенно большую амплитуду импульсов.

Противоположное явление наблюдается при регистрации  $\gamma$ -квантов. Место образования в кристалле комптоновских электронов, фотоэлектронов и электронных пар почти произвольно. Кроме того, энергия комптоновских электронов неодинакова даже при «монохроматичности»  $\gamma$ -излучения. Чтобы уменьшить обусловленный этим разброс амплитуд импульсов, необходимо снизить напряженность поля, жертвуя величиной амплитуды импульсов. Рассмотренные выше закономерности амплитудного распределения импульсов относятся и к данному случаю [4, 5, 11].

## 5. Порог чувствительности

Для возникновения свободного электрона в кристаллическом счетчике требуется меньше энергии, чем в пропорциональном счетчике для образования пары ионов. Поэтому при одинаковой поглощенной энергии и оптимальных условиях в кристаллических счетчиках получают большие импульсы. Но оптимальные условия соответствуют тому, что каждый свободный электрон приносит на анод элементарный заряд, т. е. электроны, возникшие у катода, проходят весь путь до анода.

Требования к усилителю, предназначенному для обнаружения импульсов порядка  $10^{-3}$  в и менее, в основном те же, что и в пропорциональных счетчиках [12]. Если необходим возможно более низкий порог чувствительности при умеренной скорости счета, то выбирают относительно узкополосный усилитель с соответственно малым уровнем шумов. Хорошее отношение сигнала к шуму получают за счет меньшей разрешающей способности. По данным Элмора [12], можно обнаружить сигнал в 100 элементарных зарядов над уровнем шумов, если использовать усилитель с входной лампой 6АК5 и временем нарастания импульса около 40 мксек. (Кроме того, импульсы дифференцируются с постоянной времени 16 мксек.) Допустив потерю счета в 1%, с этим усилителем можно регистрировать около 160 статистически распределенных импульсов в 1 сек. Таким образом, при энергии ионизации 10 эв можно обнаружить  $\beta$ -лучи с минимальной энергией в несколько килоэлектронвольт.

Если необходимо измерять короткие интервалы времени или использовать схему совпадений с высокой разрешающей способностью, то нужно уменьшить время нарастания импульсов до  $10^{-6}$  —  $10^{-8}$  сек и соответственно расширить полосу частот усилителя. При этом отношение амплитуд импульсов к уровню шумов понизится, а порог чувствительности станет значительно выше. При помощи кристаллов AgCl можно обнаруживать  $\beta$ -лучи с энергией вплоть до 30 кэв [6].

## 6. Поляризационные эффекты

Если кристаллический счетчик работает с большой нагрузкой, обычно наблюдается уменьшение амплитуд импульсов с увеличением их числа. Например, после регистрации  $10^6$  импульсов  $\gamma$ -излучения высокой энергии величина импульсов становится меньше порога чувствительности. Это явление существенно снижает ценность кристаллического счетчика, так как срок службы его относительно мал. В указанном выше случае счетчик может зарегистрировать только  $10^6$  импульсов. У газоразрядных счетчиков срок службы равен  $10^8$  —  $10^{10}$  импульсов.

Причиной быстрого утомления кристаллических счетчиков являются поляризационные эффекты; это было обнаружено при

исследовании светозлектрической проводимости в изолированных кристаллах [13]. В таком кристалле освобожденные излучением электроны отделяются под действием поля от положительных зарядов; поле между этими противоположными зарядами действует навстречу внешнему полю. Вследствие этого эффективная напряженность поля падает, что, согласно уравнению (47), приводит к уменьшению смещений электронов и снижению амплитуд импульсов. Поскольку заряды не исчезают, а накапливаются по мере увеличения числа поглощенных частиц, то влияние внешнего поля постепенно ослабляется и кристалл становится непригодным как счетчик.

Заряды можно отчасти нейтрализовать, если через некоторое время изменить полярность внешнего поля [10, 14], что приведет к перемещению зарядов в направлении, противоположном первоначальному. Освещение кристалла, не находящегося под напряжением, в некоторых случаях также вызывает нейтрализацию образовавшихся положительных остаточных зарядов [15—17]. Кроме того, делались попытки предотвратить возникновение объемного заряда нагреванием кристалла [18].

Поляризационные эффекты сильно зависят от вида излучения. Для некоторых случаев это явление было количественно проанализировано Хофштадтером, который принял несколько упрощающих предположений. Теоретическая обработка была проведена Ньютоном [19]. Подробное рассмотрение этой проблемы может увести нас слишком далеко. Необходимо упомянуть лишь о нескольких специальных случаях [5]. Вначале примем, что кристалл пронизывается жестким  $\gamma$ -излучением, в результате чего в нем возникает приблизительно равномерное распределение свободных электронов. Пусть кристалл ограничен параллельными торцовыми плоскостями, на которые нанесены электроды; толщина кристалла равна  $d$ . Если в кристалле действует поле  $U_0/d$ , свободные электроны будут отделены от положительных зарядов. Предположим, что напряженность поля столь велика, что все электроны достигают анода. Плотность остаточных положительных зарядов обозначим  $q$ . Результирующая напряженность поля в точке кристалла  $x$  будет равна

$$E_x = \frac{U_0}{d} - \frac{2\pi q}{\epsilon} (d - 2x), \quad (55)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная кристалла.

Рисунок 135 показывает, что на левой половине кристалла (катодная часть) поле больше, а на правой половине меньше первоначального. Однако такое распределение относится только к начальной стадии. На стороне анода поле уменьшается по мере возрастания объемного заряда еще за счет того, что электроны могут захватываться ловушками до попадания на анод. Вследствие этого здесь возникают поляризационные эффекты, сложным образом изменяющие распределение поля. Повышение напряженности

поля вблизи катода может привести к тому, что электроны с катода будут проникать в кристалл [20].

Если излучение лишь неглубоко проникает в кристалл, положительные заряды остаются практически вблизи мест проникновения (вблизи катода), в то время как свободные электроны при достаточно сильном поле мигрируют к аноду (предполагается, что в кристалле отсутствуют кристаллические грани, затрудняющие перемещения). В этом случае в кристалле сохраняется первоначальное поле вплоть до глубины, на которую проникает излучение вблизи катода. Вследствие этого поляризационные эффекты играют в данном случае малую роль. На  $1 \text{ см}^2$  кристалла могут попасть приблизительно  $10^8$   $\alpha$ -частиц энергией  $5 \text{ Мэв}$ , прежде чем амплитуды импульсов существенно уменьшатся, в то время как для  $\gamma$ -лучей с энергией  $1 \text{ Мэв}$  поляризация наступает уже после  $10^6$  частиц на  $1 \text{ см}^2$ .

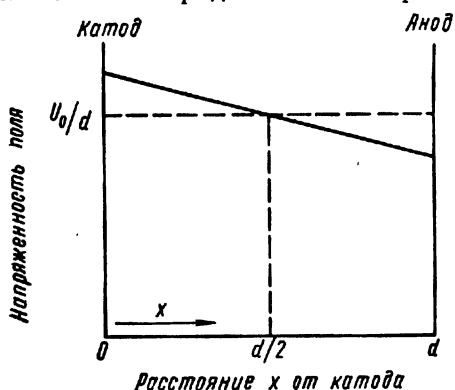


Рис. 135. Распределение поля в кристалле при однородном распределении объемного заряда с плотностью  $\rho$ . Напряженность поля без объемного заряда равна  $U/d$ . Все свободные электроны достигают анода [6].

## 7. Усиление первичного тока в кристаллах

В рассмотренных случаях импульсы, полученные с облучаемых кристаллов, были меньше или в крайнем случае равны суммарному заряду освобожденных электронов. Этот предел обусловлен тем, что в изолированном кристалле максимальный пробег свободных электронов не может быть больше толщины кристалла. При исследовании фотоэлектрической проводимости кристаллов, обладающих некоторой проводимостью и в темноте, уже давно установлено, что фактический фотоэлектрический ток может быть существенно больше тока, соответствующего числу первичных электронов, вызванных облучением. Таким образом, происходит усиление первичного фотоэлектрического тока [21]. Эффект усиления возникает также в том случае, если вместо света в кристалле поглощаются частицы высокой энергии.

Среди веществ, в которых возникает это явление, наиболее подробно был изучен сульфид кадмия  $\text{CdS}$  [22—27]. Для исследований использовались монокристаллы толщиной около  $0,1 \text{ мм}$  с поверхностью  $1 \text{ см}^2$ .

Кристаллы вели себя совершенно различно в зависимости от интенсивности их люминесценции. Кристаллы со слабой люми-

Несценцией можно было уже при комнатной температуре использовать в качестве кристаллического счетчика, но в них не происходило усиления первичных токов. Они вели себя подобно другим веществам, используемым в кристаллических счетчиках, например алмазу. В противоположность этому в кристаллах CdS с сильной люминесценцией обнаруживалось большое усиление первичных токов. Так, например, при облучении  $\alpha$ -частицами кристалла CdS с сильной люминесценцией получен ток  $5 \cdot 10^{-4}$  а, в то время как при таком же облучении кристалл CdS со слабой люминесценцией давал ток лишь  $10^{-8}$  а, т. е. в первом случае усиление равнялось  $5 \cdot 10^4$  раз.

При счете отдельных  $\alpha$ -частиц кристалл CdS с сильной люминесценцией может дать импульс в 10 в на сеточном сопротивлении 1 Мом, так что практически можно работать без усилителя. Однако большое усиление имеет и отрицательные стороны. Длительность импульсов в таких кристаллах существенно больше. Она может превышать  $10^{-4}$  сек, в то время как в обычных кристаллах длительность импульсов меньше 1 мксек [24, 28]. Другое различие между двумя типами кристаллов CdS состоит в том, что кристаллы с высоким внутренним усилением не обеспечивают пропорциональности между поглощенной энергией первичного излучения и амплитудами импульсов [24].

Усиление кристаллов CdS сильно зависит от предварительной обработки. Облучение инфракрасным светом может уменьшить усиление на несколько порядков, а облучение видимым светом, электронами и отчасти также  $\alpha$ -частицами может увеличить коэффициент усиления.

Были предложены различные объяснения эффекта усиления кристаллов [1, 23, 25, 29]. Останавливаться на отдельных достаточно сложных частных вопросах, которые подробно рассмотрены в указанных работах, нецелесообразно. Можно предположить, что в процессе усиления свободные электроны после попадания на анод заменяются новыми выходящими с катода электронами. Эти электроны после попадания на анод заменяются следующими и т. д. Процесс продолжается до тех пор, пока излучение поддерживает возбужденное состояние кристалла.

При объяснении этих процессов с точки зрения зонной теории необходимо принять, что энергия наиболее быстрых электронов в зоне проводимости равна наибольшей энергии электронов в металлических электродах. Зона проводимости кристалла должна быть, если можно так выразиться, в тепловом равновесии с электродами. Кроме того, в полосе проводимости возбужденного кристалла должно находиться достаточное число долгоживущих электронов.

## 8. Изготовление и подготовка кристаллов

В качестве веществ, пригодных для кристаллических счетчиков, в настоящее время известны AgCl [4], AgBr [7], алмаз [8, 30, 31], сера [32], CdS [29], TlBr и TlI [6]. Для исследования быстрых

нейтронов использовалась смесь  $\text{LiBr}$  и  $\text{AgBr}$  [33]. Несколько худшие свойства оказались у  $\text{ZnS}$  [34], жидкого и твердого аргона [35, 36] и германия [37, 38]. При комнатной температуре в качестве счетчиков могут быть использованы алмаз,  $\text{ZnS}$ ,  $\text{CdS}$  и  $\text{S}$ ; галогениды серебра и таллия необходимо охлаждать до низких температур, так как их темновая проводимость при комнатной температуре слишком высока. Хорошие счетные качества показывают только те вещества, которые образуют монокристаллы без

нарушений кристаллической решетки.

При счете  $\alpha$ -частиц и медленных  $\beta$ -частиц играют роль и поверхностные эффекты. Алмаз исследовался многократно, но в отдельных экспериментах были получены совершенно различные счетные характеристики. Причиной этого являются примеси [39, 40].

Монокристаллы выращивают чаще всего по методу, описанному Бриджмэном [30] применительно к изготовлению скинтиллирующих кристаллов. Кристаллы  $\text{AgCl}$  были получены ван Хеерденом по методу Киропулоса [41].

Алмаз,  $\text{ZnS}$ ,  $\text{CdS}$  и  $\text{S}$

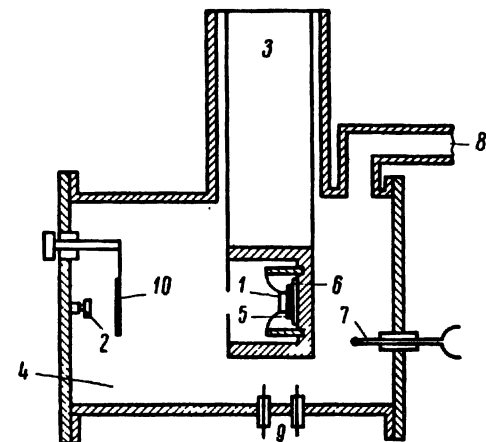


Рис. 136. Конструкция вакуумной камеры для кристаллического счетчика, разработанная Хофштадтером:

1—кристалл; 2—источник излучения; 3—сосуд Дюара; 4—вакуумная камера; 5—серебряная подложка; 6—кварцевая пластина; 7—термоэлемент; 8—вакуумпровод; 9—выводы к усилителю и источнику питания; 10—экран.

могут быть использованы как счетчики без последующей обработки. В противоположность им  $\text{AgCl}$  требует специальной температурной обработки. Кристаллы нагревают до  $400^\circ\text{C}$  и постепенно в течение дня охлаждают до комнатной температуры. При этом необходимо следить за тем, чтобы в кристаллах не возникали механические напряжения, которые могут вызвать образование электронных ловушек [42]. Подобные напряжения могут быть также вызваны чрезмерным сжатием кристалла. Последнего можно избежать, если проводить тепловую обработку только после окончательного монтажа кристалла.

Установка, разработанная Хофштадтером для изучения кристаллов, изображена на рис. 136. Кристалл находится в вакуумной камере, которая на время измерения откачивается до давления  $10^{-4}$  —  $10^{-5}$  мм рт. ст. Работать в вакууме целесообразно в том случае, если кристалл нужно охлаждать до низких температур. Кроме того, этим предотвращаются как поверхностные, так и ионизационные токи между электродами кристалла и держателями.



В качестве электродов лучше всего использовать серебро, платину или золото, которые не вступают в химические реакции с кристаллом. Держатели кристалла располагаются на нижнем конце сосуда Дюара. Вакуумная камера должна быть полностью затемнена. Если на находящийся под напряжением кристалл попадает свет, то возникающий фотоэлектрический ток поляризует кристалл и он перестает работать как счетчик.

Кристаллы  $\text{AgCl}$ , работающие счетчиками только при низких температурах, нельзя оставлять под напряжением при повышенных температурах, так как они могут быть надолго выведены из строя электролизными процессами.

Предварительная обработка и включение кристалла  $\text{AgCl}$  производится следующим образом. После монтажа кристалла камера откачивается и нагревается при помощи спирали в сосуде Дюара до температуры  $400^\circ \text{C}$ . Через несколько часов температура медленно (приблизительно за 20 ч) снижается до комнатной. Благодаря такой тепловой обработке кристалл полностью освобождается от механических напряжений. Перед началом измерений сосуд Дюара наполняют жидким воздухом, и после охлаждения кристалл готов к работе.

Если после регистрации большого числа импульсов возникнут поляризационные эффекты, уменьшающие амплитуды импульсов, температуру кристалла следует повысить до комнатной и сразу после этого вновь охладить его.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Stöckmann F. Die physikalischen Grundlagen der Kristallzähler. Naturwissenschaften, 36, 83 (1949).
2. Gudden B., Pohl R. W. Lichtelektrisch Beobachtungen an isolierenden Metallsulfiden. Z. Phys., 2, 361 (1920). — Lichtelektrische Leitfähigkeit und Phosphoreszenz. Z. Phys., 3, 98 (1920). — Über lichtelektrische Leitfähigkeit von Zinksulfidphosphoren. Z. Phys., 4, 206 (1921). — Das Quantenäquivalent bei der lichtelektrischen Leitung. Z. Phys., 17, 331 (1923).
3. Stetter G. Durch Korpuskularstrahlen in Kristallen hervorgerufene Elektronenleitung. Verhandl. deutsch. Phys. Ges., 22, 13 (1941).
4. Van Heerden P. J. The crystal counter. Dissertation, Utrecht, 1945.
5. Hofstadter R. Crystal counters. Nucleonics, 4, No. 4, 2 (1949); 4, No. 5, 29 (1949).
6. Hofstadter R. Crystal counters. Proc. IRE, 38, 726 (1950).
7. Jamakawa K. A. Silver bromide crystal counter. Thesis, Princeton University, 1949.
8. Ahearn A. J. Conductivity induced in diamond by alpha particle bombardment and its variation among specimens. Phys. Rev., 75, 1113 (1948).
9. Voorhis H. G., Street J. C. Star production by negative mu-mesons in a silver chloride crystal. Phys. Rev., 76, 1100 (1949).
10. McKay K. G. Electron bombardment conductivity in diamond. Phys. Rev., 74, 1606 (1948); 77, 816 (1950).
11. Corson D. R., Wilson R. R. Particle and quantum counters. Rev. Scient. Instrum., 19, 207 (1948).
12. Elmore W. C. Electronics for the nuclear physicist. Nucleonics, 2, No. 3, 16 (1948).
13. Gudden B., Pohl R. W. Über lichtelektrische Wirkung und Leitung in Kristallen. Z. Phys., 16, 170 (1923).

14. Wouters L. F., Christian R. F. Effect of space-charge on the detection of high energy particles by means of silver chloride crystal counters. *Phys. Rev.*, **72**, 1127 (1947).
15. Chynoweth A. G. Removal of space charge in diamond crystal counters. *Phys. Rev.*, **76**, 310 (1949).
16. Willardson R. K., Danielson C. G. Effect of light on a diamond conduction counter. *Phys. Rev.*, **77**, 300 (1950).
17. Van der Velden H. A., Freeman G. P. The influence of red and infrared light on a crystal counter. *Physica*, **16**, 493 (1950).
18. Chynoweth A. G. Space-charge limited and space-charge-free behavior of diamond crystal counters. *Phys. Rev.*, **83**, 873 (1951).
19. Newton R. R. Space-charge effects in bombardment conductivity through diamond. *Phys. Rev.*, **75**, 234 (1949).
20. Lehfeld W. *Göttinger Nachr.*, S. 171 (1935).
21. Hilsch R., Pohl R. W. Eine quantitative Behandlung der stationären lichtelektrischen Primär- und Sekundärströme in Kristallen, erläutert am KH—KBr-Mischkristall als Halbleitermodell. *Z. Phys.*, **108**, 55 (1937). — Zur quantitativen Behandlung der lichtelektrischen Primär- und Sekundärströme. *Z. Phys.*, **112**, 252 (1939).
22. Frerichs R., Warminsky R. Die Messungen von  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlungen durch inneren Photoeffekt in Kristallphosphoren. *Naturwissenschaft.*, **33**, 251 (1946).
23. Kallmann H., Warminsky R. Über den Verstärkungseffekt der elektrischen Leitfähigkeit an Cadmiumsulfid-Kristallen bei Bestrahlung mit  $\alpha$ -Teilchen, Elektronen und  $\gamma$ -Quanten. *Ann. Phys.*, (6), **4**, 69 (1948).
24. Kallmann H., Warminsky R. Determination of energy of single  $\alpha$ -particles from change in conductivity of cadmium sulphide crystals. *Research Supplement*, 2—8, 389 (1949).
25. Broser J., Warminsky R. Zur Theorie der Lumineszenz und der elektrischen Leitfähigkeit von Cadmium-Sulfid-Kristallen. *Ann. Phys.* (6), **7**, 289 (1950).
26. Broser J., Warminsky R. Die Veränderung der Lumineszenz und der elektrischen Leitfähigkeit von CdS-Kristallen durch Bestrahlung mit  $\alpha$ -Teilchen. *Z. Naturforsch.*, **6a**, 85 (1951).
27. Broser I., Oeser K., Warminsky R. Die Dosimetrie von  $\gamma$ -Strahlen mit Cadmium-sulfidkristallen. *Strahlentherapie*, **90**, 399 (1953).
28. Goldsmith G. J., Lark-Horowitz K. Cadmium sulfide as a crystal counter. *Phys. Rev.*, **75**, 526 (1949).
29. Frerichs R. On the conductivity proposed in CdS crystals by irradiation with gamma-rays. *Phys. Rev.*, **76**, 1869 (1949).
30. Bridgman P. W. Physical properties of single crystals of tungsten antimony, bismuth, tellurium, cadmium and tin. *Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.*, **60**, 305 (1925).
31. Taylor W. K.  $\alpha$ -particle counting behaviour of diamond conduction counters at field strengths up to 200 kV/cm. *Proc. Phys. Soc. A*, **69**, 593 (1956).
32. Georgesco M. Détection de particules ionisantes par les cristaux de soufre. *C. r. Acad. Sci.*, Paris, **228**, 383 (1949).
33. Jமாகawa K. A. A suggested slow neutron crystal counter. *Phys. Rev.*, **75**, 1774 (1949).
34. Ahearn A. J. Conductivity pulses induced in single crystals of zine sulfide by alpha particle bombardment. *Phys. Rev.*, **73**, 524 (1948).
35. Davidson N., Larsh A. E., jr. Conductivity pulses in liquid argon. *Phys. Rev.*, **74**, 220 (1948); **77**, 706 (1950).
36. Hutchinson A. W. Ionisation in liquid and solid argon. *Nature*, **162**, 610 (1948).
37. McKay K. G. Germanium counter. *Phys. Rev.*, **76**, 1536 (1949); Electron hole production in germanium by alpha particles. *Phys. Rev.*, **84**, 829 (1951).
38. Orman C., Fan H. Y., Goldsmith G. J., Lark-Horowitz K. Germanium p—n barriers as counters. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **25**, No. 18 (1950).

39. A h e a r n A. J. Effect of inhomogenities on the electrical properties of diamond. Phys. Rev., 84, 798 (1951).
  40. W i l l a r d s o n R. K., D a n i e l s o n G. C. Optical properties of counting diamonds. J. Opt. Soc. America, 42, 42 (1952).
  41. K y r o p o u l o s S. Dielektrizitätskonstanten regulärer Kristalle, Z. Phys., 63, 849 (1930).
  42. H a y n e s J. R. Technique for obtaining increased range and mobility of free electrons in silver chloride. Rev. Scient. Instrum., 19, 51 (1948).
-

## Глава III

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ СО СЧЕТЧИКАМИ. АППАРАТУРА

#### А. ИЗГОТОВЛЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ

##### 1. Общие принципы построения счетчиков

Простые счетчики можно изготовить в лабораторных условиях. Для этого берут, например, медную трубку диаметром 1—2 см, очищают ее и промывают спиртом. Концы трубки герметически закрываются пробками из изоляционного материала. В пробках должны быть отверстия для пропускания нити счетчика и стеклянной трубки (штенгель) для откачки и заполнения счетчика газом. Если подобный счетчик наполнить, например, смесью паров спирта (10 мм рт. ст.) и аргона (100 мм рт. ст.), то можно ожидать, что он будет реагировать на  $\gamma$ -излучение радиоактивных препаратов.

Конечно нельзя рассчитывать на то, что столь просто устроенный счетчик будет работать длительное время стабильно, т. е. при одинаковых напряжениях, нулевом эффекте и форме импульсов. Предварительное выполнение ряда требований может обеспечить надежность и увеличение срока службы счетчиков. Ниже описан ряд конструктивных форм счетчиков, предназначенных для специализированных применений. Многочисленные указания и советы содержатся в работе Зигбана [1].

##### а) Материалы катодов

В качестве материала для цилиндра счетчика (катода) может быть использован любой металл. Но, как оказалось, не все металлы для этой цели одинаково пригодны. Прежде всего они различаются склонностью вызывать послеразряды. В гл. II уже упоминалось, что в этом отношении важна высокая работа выхода материала катода. С этой точки зрения катоды из щелочных металлов можно применять лишь в особых случаях. Наиболее часто

используют катоды из меди, реже из магния, серебра или алюминия.

**Медные и латунные катоды.** Поскольку поверхности медных или латунных трубок чаще всего покрыты слоем окиси, значительно повышающей работу выхода, счетчики из меди и латуни работают достаточно надежно и без особой обработки. Необходимо только обращать внимание на то, чтобы в трубках не было посторонних включений и других изъянов.

Если нужно изготовить катоды с особенно высокой работой выхода, рекомендуется обработать медный катод таким образом, чтобы на его поверхности образовался равномерный слой окиси. Этого можно добиться, если тщательно очищенную предварительно медную трубку погрузить на несколько секунд в хромовую смесь (250 г хромовой кислоты и 75 см<sup>3</sup> концентрированной серной кислоты на 1 л) [2]. Поверхность трубки покрывается матово-красным слоем  $\text{Cu}_2\text{O}$ . После этого ее тщательно промывают дистиллированной водой и чистым спиртом. Медную поверхность можно также окислить до  $\text{CuO}$ , если трубку нагревать в потоке окиси азота до тех пор, пока на ней не образуется темный слой окиси.

**Алюминиевые катоды.** В ряде случаев с алюминиевыми поверхностями были получены плохие результаты. Причину этого следует искать в том, что поверхность алюминия, так же как и магния, быстро окисляется. Слой окиси алюминия и магния благоприятствуют возникновению послеразрядов (см. гл. II).

Из алюминия очень легко изготавливать трубки. Поскольку простая полировка алюминиевой поверхности не обеспечивает надежной работы счетчика, ее полезно омеднить или посеребрить электролитически или вакуумным напылением.

На хорошем токарном станке можно изготовить алюминиевые трубки с толщиной стенки 0,1 мм при диаметре от 10 до 20 мм. Для механической прочности полезно оставить ребра жесткости шириной 1—2 мм (рис. 137).

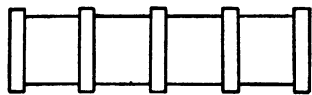


Рис. 137. Алюминиевый счетчик с толщиной стенок 0,1 мм.

**Золотые, серебряные, танталовые или никелевые катоды.** В ряде случаев материал катода выбирают, исходя из особых требований, например предпочитают магний, кадмий или цинк для счетчиков фотонов, свинец или висмут для рентгеновских счетчиков. Эти вопросы будут обсуждаться ниже. В галогенных счетчиках, например, необходимо, чтобы материал катода был химически стоек. В таких случаях можно использовать золото, никель или другие подобные металлы. Очень хорошо зарекомендовали себя катоды из танталовой или вольфрамовой фольги. Возможно применение серебряных катодов, но они также могут приводить к послеразрядным эффектам [3].

## б) Изоляторы

Материал для боковых пробок счетчиков должен быть хорошим изолятором. При этом следует обращать внимание на то, чтобы он постепенно не выделял поглощенные газы, которые могут менять рабочие характеристики счетчика. С другой стороны, он не должен поглощать какие-либо компоненты газового наполнения, что также приводит к изменению параметров счетчика. Наиболее надежны пробки из стекла или керамических материалов, из тролитула или подобных ему пластиков.

Во многих самодельных лабораторных счетчиках пробки герметично приклеивают к металлической трубке. Для этой цели могут быть использованы хорошие вакуумные замазки. Но в ряде случаев склеивающий материал растворяется в одной из составных частей газового наполнения счетчика, как, например, пицеин в спирте. Это приводит к изменению состава газов. Достаточно хорошо себя показали как склеивающие вещества аралдит и клей Котинского.

## в) Нити счетчиков

При выборе нити счетчика следует обращать внимание на то, чтобы она была однородной и не имела острий и граней. Материал нити не имеет особого значения, но необходимо учитывать, что он может разбедаться газовым наполнением.

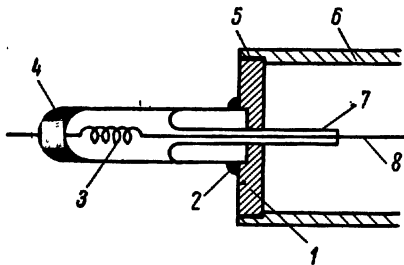


Рис. 138. Ввод счетчика:

1 — металлическая шайба; 2 — уплотнение; 3 — пружина для натягивания нити; 4 — спай стекла с металлом; 5 — место пайки; 6 — металлическая трубка (медная); 7 — тонкая стеклянная трубка; 8 — нить счетчика.

Часто используют вольфрамовую проволоку диаметром 0,1 мм. В счетчиках, которые должны работать при малых напряжениях или при высоких давлениях, можно применять еще более тонкую проволоку. При использовании нитей большего диаметра, например 0,3 мм, получается неблагоприятная форма поля вблизи нити. Перед наполнением счетчика вольфрамовую нить рекомендуется прогреть до бледно-красного

цвета. Вместо вольфрамовой проволоки можно применять проволоку из стали, никеля или других подобных материалов.

Особое внимание следует обращать на места крепления нити счетчика, так как здесь могут возникнуть неблагоприятные искажения поля.

Часто используют конструкцию, показанную на рис. 138. Вначале нить счетчика приваривают точечной сваркой к проволоке, коэффициент расширения которой позволяет впаять ее

в стеклянную трубку. Затем нить вводят в рабочий объем счетчика при помощи узких стеклянных трубок, которые создают определенную конфигурацию полей. Между нитью счетчика и проволокой-вводом иногда помещают небольшую спиральную пружину, благодаря которой нить всегда натянута.

### г) Счетчики со стеклянными оболочками

Конструкция счетчика с боковыми пробками зачастую неудобна. Во многих случаях и прежде всего при регистрации  $\gamma$ -лучей можно изготавливать счетчики со стеклянной оболочкой. Тем самым устраняются недостатки, связанные со склеиванием деталей и возможностью постепенного натекания воздуха.

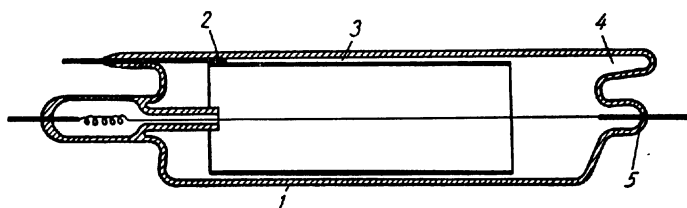


Рис. 139. Счетчик, запаянный в стеклянную трубку:

1 — стеклянная оболочка; 2 — место пайки или сварки; 3 — катодный цилиндр; 4 — штенгель для наполнения счетчика газом; 5 — впай.

Одна из подобных систем изображена на рис. 139. Нить и вывод цилиндра впаяны в оба конца стеклянной трубки. В другой конструкции нить впаяна в оболочку лишь с одной стороны (рис. 140). С другой стороны она крепится в стеклянном держателе, в который впаяны два металлических штифта, приваренные точечной сваркой к металлическому цилиндру.

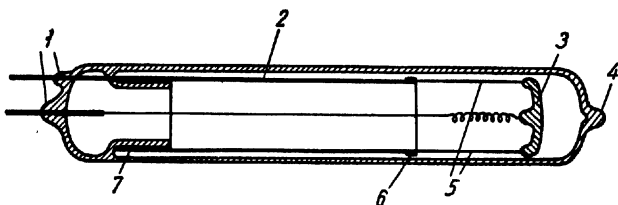


Рис. 140. Счетчик, запаянный в стеклянную трубку:

1 — металлические вводы; 2 — катодный цилиндр (листовая медь); 3 — стеклянная обойма; 4 — штенгель для наполнения счетчика газом; 5 — металлические штифты; 6 — место пайки; 7 — стеклянная трубка-держатель.

Счетчики со стеклянной оболочкой легко откачать до высокого вакуума, тщательно обезгазив прогревом стекло и металлические детали. В счетчиках такой конструкции можно отказаться от мас-

сивных катодов. Во многих случаях на внутреннюю поверхность стеклянной трубки достаточно нанести проводящий слой, например, из коллоидального графита или другого вещества, соединив его с наружным выводом. Нетрудно также нанести тонкий металлический слой, напылив его в вакууме на внутреннюю поверхность трубки.

#### д) Подготовка к наполнению

Перед наполнением очень важно откачать счетчик до высокого вакуума. Необходимо также обезгазить стеклянные и металлические детали прогревом в вакууме. Особенно большое значение это имеет в счетчиках с чисто газовым наполнением. В обычных случаях достаточны откачивающая установка с механическим насосом или ртутный диффузионный насос с ловушкой.

Газовая смесь, предназначенная для наполнения счетчиков, должна иметь однородный состав. Применяемые газы следует максимально очистить от кислорода; добавляемые пары должны быть обезвожены.

#### е) Тонкие окна

При регистрации  $\alpha$ -частиц, а также мягкого  $\beta$ - или рентгеновского излучений частицы попадают в счетчик через тонкое окошко, расположенное на цилиндрической или торцовой стенке счетчика. При использовании в качестве окошка очень тонкой фольги ее укрепляют решеткой или сеткой. В виде фольги применяют слюду, алюминий, а также пластические пленки.

Алюминиевая фольга толщиной 10  $\mu\text{м}$  (приблизительно 3  $\text{мг}/\text{см}^2$ ) достаточно устойчива, чтобы выдержать при диаметре 6—8  $\text{мм}$  перепад давлений в 1  $\text{атм}$ . Пластины слюды толщиной 2—3  $\text{мг}/\text{см}^2$  выдерживают разность давлений, близкую к 1  $\text{атм}$ , при поверхности 1  $\text{см}^2$  или несколько большей, если края тщательно укреплены. В качестве клея рекомендуется аралдит и некоторые другие вещества, а также селен. Слюда легко заряжается электрически, что приводит к искажению поля. Поэтому слюдяные пластины делают проводящими, напыляя на них слой металла или покрывая их графитом. Изготавливаются также специальные еще более тонкие окна, например из коллодиевых, нейлоновых или пластикатовых пленок [1].

Некоторые данные о поглощении  $\beta$ -лучей в различных пленках, используемых в качестве окошек, приведены в гл. III, разд. Г, п. 5.

## 2. Наполнение газом

Газом без примеси гасящих разряд паров наполняются счетчики, используемые только в таких схемах, в которых разряд подавляется внешними элементами схемы. При использо-



вании гасящих схем для наполнения счетчиков можно применять многие газы, свойства которых рассмотрены ниже.

При добавлении многоатомных паров смесь приобретает гасящие свойства. Характеристики гасящих паров приведены в табл. 35. Особую роль играют трех- и четырехатомные газы, свойства которых будут рассмотрены подробно, поскольку они получили широкое распространение.

#### *а) Газы без гасящих примесей*

**Гелий.** Чистый гелий имеет низкое напряжение «порога» для гейгеровской области, поэтому он применяется при сравнительно высоком давлении. Это удобно еще и потому, что тормозная способность гелия для частиц сравнительно мала. Гелиевые счетчики при атмосферном давлении [4] можно с успехом применять в пропорциональной области.

**Неон и аргон.** Эти газы, так же как и гелий, имеют низкое напряжение «зажигания». В очень чистом виде метастабильные состояния газов вызывают многочисленные послеразряды, заметно мешающие «измерениям». Эти паразитные импульсы можно в значительной степени подавить путем добавления другого газа, снимающего метастабильные состояния основного газа. Хорошие результаты дает водород. Добавка его должна составлять не менее 10% [5].

**Криптон и ксенон.** Тяжелые инертные газы находят применение благодаря высокой тормозной способности и малому напряжению «зажигания». Они особенно удобны для измерения мягких рентгеновых лучей, поскольку в газе поглощается значительная часть излучения.

**Водород.** В гейгеровских счетчиках водород применяется сравнительно редко, так как рабочее напряжение водородных счетчиков довольно высоко, а тормозная способность водорода мала. Вместе с тем при использовании водорода может быть достигнута большая область счета [6].

Иногда водород под высоким давлением используют в пропорциональных счетчиках. Водород особенно удобен для регистрации быстрых нейтронов, которые при упругих соударениях передают энергию его ядрам. При этом чаще всего работают с малыми коэффициентами газового усиления (от 5 до 50, в зависимости от давления газа).

**Кислород.** Кислород не годится для наполнения счетчиков из-за образования отрицательных ионов [7].

**Азот.** Наряду с водородом счетчики можно наполнять и азотом. Тормозная способность последнего достаточно высока. Отрицательное качество — необходимость высокого напряжения питания.

**Воздух.** Воздушные счетчики объединяют недостатки счетчиков с азотным и кислородным наполнениями. Однако вследствие простоты изготовления все время делаются попытки создать

счетчик, наполненный воздухом (сухим). При этом прежде всего стремятся использовать воздух при атмосферном давлении. Подобный счетчик, работающий в пропорциональной области, был изготовлен Симпсоном [8]. Счетчик не позволял проводить точных измерений, однако можно было различать частицы с сильно различающейся ионизирующей способностью. Сообщения о воздушных счетчиках содержатся также в других работах [9, 10].

### б) Наполнение смесями газов

**Аргон и спирт.** Наиболее известный состав наполнения предложен Тростом [11]: смесью аргона (90 мм рт. ст.) и спирта (10 мм рт. ст.). Свойства этой смеси были подробно рассмотрены. Вместо спирта можно также применять другие пары, и в первую очередь ацетон, метилаль или этилацетат (см. табл. 35). Вместо аргона можно использовать также неон или другие инертные газы, а также водород и азот с примесями.

В пропорциональных счетчиках в качестве примесного газа особенно часто применяют ацетон. Счетчики, наполненные смесью аргона и метана, были исследованы Корффом и его сотрудниками [12]. Свойства пропорциональных счетчиков с наполнением смесью ксенона и метана в области пропорционального газового усиления были подробно изучены Понтекорво [13], а также Курраном с сотрудниками [14].

### в) Четырех- и многоатомные газы

**Метановые счетчики.** Хорошими характеристиками обладают счетчики, наполненные чистым метаном. Их часто используют для точных измерений, главным образом в пропорциональной области [15]. Свойства метана в этой области были изучены Розе и Корффом [16].

Тщательно сконструированный пропорциональный счетчик для  $\alpha$ -частиц, который работал даже при фоне приблизительно  $10^9$   $\beta$ -частиц в 1 мин, был описан Симпсоном [17]. Долговечность отпаянных метановых счетчиков в гейгеровской области невелика (около  $10^8$  импульсов). В них постепенно образуются водород, некоторые углеводороды и позже — углерод [3, 18, 19].

**Аммиачные счетчики.** Они также обладают неплохими характеристиками в пропорциональной и гейгеровской областях [20, 21]. Счетная область этих счетчиков сравнительно невелика, так как в аммиаке легко возникают отрицательные ионы. После  $10^7$ — $10^8$  импульсов аммиачные счетчики становятся светочувствительными. Срок службы их довольно велик, так как продукты диссоциации частично вновь соединяются в исходные молекулы. Постепенно образуются также азот и водород [14].

**Этилен и этан.** Эти газы обладают в гейгеровской области хорошими счетными свойствами и без примесей [22—25].

**Пары.** С наполнением в виде чистых паров можно изготавливать пропорциональные счетчики с высоким газовым усилением, а в некоторых случаях и гейгеровские счетчики [26]. Большинство гейгеровских счетчиков наполняют, например, парами метилового спирта, ксилола и метилацетата.

Тетраэтилсвинец, обладающий высокой тормозной способностью, часто используют для исследования рентгеновых лучей [27,28]

#### г) $CO_2$ -Счетчики

Трехатомные газы лишь в редких случаях обладают самогасящими свойствами. Применение углекислого газа представляет особый интерес ввиду того, что появляется возможность измерять  $C^{14}$  непосредственно в газовом наполнении и прежде всего при давлении в несколько атмосфер. Однако при соударениях ионов углекислого газа с металлической поверхностью катода возникают отрицательные ионы. Вследствие этого выгоднее использовать графитовые катоды. Этот эффект можно подавить также добавкой примесей пара (чаще всего  $CS_2$ ). При небольших добавках  $CS_2$  следует всегда применять гасящую схему [29]. При 10—20%  $CS_2$  счетная область может достигать 100—200 в [30]. Подобные счетчики при атмосферном давлении можно также использовать в гейгеровской области. Напряжение счета лежит тогда в пределах 4500—5000 в.

#### д) Низковольтные самогасящиеся счетчики

**Инертные газы с небольшими примесями.** Если чистые инертные газы смешать с небольшим количеством других газов или паров, можно существенно понизить напряжение питания. Но при малых количествах примеси паров еще отсутствуют самогасящие свойства. Счетная область всегда тем меньше, чем меньше процентное содержание пара [31]. Исключение представляют галогениды метилена, которые обеспечивают самогасящие свойства при содержании пара меньше 1% [3]. Такие счетчики допускают питающее напряжение несколько сотен вольт при области счета, близкой к 100 в, и сроке службы примерно  $10^7$ — $10^8$  импульсов [32—34].

**Галогенные счетчики.** При наполнении аргоном или неоном с небольшой примесью галогенов (хлор или бром) получают самогасящиеся счетчики с низким напряжением начала счета и большим сроком службы. Кроме того, такие счетчики термостойки. Свойства этих счетчиков были уже рассмотрены выше.

#### е) Самогасящиеся счетчики без примеси пара

При наполнении смесью ксенона, аргона, кислорода и азота с определенным соотношением компонент получают самогасящиеся счетчики, которые из-за отсутствия паров имеют очень

большой срок службы [35]. При этом необходимо точно выдерживать состав смеси, иначе могут возникнуть многочисленные послеразряды. В оптимальных условиях отдельные импульсы имеют практически одинаковую величину. При нормальном напряжении счета давление газа может быть близко к атмосферному. Хорошие результаты получаются, например, со смесью 15 мм рт. ст. Хе + 15 мм рт. ст. N<sub>2</sub> + 1 мм рт. ст. O<sub>2</sub> + + 700 мм. рт. ст. Аг [35].

Гасящие свойства газа сводятся в основном к устранению процессов, обуславливающих возникновение вторичных электронов. Этот механизм был рассмотрен выше для аргонных счетчиков. Ридель [36] показал, что счетчики, наполненные ксеноном и кислородом, хотя и являются самогасящимися, но без внешней гасящей схемы их счетная область слишком мала из-за действия возникающих отрицательных ионов кислорода. Метастабильные уровни ксенона (8,3 эв) путем обмена энергией при соударениях с молекулами кислорода вызывают в видимой области эмиссию полосатого спектра квантов, которые имеют энергию, недостаточную для возникновения фотоэлектронов.

### 3. Распространенные типы счетчиков

#### а) β-Счетчики

Ионизация, производимая β-лучами радиоактивных веществ, почти всегда достаточна для регистрации гейгеровским счетчиком со стопроцентной вероятностью. Основной проблемой, которую приходится разрешать, является ввод β-частиц малой энергии в рабочее пространство счетчика.

**Счетчики с тонкими цилиндрическими стенками.** В простейшем случае применяют обычные цилиндрические счетчики, но с тонким катодом [37]. Например, в стеклянных счетчиках стенки изготавливают как можно более тонкими и наносят на них слой металла или графита, служащий катодом. Один из счетчиков такого вида, использованный для измерения активности растворов, будет рассмотрен ниже. Либби с сотрудниками [38] описали счетчик для исследования C<sup>14</sup> и S<sup>15</sup> с особенно тонкими стенками, прозрачными для указанного излучения. Поскольку стенки не должны быть толще 2 мг/см<sup>2</sup>, давление газа-наполнителя (смесь гелия и бутана) должно быть равно атмосферному. Авторы подробно описывают процесс изготовления оболочки счетчика (на пластмассовую фольгу наносился очень тонкий слой золота). Изготовление тонкостенных алюминиевых трубок, а также счетчиков с приклеенными окнами описывалось выше.

**Торцовые счетчики.** Для исследования β-лучей очень часто применяют торцовые счетчики. Конструкция их схематически показана на рис. 141. Катодный цилиндр (чаще всего медный)

имеет на одном конце изолирующую крышку, например стеклянную, в центре которой впаяна нить счетчика. На другом конце находится тонкое окно. На свободный конец нити наплавляется стеклянный шарик диаметром 0,5—1 мм, располагаемый вблизи окошка.

Размеры торцовых счетчиков выбирают таким образом, чтобы препарат был виден под возможно большим телесным углом и фон был наименьшим. Однако, если счетчик сделан очень коротким, становятся слишком заметны краевые эффекты. У большинства счетчиков этого типа отношение длины к диаметру близко к двум.

Наиболее часто в качестве материала окна используется слюда. Для приклейки слюдяной пластины рекомендуется конструкция, показанная на рис. 142. Выточка в небольшом фланце на конце счетчика после нагревания фланца заливается клеем, затем в него укладывается пластина. Сверху накладывается плоское нагретое металлическое кольцо, на которое предварительно наносится клей. Последний не должен быть слишком мягким. Хорошие результаты были получены с аралдитом, клеем Котинского и селеном. Кроме того, можно применять жесткое герметичное соединение слюды с металлом. В этом случае слюда при температуре 500—600°С

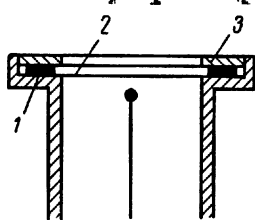


Рис. 142. Приклейка слюдяной пластины:

1 — замазка; 2 — слюда; 3 — металлическое кольцо.

припаяется к металлу (хромистая сталь) при помощи какого-либо подходящего стеклянного порошка (например, свинцовоборосиликатного), коэффициент теплового расширения которого достаточно хорошо согласуется с тепловым расширением слюды и стали [39, 40].

#### Счетчики с большим телесным углом.

Часто приходится работать с очень слабыми препаратами. Тогда стараются использовать счетчики, которые «улавливали» бы возможно большую часть излучения, направленного во все стороны. Большой телесный угол можно получить при конструкции счетчика, показанной на рис. 143. Катод вместо цилиндра выполнен в виде полуцилиндра. Напротив него располагается окно счетчика из алюминиевой фольги, смонтированной на решетке. Несколько подобных полуцилиндров можно установить вплотную друг к другу [5].

В другой конструкции, предложенной Бейстером и Виденбеком [41], нить не натянута прямо, а образует круглые плоские петли, расположенные симметрично относительно дна и верхней части счетчика. Дном или крышкой служит тонкое окно. Элементы

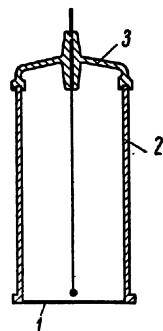


Рис. 141. Торцовый счетчик с тонким слюдяным окном:  
1 — слюда; 2 — хромистая сталь; 3 — стекло.

конструкций других  $\beta$ -счетчиков разбираются в ряде работ [42—44].

**Разборные счетчики.** Во многих случаях хорошим решением задачи являются разборные счетчики, во внутреннюю часть кото-

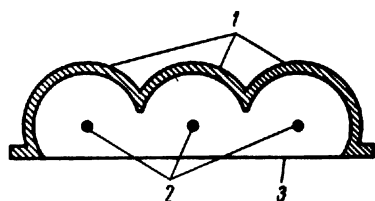


Рис. 143.  $\beta$ -Счетчик с большим телесным углом охвата:

1 — металлические полуцилиндры;  
2 — аноды; 3 — тонкое окно.

рых может быть помещен радиоактивный препарат. Существуют многочисленные варианты таких счетчиков [45, 46], один из которых представлен на рис. 144. Собственно счетчик выполнен в виде торцевой конструкции. Препарат помещается напротив края счетчика. В съемной нижней части находится держатель препарата. Последний целесообразно нанести на тонкую алюминиевую фольгу

или фильтровальную бумагу, помещаемые в специальное углубление. Конструкцией предусмотрено, что обратное рассеяние  $\beta$ -частиц происходит преимущественно вблизи алюминиевой фольги. Это облегчает определение интенсивности препарата.

В другом варианте катод счетчика обычной конструкции состоит из плотной сетки. Препарат наносится на внутреннюю сторону согнутого в цилиндр металлического листа, расположенного таким образом, что он полностью или частично окружает внутреннюю часть счетчика.

В конструкции Либби и Ли [47] металлический цилиндр, на который нанесен препарат, можно магнитом сдвигать в сторону для того чтобы, можно было без помех определять фон.

Можно изготовить счетчик, наполненный газом при атмосферном давлении (например, метаном, гелием или углекислым газом с примесью пара из запасного сосуда). Газ вначале пропускается через счетчик, пока не вытеснится весь воздух. В процессе измерения продолжается медленное протекание газа. В такой конструкции герметичность соединений счетчика не играет роли. Недостаток этой системы — высокое рабочее напряжение.

Счетчики с обычным газовым наполнением и при давлении, отличном от атмосферного, должны быть герметичными. Последнего можно легко достичь применением стеклянных шлифов. Счетчики этого вида сохраняют свои рабочие характеристики в течение многих месяцев.

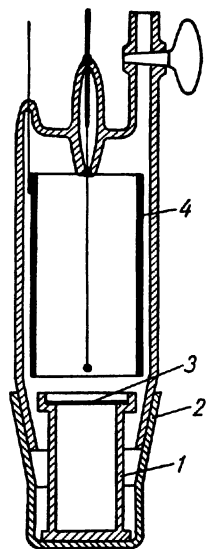


Рис. 144. Разборный торцевой счетчик:

1 — держатель препарата; 2 — шлиф;  
3 — препарат; 4 — катодный цилиндр.

Счетчик должен быть прежде всего хорошо откачан, после чего он наполняется газом до желаемого давления. Предварительно с помощью контрольных экспериментов полезно убедиться в том, что при выбранном давлении газа счетная область будет лежать в определенных границах.

Простой разборный счетчик, в котором препарат помещался во внутренний объем, так что приблизительно осуществлялась  $2\pi$ -геометрия, был использован Надером [48] для исследования жидкостей со слабой радиоактивностью (рис. 145). Анод имел форму петли. Протяженность счетной области сильно зависит от размеров препарата. Этот вопрос был подробно исследован автором.

Аналогичная в принципе конструкция была использована Нильсоном и его сотрудниками [49] для исследований трития.

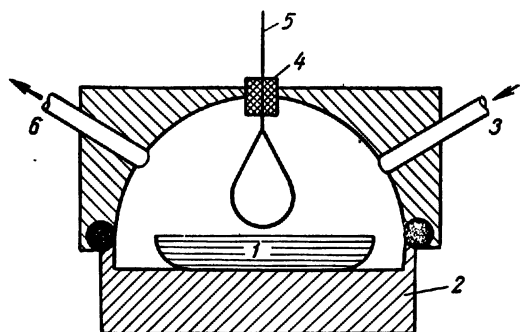


Рис. 145. Разборный счетчик для исследования жидкостей:

1 — радиоактивная жидкость; 2 — металл; 3 — выпуск газа; 4 — изолятор; 5 — анод; 6 — выход газа.

### б) Счетчики для рентгеновых и $\gamma$ -лучей

Ранее указывалось, что вероятность регистрации счетчиками жестких рентгеновых и  $\gamma$ -лучей весьма мала (от 0,1 до 1% для  $\gamma$ -лучей энергией от 0,1 до нескольких мегаэлектронвольт).

Согласно рис. 53, в качестве материала катода следует применять элементы с высоким порядковым номером, например свинец, а лучше — счетчики с тонким слоем висмута, нанесенным на внутренней стороне катодного цилиндра. Они обладают по сравнению со свинцовыми счетчиками меньшим фоном. Для  $\gamma$ -излучения  $J^{131}$  с висмутовым счетчиком была получена, например, в 4,9 раза большая эффективность, чем с медным.

В многочисленных конструкциях эффективность  $\gamma$ -счетчика пытались повысить путем максимально возможного увеличения отношения поверхности катода к рабочему объему. Благодаря этому возрастает число образованных  $\gamma$ -излучением вторичных электронов, которые могут попасть в объем счетчика. Некоторое улучшение (приблизительно на 50%) достигается в том случае, если на внутренней поверхности катодного цилиндра наносится нарезка или если катод вместо трубки изготавливается из проволочной сетки [5].

Эффективная конструкция получается в том случае, если группу счетчиков расположить близко друг к другу. Тогда  $\gamma$ -квант,

который не будет зарегистрирован первым счетчиком, вызовет, возможно, вторичный электрон во втором или в последующем счетчиках. Эта система применялась Тростом [50]. Использованный им «семикратный» счетчик показал по сравнению с одним счетчиком такого же общего объема в семь раз большую чувствительность и более высокую разрешающую способность. С подобной системой из 24 счетчиков, расположенных параллельно, для  $\gamma$ -излучения энергией 0,7 Мэв Граф [51] получил эффективность, приблизительно на порядок большую обычной. Были рассмотрены

также и некоторые другие конструкции счетчиков этого вида [18, 52].

Согласно Фридману [5], более эффективная конструкция была предложена Харе. Поскольку для работы счетчика решающее значение имеет характер поля вблизи нити, можно получить неплохие счетные характеристики, если отказаться от цилиндрической формы катода. Харе в качестве катодов использовал две плоские металлические пластины. Расстояние между ними равнялось лишь нескольким миллиметрам. Нить счетчика была расположена симметрично обеим пластинам, как это показано на рис. 146, а.

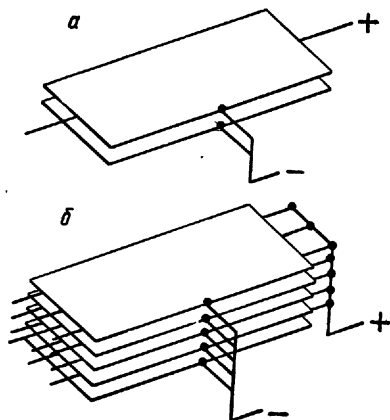


Рис. 146. Счетчики с высоким выходом  $\gamma$ -лучей.

подобных счетчиков можно расположить друг над другом, и между каждыми двумя пластинами натянуть ряд параллельных нитей (рис. 146, б). Такой счетчик позволяет достигнуть 30—40%-ной эффективности для  $\gamma$ -излучения. Для исследования  $\gamma$ -лучей, отраженных от изогнутого кристалла, Дюмонд [53] применил счетчик следующего вида. Большое число круглых металлических шайб располагалось друг над другом на фиксированном расстоянии, равном нескольким миллиметрам. Между каждой парой шайб помещался проволочный крест из четырех проволок. На концах проволок располагались стеклянные бусинки. Проволочные кресты укреплялись на центральной проволоке, проходящей через центры шайб. При энергии 0,5 Мэв счетчик регистрировал 8%  $\gamma$ -излучения, падающего перпендикулярно пластинам. Аналогичный счетчик был разработан Бейстером и Виденбеком [41].

Они располагали одну над другой группу металлических коробок диаметром примерно 10 мм и высотой 12 мм, которые в отдельности использовались как  $\beta$ -счетчики. Анодом служила петля из проволоки диаметром 0,12 мм. Описание похожего счетчика дано Линдом [54].



Часто возникает необходимость регистрации излучений больших интенсивностей, прежде всего рентгеновых лучей. Для этого необязательно при помощи специальных мер увеличивать чувствительность счетчика. Напротив того, возникает трудность регистрации большого числа импульсов с возможно большей точностью. Из исследований Троста следует [55], что по крайней мере для качественных измерений, достаточных для большинства технических приложений, вполне пригодны счетчики, наполненные чистыми парами. Их включают на напряжение, несколько меньшее, чем при работе в гейгеровской области. При этом измеряют средний ток через счетчик. Разрешающая способность таких счетчиков гораздо больше, чем обычных счетчиков в гейгеровской области. Таким путем без больших потерь можно измерять скорости счета, близкие к  $10^6$  *имп/сек*. Подобные счетчики пригодны для измерения рентгеновских интерференционных линий. Для измерения мягких рентгеновых лучей в счетчиках делают тонкие окна с малым поглощением.

Другой важной для рентгеновских счетчиков проблемой по сравнению с ионизационными камерами с воздушным наполнением является достижение независимости работы счетчика от длин волн [56].

С точки зрения рентгенологической практики важна возможность оценки показаний счетчика непосредственно в единицах дозы (рентгенах). Соответствующие конструкции были предложены Вильгельми [57], а также Раевским, Дорнайхом и Дребловым [58]. Вильгельми применял счетчик из графитированного бакелита. Раевский, Дорнайх и Дреблов сконструировали шарообразный счетчик, стенки которого состояли из эквивалентного воздуха материала и благодаря этому делали возможным измерения доз излучения в рентгенах \*.

Из плексигласа сравнительно просто можно изготовить счетчик, показания которого не зависят от длин волн (например, для области энергий от 16 до 250 *кэв*). Полученные результаты полностью сопоставимы с показаниями наперстковых ионизационных камер [59]. Простые дозиметрические измерения могут быть с достаточной точностью проведены и на счетчиках с тонкими алюминиевыми стенками [60, 61].

### в) Счетчики фотонов

Для того чтобы при помощи счетчика регистрировать видимое или ультрафиолетовое излучение, на внутреннюю поверхность катодного цилиндра наносят какое-либо вещество (чаще всего металл) с желаемым квантовым выходом. Лучше всего это осуществлять напылением в вакууме. Для качественного обнаружения ультрафиолетового излучения можно также использовать

\* См. рис. 149.

катоды из предварительно очищенных трубок, согнутых из тонкой фольги каких-либо подходящих металлов, например серебра.

Влияние газового наполнения на чувствительность счетчиков фотонов очень сложно. Наполнение смесью газа и пара, несомненно, сильно снижает фотозлектрическую чувствительность катодов по сравнению со значениями, получаемыми в фотоэлементах.

Первые работоспособные счетчики фотонов были созданы Раевским [62]. Их чувствительность была столь велика, что их можно считать наиболее чувствительным прибором для светотехнических измерений. Позднее были созданы многочисленные счетчики этого вида, и прежде всего для регистрации ультрафиолетового излучения [63].

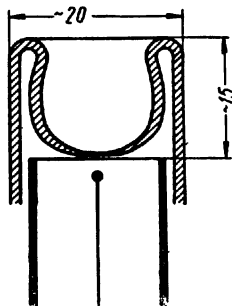


Рис. 147. Торцовый счетчик с тонким стеклянным окном.

Для того чтобы «пропустить» ультрафиолетовое излучение в рабочий объем счетчика, в большинстве случаев в стеклянной колбе счетчика делается кварцевое окно.

При регистрации слабых излучений можно получить лучшие результаты, если использовать счетчики торцового типа с большими телесными углами. В этом случае тонкое окно, приклеиваемое к торцу счетчика, также делается из кварца.

Для регистрации ультрафиолетового излучения можно также применять торцовые счетчики с тонким стеклянным окном на конце. Их преимущество в том, что устраняется необходимость вклейки кварца. Такие счетчики сравнительно просто изготовить, если закрытому концу стеклянной трубки в разогретом состоянии придать форму, показанную на рис. 147. При некотором опыте можно делать довольно тонкие окна. Например, при диаметре трубки 20 мм толщина торца может равняться нескольким микронам и выдерживать атмосферное давление.

Счетчикам для видимой области света посвящено лишь небольшое число исследований. Квантовый выход, полученный в фотоэлементах, в счетчиках еще не достигнут. К тому же счетчики с натриевыми, калиевыми и подобными им катодами недостаточно стабильны [64].

Наконец, у светочувствительных счетчиков можно в некоторых случаях приблизительно на порядок поднять квантовый выход, если, как и в фотоэлементах, использовать тлеющий разряд. Но это повышение чувствительности чаще всего существенно уменьшается со временем [65].

Кройхену [66] удалось добиться увеличения чувствительности в ультрафиолетовой области приблизительно на порядок активировкой катодного слоя водородом. Для этого необходимо брать чистые массивные металлические поверхности, так как напыленные катодные слои при активировке водородом не дают существен-

ного повышения чувствительности. В качестве газа-наполнителя в этих трубках можно использовать также водород.

С очень чистыми или активированными поверхностями удается получить такие же квантовые выходы, как и в случае соответствующих катодов в фотоэлементах [67].

Используя тлеющий разряд при температуре жидкого воздуха, Шерб [68] получил в медном счетчике, наполненном аргоно-бутановой смесью, селективный максимум чувствительности в ближней ультрафиолетовой области, в то время как до активировки заметная чувствительность обнаруживалась только в коротковолновой части ультрафиолетовой области [69].

### г) Специальные типы счетчиков

**Счетчики с нецилиндрическими катодами.** При конструировании высокочувствительных  $\gamma$ -счетчиков в некоторых случаях отказываются от цилиндрической формы катодов. Хорошая счетная область достигается у счетчиков с прямоугольным (например  $25 \times 12$  мм) или квадратным сечениями [70, 71].

Но вероятность срабатывания у счетчиков с прямоугольным сечением быстро падает при некотором удалении от нити счетчика. Это показано на рис. 148 для счетчика размером  $20 \times 10 \times 1,2$  см с нитью диаметром 0,2 мм, наполненного смесью аргона (90 мм рт. ст.) и спирта (10 мм рт. ст.). Все частицы, ионизирующие газ вблизи нити (приблизительно до расстояний 20 мм), сосчитываются. Вне этой области вероятность регистрации быстро уменьшается. Если нить счетчика расположена очень несимметрично, счетная область вообще не получается.

**Шаровые счетчики.** Для регистрации рентгеновых и  $\gamma$ -лучей, особенно для дозиметрических работ, Раевский и его сотрудники [58] сконструировали счетчик с шаровидным катодом. Конструкция его показана на рис. 149. Камера счетчика образована, например, бакелитовой сферой, покрытой внутри проводящим слоем. Анодом служит металлический шарик в центре сферы,

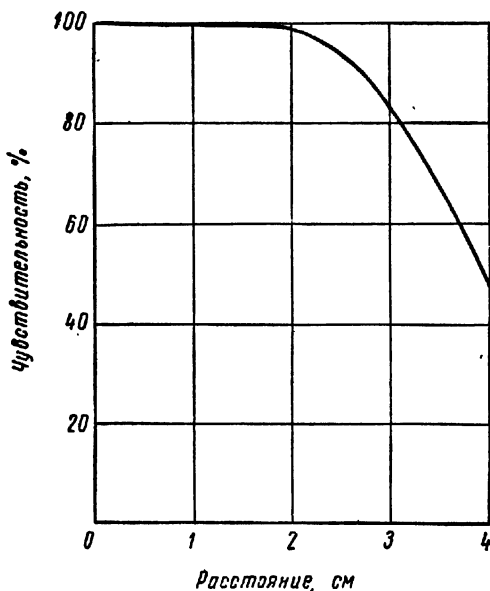


Рис. 148. Чувствительность счетчика с прямоугольным сечением на различных расстояниях от анода.

укрепленный на изолированном проволочном вводе. Подобный счетчик диаметром 20 мм при рабочем напряжении 900 в имел фон всего лишь 3—4 имп/мин и обладал высокой чувствительностью.

Сальвини [72] в шаровидном счетчике диаметром 5 см устанавливал в центре петлю диаметром 2 см из вольфрамовой проволоки диаметром 0,2 мм. Наполняя счетчик смесью аргона со спиртом, он получил счетную область, близкую к 100 в. Этот счетчик при наполнении смесью  $\text{BF}_3$  (600 мм рт. ст.) и аргона (50 мм рт. ст.) нашел применение для регистрации нейтронов.

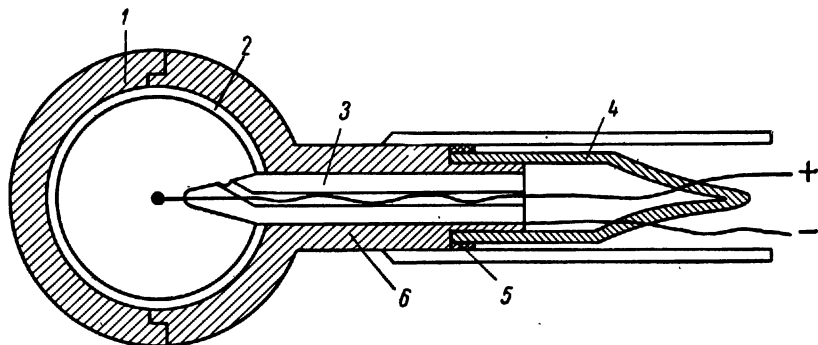


Рис. 149. Схема шарового счетчика:

1 — бакелит; 2 — воздушный зазор; 3 — янтарь; 4 — стекло; 5 — замазка;  
6 — металл.

При напряжении 4000—4500 в  $\alpha$ -частицы, возникающие после захвата нейтрона, давали импульсы величиной 1 мв.

**Счетчики с угловой зависимостью.** При исследовании  $\gamma$ - и рентгеновых лучей часто, например в медицине или геологии, нужно знать направление излучения. При конструировании счетчиков с угловой зависимостью можно использовать явление зависимости интенсивности вторично-электронной эмиссии под влиянием  $\gamma$ -облучения от угла между направлением вылета вторичных электронов и направлением  $\gamma$ -лучей. Асимметрия электронной эмиссии имеет различную величину у различных металлов. У тяжелых металлов преобладает эмиссия электронов со стороны слоя, обратной источнику  $\gamma$ -излучения («обратная» эмиссия, рис. 150, а). У легких металлов эмиссия электронов со стороны слоя, обращенного к  $\gamma$ -препарату («передняя» эмиссия), в несколько раз (например, в 6—7 раз для алюминия) больше обратной эмиссии (рис. 150, б). Это явление было обнаружено при помощи счетчика еще Гейгером и Мюллером [73]. Использованный ими счетчик состоял из двух полуцилиндров, алюминиевого и свинцового, помещенных внутри медной трубки (рис. 151).

Для исследования эффекта асимметрии Раевский и Дреблов [74, 75] изготовили горшковый счетчик, изображенный на рис. 150.

В нем две металлические пластины, например из алюминия и свинца, помещены как донья на короткой изолирующей трубке. В середине образовавшейся коробки расположена в качестве анода проволочная петля, в то время как обе металлические пластины служат

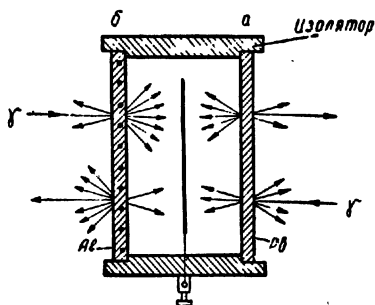


Рис. 150. Схема горшкового счетчика Дреблова — Раевского.

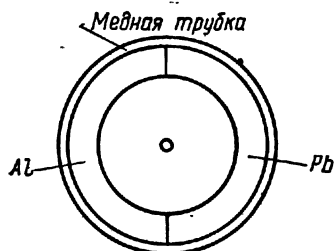


Рис. 151. Схема цилиндрического счетчика Гейгера — Мюллера из двух металлических полуцилиндров.

катодами. Если  $\gamma$ -излучение падает перпендикулярно металлическим пластинам, то отношение числа импульсов при падении излучения со стороны Pb — Al к обратному случаю Al — Pb равно для горшкового счетчика 1 : 2,66, в то время как для цилиндрического счетчика при тех же внешних условиях асимметрия достигает отношения 1 : 1,97.

#### 4. Счетчики для биологических и медицинских исследований

##### а) Торцовые счетчики с тонким окном

В биологии и медицине нашли особое применение несколько радиоактивных веществ, которые, кроме  $\gamma$ -излучения, эмитируют лишь сравнительно слабые  $\beta$ -лучи, как, например,  $C^{14}$ ,  $S^{35}$ ,  $Fe^{56}$ . Для исследования этих излучений в первую очередь используются торцовые счетчики с тонкими окнами, которые уже были описаны в предыдущих параграфах. В процессе измерения раствор исследуемого радиоактивного вещества помещают в чашке Петри непосредственно под счетчиком. Геометрия измерительного устройства должна быть легко воспроизводима. Затем проводят измерения абсолютной интенсивности препарата путем сравнения с активностью раствора с известной концентрацией радиоактивного вещества.

При известной геометрии устройства по измеренному числу импульсов можно определить действительную интенсивность препарата [76].

Пусть диаметр катода торцового счетчика равен  $2b$ , равномерно расположенный в плоскости препарат занимает площадь круга диаметром  $2c$ , а расстояние препарата от окна равно  $a$  (рис. 152). Введем для сокращения обозначения  $\beta = b^2/a^2$  и  $\gamma = c^2/a^2$ , тогда регистрируемая часть общей интенсивности излучения (если  $\gamma$  не слишком велико) будет равна

$$G = 0,5 \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + \beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \frac{\beta \gamma}{(1 + \beta)^{3/2}} - \gamma^2 \left[ -\frac{5}{16} \frac{\beta}{(1 + \beta)^{3/2}} + \frac{35}{64} \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{5/2}} \right] - \gamma^3 \left[ \frac{35}{128} \frac{\beta}{(1 + \beta)^{3/2}} - \frac{315}{256} \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{5/2}} + \frac{1155}{1024} \frac{\beta^3}{(1 + \beta)^{7/2}} \right] \right\}. \quad (56)$$

Если препарат очень слаб ( $c \approx 0$ ), тогда приближенно

$$G_0 = 0,5 \left[ 1 - \frac{1}{(1 + \beta)^{1/2}} \right]. \quad (57)$$

Для реальной эффективности и для вычисления фактической интенсивности препарата по зарегистрированному числу импульсов важно, чтобы препарат был равномерно распределен по диаметру  $c$ . Но это не всегда легко выполнить, так что при сравнительных измерениях многих препаратов могут возникнуть ошибки. Лучше всего, если  $c$  мало и препарат практически расположен на продолжении оси счетчика. Потери в выходе, которые получаются, если основная часть препарата удалена на расстояние  $d$  от продолжения оси счетчика, должны быть рассчитаны и измерены для различных величин отношений  $c/b$  и различных расстояний  $a$  и соответственно отношений  $a/b$  [77]. Если препарат считать точечным, то выход можно рассматривать как функцию от  $a/b$  в процентах эффективности, которую получают, если тот же препарат расположен точно на продолжении оси счетчика (рис. 153).

Отсюда следует, что для проведения сравнительных измерений во всех случаях целесообразно, чтобы диаметр препарата был меньше половины диаметра окна счетчика и чтобы препарат был расположен или очень близко ( $a/b < 0,2$ ), или достаточно далеко ( $a/b > 2$ ) от окна счетчика. При этих условиях ошибка, если препарат не расположен точно на продолжении оси счетчика, меньше 5% выхода на оси счетчика.

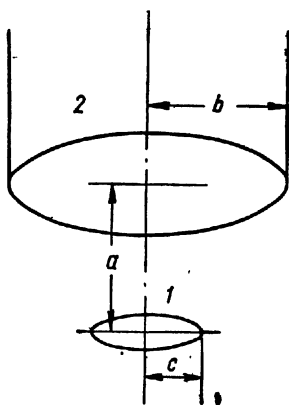


Рис. 152. Расчет телесного угла, охватываемого торцовым счетчиком:

1 — препарат; 2 — окно счетчика.

Даже если окно счетчика достаточно тонкое, часть  $\beta$ -лучей малой энергии поглощается в окне. При работе с  $C^{14}$ ,  $S^{35}$  и другими

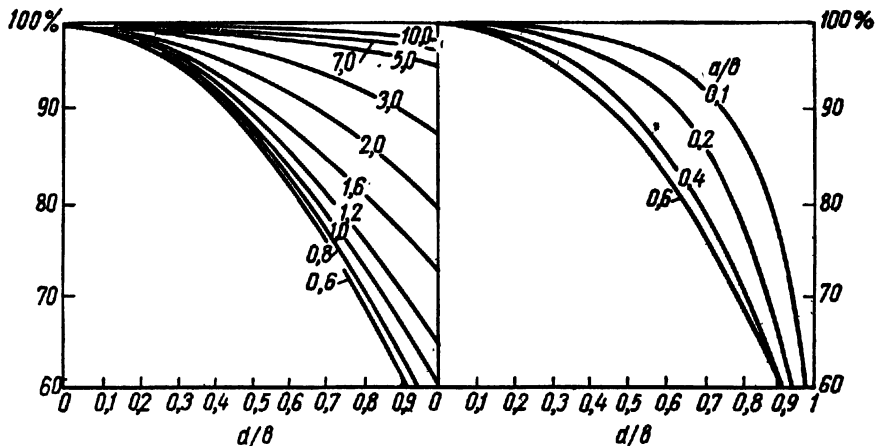


Рис. 153. Эффективность для препарата на расстоянии  $d$  сбоку от оси счетчика и на расстоянии  $a$  от окна по отношению к выходу на оси при различных значениях  $a/b$ .

подобными веществами желательно использовать счетчики с окнами из фольг, полностью пропускающих излучение [78].

#### б) Жидкостные счетчики. Погруженные счетчики

Весьма широкое распространение получили жидкостные счетчики, конструкция которых приведена на рис. 154. Толщина жидкостной оболочки, окружающей счетчик, приблизительно соответствует максимальному свободному пробегу  $\beta$ -лучей.

Жидкостные счетчики очень удобны для определения малых активностей в жидкостях. Поэтому были испытаны многочисленные конструкции счетчиков этого типа. При помощи их можно легко обнаруживать активности порядка  $10^{-6}$  мккюри/см<sup>3</sup> [79—82]. В более сложных измерительных установках используются счетчики, окруженные большими объемами воды (несколько литров). При этом прежде всего регистрируется  $\gamma$ -излучение [83].

Для измерения  $\beta$ -активностей растворов применяются также погруженные счетчики [84, 85]. Чувствительная часть стеклянного счетчика состоит, например, из тонкостенной трубки диаметром 1 см, длиной 5 см и толщиной

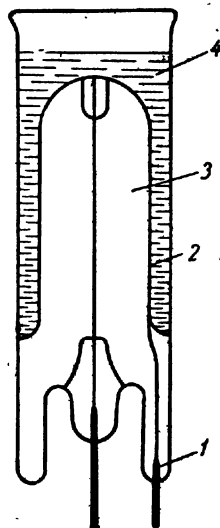


Рис. 154. Жидкостный счетчик:

1 — катод; 2 — тонкая стеклянная стенка (25—50 мк/см<sup>2</sup>); 3 — рабочий объем счетчика; 4 — радиоактивная жидкость.

стенки 0,1 мм. На внутреннюю стенку счетчика наносится проводящий слой графита или напыляется тонкий слой серебра. Один конец нити счетчика впаян, на другом укреплена стеклянная бусинка. Нить окружена защитным стеклянным цилиндром, так что рабочий объем счетчика ограничен лишь тонкостенной частью стеклянного сосуда.

#### *в) Счетные установки для регулярных измерений очень малых активностей*

Поскольку измерения весьма малых активностей  $C^{14}$  представляют большой интерес, были созданы специальные установки для регулярных исследований, в которых содержащий  $C^{14}$  углекислый газ направляется в счетчик, защищенный от излучения окружающих предметов толстым свинцовым или железным экраном. Для уменьшения фоновых эффектов, вызванных космическими лучами, счетчик, кроме того, окружен группой счетчиков, включенных с ним в схему антисовпадений. Эта система описана в ряде работ [23, 38, 82, 86]. Обширный сравнительный обзор счетчиков  $C^{14}$  дан Кракау и Шнейдером [79].

#### *г) Счетчики очень малых диаметров*

Для медицинских исследований были созданы разнообразные счетчики  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений с малыми диаметрами. При малых диаметрах существенно повышаются требования к точности монтажа счетчика, так как даже небольшие несимметричности или неровности могут заметно ухудшить его работу. Счетчик с очень малым диаметром был сконструирован Куртисом [87]. Он состоял из тонкостенной стеклянной трубочки с внутренним диаметром 0,8 мм и длиной около 3 см, на внутреннюю поверхность которой был нанесен графит, служащий катодом. Счетчик наполнялся амилацетатом и аргоном с общим давлением 40 мм рт. ст. и обладал фоном всего лишь 20 имп/ч. Амплитуды импульсов от этого маленького счетчика были сравнимы или несколько больше, чем у обычных счетчиков. Для увеличения срока службы целесообразно подсоединять еще дополнительный объем газа.

Подробным исследованием работы узких счетчиков занимался Робинсон [88]. Целью его исследований было конструирование счетчика с возможно большим сроком службы и малым диаметром для определения  $P^{32}$  при отыскании опухоли головного мозга. Поскольку длина свободного пробега  $\beta$ -частиц  $P^{32}$  ( $E_{\text{макс}} = 1,7 \text{ Мэв}$ ) сравнительно велика, счетчики можно было изготавливать из стали. Они имели диаметр от 2 до 3 мм при толщине стенки 0,1 мм и длине 76 мм. Протяженность чувствительного объема вдоль острия счетчика составляла всего лишь 12 мм. Диаметр нити счетчика чаще всего равнялся 0,025 мм. Она вводилась в узкую стальную трубку при помощи отрезков стеклянных тру-



бок, концы которых запаивались после юстировки. Исследования с наполнением различными газами показали, что наилучшие результаты дает смесь этилацетата и аргона. Позже было выяснено, что получаемая счетная область будет наибольшей, если применять аргон с давлением в несколько атмосфер. Кроме аргона, неплохие счетные характеристики были получены также с гелием.

Влияние диаметров катода (трубки) и нити, парциального давления этилацетата и аргона на начальное напряжение, длину счетной области, а также на наклон плато отражены в табл. 22.

Т а б л и ц а 22

Счетная область узких счетчиков,  
наполненных смесью аргона и этилацетата

Диаметр катода, мм	Диаметр нити, мм	Этилацетат, мм рт. ст.	Аргон, атм	Начальное напряжение, в	Счетная область, в	Наклон плато, % на 100 в
5,8	0,025	25	2	1120	275	2
2,85	0,025	25	2	1025	150	2
1,7	0,025	15	1	710	70	17
1,7	0,025	25	1	850	80	13
1,7	0,025	25	2	910	100	3
1,7	0,025	30	3	1000	125	3
1,7	0,025	35	4	1065	110	1
1,7	0,01	15	1	670	60	16
1,7	0,01	25	1	780	100	9
1,7	0,01	25	2	830	100	3
1,7	0,01	30	3	890	150	3
1,7	0,01	35	4	960	175	2
0,76	0,038	30	8	870	30	1

Счетчик диаметром 5 мм, наполненный аргоном с добавкой метилгалогена, обладал рабочим напряжением, близким к 600 в. Плато с небольшим наклоном имело протяженность от 100 до 150 в.

д) Счетчики с атмосферным давлением

Для регистрации  $\beta$ -излучения  $C^{14}$  или  $S^{35}$  часто используют счетчики с давлением газа, равным атмосферному или несколько выше его, так что можно использовать окна с очень малым поглощением или вообще работать без поглощающих фольг. В качестве газа-наполнителя в первую очередь применяют метан. Поскольку напряжение для области Гейгера лежит довольно высоко, такие счетчики чаще всего используют в пропорциональной области [89].

Кёстер и Майер-Лейбниц [90] разработали соответствующую методику измерений при использовании технического метана. Метан протекал непосредственно из баллона со скоростью 0,1 см<sup>3</sup>/сек через счетчик обычного вида (медный счетчик с приклеенным жестким медным окном, изоляция на стеклянных

вводах, нить из нержавеющей стали диаметром 0,05 мм). Измерительная установка схематически показана на рис. 155. При исследовании препарата  $\text{Na}^{22}$  было получено ярко выраженное плато протяженностью от 3,8 до 4,6 кВ и более (рис. 156). В своей средней части, от 4,0 до 4,3 кВ, плато исключительно ровное, подъем составляет 0,07% на 100 в. Это более чем на порядок лучше того, что можно ожидать у обычного хорошего счетчика в гейгеровской области. Газовое усиление приблизительно равно  $10^5$ .

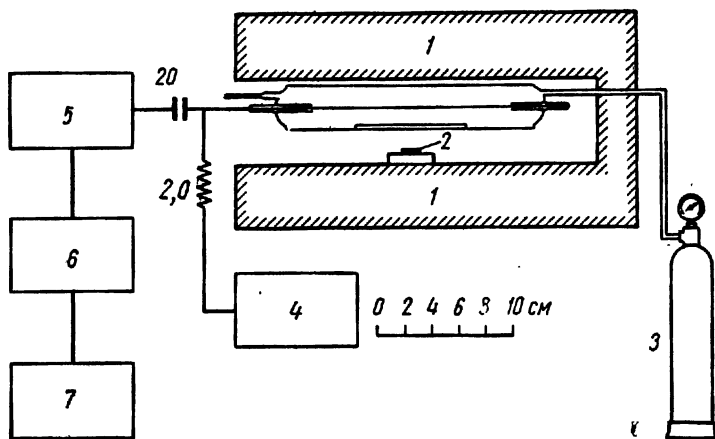


Рис. 155. Схема измерительной установки пропорционального  $\beta$ -счетчика с атмосферным давлением  $\text{CH}_4$ . Окно счетчика  $80 \times 20$  мм:

1 — свинец; 2 — препарат; 3 — технический метан; 4 — высоковольтный стабилизатор; 5 — 100-кратный усилитель; 6 — дискриминатор; 7 — пересчетная схема.

Для измерений с точностью, близкой к 1%, эта установка может работать без специальных мер предосторожности. Но для точных измерений необходимо учитывать изменение характеристик с увеличением числа импульсов. В данном случае плато смещается в сторону высоких напряжений, что объясняется небольшим утолщением нити из-за осаждения на ней твердых продуктов распада метана.

Преимущество использования высоких давлений газа состоит в том, что свободный пробег  $\beta$ -частиц малой энергии будет в большинстве случаев полностью заканчиваться в газе. Интересная установка, в которой большие длины свободного пробега заканчиваются в газе, предложена Вильсоном и Курраном [91]. Пропорциональный счетчик длиной 20 см и диаметром 14 см, наполненный смесью аргона (3,5 атм) и метана (20%), помещается в магнитное поле, параллельное нити. Препарат располагается в рабочем объеме счетчика. Траектории  $\beta$ -частиц «закручиваются» внутри счетчика.

Метановые счетчики нашли специальное применение для измерения  $C^{14}$  и  $H^3$ , а с добавкой  $H_2S$  также и для  $S^{38}$  [92, 93]. Робинсон [94] довольно подробно описал случай добавки в метан

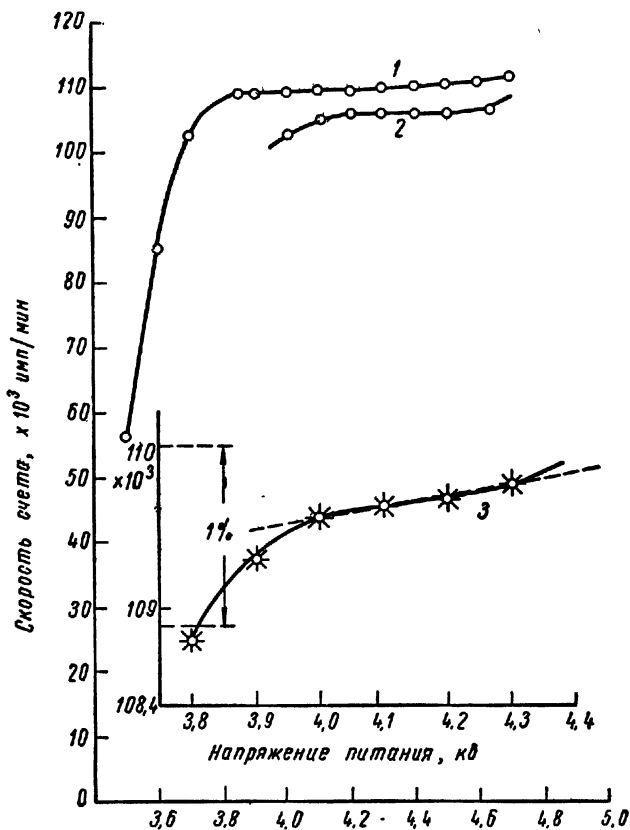


Рис. 156. Счетные характеристики метанового счетчика с атмосферным давлением:

1 — нормальная характеристика; 2 — характеристика после  $1,6 \cdot 10^9$  импульсов; 3 — подъем плато.

третия. Минимально обнаруживаемая концентрация при точности в 1% составляла  $6 \cdot 10^{-10}$  кюри/мл. При измерениях  $H^3$  и  $C^{14}$  прекрасно себя зарекомендовал также этан [95].  $CO_2$ -счетчики с давлением в 1 атм или более были рассмотрены выше.

## 5. Измерение абсолютной интенсивности $\beta$ -препаратов

### а) Счетчики с полным углом охвата; $4\pi$ -счетчики

Прямые и во многих случаях наиболее точные методы определения скорости распада радиоактивного вещества состоят в измерении общего числа всех  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц, вылетающих во всех

направлениях. Для этого вещество помещают внутрь детектора, причем между радиоактивным веществом и счетчиком должно находиться возможно меньшее количество поглощающей энергии.

**4л-Счетчики.** Хаксель и Хоутерманс [96] применяли счетчик с двумя нитями, параллельными оси счетчика (рис. 157). Фольга с радиоактивным веществом располагалась симметрично между обоими образованными таким образом полуцилиндрическими счетчиками. Фольга должна быть возможно более тонкой. Поглощение и рассеяние  $\beta$ -частиц в фольге следует рассмотреть особо [97, 98]. При тонких фольгах различие в скорости счета обоих счетчиков полностью объясняется рассеянием.

Различные конструкции подобных счетчиков были описаны Путманом [1, стр. 822] и Хустером [99]. Оба счетчика должны быть максимально симметричными, иметь возможно близкие счетные области, одинаковое газовое наполнение. Их, конечно, можно использовать и как пропорциональные счетчики [1, 100].

Существенным преимуществом этих газовых 4л-счетчиков является стабильность и простота используемых электрических схем. Особое внимание следует обратить на восстанавливаемость используемого газового наполнения.

Катоды не обязательно должны быть цилиндрическими. Они могут иметь и прямоугольное сечение [101]. Юргенсенем и Вайссом [102] была предложена система с несколькими нитями. В других счетчиках вместо полуцилиндрических использовались полушаровые катоды. Нить счетчика имела в этом случае вид петли [100, 103]. С подобными счетчиками Зелигер [104] достиг точности в несколько процентов.

Для измерения  $\gamma$ -лучей можно применять простую схему, показанную на рис. 158. 2л-счетчики различных видов применялись Куртисом [34].

**4л-Сцинтилляционные счетчики.** Такие счетчики получают, если радиоактивное вещество, помещенное, например, между двумя тонкими фольгами, погрузить в жидкий фосфор [105]. Тщательные исследования Зелигера [106] показали, что хотя этот метод не так хорош, как для газоразрядных счетчиков, но он применим для  $\beta$ -излучений больших энергий.

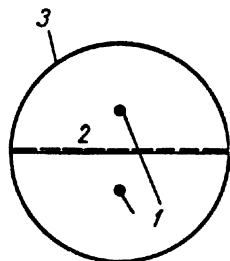


Рис. 157.  $\beta$ -Счетчик с полным охватом телесного угла:

1 — анод; 2 — пре-  
парат; 3 — катод.

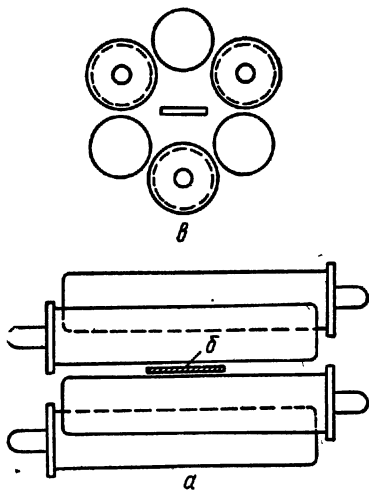


Рис. 158. Цилиндрический 4л-  
счетчик:

а — вид сбоку; б — препарат;  
в — вид спереди.

Вместо жидкого фосфора можно использовать два антраценовых кристалла, между которыми помещается препарат. Каждый кристалл антрацена сочленен с умножителем. Благодаря этому можно оба сцинтилляционных счетчика включить параллельно или на совпадения. Оба метода имеют преимущества и недостатки. Преимущество метода совпадений в том, что он позволяет уменьшить шумы. Но для регистрации совпадения свет должен попасть в оба кристалла, что часто осуществляется неравномерно и может приводить к просчету совпадений.

Авторы указывают как нижний предел пороговой чувствительности энергии  $\beta$ -частиц 2,2 кэв, в то время как с пропорциональным счетчиком можно еще регистрировать частицы с энергией, близкой к 0,2 кэв.

Для исследования  $\beta$ -излучения слабой интенсивности Кетелле [107] применял спектрометр, устройство которого аналогично описанной выше установке. Он состоял из кристалла (куб с ребром 1 см), распиленного на две части, между которыми помещался исследуемый препарат. В этой установке необходим только один умножитель. Преимущество подобной установки состоит в том, что вся энергия  $\beta$ -частиц уходит на образование световых вспышек в кристалле. В таких случаях интенсивность сцинтилляций пропорциональна энергии  $\beta$ -частиц вплоть до малых энергий [108].

Применение жидких сцинтилляторов позволяет создавать установки с телесным углом, близким к  $4\pi$ , даже в случае  $\gamma$ -излучателей больших размеров (например, животные). Сцинтиллирующее вещество окружает объект цилиндрическим чехлом, толщина стенок которого должна быть достаточной для того, чтобы поглотить все  $\gamma$ -лучи, испускаемые объектом. Свинцовый поглотитель экранирует установку от окружающего излучения. К жидкому сцинтиллятору должно примыкать большое число умножителей. Эта система с успехом применялась для решения других проблем, например для обнаружения свободного нейтрино.

Собственное поглощение объекта можно вычислить, а эффективный телесный угол оценить приблизительно или определить из калибровочного эксперимента. Была описана подобная аппаратура для медицинских целей [109], а также сообщалось об опыте работы с жидкими сцинтилляторами больших размеров [110].

### *б) Измерения торцовыми счетчиками*

Абсолютные измерения  $\beta$ -лучей можно также проводить на торцовых счетчиках с тонкими окнами. Для того чтобы можно было с некоторой точностью определить фактическое число замеченных частиц, необходимо внести ряд корректив в результаты замеров. Измерительная установка схематически представлена на рис. 159. Под окном торцового счетчика диаметром 20 мм

на расстоянии в несколько миллиметров располагается  $\beta$ -препарат. Последний должен быть нанесен возможно более равномерным тонким слоем, например, на пленку цапон-лака. Протяженность препарата обычно составляет несколько миллиметров. Часто еще требуется знать энергию  $\beta$ -излучателей, которая определяется по поглощению в алюминиевом экране.

Если  $Z_0$  — абсолютное число частиц, испускаемое препаратом, а измеренное число их равно  $Z_{\text{изм}}$ , то можно записать [76]:

$$Z_{\text{изм}} = Z_0 f_1 f_2 f_3 f_4 f_5 f_6.$$

Функции  $f_j$  показывают, в какой степени отношение измеренного числа частиц к действительному при выбранных условиях эксперимента отлично от единицы. Перечислим лишь основные источники ошибок.

Величина  $f_1$  — поправочный коэффициент, который следует ввести из-за ограниченной разрешающей способности счетчика и регистрирующих устройств.

Коэффициент  $f_2$  показывает изменение интенсивности из-за поглощения  $\beta$ -частиц в воздухе, в материале окна счетчика (например, Al) и в алюминиевых поглотителях. Было показано, что снижение интенсивности зависит от того, где установлен этот поглотитель. Как показано на рис. 160, поглощение  $\beta$ -излучения RaE в алюминии является функцией толщины поглотителя для случая, когда RaE нанесен на листок алюминия

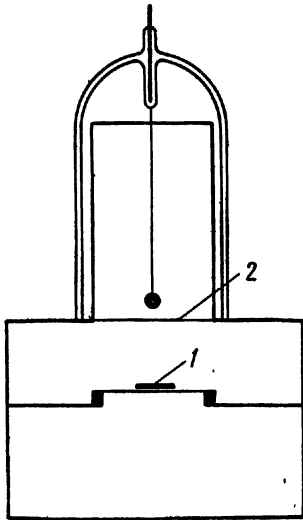


Рис. 159. Установка для исследования  $\beta$ -лучей:

1 — препарат; 2 — окно.

толщиной 1 мм, расположенный на расстоянии 16 мм от окна. Толщина окна и промежуточный слой воздуха равны примерно 7 мг/см<sup>2</sup> алюминия. Если все алюминиевые фольги расположить на расстоянии 1 мм от окна счетчика, получится кривая А. Если же все поглотители расположены прямо над препаратом, получается кривая Б. Таким образом, характер кривых поглощения сильно зависит от условий эксперимента. Для того чтобы получить абсолютную интенсивность (поглощение равно нулю), необходимо экстраполировать кривые до нуля. Отсюда возникает определенная неточность этого измерения, оцениваемая в несколько процентов.

Коэффициент  $f_3$  дает поправку на рассеяние  $\beta$ -частиц в воздухе на пути от препарата к окну счетчика. Это рассеяние зависит еще от энергии  $\beta$ -лучей. Если расстояние препарата от окна счетчика не слишком мало (например, больше 15 мм),  $f_3$  в общем случае лишь немногим больше единицы. Например,  $f_3 = 1,02$  для  $\beta$ -лучей  $P^{32}$  при расстоянии от препарата, равном 5 см.

Величина  $f_4$  представляет собой поправку, которую необходимо ввести, чтобы учесть поглощение и рассеяние  $\beta$ -лучей в материале самого препарата. Для того чтобы эта поправка была мала, радиоактивное вещество рекомендуется смешивать с возможно меньшим количеством вещества-подложки и равномерно тонким слоем распределять препарат по поверхности подложки. Если, например, толщина препарата равна всего лишь  $0,1 \text{ мг/см}^2$ , этой поправкой можно пренебречь. Для «толстых» препаратов поправку опреде-

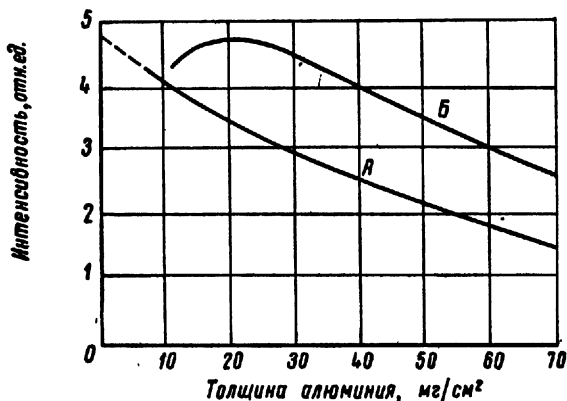


Рис. 160. Уменьшение интенсивности  $\beta$ -излучения при поглощении в алюминии.

ляют экспериментально следующим образом. Одинаковые количества радиоактивного вещества смешивают с различными количествами вещества-носителя и измеряют число регистрируемых частиц. Затем кривую экстраполируют до пренебрежимо малых количеств вещества-носителя.

Коэффициент  $f_5$  необходимо ввести вследствие увеличения числа регистрируемых частиц, вызванных обратным рассеянием  $\beta$ -частиц от подложки. Эта поправка значительно больше предыдущих. Обратное рассеяние зависит от энергии  $\beta$ -частиц, вида и толщины подложки и расстояния препарата от окна счетчика. Если удастся нанести радиоактивный препарат на очень тонкую пленку (из цапон-лака, слюды и т. п.) без дополнительной укрепляющей подложки, тогда  $f_5$  близко к единице. На рис. 161 показана зависимость коэффициента обратного рассеяния на нескольких материалах (практически бесконечно большой толщины) от энергии частиц. На рис. 162 нанесена зависимость  $f_5$  от порядкового номера рассеивающего материала для  $\beta$ -излучения  $\text{P}^{32}$  ( $\beta_{\text{макс}} = 1,7 \text{ Мэв}$ ). Наконец, на рис. 163 показана зависимость обратного рассеяния  $\beta$ -лучей от  $\text{RaE}$  ( $\beta_{\text{макс}} = 1,17 \text{ Мэв}$ ) для нескольких материалов как функция расстояния препарата от счетчика. Из приведенных кривых следует, что для энергий  $\beta$ -частиц, превышающих  $0,1 \text{ Мэв}$ ,

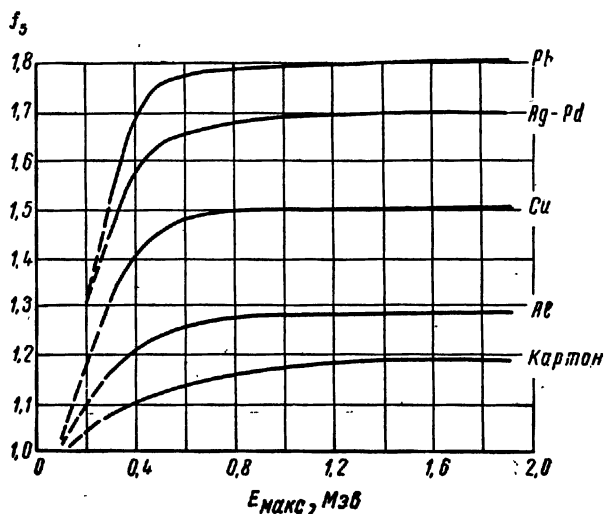


Рис. 161. Коэффициент обратного рассеяния как функция максимальной энергии  $\beta$ -лучей.

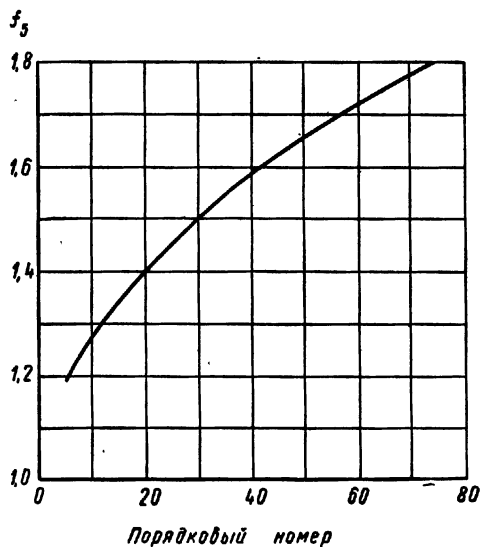


Рис. 162. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от порядкового номера материала подложки.



во всех случаях необходимо вносить существенные поправки [48, 111].

Коэффициент  $f_6$  учитывает те частицы, которые излучаются препаратом в телесном угле, охваченном счетчиком. Телесный угол можно вычислить по формуле (56). Кроме того, этот коэффициент определяет порог срабатывания счетчика. Для  $\beta$ -излучения порог можно положить равным единице. Вблизи стенок счетчика он

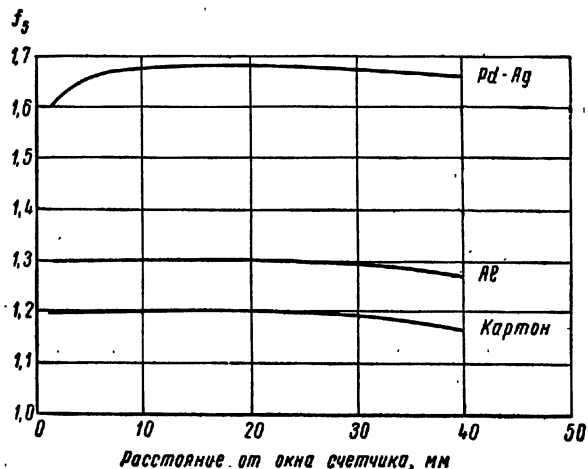


Рис. 163. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от расстояния до препарата.

несколько снижается: приблизительно до 90% для аргон-спиртовых счетчиков и счетчиков, наполненных смесью ксенона, кислорода и азота [112], и значительно сильнее для галогенных счетчиков. Совместное влияние всех этих факторов (геометрия счетчика, поглощение лучей в воздухе, вид подложки и возможная оболочка препарата из тонкой защитной фольги) было весьма основательно изучено Апсоном [113]. Пока речь идет об однородном  $\beta$ -спектре с учетом максимальной энергии  $\beta$ -излучения, эти соотношения еще могут быть истолкованы однозначно. Результаты измерений будут весьма неопределенны при особом (запрещенном) спектре. В этом случае необходимо прибегать к калибровочным измерениям. В ряде работ [98, 114, 115] имеются многочисленные указания, касающиеся сложной проблемы исследования  $\beta$ -излучения из плоских толстых слоев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Siegbahn K. Beta- and gamma-ray-spectroscopy. Amsterdam, 1955.
2. Cuggan S. C., Rae E. R. Analysis of the impulses from GM-tubes. Rev. Scient. Instrum., 18, 871 (1947).
3. Spatz W. D. The factors influencing the plateau of selfquenching Geiger Müller counters. Phys. Rev., 64, 236 (1943).

4. Brown S. C., Elliot L. A., Evans R. D. *Rev. Scient. Instrum.*, **13**, 147 (1942).
5. Friedman H. Geiger counter tubes. *Proc. IRE*, **37**, 791 (1949).
6. Collinge B. Hydrogen filled Geiger counter. *Proc. Phys. Soc.*, **63**, 665 (1950).
7. Rose M. E., Ramsey W. E. On the time lags in coincident discharges of Geiger—Müller counters. *Phys. Rev.*, **59**, 616 (1941).
8. Simpson J. A. Air proportional counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **19**, 733 (1948).
9. Brubaker G., Pollard E. Properties of the proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **8**, 255 (1937).
10. Tongiorgi V. C., Hayakawa S., Widgost M. High pressure BF<sub>3</sub> proportional counters. *Rev. Scient.*, **22**, 899 (1951).
11. Trost A. Über Zählrohre mit Dampfzusatz. *Z. Phys.*, **105**, 399 (1937).
12. Korff S. A. The operation of proportional counters. *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 1 (1942).
13. Pontecorvo B. Recent developments in proportional counter technique. *Helv. phys. acta*, **23**, Suppl. 3, 97 (1950).
14. Curran S. C., Angus J., Cockroft A. L. Investigation of soft radiation  $\beta$ -proportional counters. *Philos. Mag.*, **40**, 36 (1949).
15. Burke W. H., Meinsheim W. G. C<sup>14</sup> dating with a methane proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 1137 (1955).
16. Rose M. E., Korff S. A. An investigation of the properties of proportional counters. *J. Phys. Rev.*, **59**, 850 (1939).
17. Simpson J. A. A precision  $\alpha$ -proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 884 (1947).
18. Price W. J. Nuclear radiation detection. McGraw-Hill, N. Y., 1948.
19. Blaise D. Etude de deterioration des compteurs de GM à cathode externe remplis de méthane. *J. Phys. et radium*, **10**, 411 (1949).
20. Korff S. A., Krumbein A. D. Tests of self-regenerating fillings for Geiger counters. *Phys. Rev.*, **76**, 1412 (1949).
21. Neuert H., Geerk J. Über das Verhalten von Zählrohren mit NH<sub>3</sub>-Füllung. *Ann. Phys.*, **8**, 93 (1950).
22. Barker H. Radiocarbon dating: Large scale preparation of acetylene from organic material. *Nature*, **172**, 631 (1953).
23. Crathorn A. R. Use of an acetylene-filled counter for natural radiocarbon. *Nature*, **172**, 632 (1953).
24. Suess H. E. *Science*, **120**, 5 (1954).
25. Morganstern K. H., Cowan C. L., Hughes A. L. A note on ethylene selfquenching GM counters. *Phys. Rev.*, **74**, 499 (1948).
26. Fünfer E., Neuert H. Über das Verhalten von Zählrohren mit reiner-Dampf-füllung im Proportional- und Auslösebereich. *Z. angew. Phys.*, **2**, 241 (1950).
27. Meaker C. L., Wu C. S., Rainwater L. J. Characteristics of Geiger counters filled with lead tetra methyl vapor. *Phys. Rev.*, **73**, 1240 (1948).
28. Keston A. *Rev. Scient. Instrum.*, **14**, 293 (1943).
29. Mann W. B., Parkinson G. B. A Geiger—Müller counting unit and external quenching equipment for the estimation of C<sup>14</sup> in CO<sub>2</sub>. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 41 (1949).
30. Brown S. C., Miller W. W. CO<sub>2</sub>-filled GM counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 496 (1947).
31. Weisz P. B. Starting potential of the GM counter discharge. *Phys. Rev.*, **74**, 1807 (1948).
32. Neuert H., Gutbier H. Über Zählrohre mit Methylen-Halogenen als Dampfzusatz. *Z. Phys.*, **133**, 451 (1952).
33. Simpson J. A. The theory and properties of low voltage radiation counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 558 (1950).
34. Curtis M. L. et al. Absolute alpha counting. *Nucleonics*, **13**, No. 5 (1955).
35. Shore L. S. Longlived self quenching counter filling. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 956 (1949).

36. Riedel O. Geiger-Zählrohre mit Xenon-Sauerstoff-Füllung. *Z. Naturforsch.*, **5a**, 331 (1950).
37. Allen I. S., Alvarez L. W. A thin wall Geiger counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **6**, 329 (1935).
38. Libby W. F. Radiocarbon dating, 2. Aufl. Chicago, 1955.
39. Donald J. S. Sealing mica to glass or metal to form a vacuum tight joint. *Rev. Scient. Instrum.*, **13**, 266 (1942).
40. Wu C. S., Meaker C. L., Classford H. Thin window counter with special mica-to-glass seal. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 693 (1947).
41. Beyster J. B., Wiedenbeck M. L. Cell type gamma counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **19**, 819 (1948).
42. Hermesen J. et al. Parallel plate tube. *Proc. Int. Conf. on the peaceful Uses of Atomic Energy*, **14**, 275 (1956).
43. Senette F. E., Havercroft W., Hernandez P. Construction of  $\beta$ -Geiger counters from prefabricated thin wall tubing. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 370 (1949).
44. Rae E. R. A thin window miniature GM counter. *J. Scient. Instrum.*, **27**, 143 (1950).
45. Lynch F. J., Baumgardner I. B. Improved alpha air proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 1134 (1955).
46. Tait J. F., Haggis G. H. *J. Scient. Instrum.*, **26**, 269 (1949).
47. Libby W. F., Lee D. D. Energies of the soft  $\beta$ -radiations of Rb and other bodies. Method of their determination. *Phys. Rev.*, **55**, 245 (1939).
48. Nader J. S., Hagee G. R., Selter L. R. Evaluating the performance of the internal counter, *Nucleonics*, **12**, No. 4, 29 (1954).
49. Nilsson G., Aniansson G. Proportional flow counter with high humidity gas. *Nucleonics*, **13**, No. 2 (1955).
50. Trost A. Die Entwicklung des Zählrohrs zum werkstattgerechten Prüfgerät. VDI-Verlag, Berlin, 1940.
51. Graf T. Construction and performance of a multiple  $\gamma$ -ray counter of high efficiency. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 289 (1950).
52. Slätis H. Experiments on the possibility of increasing the efficiency of  $\gamma$ -counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 353 (1949).
53. Diamond J. W. High resolving power curved crystal focusing spectrometer for short wavelength X-rays and  $\gamma$ -rays. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 626 (1947).
54. Lind D. A. Design and performance of a multicellular Geiger counter for  $\gamma$ -radiation. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 233 (1949).
55. Lindemann R., Trost A. Feinstrukturforschung mit Röntgenstrahlen. *Z. Phys.*, **115**, 456 (1940).
56. Rajewsky B. Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes. G. Braun, Karlsruhe, 1957.
57. Wilhelmi H. Zählrohrmessung und Röntgeneinheit. *Z. techn. Phys.*, **16**, 2 (1935).
58. Rajewsky B., Dorneich M., Dreblow W. Ein Kugelzähler für Strahlenschutzmessungen. *Naturwissenschaften*, **30**, 332 (1942).
59. Glocker R., Frohmeyer G., Berthold R., Trost A. Ein in bezug auf die Röntgeneinheit wellenlängenunabhängiges Zählrohr. *Naturwissenschaften*, **39**, 233 (1952).
60. Trost A., Berthold R. *Z. Vereines dtsch. Ingr.*, **93**, 73 (1951).
61. Glocker R. Über das Grundgesetz der physikalischen Wirkungen von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge. *Z. Phys.*, **136**, 352 (1953).
62. Rajewsky B. Über einen empfindlichen Lichtzähler. *Phys. Z.*, **32**, 121 (1931); *Z. Phys.*, **63**, 576 (1930); Anordnung zur Messung kleinster Lichtintensitäten. *Z. Phys.*, **63**, 576 (1930).
63. Locher G. L. Photoelectric quantum counters for ultraviolet and visible light. *Phys. Rev.*, **43**, 525 (1932).
64. Christoph O. Untersuchungen an Zählrohren mit alkalischen Kathoden. *Ann. Phys.*, **23**, 747 (1935).
65. Neuert H. Nachwirkungseffekte an UV-empfindlichen Zählrohren, *Z. Naturforsch.*, **3a**, 221 (1948).

66. Kreuchen K. H. Messung geringer Lichtintensitäten mit Hilfe von Zählrohren. *Z. Phys.*, **97**, 625 (1936).
67. Mandeville C. E., Scherb M. V. Photosensitive Geiger counters: Their application. *Nucleonics*, **7**, No. 11, 34 (1950).
68. Scherb M. V. Photoelectric effect in self quenching Geiger Müller counters. *Phys. Rev.*, **73**, 86 (1948).
69. Albrecht H. O., Mandeville C. E. The nature of the photosensitivity of Geiger counters. *J. Franklin Inst.*, **265**, 473 (1958).
70. Curran S. C., Reid J. M. The properties of some new types of counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **19**, 67 (1948).
71. Bradley G. E., Wiedenbeck M. L. Delays in rectangular Geiger counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 841 (1949).
72. Salvini G. Some Geiger Müller and proportional counters of spherical shape. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 494 (1947).
73. Geiger H., Müller W. Technische Bemerkungen zum Elektronenzählrohr. *Phys. Z.*, **30**, 489 (1929).
74. Rajewsky B. Geiger—Müller-Zählrohre im Dienste des Bergbaus. *Z. Phys.*, **120**, 627 (1943).
75. Dreblow W., Rajewsky B. Ein richtungsabhängiges Zählrohr. *Naturwissenschaften*, **28**, 92, 93 (1940).
76. Burtt B. P. Absolute  $\beta$ -counting. *Nucleonics*, **4**, No. 2, 28 (1949).
77. Graf W. L., Colmar C. L., Whitney B. Relative sensitivities of windowless and end-window counters, *Nucleonics*, **9**, No. 4, 22 (1951).
78. Cook G. B., Duncan J. E., Hewitt M. A. Geometrical efficiency of end window GM counters. *Nucleonics*, **8**, No. 1, 24 (1951).
79. Krakau G., Schneider H. Empfindliche Messmethoden für Radio-kohlenstoff. *Atomkernenergie*, **3**, 515 (1958).
80. Hurst W. M. Monitoring of liquids of radioactivity. *Nucleonics*, **11**, No. 8, 34 (1953).
81. Neuert H., Henschen H. Über die Messung sehr schwacher Intensitäten radioaktiver Substanzen in Flüssigkeiten mit einem dauerregistrierenden Szintillationszähler. *Industrie-Elektronik*, **5**, Heft 3, 1 (1957).
82. Volchok H. L., Kulp J. L. Low level beta counter for routine radiochemical measurements. *Nucleonics*, **13**, No. 8, 49 (1955).
83. Weiner E. V., Peterson R. E. GM well counter for determining activity in large volumes. *Nucleonics*, **13**, No. 7, 54 (1955).
84. Bale W. F., Haven F. L., Lefevre M. L. Apparatus for the rapid determination of  $\beta$ -ray activity in solutions. *Rev. Scient. Instrum.*, **10**, 193 (1939).
85. Barnes A. H. Thin wall Geiger Müller counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **7**, 107 (1936).
86. Haxel O. *Verh. d. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Tag. Ber.*, Hamburg, 1957.
87. Curtiss L. F. Miniature Geiger Müller counter. *J. Res. Nat. Bur. Standards*, **30**, 157 (1943).
88. Robinson C. V. Small probing counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 82 (1950).
89. Bernstein W., Ballentine R. Gas phase counting of low energy  $\beta$ -emitters. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 158 (1950).
90. Koester L., Maier-Leibnitz H. Genaue Zählung von  $\beta$ -Strahlen mit  $\beta$ -Proportionalzählrohren. *Sitz.-Ber. Heidelberger Akad. Math.-naturw. Kl.* **5**. Abh. (1951).
91. Wilson H. W., Curran S. C. The radiations of  $Hg^{208}$  as observed by a new method. *Philos. Mag.*, **42**, 762 (1951).
92. Bernstein W., Ballentine R. A methane flow  $\beta$ -proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 347 (1950). — Gas phase counting of low energy  $\beta$ -emitters. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 158 (1950).
93. Robinson C. V. A methane proportional method for the assay of tritium. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 353 (1951).
94. Robinson C. V. Improved methane proportional counting method for tritium assay. *Nucleonics*, **13**, No. 11, 90 (1955).

95. Faltings V. Die Messung natürlicher  $C^{14}$ -Aktivitäten im Proportionalzählrohr. Naturwissenschaften, 39, 378 (1952).
96. Haxel O., Houtermans, Gleichzeitige Emission von zwei Elektronen beim radioaktiven Zerfall des  $Rb^{87}$ . Z. Phys., 124, 705 (1948).
97. Houtermans F. G., Meyer-Schützmeister L., Vincent D. H. Absoluteichungen energiereicher  $\beta$ -Strahler mit dem  $4\pi$ -Zähler. Z. Phys., 134, 1 (1952). — Absoluteichungen energieärmer  $\beta$ -Strahler mit dem  $4\pi$ -Zähler. Z. Phys., 134, 9 (1952).
98. Leistner M. Der absolute Wirkungsgrad einer Zählrohrmessung zur Absoluteichung radioaktiver Isotope und für andere quantitative Untersuchungen. Z. Phys., 141, 463 (1955).
99. Beckmann W., Huster E. Ein  $4\pi$ -Proportionalzählrohr zur Untersuchung flüssiger energieärmer  $\beta$ -Strahler mit komplexem Zerfallschema. Z. Naturforsch., 10a, 85 (1955).
100. Seliger H. H., Cavallo L. J. Res. Nat. Bur. Standards, 47, 41 (1951).
101. Cohen M. R. Sur un type de compteur permettant la mesure absolue du nombre de désintégration se produisant dans une source radioactive  $\beta$ . C. r. Akad. sci., Paris, 229, 356 (1949).
102. Jürgensen H., Weiss H. M. Untersuchungen an Geiger—Müller-Zählern mit mehreren Drähten, Z. Naturforsch., 6a, 694—698 (1951).
103. Mann W. B., Seliger H. H. J. Res. Nat. Bur. Standards, 50, 197 (1953).
104. Seliger H. H., Schwebel A. Standardization of beta-emitting nuclides. Nucleonics, 12, No. 7, 55 (1954).
105. Belcher E. H. J. Scient. Instrum., 30, 286 (1953).
106. Smith C. C., Seliger H. H., Steyn J. Efficiency of  $4\pi$ -crystal-scintillation counting: I. Exp. technique and results. J. Res. Nat. Bur. Standards, 57, 251 (1956).
107. Kettle B. H. The  $Ca^{45}$ -beta-distribution obtained in a split crystal scintillation spectrometer. Phys. Rev., 80, 758 (1950).
108. Hoffmann K. W. Zur Isomerie von Indium $^{114}$ . Z. Phys., 148, 298 (1957).
109. Van Dilla M. A., Schuch R. L., Anderson E. C. A large  $4\pi$ -gamma-ray detector. Nucleonics, 12, No. 9, 22 (1954).
110. Harrison F. B., Cowan C. L., Reines F. Large volume liquid scintillators: Their applications. Nucleonics, 12, No. 3, 44 (1954).
111. Zumwalt L. R. US Atomic Energy Comm. Doc. AECU-567 (1950).
112. Amith A., Meincke W. W. Radial response of typical endwindow GM tubes. Nucleonics, 11, No. 5, 60 (1953).
113. Upton U. L. Evaluating beta energy dependence in end window GM tubes. Nucleonics, 11, No. 12, 49 (1953).
114. Baker R. G., Katz L. Absolute beta counting of thick planar samples. Nucleonics, 11, No. 2, 14 (1953).
115. Softky S. D., Nather R. E. Low background counter for solid  $\beta$ -emitting samples. Nucleonics, 15, No. 5, 90 (1957).

## Б. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

### 1. Нейтронные счетчики

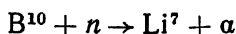
#### *а) Регистрация медленных нейтронов (счетчики, наполненные $BF_3$ )*

Способы регистрации медленных нейтронов, энергия которых близка к тепловой, основаны на высокой вероятности их захвата некоторыми элементами, в частности литием и бором. При захвате

происходят ядерные реакции, сопровождающиеся испусканием ионизирующих частиц, которые легко регистрируются. Так, для лития имеет место реакция



сопровождающаяся освобождением кинетической энергии 4,76 Мэв. Для бора реакция имеет вид



с освобождением энергии 2,78 Мэв. Частицы  $\text{H}^3$  (соответственно  $\text{Li}^7$ ) и  $\alpha$  разлетаются в противоположных направлениях.

На поверхность катода счетчика можно нанести соответственно слой лития, бора или их соединений, причем толщина слоя не должна превышать длины пробега  $\alpha$ -частиц. Например, в боре длина пробега составляет  $9,1 \cdot 10^{-4}$  см, что соответствует слою  $1 \text{ мг/см}^2$ . Для простой регистрации нейтронов достаточно наполнить счетчик обычной газовой смесью. При этом каждая ионизирующая частица, образовавшаяся под действием нейтронов, инициирует один импульс. Но в таком счетчике невозможно отличить импульсы, обусловленные нейтронами, от импульсов, вызванных другими частицами. Если, как это часто бывает, интенсивность нейтронного потока мала, то результат измерений искажается вследствие фона.

Поэтому счетчики с катодом из бора или лития чаще используются в режиме пропорционального газового усиления. Число пар ионов, образуемых  $\alpha$ -частицей из реакции  $\text{B}^{10} + n$ , может достигать 50 000. Для регистрации такого большого количества ионов достаточно невысокого газового усиления, при котором фон еще мал.

Однако катоды из бора или лития имеют существенный недостаток, заключающийся в том, что длина пути отдельных  $\alpha$ -частиц в слое различна и зависит от их начального направления, т. е. их энергии и ионизирующие способности в газе счетчика также различны. Этот недостаток можно устранить, если ядерная реакция будет происходить целиком в объеме газа-наполнителя счетчика. Если давление газа выбрать так, что пробег частиц будет меньше междуэлектродного расстояния, то амплитуда всех импульсов будет одинаковой.

Устойчивые газообразные соединения лития неизвестны. Из борсодержащих газов в основном применяется  $\text{BF}_3$ . Тормозная способность  $\text{BF}_3$  для  $\alpha$ -частиц в 2,13 раза превышает таковую для воздуха. Из освобождающейся при реакции  $\text{B}^{10} + n$  энергии 2,78 Мэв  $\alpha$ -частице сообщается 1,46 Мэв, а частице  $\text{Li}^7$  — 0,84 Мэв; эта энергия расходуется на образование ионных пар.

Число импульсов  $N$ , вырабатываемых в 1 сек счетчиком, наполненным  $\text{BF}_3$ , равно числу ядерных реакций в его чувствительном объеме. Если  $i_n$  — плотность потока нейтронов, проходя-

ших через счетчик, на  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ сек}$ , а  $v$  — скорость нейтронов, то число импульсов

$$n_v \Delta v = i_v Z_B \sigma_v \Delta v. \quad (58)$$

Здесь  $Z_B$  — число атомов В в чувствительном объеме сечением  $1 \text{ см}^2$ ,  $\sigma_v$  — сечение ядерной реакции для нейтронов, скорости которых равна  $v$ . Поток нейтронов и эффективное сечение сильно зависят от скорости нейтронов; для медленных нейтронов  $\sigma_v \approx \frac{1}{v}$ . Обозначив плотность нейтронов  $q_v$  (причем  $i_v = q_v v$ ), получим

$$n_v \Delta v \approx q_v Z_B \Delta v.$$

Учитывая все скорости  $v$  вплоть до  $v_{\text{макс}}$ , получим

$$N = \int_0^{v_{\text{макс}}} n_v dv \approx \int_0^{v_{\text{макс}}} q_v Z_B dv = Z_B \int_0^{v_{\text{макс}}} q_v dv.$$

Последний интеграл выражает суммарную плотность нейтронов всех имеющих скорости. Следовательно, этим способом измеряется число соударений, которое пропорционально плотности нейтронов [1].

Из общего числа нейтронов, обладающих скоростью  $v$  и составляющих поток  $i_v \Delta v$ , будет зарегистрирована только часть, равная

$$\frac{n_v \Delta v}{i_v \Delta v} = Z_B \sigma_v.$$

Чувствительность счетчика будет тем больше, чем больше число атомов В в объеме, пронизываемом нейтронами. Нормальный бор, содержащий 18,8% участвующего в реакции  $\text{B}^{10}$ , имеет для тепловых ( $E_n \approx 0,025 \text{ эв}$ ) нейтронов эффективное сечение  $\sigma_n = 670 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . Если длина пролета нейтрона составляет  $l \text{ см}$  при давлении  $1 \text{ ат}$ , то эффективность

$$Z_B \sigma_n = l \cdot 2,705 \cdot 10^{19} \cdot 6,70 \cdot 10^{-22} = l \cdot 1,8 \cdot 10^{-2}.$$

С увеличением скорости нейтронов эффективность счетчика снижается в соотношении  $v_n/v$ . Эффективность счетчика можно увеличить путем увеличения содержания  $\text{B}^{10}$ .

Приборы, наполненные  $\text{BF}_3$ , часто употребляются как обычные ионизационные камеры; конструктивно они выполняются аналогично цилиндрическим счетчикам. Такие счетчики можно использовать также в начале их пропорциональной области при усилении 10—100. Счетчики наполняются либо чистым обезвоженным  $\text{BF}_3$ , либо смесью  $\text{BF}_3$  и аргона при давлении 0,25—1 ат. При диаметре полезного объема 25 мм, длине 200 мм, диаметре нити 0,25 мм и напряжении питания около 2700 в газовое усиление счетчика равно 10. Оправдали себя стеклянные счетчики, катодом которых служит графитовое внутреннее покрытие, а анодом — платиновая проволока [2]. На рис. 164 показано распределение импульсов

по амплитуде (приведенной к энергии частиц) для счетчика, наполненного обогащенным  $\text{BF}_3$  и облучаемого медленными нейтронами [3].

В связи с тем что  $\text{BF}_3$  легко захватывает электроны, амплитуда импульсов на выходе счетчика может оказаться невоспроизводи-

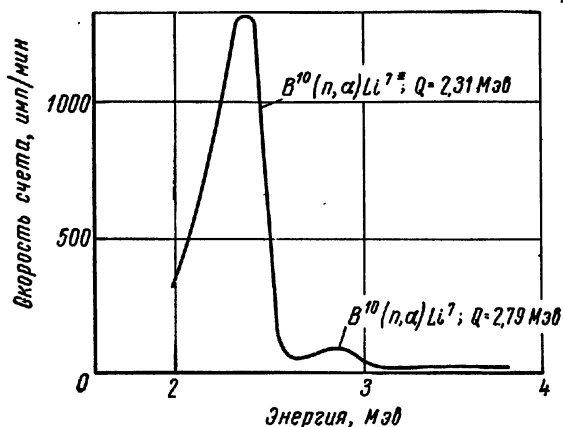


Рис. 164. Распределение импульсов по амплитуде при облучении медленными нейтронами счетчика, наполненного обогащенным  $\text{BF}_3$ .

мой. Проводились исследования нейтронных счетчиков, наполненных  $\text{B}_2\text{H}_6$  [4, 5] или эфиром  $\text{B}(\text{OCH}_3)_3$ , которые не обладают этим недостатком; однако давление паров эфира при комнатной температуре равно лишь  $100 \text{ мм рт. ст.}$  Применяемый в последнее время триметилбор  $\text{B}(\text{CH}_3)_3$  обеспечивает хорошие счетные свойства при атмосферном давлении [6, 7].

#### б) «Всеволновый» счетчик нейтронов

Хансен и Маккиббен [8] описали устройство счетчика, обладающего равной вероятностью регистрации нейтронов в диапазоне  $0,1\text{—}10 \text{ МэВ}$ . Такие счетчики широко применяются в лабораторных измерителях нейтронного излучения [9—11]. Собственно счетчик, наполненный  $\text{BF}_3$ , имеет длину  $300 \text{ мм}$  и диаметр  $15\text{—}25 \text{ мм}$ ; он помещается в парафиновый цилиндр (рис. 165). Кроме нейтронов, непосредственно попадающих в счетчик, он регистрирует, притом с большей эффективностью, еще те нейтроны, которые замедлены в парафине. Этим и обусловлен широкий энергетический диапазон счетчика. Для того чтобы уменьшить число тепловых нейтронов, попадающих в счетчик сбоку, парафиновый цилиндр окружают кадмиевым кожухом, поверх которого помещают второй слой парафина. Подобный счетчик имеет плато в пропорциональной области между  $1400$  и  $1800 \text{ в}$ ; при  $1800 \text{ в}$  он начинает регистрировать также  $\gamma$ -излучение.



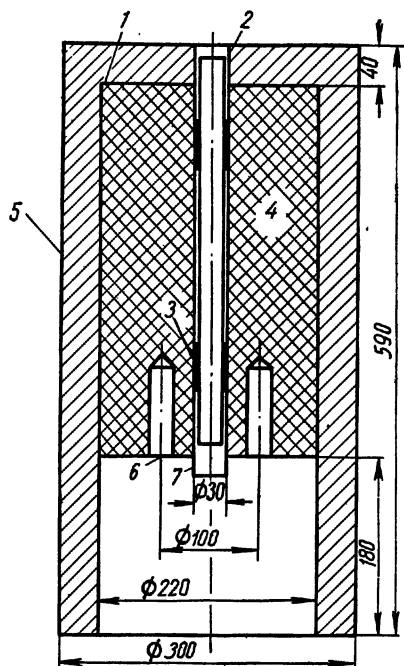


Рис. 165. «Всеволновый» счетчик нейтронов:

1 — листовый кадмий, 1 мм; 2 — латунная трубка; 3 — пористая резина; 4 — парафин; 5 — кожух из листового железа, 0,5 мм; 6 — восемь отверстий диаметром 25 мм, глубиной 90 мм; 7 — кадмиевый колпачок.

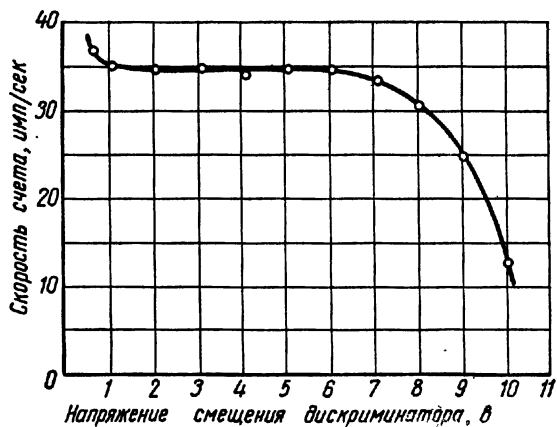


Рис. 166. Спектр амплитуд импульсов «всеволнового» счетчика.

На рис. 166 приведен интегральный амплитудный спектр, полученный при рабочем напряжении на счетчике 1500 в и последующем 400-кратном усилении импульсов. Можно видеть, что при помощи дискриминатора можно «запереть» импульсы, обусловленные  $\gamma$ -излучением (на уровне 2—3 в для спектра рис. 166), без ухудшения эффективности регистрации нейтронов. Осциллографические измерения показали, что время нарастания импульса в среднем составляет  $4 \cdot 10^{-8}$  сек (для электронной компоненты лавины). Однако в ВF<sub>3</sub>-счетчиках наблюдались временные задержки [12], которые необходимо принимать во внимание при измерении скорости нейтронов. Длительность этих задержек — порядка 1 мксек; они связаны с ограниченной подвижностью первичных электронов в газе, которая составляет около  $1,19 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/сек·в для ВF<sub>3</sub> и  $1 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/сек·в для В(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> [6].

*в) Применение пропорциональных счетчиков частиц отдачи для регистрации быстрых нейтронов*

Быстрые нейтроны, энергия которых находится в пределах от нескольких тысяч до миллионов электронвольт, образуют при упругих соударениях ионизирующие частицы отдачи. Эти частицы легко регистрируются посредством ионизационной камеры или пропорционального счетчика.

В отличие от счетчиков, действие которых основано на ядерных реакциях и которые измеряют плотность нейтронов, счетчики отдачи измеряют поток нейтронов. Число соударений в таком счетчике можно выразить формулой

$$N = Z \int_{v_1}^{v_2} i(v) \sigma(v) dv. \quad (59)$$

Здесь  $Z$  — число атомов отдачи в объеме счетчика сечением 1 см<sup>2</sup>,  $i(v)$  — поток нейтронов в 1 сек через 1 см<sup>2</sup>,  $\sigma(v)$  — эффективное сечение упругого соударения. Для ряда газов, например для D<sub>2</sub>,  $\sigma(v)$  мало зависит от энергии нейтронов в области около 1 Мэв. Поэтому

$$N \approx Z\sigma \int_{v_1}^{v_2} i(v) dv. \quad (60)$$

Этот интеграл представляет суммарный поток нейтронов. Когда поток состоит из нейтронов одинаковой энергии, счетчик частиц отдачи позволяет производить абсолютные измерения. Если при измерении интенсивности смешанного потока сохраняется распределение нейтронов по скоростям, то возможны достаточно точные относительные измерения.

Счетчик частиц отдачи дает возможность измерять также распределение энергий быстрых нейтронов. Пусть  $E_n$  — энергия нейтрона,  $\varphi$  — угол между направлениями нейтрона и частицы,

с которой он сталкивается; тогда энергия, сообщаемая ядру с массой  $M$ ,

$$E_{\varphi} = \frac{4M}{(1+M)^2} E_n \cos^2 \varphi. \quad (61) *$$

Наибольшая энергия передается при центральном ударе ( $\varphi = 180^\circ$ ):

$$E_{\text{макс}} = \frac{4M}{(1+M)^2} E_n.$$

Если полный пробег ядра отдачи, обладающего наибольшей энергией, не выходит за пределы рабочего объема камеры или счетчика, то наибольшая амплитуда может служить мерой энергии нейтрона; расчет можно произвести при помощи приведенных формул.

Очевидно, что наибольшая энергия может быть сообщена ядрам водорода; в этом случае  $E_{\text{макс}} = E_n$ , в то время как, например, для азота  $E_{\text{макс}} = \frac{56}{225} E_n$ .

Известен ряд конструкций счетчиков ядер отдачи; их наполнителями обычно служат водород или смесь азота и аргона. Так, для нейтронов с энергией от 1 до 100 кэв использовались счетчики с диаметром катода 25 мм, анода — 0,05 мм, наполненные смесью азота (0,5 ат) с аргоном (1,5 ат) [13]. Тяжелые газы употребляются потому, что пробег ядер отдачи в них меньше. Упомянутый счетчик имеет 35-кратное газовое усиление при напряжении 3540 в. При давлении 12 ат азота и 4 ат аргона и напряжении 2900 в газовое усиление равно всего 12—16, и поэтому требуется большое последующее усиление импульсов. Водород или метан можно применять только при высоком давлении, поскольку из-за большого пробега ядер отдачи возможны ошибки при измерении энергий. Ричардсон [14] описал счетчик, имеющий эффективность регистрации 0,17% для нейтронов с энергией 10 Мэв. Анод в этом счетчике выполнен в виде двух параллельных проволочных сеток; этот счетчик нечувствителен к  $\gamma$ -лучам.

Для регистрации нейтронов с энергией ниже 100 кэв сконструирован пропорциональный счетчик [15], в котором ядра отдачи выбиваются из тонкого сплошного слоя водородсодержащего вещества (например, полученного испарением в вакууме на платиновую фольгу слоя глицерольтристеарата толщиной около 0,39 мг/см<sup>2</sup>). Водородные ядра отдачи попадают в криптон или аргон, наполняющий объем счетчика под давлением 120—1700 мм рт. ст. Газовое усиление равно 50. Устройство этого счетчика показано на рис. 167. Баллоном служит латунный цилиндр диаметром 50 мм; вдоль его оси натянута проволока диаметром 0,12 мм, служащая собирающим электродом. На по-

\* Выражение (61) справедливо, если  $E_{\varphi} \gg E_n$ . — Прим. перев.

перечном разрезе показано положение платиновой фольги — подложки, на которую нанесен слой водородсодержащего вещества. Нередко водородсодержащее органическое соединение наносится на стенки баллона счетчика [16]. В литературе опубликованы

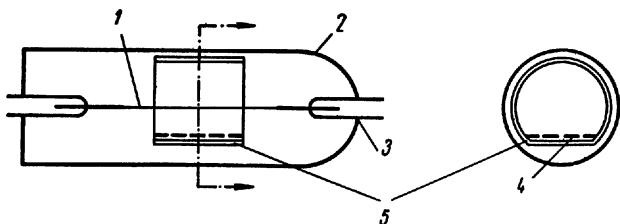


Рис. 167. Водородный счетчик отдачи (схематическое устройство):

1 — нить счетчика диаметром 0,12 мм; 2 — латунный цилиндр; 3 — стеклянно-металлический спай; 4 — водородсодержащий слой; 5 — платиновая подложка.

обзоры ряда методов измерения нейтронных потоков [9, 17]. Эффективность регистрации нейтронов, энергия которых выше некоторого минимума, вначале быстро растет, затем остается приблизительно постоянной в значительном диапазоне энергии

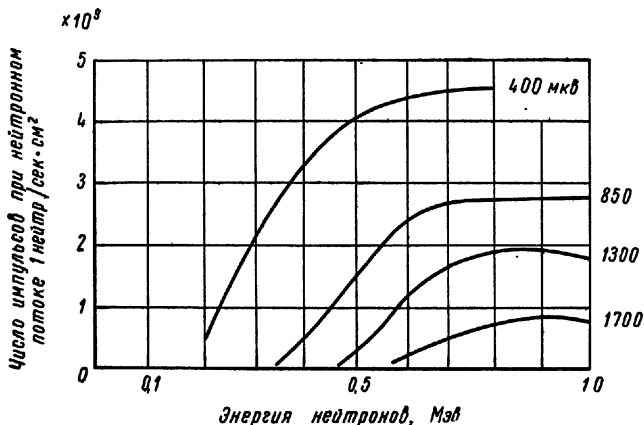


Рис. 168. Чувствительность нейтронного счетчика ядер отдачи при различных напряжениях смещения дискриминатора (мкв).

[18]. Соответствующие кривые, построенные для приведенного на рис. 167 счетчика при различных напряжениях порога дискриминатора (которыми задавался минимальный уровень энергии нейтронов), приведен на рис. 168. Они построены при плотности потока 1 нейтр/сек·см².

### г) Счетчики, наполненные $\text{He}^3$

Применение этих счетчиков, обладающих хорошими параметрами для регистрации нейтронов с энергиями до 1 Мэв, ограничено высокой стоимостью  $\text{He}^3$ . Действие счетчика основано на реакции



Поступающая в пропорциональный счетчик суммарная энергия (которая состоит из кинетической энергии протонов и частиц  $\text{H}^3$ ), равная  $E_t = E_n + 770 \text{ кэв}$ , позволяет однозначно определить энергию нейтронов. Однако при энергиях  $E_n > 1 \text{ Мэв}$  однозначность не соблюдается, так как в результате упругих соударений с такими нейтронами частицы  $\text{He}^3$  приобретают столь большую энергию, что обусловленные ими импульсы на выходе счетчика имеют амплитуду, равную амплитуде импульсов основной реакции.

Этот счетчик может быть использован в нейтронной спектроскопии, так как при энергиях меньше 1 Мэв его энергетическое разрешение составляет приблизительно 3%, а амплитуда импульсов пропорциональна энергии [19]. Эффективность счетчика зависит от эффективного сечения указанной реакции. Оно составляет примерно 1 барн при энергиях больше 0,2 Мэв, а при малых энергиях пропорционально  $1/v$ .

## 2. Регистрация нейтронов сцинтилляционными счетчиками

Частицы, возникающие в результате ядерных реакций с нейтронами, или ядра отдачи, вылетающие при прохождении нейтронов через водородсодержащие вещества, можно регистрировать также сцинтилляционными счетчиками.

### а) Регистрация нейтронов по частицам, выпускаемым при ядерных реакциях с нейтронами

**Вещества, содержащие литий.** В сцинтиллятор вводится смесь — вещество, содержащее элемент, легко реагирующий с нейтронами. Был проведен ряд экспериментов с кристаллами  $\text{LiJ}$  [20]. Хорошие результаты получены с бисиликатом лития: его отдача составляет 40% для тепловых нейтронов. Однако этот кристалл имеет большое время высвечивания (40 мксек), что обуславливает низкую разрешающую способность счетчика. Более короткие импульсы (1 мксек) могут быть получены с активированными кристаллами  $\text{LiJ}(\text{Ge})$ ,  $\text{LiJ}(\text{Zn})$  или  $\text{LiBr}(\text{ZnBr}_2)$ . Наилучшее разрешение и наибольшая амплитуда импульсов (примерно 0,3 амплитуды импульсов, вызываемых  $\gamma$ -излучением  $\text{Cs}^{137}$  при кристалле  $\text{NaJ}$ ) получены с  $\text{LiJ}(\text{Sn})$  [21]. В настоящее время такие кристаллы выпускаются промышленностью. Недостатки  $\text{LiJ}$  состоят в его гигроскопичности и чувствительности к  $\gamma$ -лучам (последняя обусловлена наличием йода).

Хорошими фосфорами для нейтронов могли бы быть  $\text{LiSnO}_3$  или  $\text{Ca}_2\text{WO}_3$ , активированные  $\text{TiO}_2$ , но изготовление чистых кристаллов затруднительно. Опыты с  $\text{AgJ}$  показали, что отдача кристаллов сильно зависит от количества активатора [22—24].

**Вещества, содержащие бор.** Так как из этих веществ трудно изготовлять кристаллы, то применяются их смеси с  $\text{ZnS}$  или другими сцинтилляторами в виде, например, пасты [25]. Глице-

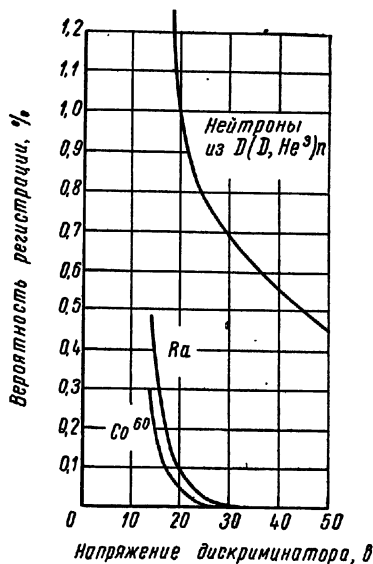


Рис. 169. Интегральные амплитудные спектры D, D-нейтронов ( $n$ ) и  $\gamma$ -излучения Ra и  $\text{Co}^{60}$ , полученные с фосфором, содержащим  $\text{B}^{10}$ .

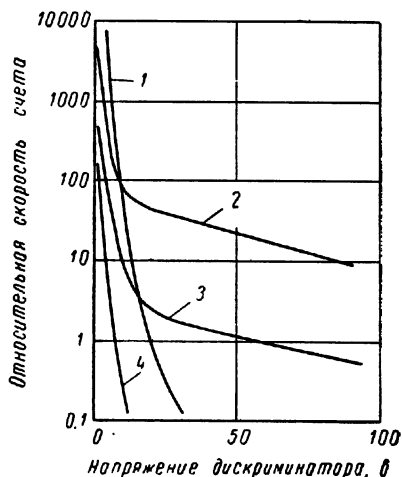


Рис. 170. Амплитудный спектр при регистрации нейтронов и  $\gamma$ -лучей посредством сцинтиллятора [27]:

1 — радиевый  $\gamma$ -источник, в 20 раз более сильный, чем полоний-бериллиевый источник; 2 — полоний-бериллиевый источник медленных нейтронов; 3 — полоний-бериллиевый источник быстрых нейтронов; 4 — фон.

риновая паста из  $\text{ZnS}(\text{Ag})$  с примесью 20% бора показала для медленных нейтронов эффективность около 10% [26]. Фосфор, разработанный фирмой «Дженерал электрик» и содержащий, вероятно,  $\text{B}^{10}$  [27], позволял регистрировать D,D-нейтроны [полученные из реакции  $\text{D}(\text{D}, \text{He}^3)n$ ] с 1%-ной эффективностью; импульсы от  $\gamma$ -фона были предварительно срезаны дискриминатором. На рис. 169 изображены соответствующие кривые, по которым можно судить о характере выделения нейтронных импульсов на фоне  $\gamma$ -излучения. При регистрации медленных нейтронов [28] достигалась 30%-ная эффективность при помощи  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ , к которому была добавлена окись бора  $\text{B}_2\text{O}_3$ , обогащенная  $\text{B}^{10}$  до 96%; разрешаемое время составляло 50 нсек, а чувствительность к  $\gamma$ -излучению была слабой. На рис. 170 отображены результаты измерений, проведенных с пластическим сцинтиллятором, содержащим бор и  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ . Эффективность сцинтиллятора достигала 33% [29],

Проводились опыты [11] с нанесением чувствительного к нейтронам слоя на внутреннюю поверхность входного окна умножителя (типа Du Mont 6292). Испытывались как покрытые Al слои  $B^{10}$ , так и слои Al—U—Al. Было получено хорошее разделение импульсов, обусловленных гамма-лучами, от импульсов, обусловленных нейтронами, однако эффективность оказалась настолько малой, что подобные датчики можно применять только для измерения нейтронного излучения реакторов.

**Другие ядерные реакции и процессы.** Для измерения эффективного сечения реакции  $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$  применялись кристаллы  $BaF_2$

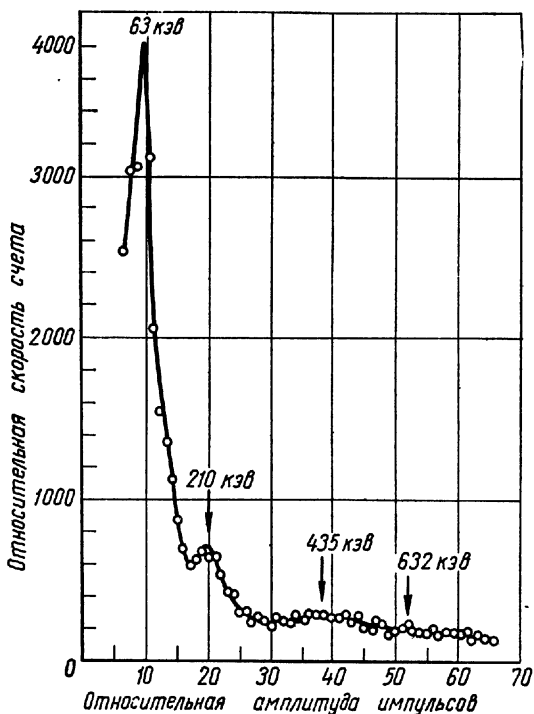


Рис. 171. Гамма-спектр неупругого рассеяния D, D-нейтронов (2,5 Мэв) в кристалле NaJ(Tl) размером 25 × 25 мм.

[30]. Импульсы, вызываемые этим сцинтиллятором, приблизительно в пять раз меньше по амплитуде, нежели импульсы от  $\alpha$ -частиц с NaJ(Tl).

Для измерения нейтронов с энергией больше 1 Мэв можно использовать их неупругое рассеяние на йоде кристалла NaJ(Tl). Возникающие при этом  $\gamma$ -кванты вызывают сцинтилляции в том же кристалле. Эффективность регистрации D, D-нейтронов составляла около 4% (поскольку регистрировались и  $\gamma$ -лучи, обусловленные нижним возбужденным уровнем  $J^{127}$ ). На рис. 171 приведен ампли-

тудный спектр  $\gamma$ -излучения, обусловленного D,D-нейтронами, снятый посредством 100-канального анализатора. Функции возбуждения отдельных энергетических уровней рассмотрены более детально [31].

Описаны [25] опыты использования деления ядер урана и тория нейтронами в комбинации с методом сцинтилляций: на ФЭУ наносилась паста, содержащая смесь  $ZnS$  с  $ThO_2$ , либо с  $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ . Эффективность в обоих случаях оказалась незначительной.

**Жидкие сцинтилляторы.** Органические соединения бора, например метил-, этил-, пропилбораты и др., в смеси с растворами фенилциклогексана, терфенила или дифенилгексатриена представляют собой жидкие сцинтилляторы, обладающие хорошей эффективностью для регистрации нейтронов. Благодаря относительно большому количеству атомов водорода эти вещества обуславливают торможение нейтронов различной энергии за счет упругих соударений [32, 33].

#### б) Регистрация нейтронов по протонам отдачи

Сцинтилляционные счетчики можно использовать для регистрации протонов отдачи, возникающих в описанных выше реакциях с нейтронами средней скорости. В табл. 23 приведены некоторые экспериментальные данные.

Т а б л и ц а 23

Свойства сцинтилляционных счетчиков нейтронов по протонам отдачи

Сцинтиллятор	Эффективность	Выделение на фоне $\gamma$ -лучей
Гомогенный . . . . .	0,05—0,1	Плохое
Толстые слои . . . . .	0,1	Посредственное
Смеси (тонкие слои) . . . . .	$10^{-3}$	Очень хорошее
Раздельные слои . . . . .	$\sim 10^{-4}$	» »

В качестве гомогенных сцинтилляторов, содержащих большое количество водорода, в первую очередь используются кристаллы антрацена или стильбена, а также пластические и жидкие сцинтилляторы. Все они обладают высокой чувствительностью к  $\gamma$ -излучению, поэтому для устранения  $\gamma$ -фона необходимо большое смещение дискриминатора. С кристаллами антрацена достигалась эффективность регистрации нейтронов радиево-бериллиевого источника около 15—20% [34, 35].

В литературе описаны также результаты исследования свойств стильбена и других органических сцинтилляторов [36—38]. Подробно рассмотрены свойства жидких сцинтилляторов, например растворов терфенила в ксилоле или толуоле, либо смеси дифенил-



гексатриена и терфенила в фенолциклогексане или толуоле, с которыми достигалась эффективность 5—18% [37—42]. Приводится также сообщение о том, что с жидким сцинтиллятором, толщина слоя которого 5 см, получена 30%-ная эффективность для нейтронов с энергией до 3 Мэв [43].

Удовлетворительная эффективность регистрации нейтронов при малой чувствительности к  $\gamma$ -лучам была получена со смесями богатых водородом веществ с неорганическими фосфорами, обладающими высокой чувствительностью к протонам. Таковы смеси ZnS(Ag) с парафином, плексигласом, полиэтиленом [44—47]. Сюда же можно отнести счетчик, сцинтиллятор которого представлял собой цилиндр из застывшей взвеси ZnS в плексигласе [48]. Недостатком таких сцинтилляторов является их зернистая структура, из-за которой протоны частично поглощаются, не вызывая сцинтилляций. Для нейтронов с энергией больше 2 Мэв хорошим световым выходом обладает смесь ZnS с S<sup>32</sup> и P<sup>32</sup>, в которой происходит реакция S<sup>32</sup>(n, p)P<sup>32</sup> [49].

Соотношение между чувствительностью таких сцинтилляторов к нейтронам и их чувствительностью к  $\gamma$ -лучам значительно улучшается при толщине слоя 1 мм и менее [47, 50].

В заключение следует указать на применение тонких слоев водородсодержащих веществ (15—20 мг/см<sup>2</sup>), покрытых тонким слоем неорганического фосфора. Возбужденные  $\gamma$ -лучами электронные импульсы почти не вызывают свечения тонкого слоя фосфора, благодаря чему достигается хорошее выделение нейтронных импульсов уже при небольшом напряжении смещения дискриминатора. Однако эффективность тонких слоев очень мала, например ZnS-полиэтиленовый сцинтиллятор имеет эффективность  $5 \cdot 10^{-4}$  для нейтронов с энергией 3 Мэв. Для увеличения полезной поверхности детектора сцинтиллятор можно нанести на внутреннюю поверхность полого шара из пластмассы, причем часть этой поверхности занимает входным окном ФЭУ. Счетчик подобной конструкции имел чувствительную поверхность от 10 до 100 см<sup>2</sup> и мог регистрировать поток 5—10 нейтр/сек·см<sup>2</sup> причем достигалось почти полное подавление  $\gamma$ -фона [51, 52].

Были проведены исследования эффективности пяти различных сцинтилляторов по отношению к нейтронам [53]:

1. Порошкообразный ZnS (Ag) . . . . . S<sup>32</sup>(n, p)P<sup>32</sup>
2. ZnS (Ag) + водородсодержащие вещества . . . . . n, p-рассеяние
3. ZnS (Ag) + соединения Li . . . . . Li<sup>6</sup>(n,  $\alpha$ )H<sup>8</sup>
4. ZnS (Ag) + соединения В . . . . . В<sup>10</sup>(n,  $\alpha$ )Li<sup>7</sup>
5. ZnS (Ag) + соединения U и Th . . . . . U, Th (n, f)

В табл. 24 приведены значения максимальной эффективности этих сцинтилляторов для нейтронов и  $\gamma$ -лучей различных источников, найденные в результате упомянутых исследований.

Эффективность сцинтилляторов для нейтронов и  $\gamma$ -лучей, %

Источник	Энергия, <i>Мэв</i>	Номер сцинтиллятора				
		1	2	3	4	5
Po—Li	$E_n \approx 0,4$	0	0,05	0 8	1,2	$2,6 \cdot 10^{-3}$
Po—LiF	$E_n \approx 2,2$	0,005	0,1	0,4	0,6	$1,7 \cdot 10^{-3}$
Po—Be	$E_n \approx 4,0$	0,03	0,3	0,2	0,4	$0,9 \cdot 10^{-3}$
In <sup>114</sup>	$E_\gamma \approx 0,19$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
Cs <sup>137</sup>	$E_\gamma \approx 0,66$	$8 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	—
Ra	$E_\gamma \approx 1,81$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	—

## в) Телескоп-спектрометр

Для нейтронной спектроскопии в диапазоне энергий от 1 до приблизительно 20 *Мэв* часто используется телескопическое устройство [54], в котором нейтроны пронизывают водородсодержащие тонкие пленки и в результате упругих соударений выбивают протоны. Если энергия нейтронов равна  $E_n$ , то под углом  $\theta$  к их направлению имеется группа протонов с энергией  $E_n \cos^2 \theta$ . Наблюдение обычно ведется в некотором допустимом телесном угле в направлении  $0^\circ$ . Протоны попадают в два (или более) соответственно расположенных пропорциональных счетчика. Протоны регистрируют посредством счетчика совпадений. Их энергия может быть определена по числу сработавших пропорциональных счетчиков, т. е. по пробегу протонов (о длине пробега протонов в воздухе см. гл. III, разд. Г, п. 3; приближенно можно считать, что 1 см воздуха эквивалентен 1,4 *мг/см<sup>2</sup>* парафина). Длину промежутков можно уменьшить, поместив между счетчиками алюминиевую фольгу [55, 56].

Для измерений в области энергий 0,05—1 *Мэв* применялись два метановых счетчика. Энергетическое разрешение составляло около 10%, эффективность равнялась  $10^{-5}$  при 180 *кэв* [57].

Вместо последнего пропорционального счетчика в телескопе можно установить сцинтилляционный счетчик; при этом остаточная энергия протонов будет теряться в кристалле. По амплитудному спектру импульсов сцинтилляционного счетчика можно определить энергию первичных нейтронов. Этот метод позволяет получить энергетическое разрешение в несколько процентов. Эффективность составляет  $10^{-6}$ — $10^{-4}$ . Подробные данные об этих устройствах приводятся в ряде работ [56, 58].

г) Регистрация нейтронов по  $\gamma$ -излучению, вызываемому нейтронным захватом, и по наведенной радиоактивности

В гл. II, разд. В, уже отмечалось, что эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения сцинтилляционными счетчиками намного больше, чем при регистрации газоразрядными счетчиками. Поскольку

захват нейтронов атомными ядрами часто сопровождается  $\gamma$ -излучением, это явление можно использовать для регистрации нейтронов. Так, для регистрации медленных нейтронов целесообразно использовать имеющую большое сечение реакцию захвата их бором. При возникновении ядер  $\text{Li}^7$  в 93% случаев испускается  $\gamma$ -фотон с энергией 0,48 Мэв, который легко регистрируется сцинтилляционным счетчиком. Эффективность этого метода составляет примерно 1% для энергий 0,04—0,2 Мэв [59] при кристаллах  $\text{NaJ}$ , антрацене или лучше  $\text{LiJ(Tl)}$ .

При захвате медленных нейтронов ядрами  $\text{Cd}$ ,  $\text{In}$ ,  $\text{Sm}$  появляется характеристическое  $\gamma$ -излучение, которое также может быть измерено с большой эффективностью. Для нейтронов с энергиями от 0,1 до 100 кэв этот метод имеет большую эффективность, нежели борный счетчик.

Некоторые элементы ( $\text{Rh}$ ,  $\text{In}$ ,  $\text{Dy}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{J}$ ) становятся радиоактивными после захвата нейтронов. Это свойство также можно использовать для регистрации нейтронов, однако описание методики выходит за рамки книги. Ряд данных имеется в некоторых работах [7, 60—62].

#### *д) Регистрация нейтронов кристаллическими счетчиками*

Проводились опыты по регистрации медленных нейтронов кристаллическими счетчиками [63], которые представляли собой кристаллы  $\text{LiBr}$  или  $\text{AgBr}$  с площадью основания 1,2  $\text{см}^2$  и толщиной 0,75  $\text{см}$ , работавшие при напряженности поля 2700  $\text{в/см}$ . Импульсы, обусловленные ядрами трития и  $\alpha$ -частицами, значительно превышали по амплитуде  $\gamma$  и  $\beta$ -фон. Эффективность составляла примерно 5%.

#### *е) Регистрация нейтронов по продуктам ядерного деления*

При бомбардировке тяжелых ядер нейтронами происходит деление ядер, причем образующиеся осколки легко регистрируются. Большим сечением реакции для медленных нейтронов обладают  $\text{U}^{235}$  и  $\text{Pu}^{239}$ , для быстрых —  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Np}^{237}$ , для нейтронов высокой энергии —  $\text{W}$ . Продукты распада, обладающие высокой ионизирующей способностью, регистрируются ионизационными камерами [64, 65]. Проводились опыты с пропорциональными счетчиками, на катодах которых были нанесены (электролизом)  $\text{U}^{235}$  или  $\text{U}^{238}$  [66].

Эти методы дают невысокую эффективность регистрации. Имеется сообщение о применении в этом методе сцинтилляционного счетчика [25].

#### *ж) Пороговые нейтронные детекторы*

Нейтроны могут вызывать ядерные превращения, если их энергия превосходит некоторое пороговое значение  $E_n^0$ . В случае ( $n, p$ )-реакций  $E_n^0$  находится в области от 1 до 2 Мэв, в случае

$(n, 2n)$ -реакций — около 10 Мэв. Продукты этих реакций можно регистрировать либо непосредственно пропорциональными или сцинтилляционными счетчиками, либо по появлению радиоактивных осколков. По результатам можно до некоторой степени судить о минимальной энергии нейтронов.

В  $(n, p)$ -реакциях применяются  $Mg^{24}$ ,  $Al^{27}$ ,  $Si^{28}$ ,  $P^{31}$ ,  $S^{32}$ ,  $Np^{237}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$ . Последний обладает постоянным сечением для энергий выше 0,1 Мэв и поэтому дает особенно хорошие результаты [7, 30, 67].

Для регистрации быстрых нейтронов при помощи  $(n, 2n)$ -реакций применяются  $Cu^{63}(n, 2n)Cu^{62}$  с  $E_n^0 \approx 11,4$  Мэв,  $C^{12}(n, 2n)C^{11}$  с  $E_n^0 \approx 20,4$  Мэв [68].

Гамма-излучение, возникающее при неупругом рассеянии нейтронов, например в  $Pb$  или  $J^{127}$  [31, 69], может служить мерой их минимальной энергии. Эти методы пригодны, однако, только в специальных случаях и должны предварительно тщательно обрабатываться.

### э) Детекторы быстрых нейтронов ( $E_n \geq 50$ Мэв)

Выше упоминался метод регистрации быстрых нейтронов при помощи реакции  $C^{12}(n, 2n)$ , т. е. порогового детектора. Возможна также регистрация по распаду ядер висмута под действием бомбардировки быстрыми нейтронами [70]. Хорошее энергетическое разрешение, но малую эффективность имеют описанные выше протонные телескопы [71]. Часто, однако, высокая эффективность более необходима, чем хорошее разрешение (например, при измерениях по методу совпадений). В таких случаях применяются жидкие сцинтилляторы большого объема, обладающие к тому же одним преимуществом — крутым фронтом нарастания импульсов. Эффективность таких устройств, судя по многим сообщениям, составляет примерно 5% при  $E_n \approx 100$  Мэв [72, 73].

### 3. Абсолютное измерение интенсивности нейтронов

Ряд трудных проблем связан с измерением абсолютной интенсивности нейтронов. Поскольку эффективность регистрации нейтронов сильно зависит от их энергии, то необходимо знать, во-первых, закон этой зависимости, во-вторых, энергетический спектр исследуемых нейтронов. Часто применяется в этих измерениях «всеволновый» счетчик. Его эффективность постоянна в диапазоне от 0,1 до нескольких мегаэлектронвольт. Результаты измерений, проведенных с различными экземплярами этих счетчиков, хорошо воспроизводятся, но все же целесообразно производить их предварительную проверку, например, по квадратичной зависимости от расстояния [74, 75]. Подробное рассмотрение методов абсо-

лютных измерений тепловых нейтронов не входит в область задач данной книги.

Когда нейтроны средней скорости излучаются в результате ядерных реакций, например D, D- или D,T-реакций, одновременно с нейтронами испускаются  $\alpha$ -частицы или ядра He<sup>3</sup>. Последние легко регистрируются при помощи ZnS или CsJ. Это дает возможность точно измерить распределение нейтронного потока в данном телесном угле, для чего используется метод совпадений [9, 76]. Таким способом можно определять абсолютные значения эффективного сечения ядерных реакций. Кроме того, в случае D, D-нейтронов, частицы He<sup>3</sup> можно регистрировать при помощи пропорционального счетчика [77]; этим улучшается разрешение и уменьшается число случайных совпадений.

В ряде работ [9, 71, 78, 79] изложены данные абсолютных измерений интенсивности нейтронов методом регистрации протонов отдачи. Сообщается также [80] о методе абсолютного измерения интенсивности нейтронов в диапазоне энергий от нескольких килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт, основанном на активировании Mn, причем размеры марганцевого блока таковы, что все нейтроны поглощаются. Регистрация производится посредством BF<sub>3</sub>-счетчика, помещенного в графитовый шар [81]. При диффузии через графит нейтроны теряют энергию (до тепловой), и, если поместить их источник в графитовый шар, можно вычислить количество вылетающих с его поверхности нейтронов. Отношение числа вылетающих тепловых нейтронов к первоначальному числу быстрых нейтронов почти не зависит от их энергии (до 2 Мэв). Поскольку результаты измерений зависят от параметров BF<sub>3</sub>-счетчика, необходима предварительная калибровка.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Korff A. Proportional counters. II. Nucleonics, 7, No. 5, 46 (1950).
2. Rossi B., Staub H. H. Ionization counters and chambers. 1949.
3. James D. B., Kubelka W., Heiberg S. A., Warren J. B. Canad. J. Phys., 33, 219 (1955).
4. Orient O. J., Vizsolyi E. I. Diborane-gas filled counting tubes for measuring thermic neutrons. Nuovo cimento, 5, 1722 (1957).
5. Hudswell F., Naim J. S., Wilkinson K. L. The preparation of diborane. AERE C/R, 652 (1951).
6. Ferguson G. A., Jablonski F. E. Electron mobility in boron-trimethyl. Rev. Scient. Instrum., 28, 893 (1957).
7. Wirtz K., Beckurts K. H. Elementare Neutronenphysik. Springer, 1958.
8. Hansen A. O., McKibben J. L. A neutron detector having uniform sensitivity from 10 keV to 3 MeV. Phys. Rev., 72, 673 (1947).
9. Barschall H. H., Rosen L., Taschek R. E., Williams J. H. Measurement of fast neutron flux. Rev. Mod. Phys., 24, 1 (1952).
10. Allen W. D., Ferguson A. T. The measurement of fast neutron flux over the neutron energy range 0,03 to 3,0 MeV. Proc. Phys. Soc. A, 70, 639 (1957).

11. Erickson G. E., Kaufmann S. G., Pahis L. E. Recent neutron detection studies et Argonne Nat. Lab. IRE Trans. Nucl., 3, No. 3, 8 (1956).
12. Nicholson K. P. Time delays in boron trifluoride proportional counters. Proc. Phys. Soc. A, 69, 413 (1956).
13. Koontz P., Hall T. H. Counter for use in scattering and disintegration experiments. Rev. Scient. Instrum., 18, 643 (1947).
14. Sun C. R., Richardson J. G. A multiple-wire proportional counter for fast neutron detection. Rev. Scient. Instrum., 25, 691 (1954).
15. Coon J. H., Nobles R. S. Hydrogen recoil proportional counters for neutron detection. Rev. Scient. Instrum., 18, 44 (1947).
16. Moyer B. J. Survey methods for fast and high energy neutrons. Nucleonics, 10, No. 5, 14 (1952). — Survey methods for slow neutrons. Nucleonics, 10, No. 4, 14 (1952)
17. Diven B. C. Some techniques for measurement of fast neutron flux. Genfer Ber., No. 594 (1955).
18. Barschall H. H., Bethe H. A. Energy sensitivity of fast neutron counters. Rev. Scient. Instrum., 18, 147 (1947).
19. Batchelor R., Aves R., Skryme T. Helium-3-filled proportional counter for neutron spectroscopy. Rev. Scient. Instrum., 26, 1037 (1955).
20. Latest developments in scintillation counting. Nuclenics, 10, No. 3, 32 (1952).
21. Nickelson K. P., Snelling G. F. Some lithium iodide phosphors for slow neutron detection. J. Appl. Phys., 6, 104 (1955).
22. Bernstein W., Scharde A. W. Activation of LiJ crystal phosphors. Phys. Rev., 85, 919 (1952).
23. Schenck L., Heath R. L. Tin activation of LiJ. Phys. Rev., 85, 932 (1952).
24. Goldberg M. D. Neutron cross section in the MeV region. Nucleonics, 11, No. 5, 42 (1953).
25. Sun K. H., Shoupp W. E. Scintillation counter for neutrons. Rev. Scient. Instrum., 21, 395 (1950).
26. Sun K. H. et al. Scintillation detector for thermal and epithermal neutrons. Phys. Rev., 95, 600 (1954).
27. Hinrichs W. Aufbau und Arbeitweise eines Neutronenzählgerätes mit einem General Electric Neutronenphosphor. Diplomarbeit, Hamburg, 1956:
28. Alburger D. E. A slow  $n$  detector. Rev. Scient. Instrum., 23, 769 (1952).
29. Sun K. H., Malmberg P. R., Pecjak F. A. High efficiency slow-neutron scintillation counter. Nucleonics, 14, No. 7, 46 (1956).
30. Bostrom N. A., Hudspeth E. L., Morgan J. L. Neutron detection with a BaF<sub>2</sub> scintillator. Phys. Rev., 100, 973 (1955).
31. Van Loef J. J., Lind D. A. Measurements of inelastic cross section for fast neutrons. Phys. Rev., 101, 103 (1956).
32. Muelhaese C. O., Thomas G. E. Two liquid scintillation neutron detectors. Nucleonics, 11, No. 1, 44 (1953).
33. Bollinger E. M., Thomas G. E. Boron loaded liquid scintillation neutron detectors. Rev. Scient. Instrum., 28, 489 (1957).
34. Bell P. R., Davis R. C. Scintillation counting with anthracen. Phys. Rev., 74, 1245 (1949).
35. Ricamo R., Zünti W. Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente Be, C u. O für Neutronen im Energiebereich von 1,9 bis 3,8 MeV. Helv. phys. acta, 24, 419—440 (1951).
36. Bowen E. J. The luminescence of organic substances. Nucleonics, 10, No. 7, 14 (1952).
37. Reynolds G. T. Solid and liquid scintillation counters. Nucleonics, 10, No. 7, 46 (1952).
38. Segel R. E., Swartz C. D., Owen G. E. Detection of 2,5 MeV neutrons with a single-crystal scintillation counter. Rev. Scient. Instrum., 25, 140 (1954).
39. Falk C. E., Poss H. L., Ynan L. C., Scintillating liquids as neutron detectors. Phys. Rev., 83, 176 (1951).

40. Keepuis G. P., Lorberg R. H. Fast neutron counting with hydrogenous liquid phosphors. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 483 (1952).
41. Harrison F. B. Large area liquid scintillation counters, *Nucleonics*, **10**, No. 6, 40 (1952).
42. Mallory N. D., Hereford F. L., Garrett R. G., Slope B. Neutron induced scintillation in organic liquids. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 769 (1952).
43. Hardy J. E. Response of a liquid scintillator to fast neutrons and  $\gamma$ -radiation. *Rev. Scient. Instrum.*, **29**, 705 (1958).
44. Moulton W. G., Sherwin C. W. Fast neutron detector. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 766 (1949).
45. Emmerich W. S. A fast neutron scintillator. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 69 (1954).
46. Rhein W. J. Efficiency of zinc sulfide-plastic counters for fast neutrons. *Phys. Rev.*, **100**, 972 (1955).
47. Seagondollar L. W., Esch K. A., Cartwright. A scintillation detector for fast neutrons. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 689 (1954).
48. Hornyak W. F. A fast neutron detector. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 264 (1952).
49. Keepin G. R. Neutron scintillation counting by the  $S^{32}(n, p)P^{32}$ -process in ZnS (Ag)-phosphors. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 30 (1954).
50. Frey H. B. Scintillation counter for fast neutrons. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 886 (1950).
51. Thompson B. W. Fast neutron scintillation survey meter. *Nucleonics*, **12**, No. 5, 43 (1954).
52. Skjöldebrand R. A. A fast neutron scintillation counter with tissue response. *J. Nucl. Energy*, **1**, 299 (1955).
53. Koontz P. G., Keepin G. R., Ashley J. E. ZnS (Ag) phosphor mixtures for neutron scintillation counting. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 352 (1955).
54. Amaldi, Bocciarelli, Trabacchi. *Ricerca scient.*, **12**, 830 (1941).
55. Brolley J. E., Coon J. H., Fowler J. L. Neutron-proton scattering at 27 MeV. *Phys. Rev.*, **82**, 190 (1951).
56. Fowler J. L., Brolley J. E. Monoenergetic neutron techniques in the 10- to 30-MeV range. *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 103 (1956).
57. Perlow G. J. Recoil type neutron spectrometer for 0,05 to 1 MeV. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 460 (1956).
58. Johnson C. H., Trail C. C. Proton recoil neutron spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 468 (1956).
59. Duckworth J. C., Merrison A. W., Whittaker A. A high efficiency neutron detector. *Nature*, **165**, 69 (1950).
60. Retz-Schmidt T. H. Nachweis von Neutronen und  $\gamma$ -Strahlen mit dem Szintillationzähler. Diplomarbeit, Hamburg, 1953.
61. Grimeland B. Measurement of neutron densities with crystals of NaJ (Tl). *Phys. Rev.*, **86**, 937 (1952).
62. Tittle C. W. Slow neutron detection by foils. *Nucleonics*, **8**, No. 6, 5 (1951); **9**, No. 1, 60 (1952).
63. Yamakawa K. A. A suggested slow neutron crystal counter. *Phys. Rev.*, **75**, 1775 (1949).
64. Aves R., Barnes D., MacKenzie R. B. Fission chambers for neutron detection. *J. Nucl. Energy*, **1**, 117 (1954).
65. Holmes J. E., McVicar D. D., Shepherd L. R., Smith R. D. Electrical characteristics of fission chambers. *J. Nucl. Energy*, **1**, 117 (1954).
66. Rohr R. C., Rohrer E. R., Macklin R. L. Proportional fission counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 595 (1952).
67. Bethe H. A., Beyster J., Carter R. E. Inelastic cross sections for fission spectrum neutrons. III. *J. Nucl. Energy*, **4**, 13 (1957).
68. Sharpe J., Stafford G. H. The  $C^{12}(n, 2n)C^{11}$ -reaction in an anthracene crystal. *Proc. Phys. Soc. A*, **64**, 211 (1951).

69. Gittings H. T., Barschall H. H., Everhast G. G. Inelastic scattering of 4,5 MeV neutrons by lead. Phys. Rev., 75, 1610 (1949).
70. Kelley E. L., Wiegand C. Fission of elements from Pt to Bi by high energy neutrons. Phys. Rev., 73, 1135 (1948); Wiegand C. High energy neutron detector. Rev. Scient. Instrum., 19, 790 (1948).
71. Wattenberg A. The standardization of neutron measurements. Ann. Rev. Nucl. Science, 3, 119 (1953).
72. Christie E. R., Feld B. T., Odian A. C., Slewis P. C., Wattenberg A. High-energy neutron detectors employing liquid scintillators. Rev. Scient. Instrum., 27, 127 (1956).
73. Reines F., Cowan C. L., Harrison F. B., Carter D. S. Detection of neutrons with a large scintillation counter. Rev. Scient. Instrum., 25, 1061 (1954).
74. Bruhn H. Über die Messung von Neutronen und spezielle Untersuchungen an einem «Long Counter». Staatsexamenarbeit, Hamburg, 1958.
75. Allen W. D. Flux measurements with the BF<sub>3</sub> long counter. AERE/NP/P 1667 (1955).
76. Franzen W., Huber P., Schellenberg L. Koinzidenzanordnung zur Erzeugung monochromatischer Neutronen mit der (d,d)-Reaktion. Z. Naturforsch., 10a, 820 (1955).
77. Anderson-Lindström G. Diplomarbeit, Hamburg, 1958.
78. Wilkinson D. H. Ionization chambers and counters. Cambridge, 1950.
79. Barne S. J., Haddard E., Perry J. E., Smith R. K. Absolute determination of monoenergetic neutron flux in the energy range 1 to 30 MeV. Rev. Scient. Instrum., 28, 997 (1957).
80. Macklin R. L. Graphite sphere neutron detector. Nucl. Instrum., 1, 335 (1957).
81. Walker R. L. The (α, n) cross section of boron. Phys. Rev., 76, 244 (1949).

## В. СТАТИСТИКА РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

### 1. Статистическое распределение импульсов

При измерении излучения радиоактивных веществ, интенсивности космических лучей или искусственного источника необходимо иметь в виду, что вырабатываемые счетчиками импульсы распределены во времени неравномерно. Многократно повторяя замеры числа импульсов за определенный промежуток времени, можно определить среднее число импульсов  $m$ , а также его рассеяние. Как известно,

$$\bar{m} = \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_N}{N} \quad (62)$$

где  $N$  — число замеров. Среднее число импульсов в единицу времени  $n = \bar{m}/T$ . Рассеяние величины  $m$  называют средней ошибкой единичного измерения  $\sigma$  (оно известно также под названиями среднее отклонение, стандартное отклонение или среднеквадратичное отклонение):

$$\sigma = \sqrt{\frac{(m_1 - \bar{m})^2 + (m_2 - \bar{m})^2 + \dots + (m_N - \bar{m})^2}{N - 1}} \quad (63)$$



Повторяя замеры, можно установить, что кривая распределения отклонений при  $N \rightarrow \infty$  приобретает некоторую конечную форму; соответственно уменьшается при этом среднее значение  $\bar{\sigma}$ :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{(m_1 - \bar{m})^2 + (m_2 - \bar{m})^2 + \dots + (m_N - \bar{m})^2}{N(N-1)}} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}. \quad (64)$$

С увеличением количества замеров ошибка, зависящая от ширины кривой распределения, стремится к некоторому пределу. Следовательно, точность измерения некоторой величины зависит от числа замеров.

## 2. Распределения Гаусса и Пуассона

В дальнейшем при расчете мы будем пользоваться конечным распределением; как показывает теория вероятности, при большом числе  $m$  случайных явлений имеет место закономерность, называемая гауссовым распределением:

$$W(m) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma^2}}, \quad (65)$$

где  $W(m)$  — вероятность регистрации величины  $m$  при данном замере. Это распределение симметрично относительно среднего значения  $\bar{m}$ . Средняя ошибка единичного замера

$$\sigma = \sqrt{\bar{m}}.$$

Средняя ошибка многократных замеров может быть приближенно определена из выражения

$$\bar{\sigma} = \frac{\sqrt{\bar{m}}}{\sqrt{N}}.$$

При малых величинах  $m$  распределение несимметрично относительно  $\bar{m}$  и подчиняется закону Пуассона:

$$W(m) = \frac{(\bar{m})^m}{m!} e^{-\bar{m}}; \quad (66)$$

здесь также  $\sigma = \sqrt{\bar{m}}$  и  $\bar{\sigma} = \frac{\sqrt{\bar{m}}}{\sqrt{N}}$ . Таким образом, в обоих законах распределения средняя относительная ошибка измерения средней величины обратно пропорциональна корню квадратному из общего числа зарегистрированных импульсов  $N\bar{m}$ :

$$\frac{\bar{\sigma}}{\bar{m}} = \frac{1}{\sqrt{N\bar{m}}}. \quad (67)$$

Например, для получения средней относительной погрешности измерения в 1% необходимо зарегистрировать  $N\bar{m} = 10^4$  импульсов.

На рис. 172 приведены в полулогарифмическом масштабе кривые распределения Пуассона для  $\bar{m} = 1, 2, 4, \dots$ . Можно видеть, что кривые имеют максимум вблизи среднего значения  $\bar{m}$  и что вблизи максимума их можно аппроксимировать симметричным распределением Гаусса.

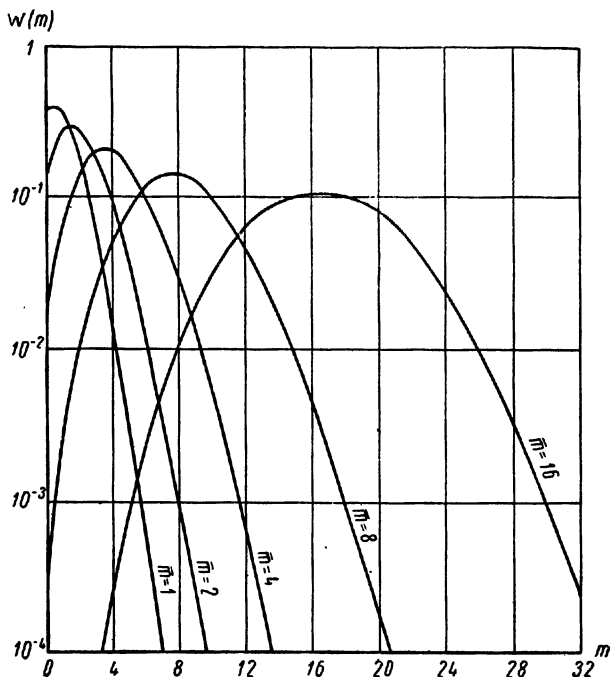


Рис. 172. Кривые распределения Пуассона.

Имеет значение также вероятность  $Q(t)$  того, что после данного импульса следующий появится именно в промежутке между  $t$  и  $t + dt$ . На основании закона Пуассона находим

$$Q(t)dt = ne^{-nt} dt, \quad (68)$$

где  $n$  — среднее число импульсов в единицу времени!

### 3. Измерение излучения радиоактивных веществ

Приведенные выше выражения справедливы для постоянной интенсивности источника излучения. Однако в действительности необходимо учитывать еще изменение активности источника с течением времени. Известный закон радиоактивного распада

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt$$

означает, что каждый радиоактивный атом имеет вероятность распада  $\lambda$  в единицу времени (здесь  $N$  — число атомов данного источника,  $\lambda$  — постоянная распада). Интегрируя, получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Здесь

$$N_0 = N (t = 0).$$

Среднее число радиоактивных распадов  $\bar{N}^*$  в течение времени замера  $T$  (от  $t$  до  $t + T$ ) равно

$$\bar{N}^* = \int_t^{t+T} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda T}).$$

При большом времени полураспада ( $1/\lambda \gg T$ )

$$\bar{N}^* = \lambda N_0 T e^{-\lambda t}.$$

Значение  $N^*$  подвержено статистической флуктуации, и функция распределения вблизи  $\bar{N}^*$  имеет вид

$$W(N^*) = \frac{N!}{N^*!(N - N^*)!} (1 - e^{-\lambda T})^{N^*} (e^{-\lambda T})^{N - N^*}. \quad (69)$$

При малой величине  $\lambda$  и большом числе  $N$  радиоактивных атомов, т. е. в случае приблизительно постоянной радиоактивности, уравнение (69) переходит в закон распределения Пуассона:

$$W(N^*) = \frac{(\bar{N}^*)^{N^*}}{N^*!} e^{-N^*}. \quad (70)$$

Если число зарегистрированных импульсов равно  $m$ , эффективность счетчика  $\omega$ , то имеет место соотношение  $N^* \omega = m$ ; таким образом,  $m$  подчиняется тому же закону распределения.

#### 4. Просчеты при регистрации частиц

Вследствие того, что детектор, усилитель и регистрирующий прибор (нумератор) обладают каждый некоторым мертвым временем (или временем восстановления), число регистрируемых импульсов, как правило, меньше ожидаемого на основании приведенных выше уравнений.

**Просчеты регистрирующего устройства.** Пусть  $t_Z$  — мертвое время счетчика,  $t_V$  — мертвое время усилителя,  $t_R$  — мертвое время регистрирующей схемы (включая механический нумератор); последнее нередко превышает  $10^{-2}$  сек и, таким образом,  $t_R \gg t_Z, t_V$ . Рассмотрим два варианта [1].

**В а р и а н т 1.** Регистрируются только те импульсы, которые приходят по окончании интервала  $t_R$ ; импульсы, попадающие в этот интервал, вызывают соответствующее его удлинение (мертвое время продлевающегося типа [2, 3]). Если число входных

импульсов в единицу времени равно  $f$ , а число зарегистрированных импульсов  $f'$ ; то

$$\frac{f'}{f} = e^{-ft_R}. \quad (71)$$

Значение  $f$  подчинено распределению Пуассона. При  $f = 1/t_R$

$$\frac{f'}{f} = 1/e.$$

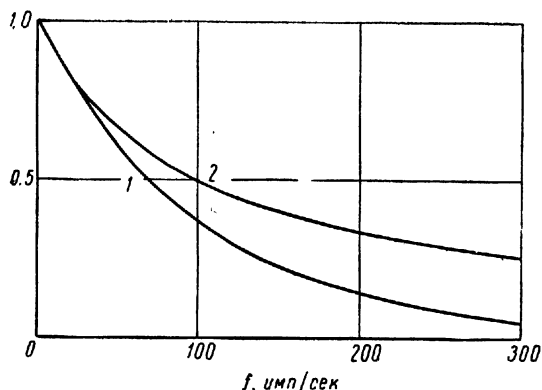


Рис. 173. Отношение  $f'/f$  в зависимости от  $f$ :

1 — первый вариант,  $f'/f = e^{-ft_R}$ ; 2 — второй вариант,  $f'/f = \frac{1}{1+ft_R}$ .

**В а р и а н т 2.** Мертвое время устройства не зависит от интервала между импульсами. В этом случае регистрируется некоторая часть входных импульсов

$$\frac{f'}{f} = \frac{1}{1+ft_R}. \quad (72)$$

С увеличением  $f$  число  $f'$  все больше отстает, имея пределом  $f'_{\text{макс}} \rightarrow 1/t_R$ . При использовании быстродействующих электро-механических счетчиков с их хрупким механизмом не следует доводить величину  $f'$  до максимальной скорости; последняя допустима лишь при регистрации периодических импульсов.

На рис. 173 приведены кривые зависимости  $f'/f$  от  $f$  для первого и второго вариантов при  $t_R = 0,01$  сек.

**Просчеты в счетчике (детекторе) и усилителе с регистрирующим устройством на выходе.** Пусть счетчик и усилитель имеют одинаковое мертвое время  $t_Z = t_V = \tau$ . Просчет тогда составит

$$\frac{f'}{f} = \frac{1}{1+f\tau}. \quad (72a)$$

Если  $t_R < \tau$ , то будет зарегистрировано  $f'$  импульсов. Однако в большинстве устройств  $t_R > \tau$ ; тогда для первого варианта можно приблизительно считать

$$\frac{f'}{f} = \frac{e^{-f(t_R - \tau)}}{1 + f\tau}. \quad (726)$$

Очевидно, усилитель целесообразно выбирать с таким расчетом, чтобы  $t_V \ll t_Z$ . При этом выражение (72а) не следует рассматривать как абсолютное, поскольку  $t_Z$  многих газоразрядных счетчиков снижается с увеличением числа падающих на них частиц. Чтобы получить необходимое высокое результирующее разрешение, в современных устройствах между усилителем и регистратором включают пересчетные приборы.

#### Потери счета в устройстве, содержащем пересчетный прибор.

На вход пересчетного прибора поступают статистически распределенные импульсы. С выхода прибора снимается лишь каждый  $p$ -й импульс. Этим существенно упрощаются условия работы регистрирующего нумератора. Найдем минимальный необходимый коэффициент пересчета. Для этого определим вероятность  $G(p, t)$  того, что прошло по меньшей мере время  $t$ , в течение которого на вход пересчетного прибора поступило  $p$  импульсов, средняя частота которых  $n$  *имп/сек*. На основании формулы Пуассона

$$G(p, t) = e^{-nt} \left[ 1 + nt + \frac{(nt)^2}{2!} + \dots + \frac{(nt)^{p-1}}{(p-1)!} \right].$$

Пусть  $t = \tau_R$ ; тогда  $G(p, \tau_R)$  есть вероятность регистрации  $p$ -го импульса, поступившего с пересчетного прибора. Средняя частота  $p$ -го импульса есть  $n/p$ . Следовательно, средняя частота отсчетов регистратора

$$n_R = \frac{n}{p} G(p, \tau_R).$$

На рис. 174 показана зависимость вероятности регистрации  $G(p, \tau_R)$  в процентах от  $nt$ , а на рис. 175 — зависимость  $G(p, \tau_R)$  от  $nt/p$ , где  $p$  — коэффициент пересчета от 1 до 32 (число импульсов  $n$  соответственно изменялось). Эти кривые позволяют установить минимальное пересчетное число, при котором просчеты не превышают допустимой величины.

**Выравнивание интервалов.** Чем больше коэффициент пересчета, тем больше сглаживается неравномерность числа импульсов, поступающих на вход пересчетного прибора. Благодаря этому существенно уменьшаются потери счета, обусловленные мертвым временем нумератора.

Рассмотрим временное отклонение величины  $G(p, t)$ :

$$\frac{\partial G(p, t)}{\partial t} dt = g(p, t),$$

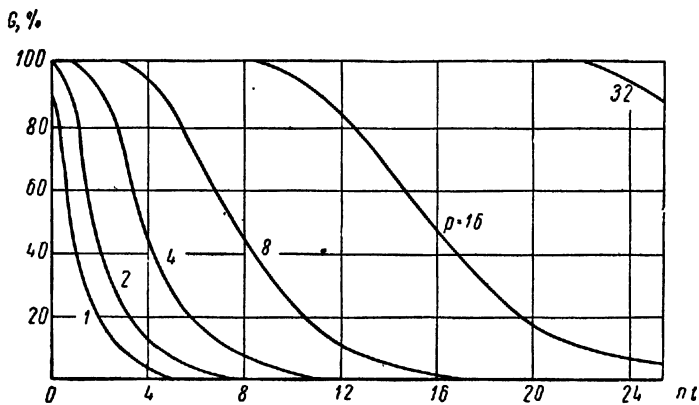


Рис. 174. Вероятность  $G(\rho, \tau_R)$  регистрации импульса, поступившего с выхода пересчетного прибора на механический регистратор, в зависимости от  $nt$ .

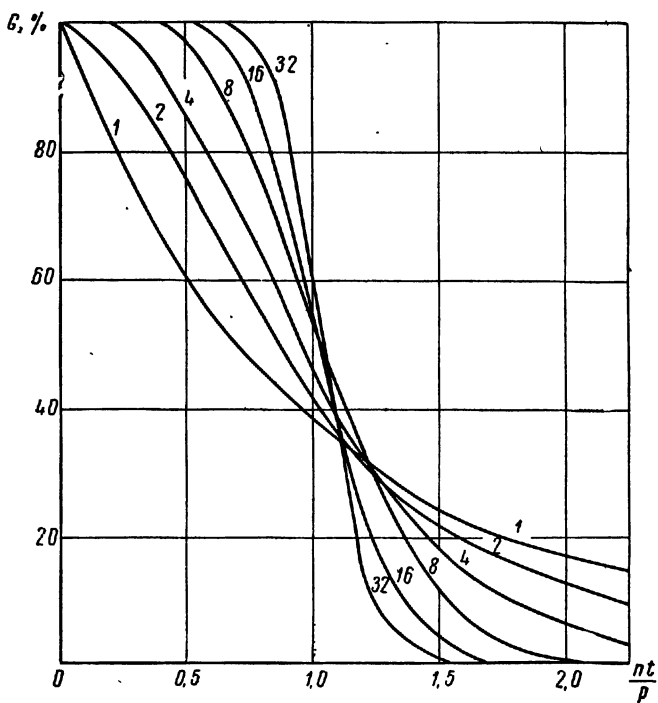


Рис. 175. Вероятность  $G(\rho\tau_R)$  в зависимости от  $\frac{nt}{p}$ .

которое выражает вероятность того, что некоторый импульс попадет в интервал времени между  $t$  и  $t + dt$  после предыдущего. Можно вывести функцию

$$g(p, t) = ne^{-nt} \frac{(nt)^{p-1}}{(p-1)!}.$$

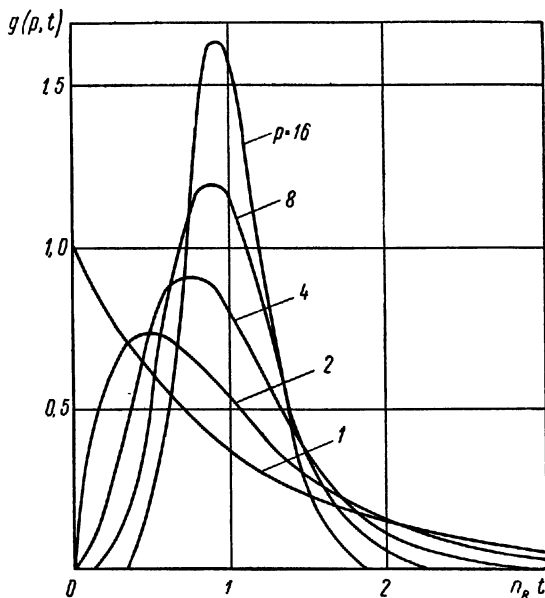


Рис. 176. Вероятность  $g(p, t)$  в зависимости от  $n_R t$ .

Поскольку число входных импульсов пересчетного прибора  $n = pn_R$ , то

$$g(p, t) = pn_R e^{-pn_R t} \frac{(pn_R t)^{p-1}}{(p-1)!}.$$

На рис. 176 приведены кривые вероятности того, что после  $p$ -кратного пересчета промежуток времени между двумя последовательными импульсами равен  $1/n_R$ ;  $p = 1$  означает отсутствие пересчета.

**Потери счета, обусловленные усилителем и пересчетным прибором.** При высоких скоростях регистрации просчеты могут быть обусловлены ограниченным разрешением усилителя и входных каскадов пересчетного прибора. Расчетный метод коррекции этих просчетов, однако, довольно громоздок [4]. Более рационален графический (номографический) способ внесения поправок

[5, 6]. Практически лучше всего применять приборы с большим запасом разрешения и большой емкостью счета, например,  $10^{-7}$  сек и  $10^5 - 10^6$  импульсов.

### 5. Статистические ошибки, обусловленные фоном

Как было показано выше, средняя ошибка измерения числа импульсов  $Z$  за время  $t_1$  равна  $\pm\sqrt{Z}$ , а отнесенная к единице времени — равна  $\pm\sqrt{Z}/t$ . Если измерения производятся счетчиком, то предварительно определяется число импульсов  $N_0$  фона, обусловленного космическими лучами и радиоактивностью окружающих тел. Затем следует определить число  $N$  импульсов исследуемого источника; но при этом в результат измерения неизбежно входит и фон:  $N_1 = N_0 + N$ .

Затем определяются:

$$\text{фон в единицу времени } \frac{N_0}{t_0} \pm \frac{\sqrt{N_0}}{t_0} = v_0 \pm \delta v_0;$$

$$\text{суммарный отсчет в единицу времени } \frac{N_1}{t_1} \pm \frac{\sqrt{N_1}}{t_1} = v_1 \pm \delta v_1.$$

Истинное число импульсов, обусловленных источником:

$$v \pm \delta v = v_1 - v_0 \pm \sqrt{\frac{N_0}{t_0^2} + \frac{N_1}{t_1^2}}. \quad (73)$$

Абсолютная средняя ошибка отсчета

$$\delta v = \sqrt{\frac{N_0}{t_0^2} + \frac{N_1}{t_1^2}} = \sqrt{\frac{v}{t_0} + \frac{v_1}{t_1}}.$$

Относительная ошибка (в %) составляет

$$100 \frac{\delta v}{v} = 100 \frac{\delta v}{v_1 - v_0}. \quad (74)$$

Наиболее вероятная ошибка измерения равна  $0,67\delta v$  [7], т. е. 50% всех замеров имеют отклонения более  $0,67\delta v$ , а 31% всех замеров отклоняется больше чем на  $\delta v$ . Отклонения на величину  $3\delta v$  имеют в среднем 0,27% от общего числа замеров.

Приведенные уравнения позволяют вычислить минимальное число импульсов, которое должно быть зарегистрировано для получения заданной точности. Пусть, например, средний полезный отсчет в  $q$  раз превышает средний фон  $N_0$ . Для того чтобы средняя ошибка суммарного замера содержала погрешности  $\delta v$  и  $\delta v_0$  в том же соотношении, необходимо, чтобы было зарегистрировано  $(q + 1)N_0$  импульсов. Очевидно также, что при малых интенсивностях измеряемого излучения следует стремиться снизить фон, а замеры его вести в течение длительного времени.



## 6. Измерение малых активностей. «Добротность» измерения

Относительная погрешность  $\nu$  измерения скорости счета импульсов, вызываемых излучением препарата, равна

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = f = \frac{\sqrt{\frac{\nu_0}{t_0} + \frac{\nu_1}{t_1}}}{\nu_1 - \nu_0} = \frac{\sqrt{\frac{\nu_0}{t_0} + \frac{\nu_1}{t - t_0}}}{\nu_1 - \nu_0}.$$

Пусть для замеров фона и излучения нам предоставлено общее время  $t$ ; найдем соотношение времен  $t_0$  и  $t_1$ , обеспечивающее наименьшую ошибку замера интенсивности излучения [8, 9].

Оно соответствует условию

$$\frac{t_1}{\sqrt{\nu_1}} = \frac{t_0}{\sqrt{\nu_0}} = \frac{t}{\sqrt{\nu_1} + \sqrt{\nu_0}},$$

причем

$$f_{\text{мин}} = \frac{1}{(\sqrt{\nu_1} - \sqrt{\nu_0}) \sqrt{t}} = \frac{1}{Q \sqrt{t}};$$

$$Q = \sqrt{\nu_1} - \sqrt{\nu_0}; \quad t = \frac{1}{f_{\text{мин}}^2 Q^2}. \quad (75)$$

Следовательно, время  $t$  целесообразно разделить в соотношении  $\sqrt{\nu_1}/\sqrt{\nu_0}$ .

Если задана определенная точность измерения, то необходимое время

$$t' = \frac{1}{f_{\text{мин}}^2 (\sqrt{\nu_1} - \sqrt{\nu_0})^2}.$$

Минимальной статистической ошибке соответствует наибольшее значение

$$Q = \frac{\nu_1 - \nu_0}{\sqrt{\nu_1} + \sqrt{\nu_0}} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu_1} + \sqrt{\nu_0}}.$$

При измерении малых активностей часто случается, что  $\nu \ll \nu_0$ . Тогда приближенное значение

$$Q \approx \nu/2\sqrt{\nu_0}. \quad (76)$$

Следовательно, оптимальные условия для измерения малой активности имеют место, когда значение  $4Q^2 = \nu^2/\nu_0$  («добротность») достигает максимума [10].

## 7. Статистика измерителей скорости счета

Пусть радиоактивный распад в данном препарате происходит с относительно постоянной скоростью, так что счетчик регистрирует  $\bar{N}$  *имп/сек*. Каждый импульс сообщает интегрирующей цепи заряд  $q$ , который частично стекает по сопротивлению  $R$ ; ожидае-

мый установившийся заряд  $Q_m = qNRC$  (время установления много больше  $RC$ ). Однако в силу статистического распределения импульсов фактическая величина  $Q$  отличается от  $Q_m$ . Средний квадрат отклонения

$$\sigma^2(Q) = \frac{1}{2} q^2 \bar{N} RC. \quad (77)$$

Относительная погрешность единичного замера

$$\frac{\sigma(Q)}{Q_m} = \frac{1}{\sqrt{2\bar{N}RC}}. \quad (78)$$

Вероятная относительная погрешность

$$\varepsilon = \frac{0,67}{\sqrt{2\bar{N}RC}}. \quad (79)$$

Если максимальная ошибка  $\varepsilon$  задана, то постоянная времени интегрирующей цепи

$$RC \geq \frac{0,23}{\varepsilon^2 \bar{N}}. \quad (80)$$

Статистические закономерности при регистрации совпадений, а также более подробное и строгое рассмотрение вопросов статистики отсчетов при регистрации ядерных частиц приведены в ряде работ\*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ruark A. E., Brammer F. E. The efficiency of counters and counter circuits. *Phys. Rev.*, **52**, 322 (1937).
2. Volz H. Über die Trennschärfe von Zählordnungen. *Z. Phys.*, **93**, 539 (1935).
3. Schopper E. Neubestimmung der elektrischen Elementarladung. *Z. Phys.*, **93**, 1 (1935).
4. Alaoglu L., Smith N. M. Statistical theory of a scaling circuit. *Phys. Rev.*, **53**, 832 (1938).
5. Elmore W. C. Statistics of counting. *Nucleonics*, **6**, 26 (1950).
6. Jost R. Bemerkungen zur mathematischen Theorie der Zähler. *Helv. phys. acta*, **20**, 173 (1947).
7. Thomas A. How to compare counters. *Nucleonics*, **6**, 50 (1950).
8. Baker R. G., Katz L. Absolute  $\beta$ -counting of thick planar samples. *Nucleonics*, **11**, No. 2, 14 (1953).
9. Crathorn A. R. The counting of low level activities. *Atomics*, **5**, 99 (1954).
10. Loevinger R., Berman M. Efficiency criteria in radioactivity counting. *Nucleonics*, **9**, No. 1, 26 (1951).
11. Evans R. D. *The atomic nucleus*. McGraw-Hill, 1955.

\* Всестороннее освещение этих вопросов можно найти в работах советских ученых: Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., Физматгиз, 1959; Векслер В., Грошев Л., Исаев Б., Ионизационные методы исследования излучений, М., Гостехиздат, 1951. — *Прим. перев.*

## Г. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ СЧЕТЧИКОВ

### 1. Длина пробега $\alpha$ -частиц в воздухе

Путь, который проходит  $\alpha$ -частица в воздухе при температуре  $0^\circ\text{C}$  и давлении  $760\text{ мм рт. ст.}$ , называется длиной ее пробега  $R$ . Если в точке, принятой за начало пути, частица обладает скоростью  $v$ , то имеет место приближенное равенство

$$v^2 = aR.$$

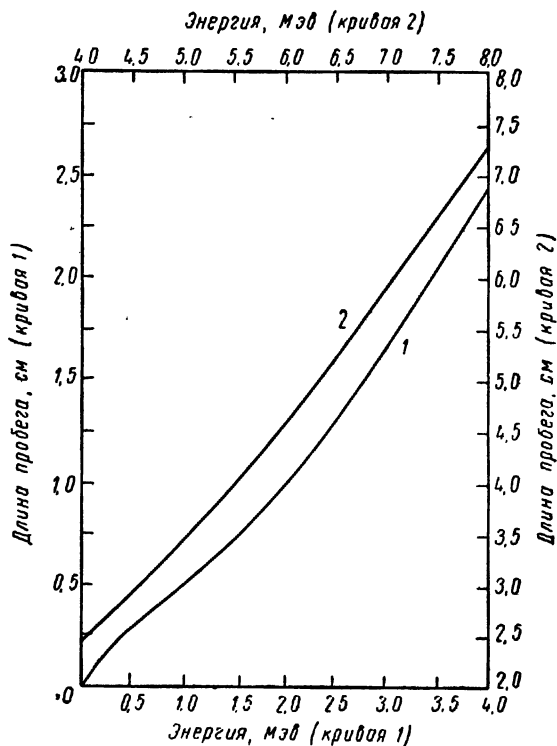


Рис. 177. Длина пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе в зависимости от их энергии.

Это равенство соблюдается только для больших значений  $v$ , порядка  $10^9\text{ см/сек}$  и более (например, для  $\alpha$ -частиц  $\text{RaC}'$   $v = 1,923 \cdot 10^9\text{ см/сек}$ ,  $a = 1,08 \cdot 10^{27}$ ,  $R = 6,6\text{ см}$ ). Подробные сведения по этому вопросу приведены Гейгером [1]. На рис. 177 представлены эмпирические кривые зависимости длины пробега  $\alpha$ -частицы от энергии [2]. Данные новейших измерений приведены в ряде работ [3—5].

Число пар ионов, образуемых частицей на единицу длины пути (например, на  $1\text{ см}$  пробега в воздухе), называется удельной

ионизацией. Удельная ионизация сильно зависит от скорости  $\alpha$ -частицы и имеет максимум при скорости  $6,2 \cdot 10^8$  см/сек. Приблизительно такая же скорость соответствует максимуму удельной

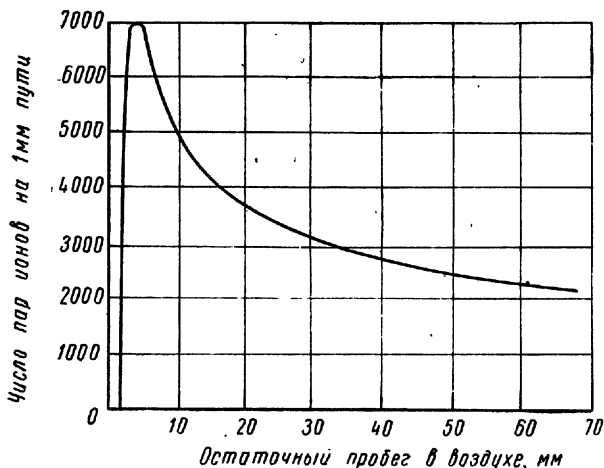


Рис. 178. Кривая Брэгга для  $\alpha$ -частиц в воздухе [7].

ионизации протонов, электронов и других ионизирующих частиц [6]. На рис. 178 приведена кривая зависимости удельной ионизации  $\alpha$ -частиц от пробега (кривая Брэгга) [7, 8].

## 2. Длина пробега частиц и торможение в различных газах и в твердых телах

Длина пробега заряженной частицы в данном веществе зависит от его тормозной способности. Последнюю можно выразить через среднюю потерю энергии  $dE$  на некоторой толщине слоя  $dx$ . Для тяжелых частиц, энергия которых превышает 1 Мэв (но скорость ниже релятивистской), действительно приближенное соотношение

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N Z z^2 e^4}{m v^2} \lg \frac{2mv^2}{I}, \quad (81)$$

где  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$ ;  
 $Z$  — атомный номер вещества;  
 $z$  — заряд частицы;  
 $e$  — заряд электрона;  
 $m$  — масса покоя электрона;  
 $v$  — скорость частицы;  
 $I$  — средний потенциал возбуждения.

Отсюда относительная атомная тормозная способность вещества

$$s = \frac{Z}{Z_0} \frac{\lg(2mv^2/I)}{\lg(2mv^2/I_0)}. \quad (82)$$

Индекс 0 относится к веществу, принятому для сравнения, например к воздуху; часто тормозная способность (табл. 25) дается по отношению к слою воздуха в 1 см ( $1,293 \text{ мг/см}^3$ ). Тормозная способность соединений, как правило, равна сумме тормозных способностей компонент [9], хотя встречаются и отклонения от этого правила.

Относительная (по сравнению с воздухом) тормозная способность зависит от энергии частиц. Эта зависимость особенно сильна в области низких энергий (рис. 179) [10, 11]. Более точные измерения провели Рицлер с сотрудниками [12] в различных газах. Их результаты, приведенные к воздуху, показаны на рис. 180. Полуэмпирическая кривая торможения  $\alpha$ -частиц в алюминии приведена на рис. 181. Имеются также данные по исследованию торможения  $\alpha$ -частиц в воде [13].

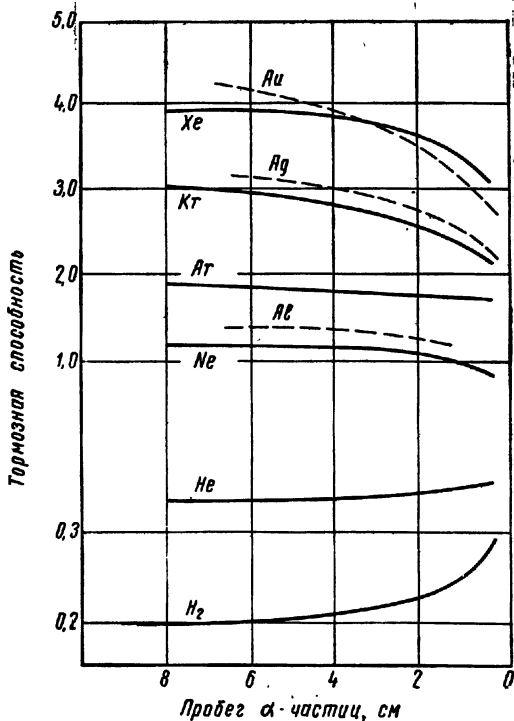


Рис. 179. Относительная тормозная способность различных веществ.

Таблица 25

Средняя тормозная способность газов относительно воздуха (для  $\alpha$ -частиц  $P_0$ )

Газ	Относительная тормозная способность	Пробег $\alpha$ -частицы $P_0$ , мм	Газ	Относительная тормозная способность	Пробег $\alpha$ -частицы $P_0$ , мм
Воздух	1,000	37,3	Ne	0,56	67,2
$N_2$	0,99	37,8	Ar	0,925	40,8
$O_2$	1,07	35,0	Kr	1,25	30
$NO_2$	1,75	21,4	He	0,18	207
CO	0,96	38,9	$H_2$	0,224	167
$CO_2$	1,49	25,1	Спирт	2,25	—
$CH_4$	0,91	41,3	Метиаль	3,1	—
$C_2H_4$	1,31	28,6			

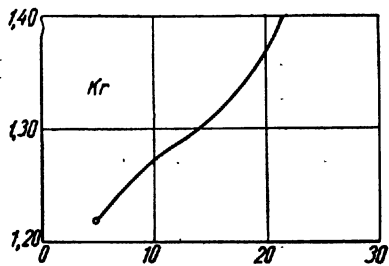
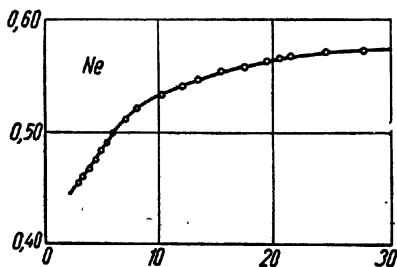
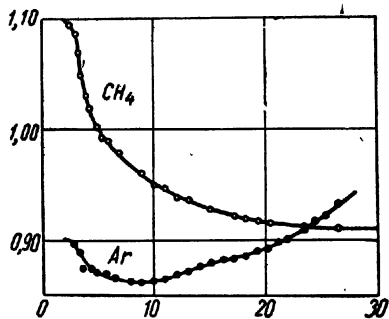
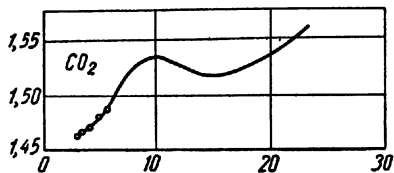
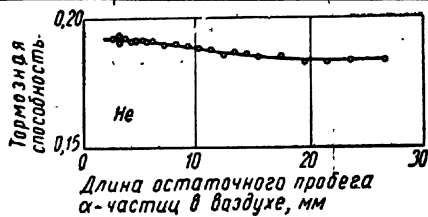


Рис. 180. Тормозная способность газов (относительно воздуха) для  $\alpha$ -частиц в конце пробега.

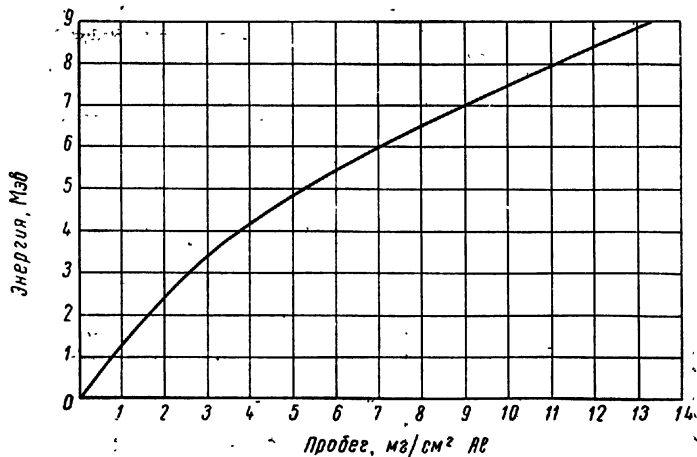


Рис. 181. Длина пробега  $\alpha$ -частиц в алюминии.

В табл. 25 приводятся величины относительной тормозной способности ряда газов и величины пробега в них  $\alpha$ -частиц [9].

Вследствие различной тормозной способности отдельных газов максимумы кривых Брэгга для них находятся на разных расстояниях от конца пробега; так, для  $\alpha$ -частиц  $Po$  в воздухе этот максимум отстоит на 4,7 мм, в аргоне — на 4,8 мм, в неоне — на 11,4 мм, в гелии — на 27 мм от конца пробега.

Было обнаружено, что число пар ионов, образуемых  $\alpha$ -частицей в воздухе, не является строго пропорциональным энергии, теряемой частицей; для аргона эта пропорциональность соблюдается строго [5].

Тормозная способность слюды составляет [14] около 1,46, алюминия — от 1,5 до 1,63.

### 3. Длина пробега протонов

Эта величина, важная также для решения биологических вопросов, измерена для многих веществ. Кривая пробега протонов малой энергии в воздухе дана на рис. 182 [2], протонов больших энергий — на рис. 183 [15]. В этой области длина пробега протона  $R_{пр}$  может быть вычислена, если известна длина пробега  $\alpha$ -частицы  $R_{\alpha}$ :

$$R_{пр}(E) = 1,0072R_{\alpha} \times (3,971E) - 0,2. \quad (83)$$

Здесь  $E$  — энергия протона,  $Mэв$ .

При исследовании ядерных реакций часто применяются алюминиевые поглотители протонов или  $\alpha$ -частиц. На рис. 184 и 185 приведены полуэмпирические зависимости между длиной пробега в алюминии и энергией протонов, дейтронов и тритонов [16, 17]. Особо точные измерения [18, 19] дали величины пробега протонов в алюминии, указанные в табл. 26.

Максимальной ионизирующей способностью (в воздухе) протоны обладают на расстоянии 1,95 мм от конца пробега; дейтроны и тритоны — на расстояниях 3,9 и 5,8 мм соответственно [6].

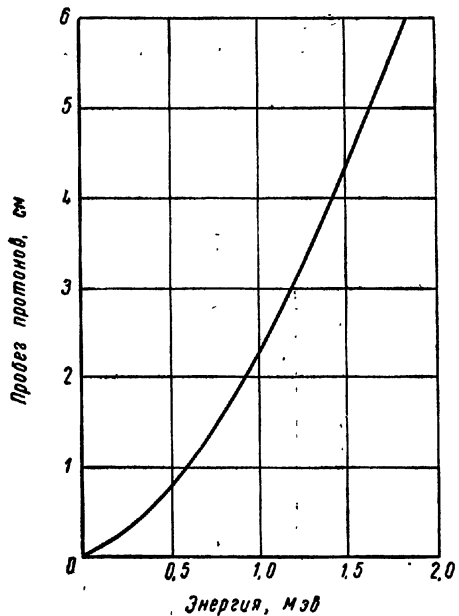


Рис. 182. Длина пробега протонов (0—2 Мэв) в воздухе.

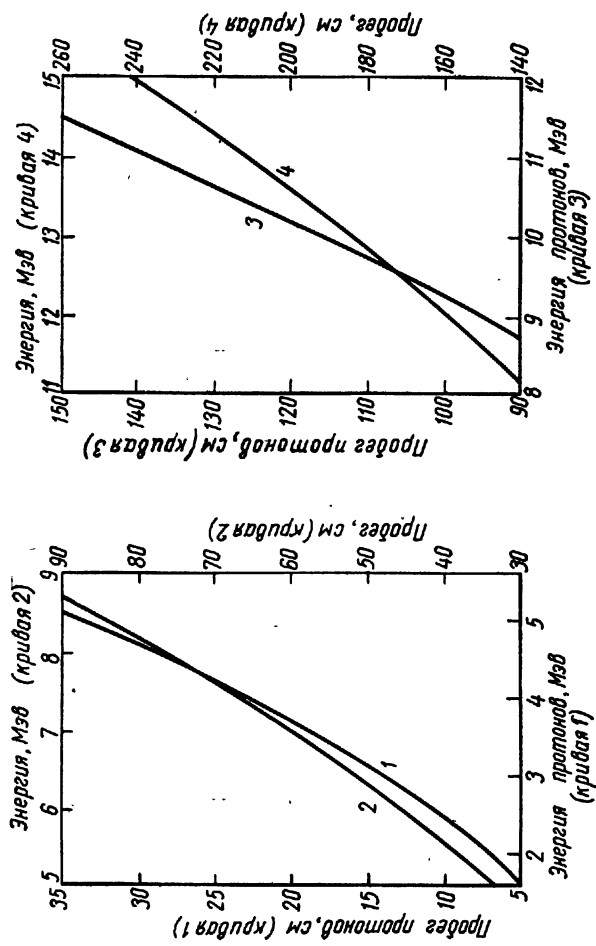


Рис. 183. Длина пробега протонов (2—15 Мэв) в воздухе.



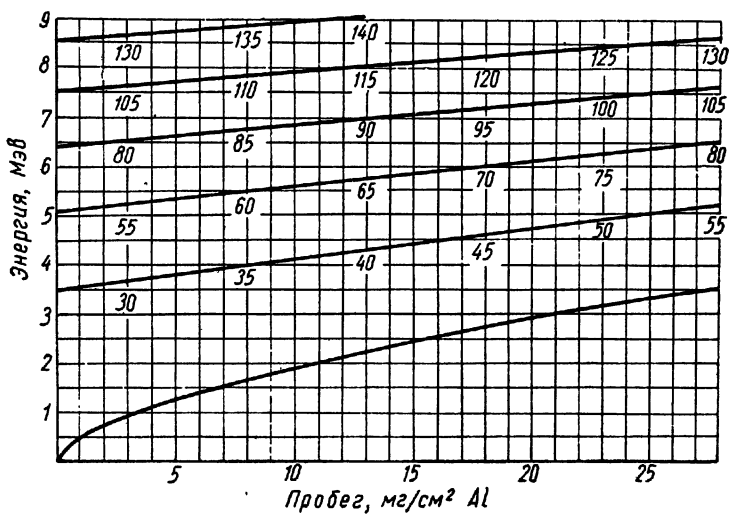


Рис. 184. Длина пробега протонов в алюминии.

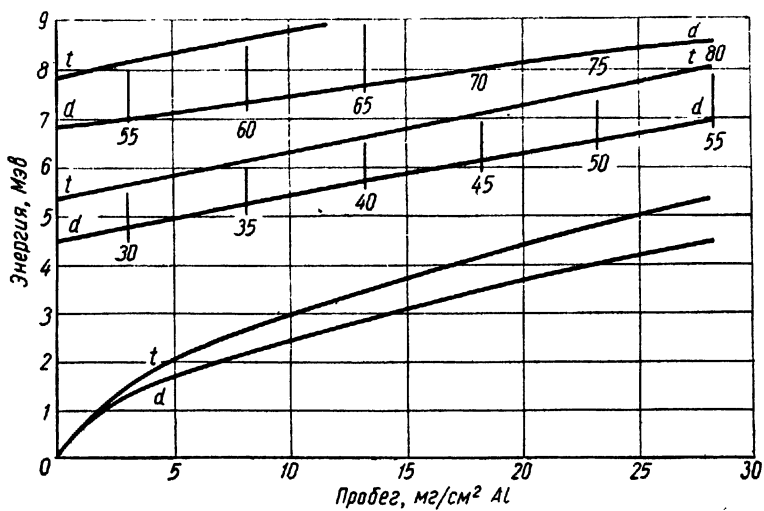


Рис. 185. Длина пробега дейтронов (d) и тритонов (t) в алюминии.

## Пробег протонов в алюминии

Энергия протонов $E_{пр}$ , Мэв	2,13	3,03	4,02	5,04
Пробег $R_{exp}$ , мг/см <sup>2</sup> . . . . .	12,7	22,4	35,7	52,2

Тормозная способность для протонов определяется так же, как для  $\alpha$ -частиц. Определение тормозной способности ряда металлов, а также льда

Таблица 27

Расчетные данные пробега протонов, мг/см<sup>2</sup>, в различных веществах

Энергия протонов, Мэв	Воздух	Вода	Биологическая ткань
1	2,9	2,53	2,53
3	17,6	15,5	15,2
10	142	128	123

проводилось многими исследователями [13, 20—22]. Расчетные данные пробега (в мг/см<sup>2</sup>) протонов различной энергии в воздухе, в воде и в биологических тканях даны в табл. 27 [23, 24].

Более полные сведения можно найти в других работах [25, 26].

## 4. Энергия, необходимая для образования одной пары ионов

По энергии, затраченной данной частицей при ее пролете через вещество, и по заряду, образованному ею в результате ионизации, можно определить энергию  $W$ , необходимую для образования одной пары ионов. Эта величина зависит от рода и скорости ионизирующей частицы и от состава газа. Результаты измерений, проведенные различными исследователями, не вполне согласуются. Так, Грей [27] не нашел для Ag, Ne, He и H<sub>2</sub> заметной зависимости  $W$  от энергии  $\alpha$ -частиц, в то время как Крэншоу и Харвей [28] показали наличие некоторой зависимости  $W$  от энергии (табл. 28).

Сообщалось также [29], что соотношение между  $W_{\alpha}$  (для  $\alpha$ -частиц) и  $W_p$  (для протонов) в чистом аргоне составляет  $W_{\alpha}/W_p = 1,077$ . В табл. 28 приведены величины  $W$  (в эв) для  $\alpha$ -частиц Po в различных газах, причем указаны результаты измерений, проведенных разными исследователями. Более подробные данные имеются в справочнике Ландольт-Бернштейна, т. 1, ч. 5, 1952 г., а также в других работах [2, 30].

Энергия, затрачиваемая быстрым электроном при образовании пары ионов, отличается от энергии, затрачиваемой  $\alpha$ -частицей. В табл. 29 приведены соответствующие данные\*.

\* См. также Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение частиц через вещество, сб. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, М., Изд-во иностр. лит., 1953. — Прим. перев.

Величина  $W$  для воздуха несколько возрастает при малой энергии электронов [31].

Т а б л и ц а 28

Энергия, затрачиваемая  $\alpha$ -частицей Po  
на образование одной пары ионов в некоторых газах

Газ	$W$ , эв	Газ	$W$ , эв	Газ	$W$ , эв	
Воздух	35,6 [32]	CO <sub>2</sub>	33,9 [9]	Ar	26,25 [38]	
	34,8 [9]		33,5 [38]		26,4 [39]	
	35,0 [33]		34,5 [39]		25,8 [34]	
	33,9 [34]		34,3 [35]		27,5 ± 1,9/	
	34,95 [35]		34,3 [36]		$\sqrt{E(Mэв)}$	
	35,0 [36]				[28]	
N <sub>2</sub>	35,0 [37]	CH <sub>4</sub>	29,4 [9]	Kr	22,8 [37]	
	36,1 [9]		29,0 [33]		22,4 [9]	
	36,0 [33]		29,0 [35]		20,8 [37]	
	36,3 [38]		29,4 [36]		24,1 [39]	
O <sub>2</sub>	32,4 [9]	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	27,0 [9]	Xe	21,4 [10]	
	32,3 [37]		42,7 [39]		21,9 [39]	
	32,2 [33]				22,0 [34]	
H <sub>2</sub>	36,0 [32]	He	31,0 [32]	Ne	36,8 [39]	
	33,0 [37]		27,8 [37]		35,3 [34]	
	37,0 [33]		30,86 [38]			
	36,3 [34]		31,7 [33]		BF <sub>3</sub>	35,3 [35]
	35,96 [35]		40,3 [34]			36,0 [36]
CO	34,0 [9]	Ar	24,37 [9]	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	32,6 [35]	
			25,4 [37]			
			25,9 [33]			

Т а б л и ц а 29

Энергия, затрачиваемая быстрым электроном  
на образование пары ионов

Газ	$W$ , эв	Энергия электронов	Газ	$W$ , эв	Энергия электронов
Воздух	32,0 [32]	0,3 Мэв 10—60 кэв	N <sub>2</sub> H <sub>2</sub> He	35,8 [41]	—
	32,2 ± 0,5 [40]			38,0 [41]	—
				32,5 [41]	—
Ar	35,0 [41]	17,4 кэв	CH <sub>4</sub> O <sub>2</sub>	30,2 [41]	—
	26,9 [42]			32,2 [33]	—
	27,0 [41]				—

## 5. Длина пробега электронов в алюминии

Вследствие большого рассеяния электронов при их прохождении через вещество, точное определение их пробега почти невозможно. Наиболее тщательно измерен пробег  $\alpha$ -частиц в алюминии. На рис. 186 приведены экспериментальные кривые: *a* — для электронов одинаковой энергии; *б* — для электронов, энергии

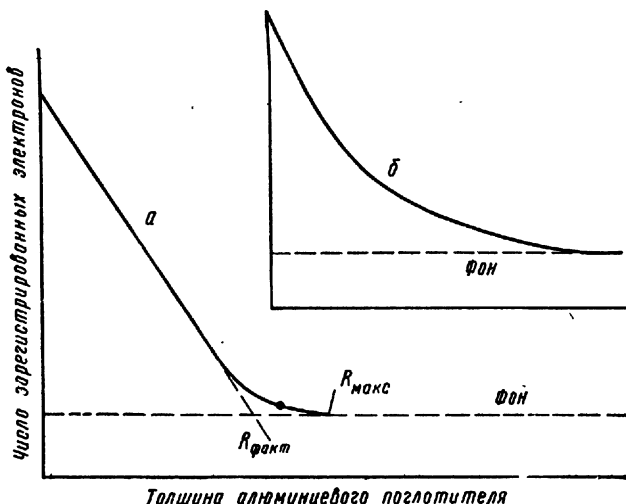


Рис. 186. Длина пробега электронов:

*a* — моноэнергетический пучок; *б* — непрерывным энергетическим спектром.

которых распределены по  $\beta$ -спектру. В последнем случае измерения весьма затруднены, и кривая *б* соответствует максимальному пробегу. На рис. 187—191 приведены зависимости между пробегом электронов и их энергией для Al, H<sub>2</sub>O, Cu, H<sub>2</sub> и He [43—47]. Так как длина пробега позитронов  $R^+$  несколько отличается от длины пробега электронов  $R^-$ , то на рис. 187—189 приведены кривые зависимости отношения  $R^+/R^-$  от энергии.

При проведении измерений посредством счетчиков со слюдяным окном целесообразно пользоваться кривыми рис. 192, показывающими, какая часть  $\beta$ -частиц с известной максимальной энергией регистрируется счетчиком. Эти кривые дают лишь качественные указания, поскольку результат измерения зависит еще и от формы  $\beta$ -спектра. Зависимость между длиной максимального пробега в алюминии и энергией  $\beta$ -частиц в диапазоне 0,7—3 Мэв дается выражением

$$R \text{ (г/см}^2 \text{ Al)} = C_1 E \text{ (Мэв)} - C_2 \quad (84)$$

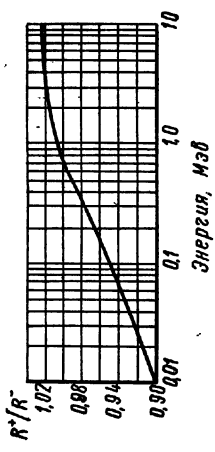
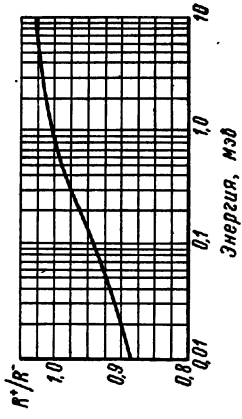
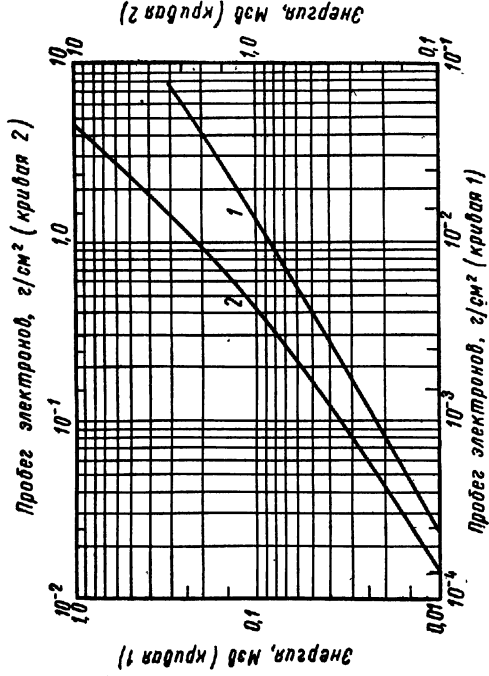
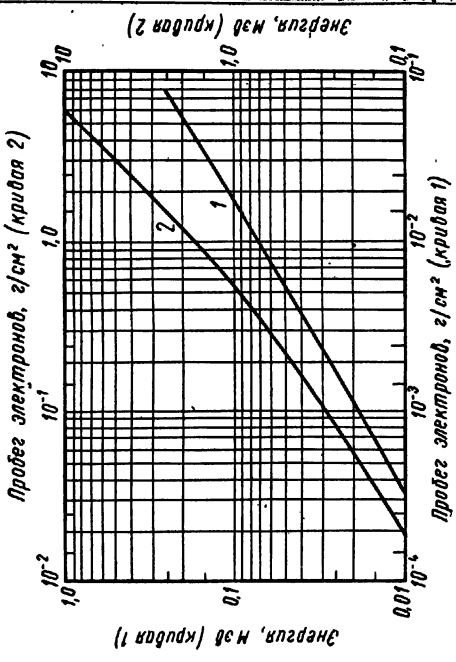


Рис. 187. Длина пробега электронов и позитронов в алюминии.

Рис. 188. Длина пробега электронов и позитронов в воде.

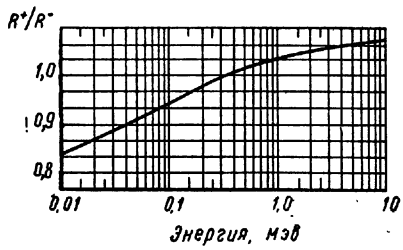
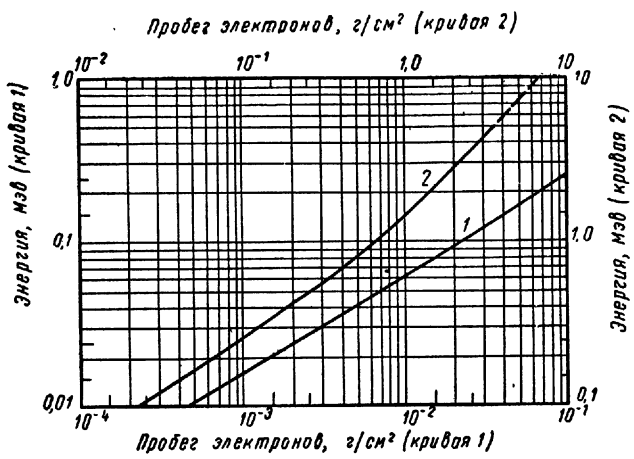


Рис. 189. Длина пробега электронов и позитронов в меди.

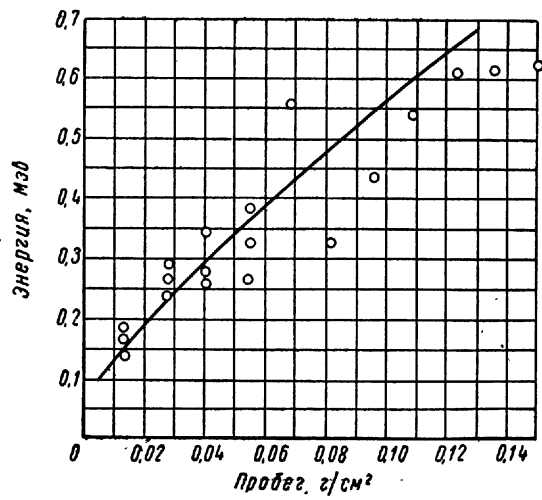


Рис. 190. Расчетная и измеренная длина пробега электронов в водороде.

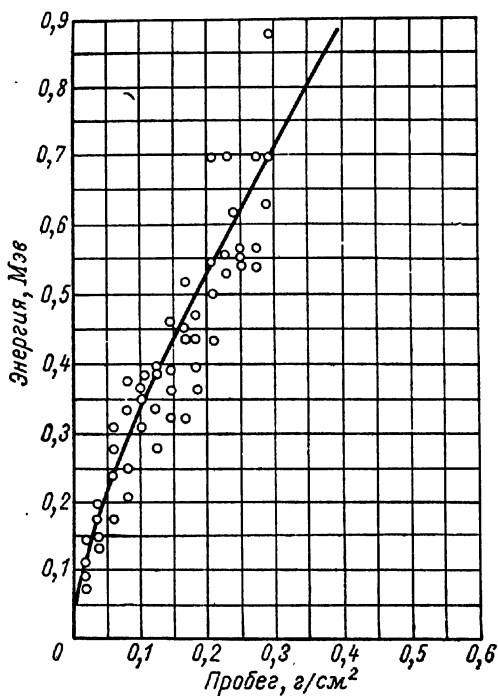


Рис. 191. Расчетная и измеренная длина пробега электронов в гелии.

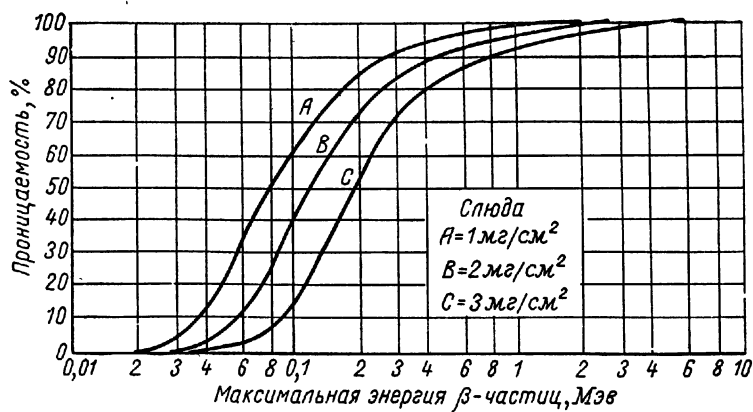


Рис. 192. Пропускная способность слюды для β-частиц различной энергии.

Постоянные  $\hat{C}_1$  и  $\hat{C}_2$ , определенные рядом авторов, несколько различаются (табл. 30) [48].

Т а б л и ц а 30

Значения коэффициентов  $C_1$  и  $C_2$  по данным различных авторов

Коэффициент	[49]	[50]	[51]	[52]	[48]	[53]
$C_1$	0,511	0,536	0,543	0,571	0,526	0,530*
$C_2$	0,091	0,165	0,160	0,161	0,110	0,106*

\* Для  $E > 2,5$  Мэв

Для энергий ниже 0,7 Мэв предложено [48] выражение

$$E = 1,92 \sqrt{R^2 + 0,22R} \quad (E, \text{Мэв}; R, \text{мг/см}^2 \text{ Al}). \quad (85)$$

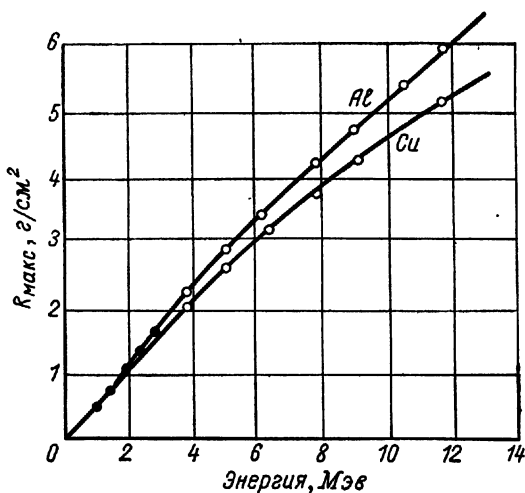


Рис. 193. Максимальная длина пробега электронов в алюминии и меди [52, 54].

В более новых работах [53] для диапазона энергий от 0,01 до 2,5 Мэв дается формула

$$R \text{ (г/см}^2\text{)} = 0,412E^{1,265-0,09541nE}. \quad (86)$$

Для области высоких энергий на рис. 193 приведена экспериментальная кривая [54]. Для энергий от 10 до 20 Мэв найдена эмпирическая зависимость [55]

$$R_{\text{макс}} \text{ (см Al)} = 0,246E \text{ (Мэв)}. \quad (86a)$$

Приводится также [56] соотношение:  $E = 22,2R^{0,6}$  ( $E$ , кэв;  $R$ , мг/см<sup>2</sup>). Для длины максимального пробега электронов указывается соотношение [57]:  $E = 20,0R^{0,558}$ , что соответствует  $R^- = 773E^{1,70}$  ( $E$ , Мэв;  $R$ , мг/см<sup>2</sup>); для позитронов  $R^+ = 759E^{1,72}$ . Кривые, соответствующие последним выражениям, приведены на рис. 194.

## 6. Удельная ионизация электронами

Удельной ионизацией электронами называется число пар ионов, образующихся на 1 см пути электрона в газе при давлении 760 мм рт. ст.



При малых энергиях ( $E < 40$  эв) вероятность ионизации и удельная ионизация возрастают пропорционально энергии электрона:

$$I = a (E - I_0). \quad (87)$$

Здесь  $a$  — постоянная, зависящая от рода газа;  $I_0$  — средняя работа ионизации, затрачиваемая на образование пары ионов. Ионизационная способность электрона достигает максимума

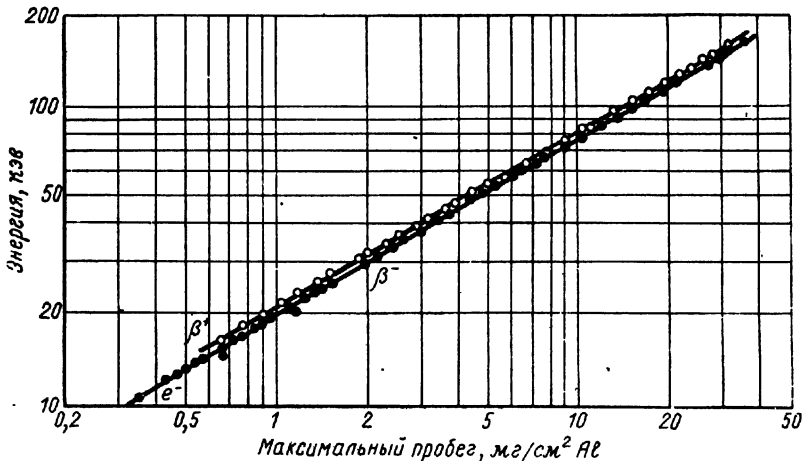


Рис. 194. Соотношение энергии и длины пробега для электронов и позитронов.

при энергиях в области 70—200 эв; как видно на рис. 195, высота и местоположение максимума зависят от рода газа [58].

При больших энергиях удельная ионизация уменьшается (вначале приблизительно пропорционально  $1/E$ ), достигает минимума при  $\sim 2$  Мэв, а затем снова медленно нарастает [59]. На рис. 196 показано изменение удельной ионизации в азоте [60]; такой ход кривой характерен для всех газов. Ось абсцисс на рис. 196 представляет величину  $H\rho$  в логарифмическом масштабе, причем

$$H\rho = \frac{m_0 e \beta}{e \sqrt{1 - \beta^2}} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right). \quad (88)$$

Здесь  $m_0$  — масса электрона;  $\rho$  — радиус кривизны в магнитном поле, напряженность которого  $H$ .

В водороде удельная ионизация электрона с энергией 2 Мэв составляет около 5 пар ионов на 1 см пути [61]. Приводятся также и другие данные [46].

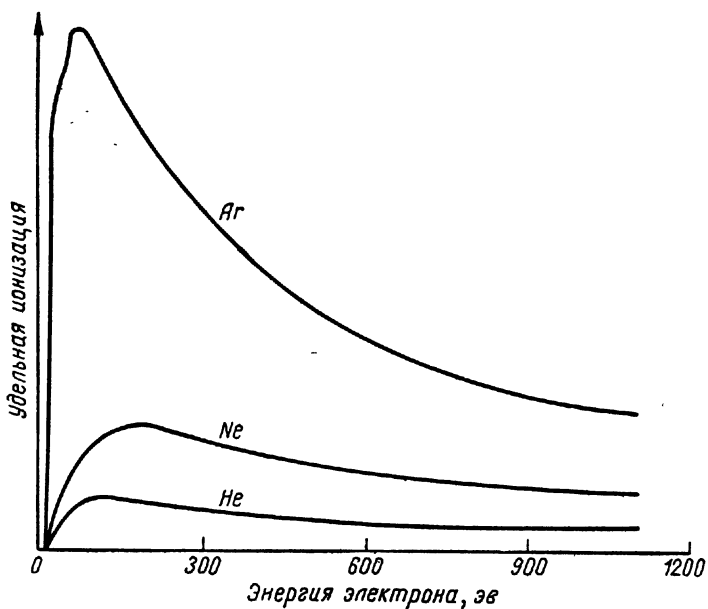


Рис. 195. Удельная ионизация инертных газов в зависимости от энергии электронов.

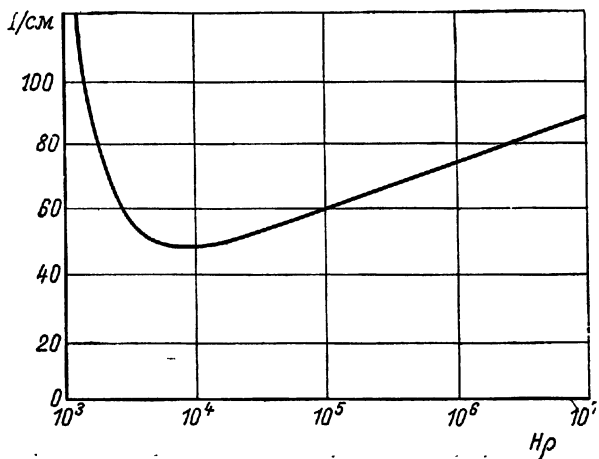


Рис. 196. Удельная ионизация для быстрых электронов в азоте при атмосферном давлении.

## 7. Подвижность положительных ионов при малой напряженности поля

Средняя скорость перемещения положительных ионов в газе в направлении электрического поля малой напряженности  $E$  равна

$$u = k_i E, \text{ причем } k_i = \frac{e\tau}{fm}. \quad (89)$$

Здесь  $m$  — масса иона;  $\tau$  — промежуток времени между двумя соударениями.

Коэффициент  $f$  зависит от отношения массы иона к массе молекулы газа  $M$ ; при  $m \ll M$ ,  $f \approx 1$ . Величина  $k_i$  называется подвижностью ионов. При слабых полях  $u < v$ , где  $v$  — тепловая скорость ( $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} kT$ );  $\tau = \lambda/v$ , где  $\lambda$  — средняя длина пробега иона между двумя соударениями. Отсюда

$$u = \frac{e\tau E}{fm} = \frac{eE}{fm} \frac{\lambda}{v}.$$

Поскольку  $\lambda$  обратно пропорциональна давлению газа (согласно кинетической теории газов  $\lambda = 1/2\sqrt{2}N\pi d^2$ , где  $N$  — число молекул на  $1 \text{ см}^3$ ;  $d$  — диаметр молекулы), то скорость перемещения ионов изменяется обратно пропорционально изменению давления ( $u \approx E/p$ ). Эта зависимость довольно сложна и для разных газов различна [62].

В табл. 31 приведены ориентировочные данные подвижности положительных ионов при давлении  $760 \text{ мм рт. ст.}$  и температуре  $0^\circ \text{С}$  в различных газах. Подвижность отрицательных ионов, несколько превышающая подвижность положительных ионов, сильно зависит от чистоты газа. В особо чистых газах подвижность увеличивается на два порядка.

Таблица 31  
Подвижность  $k_i$  положительных ионов при  $760 \text{ мм рт. ст.}$  и  $0^\circ \text{С}$

Газ	$k_i$ , см/сек на 1 в/см	Газ	$k_i$ , см/сек на 1 в/см
Воздух . . . . .	1,35	CH <sub>4</sub> . . . . .	2,75 [64]
H <sub>2</sub> . . . . .	6	Метилаль . . . . .	0,32 [64]
N <sub>2</sub> . . . . .	1,27	Ag+10% спирта . . . . .	0,75 [65]
O <sub>2</sub> . . . . .	1,3	Ag+2,5% метилала . . . . .	0,92 [64]
Ag . . . . .	1 [35]	Ag+10% метилала . . . . .	0,81 [64]
CO <sub>2</sub> . . . . .	0,81	Ag+22% метилала . . . . .	0,69 [64]
SO <sub>2</sub> . . . . .	0,44	Ag+30% метилала . . . . .	0,64 [64]
Спирт . . . . .	0,34 [63]		

## 8. Подвижность электронов в газах

Еще более сложны процессы соударения электронов с частицами газов. Пропорциональность между скоростью перемещения  $u$  и напряженностью поля  $E$ :

$$u = k_e \frac{E}{p} \quad (90)$$

наблюдается только в узкой области. Так, в инертных газах пропорциональность сохраняется для значений  $E/p$  от 10 до 50, а в некоторых двухатомных газах — для  $E/p$  от 1 до 10. Данные многочисленных измерений приведены в ряде работ [62, 66—68]. В газовых смесях, часто применяемых в счетчиках, скорость перемещения электронов при  $E/p > 1$  может либо оставаться постоянной (рис. 197 [69]), либо постепенно уменьшаться (рис. 198 [68]). В связи с высокой напряженностью поля вблизи нити счетчика важное значение имеют процессы при больших значениях  $E/p$ . В большинстве случаев скорость электронов увеличивается с ростом напряженности поля, однако к настоящему времени проведено еще недостаточное количество точных измерений. Поэтому при анализе процессов в газоразрядных счетчиках ограничиваются данными о средней подвижности электронов в полях, образованных коаксиальными электродами. Кривая для аргоно-метилалевых смесей приведена на рис. 199 [64]. Можно видеть, что подвижность электронов снижается с увеличением парциального давления метилала (имеются также данные [70] для смесей аргон — спирт).

В табл. 32 приведены данные [70—73] подвижности  $k_e$  электронов при двух различных напряженностях поля ( $p = 1$  мм рт. ст.).

Т а б л и ц а 32

Подвижность электронов

Газ	$k_e \times 10^6$ см/сек при $E/p = 1$	$k_e \times 10^6$ см/сек при $E/p = 5$
Воздух [71] . . . . .	11	30
H <sub>2</sub> [73] . . . . .	12	26
He [72] . . . . .	8	30
Ne [72] . . . . .	14	62
Ar [72] . . . . .	4,2	—
Ar [73] . . . . .	7	40
N <sub>2</sub> [72] . . . . .	8	25
CO <sub>2</sub> . . . . .	5,5	50
NH <sub>3</sub> [71] . . . . .	1,5	8
90% Ar + 10% спир- та [70] . . . . .	15,7	От 0,6 до 2 в/см при 100 мм рт. ст.
Спирт [70] . . . . .	1,6	То же

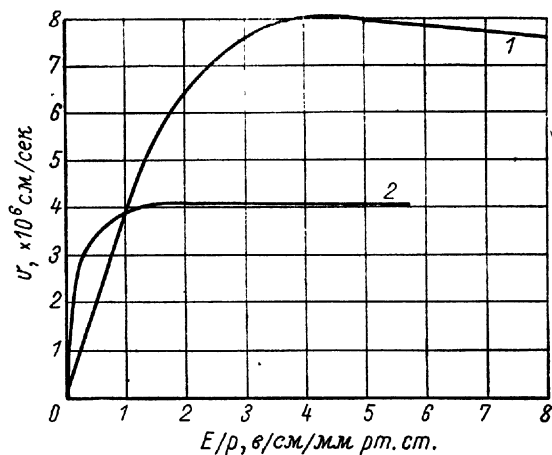


Рис. 197. Скорость дрейфа электронов в зависимости от  $E/p$ :

1 — смесь аргона (61 мм рт. ст.) и эфира (11 мм рт. ст.);  
 2 — смесь аргона (10 мм рт. ст.) и бутана (17 мм рт. ст.).

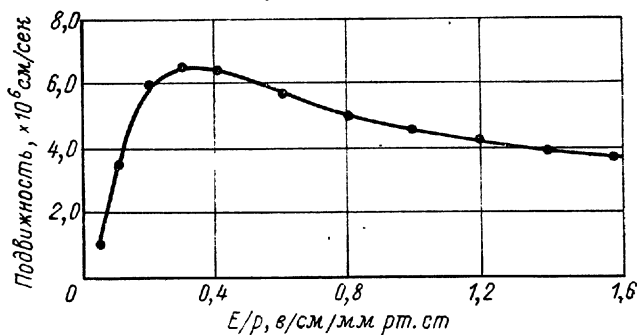


Рис. 198. Подвижность электронов в смеси аргона (90%) и метана (10%).

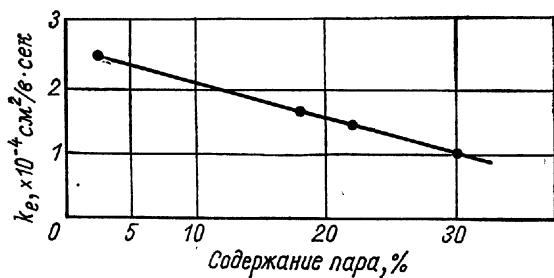


Рис. 199. Подвижность электронов в смеси аргона и метилала при суммарном давлении 80 мм рт. ст.

## 9. Поглощение $\gamma$ -лучей

Начальная интенсивность  $I_0$  направленного пучка  $\gamma$ -лучей, прошедшего через слой  $x$  некоторого вещества, уменьшается до величины  $I$  согласно выражению

$$I = I_0 e^{-\mu x}.$$

Здесь  $\mu$  — коэффициент поглощения, обусловленный тремя процессами: фотоэффектом, комптон-эффектом и образованием пар — и зависящий также от жесткости излучения.

Чтобы рассчитать этот коэффициент с достаточной точностью, необходимо знать эффективное сечение для каждого из трех упомянутых процессов.]

**Фотоэффект.** Эффективное сечение  $\sigma_\phi$  для фотоэффекта быстро возрастает с атомным номером. Для  $\gamma$ -лучей, энергия которых превышает энергию  $K$ -излучения  $\alpha_k$  данного элемента, эффективное сечение равно [74]

$$\frac{\sigma_\phi}{r_0^2} = 3,45 \cdot 10^{-6} \frac{Z^3}{\alpha^3} (1 + 0,0082Z) \left( 1 - \frac{\alpha_k}{4\alpha} - \frac{\alpha_k^2}{1,21\alpha} \right), \quad (91)$$

когда

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}.$$

Здесь  $\alpha$  — энергия, выраженная в единицах  $m_0 c^2$  (0,51 Мэв). Эффективное сечение равно

$$\frac{\sigma_\phi}{r_0^2} = \frac{0,073}{\alpha^3} \left( 1 - \frac{0,00365}{\alpha} \right) \quad (\text{для железа } \alpha_k = 0,014);$$

$$\frac{\sigma_\phi}{r_0^2} = \frac{3,151}{\alpha^3} \left( 1 - \frac{0,0678}{\alpha} \right) \quad (\text{для свинца } \alpha_k = 0,173),$$

**Комптон-эффект.** Поглощение алюминием  $\gamma$ -излучения с энергией в диапазоне 0,1—10 Мэв (или оловом — в диапазоне 1—10 Мэв) в основном определяется комптон-эффектом. Эффективное сечение для комптон-эффекта  $\sigma_k$  (поглощение плюс рассеяние) равно [55]

$$\begin{aligned} \sigma_k = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2+2\alpha}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (91a)$$

Величина  $\sigma_k$  уменьшается с увеличением энергии. Энергия комптоновских электронов сильно зависит от угла рассеяния: при  $0^\circ$  она близка к нулю и достигает максимума [при  $180^\circ$ .

При отклонении  $\gamma$ -кванта с начальной энергией  $E_0$  на угол  $\theta$  от первоначального направления энергия электрона составляет

$$E(\theta) = E_0 - \frac{E_0 m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_0(1 - \cos \theta)}. \quad (92)$$

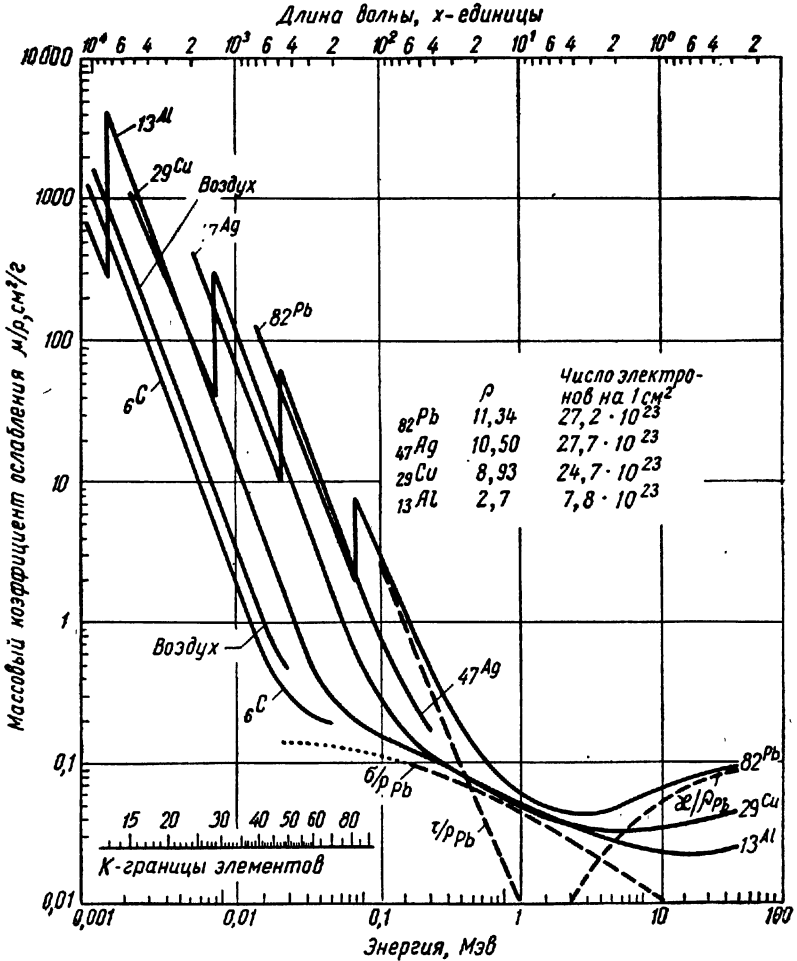


Рис. 200. Массовый коэффициент ослабления  $\mu/\rho$  для рентгеновых и  $\gamma$ -лучей; фотоэффект свинца  $\tau/\rho$ ; комптон-эффект свинца  $\sigma/\rho$ ; образование пар  $\kappa/\rho$ .

Максимальная энергия (для  $E_0 \gg m_0 c^2$ )

$$E_{\text{макс}} = \frac{2E_0^2}{2E_0 + m_0 c^2} = \frac{E_0}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_0}} \approx E_0 \left(1 - \frac{m_0 c^2}{2E_0}\right) = E_0 - \frac{m_0 c^2}{2}.$$

Дифференциальное эффективное сечение рассеяния для элемента телесного угла  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$  равно

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1 + \alpha_0(1 - \cos \theta)]^2} \left\{ 1 + \cos^2 \theta + \frac{[\alpha_0(1 - \cos \theta)]^2}{1 + \alpha_0(1 - \cos \theta)} \right\}. \quad (91б)$$

**Образование пар.** Эффективное сечение образования пар выражается следующими формулами.

Если  $1 < \alpha < 137Z^{-1/2}$ , то

$$\frac{\sigma_{\text{п}}}{r_0^2} = \frac{Z^2}{137} \left( \frac{28}{9} \lg 2\alpha - \frac{218}{27} \right). \quad (93)$$

Если  $\alpha \gg 137Z^{-1/2}$ , то

$$\frac{\sigma_{\text{п}}}{r_0^2} = \frac{Z^2}{137} \left[ \frac{28}{9} \lg (183Z^{-1/2}) - \frac{2}{27} \right]. \quad (93а)$$

Таким образом, суммарный коэффициент поглощения

$$\mu = N\sigma = N(\sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}) = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}. \quad (94)$$

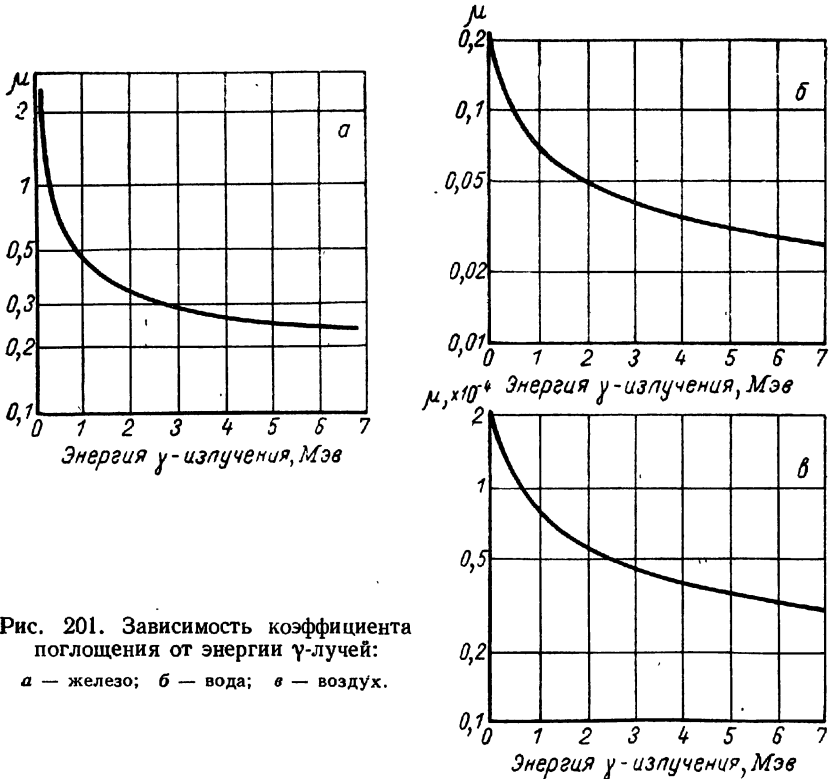


Рис. 201. Зависимость коэффициента поглощения от энергии  $\gamma$ -лучей:  
а — железо; б — вода; в — воздух.

На рис. 200 приведены зависимости поглощения рентгеновых и  $\gamma$ -лучей в Рb, Ag, Cu, Al от энергии. Вместо величины  $\mu$  на оси



ординат отложены значения массового коэффициента ослабления  $\mu/\rho$  (в  $\text{см}^2/\text{г}$ .) Слой половинного поглощения равен  $0,69/\mu \text{ см}$ .

На рис. 201 показана зависимость суммарного коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей в железе, воде и воздухе от энергии [75]. Имеются полные табличные данные коэффициентов ослабления рентгеновых и  $\gamma$ -лучей с энергией от 10 кэв до 100 Мэв [76].

### 10. Потенциалы ионизации

При рассмотрении процессов в газоразрядных счетчиках большое значение имеют потенциалы ионизации компонент газовой смеси. Соответствующие данные приводятся в табл. 33 и 34 [77]. В табл. 33 указаны потенциалы ионизации, наименьшие значения потенциала возбуждения, основные метастабильные состояния, вероятность захвата электрона и другие данные для одно- и двухатомных газов. Табл. 34 содержит соответствующие данные для наиболее часто применяемых многоатомных газов и паров.

Т а б л и ц а 33

Потенциалы возбуждения и ионизации одно- и двухатомных газов

Газ	Первый потенциал возбуждения, эв	Потенциал ионизации, эв	Вероятность присоединения электрона	Вероятность образования отрицательного иона	Метастабильные уровни, эв	Фотонное излучение, Å
Ar	11,6	15,7	0	—	11,5	10480
He	20,5	24,5	0	—	19,7	8540
Ne	16,6	21,5	0	—	16,5	7360
Kr	9,9	13,9	0	—	9,87	12360
Xe	8,3	12,1	0	—	8,27	14700
H <sub>2</sub>	11,5	15,4	0	H <sup>-</sup> ; 10 <sup>-5</sup>	—	—
H	10,2	13,5	0	—	—	12150
N <sub>2</sub>	6,1	15,5	0	—	6,27	—
N	—	14,5	—	—	2,37	11350
O <sub>2</sub>	6	12,5	10 <sup>-4</sup>	O <sub>2</sub> <sup>-</sup> ; 10 <sup>-5</sup> O <sub>2</sub> <sup>-</sup> ; 10 <sup>-4</sup>	5; 3; 9	—
O	—	13,6	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-5</sup>	2; 4; 9	13020
CO <sub>2</sub>	—	14,4 (13,85)	0	O <sub>2</sub> <sup>-</sup> ; 10 <sup>-4</sup> CO <sub>2</sub> <sup>-</sup> ; 10 <sup>-4</sup>	5; 6	—
Hg	—	10,4	—	Hg <sup>-</sup> ; 10 <sup>-3</sup>	5,43	1850

Таблица 34

## Потенциалы ионизации и другие свойства многоатомных газов

Газ	Потенциал ионизации, эВ	Вероятность присоединения электрона	Образование отрицательных ионов	Энергия образования отрицательного иона, эВ	Область поглощения фотонов, Å
Br <sub>2</sub>	12,8	10 <sup>-8</sup>	Br <sup>-</sup>	2,0	1500
Cl <sub>2</sub>	13,2	10 <sup>-8</sup>	Cl <sup>-</sup>	2,4	1500
CO	14,1	—	O <sup>-</sup>	—	—
NO	9,5	5·10 <sup>-5</sup>	O <sup>-</sup>	7,0	—
CO <sub>2</sub>	13,85—14,4	0	—	—	{ 1360—600 1600—1450
CS <sub>2</sub>	10,4	—	—	—	3800—1200
H <sub>2</sub> S	10,4	0	HS <sup>-</sup> ; S <sup>-</sup>	3,7	1600—1190
NO <sub>2</sub>	11,0	0	—	—	5700—2200
N <sub>2</sub> O	12,9	0	O <sup>-</sup>	1,7	{ 3000—1760 1520—1056
SO <sub>2</sub>	13,1	10 <sup>-4</sup>	SO <sup>-</sup> O <sup>-</sup>	3,9 3,5	<1000
H <sub>2</sub> O	12,56—13,0	0	{ OH <sup>-</sup> O <sup>-</sup>	{ 5,4 7,5	{ 1240—983 1700, 1650, 1600
OH	13,8	10 <sup>-4</sup>	—	—	—
NH <sub>3</sub>	10,5	0	{ NH <sup>-</sup> NH <sub>2</sub> <sup>-</sup>	{ 6,0 3	{ 1620—1450 <1200
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	11,6	—	—	—	2400—2090
CCl <sub>4</sub>	11,0	—	—	—	4600—2300
CH <sub>4</sub>	13,1 [78]	—	—	—	<1450
CHCl <sub>3</sub>	—	—	—	—	<2200
BF <sub>3</sub>	15,5 [79]	—	—	—	—
CH <sub>3</sub> J	10,1	—	—	—	{ 3600—2110; 2100—1215
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> Br	10,24	—	—	—	<2500
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> Cl	—	—	—	—	{ 1633—1602; 1518 <700
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	11,3	—	—	—	3300—2940
(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO	10,1	—	—	—	1750—1450
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	11,6 [80]	—	—	—	—
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	10,8 [81]	—	—	—	—
CH <sub>2</sub> (OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	11,0	—	—	—	—
CH <sub>3</sub> OH	10,8 [82]	—	—	—	—

## 11. Часто применяемые газы и пары

При выборе пара (в качестве наполнителя газоразрядного счетчика) следует обратить внимание на то, чтобы его давление было достаточно высоким. Это необходимо во избежание вредного влияния температурных изменений. Кроме метана, этана и пропана, могут применяться также метилаль и диэтилэфир. Давление паров этих веществ при практически встречающихся низких температурах выше, чем их парциальное давление в рабочей смеси счетчика. Перечень некоторых веществ дан в табл. 35.

Т а б л и ц а 35

Свойства некоторых легко испаряющихся веществ

Вещество	Формула	Молекулярный вес	Давление паров при 20° С. мм рт. ст.
Метан . . . . .	CH <sub>4</sub>	16	760
Этан . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	30	760
Пропан . . . . .	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	44	760
Метиловый спирт . . . . .	CH <sub>3</sub> OH	32	96
Этиловый спирт . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	46	44
Ацетон . . . . .	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO	58	180
Метилацетат . . . . .	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO <sub>2</sub>	74	170
Этилацетат . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> CO <sub>2</sub> CH <sub>3</sub>	88	73
Метилаль . . . . .	CH <sub>2</sub> (OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	76	265
Хлороформ . . . . .	CHCl <sub>3</sub>	119	160
Амилацетат . . . . .	C <sub>5</sub> H <sub>11</sub> CO <sub>2</sub> CH <sub>3</sub>	130	14
Диэтилэфир . . . . .	(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>2</sub> O	74	438
Ксилол . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	106	10

Полезным свойством многоатомных газов и паров является их высокая тормозная способность, во многих случаях превышающая тормозную способность ксенона [83]. Это дает возможность изготовлять счетчики низкого давления (несколько миллиметров ртутного столба), которые могут быть включены в систему вакуумной установки.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Geiger H. Hdb. Phys., 22, 2.
2. Bethe H. A. The range-energy relation for slow  $\alpha$ -particles and photons in air. Rev. Mod. Phys., 22, 213 (1950).
3. Burcham W. E., Freeman J. Range-energy relation for slow  $\alpha$ -particles. Philos. Mag., 42, 434 (1951).
4. Haseman D., Haxel O. Z. Phys., 120, 486 (1942).
5. Jesse W. P., Sadauskis J. The range energy curves for  $\alpha$ -particles and protons. Phys. Rev., 78, 1 (1950).
6. Kirchner F., Neuert H., Laaff O. Über das Ionisationsvermögen von einigen bei Kernumwandlungsvorgängen ausgeschleuderten Atomkernen. Phys. Z., 38, 969 (1937).
7. Stetter G., Jentschke W. Die Bestimmung der spezifischen ionisation des einzelnen  $\alpha$ -Teilchens. Phys. Z., 36, 441 (1935).

8. Holloway M. G., Livingstone M. S. Range and specific ionization of  $\alpha$ -particles. *Phys. Rev.*, **54**, 18 (1938).
9. Schmieder K. Bremsvermögen und Trägerbildung der  $\alpha$ -Strahlen in Gasen. *Ann. phys.*, **35**, 445 (1935).
10. Gurney R. W. Ionization by  $\alpha$ -particles in monoatomic and diatomic gases. *Proc. Roy. Soc. A*, **107**, 332 (1925).
11. Mano G. Sur l'absorption des rayons H et des rayons  $\alpha$  par la matière: parcours, pouvoir de ralentissement. *J. phys. et radium*, **V**, 7, 628 (1934).
12. Riezler W., Rudloff A. Ionisation und Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen in verschiedenen Gasen. *Ann. Phys.*, **15**, 224 (1955).
13. McNally M. The differential stopping power of liquid water for  $\alpha$ -particles. *Proc. Roy. Soc. A*, **237**, 28 (1956).
14. Hammer F., Hoecker F. A new method of measuring the stopping power of several materials for  $\alpha$ -particles. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 394 (1949).
15. Livingstone M. S., Bethe H. A. Nuclear physics. *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 261 (1937).
16. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество. Сб. «Экспериментальная ядерная физика», под ред. Э. Серге. М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 143.
17. Simmons D. H. Range-energy relation for p in Al. *Proc. Phys. Soc. A*, **65**, 454 (1952).
18. Bichel H., Farmery B. J. Range-energy measurements in Al for protons of 2 to 5 MeV. *Bull. Amer. Phys. Soc. II*, **12**, No. 1, 15 (1957).
19. Burcham W. E. The range energy relation for protons of intermediate energy in air. *Philos. Mag.*, **44**, 211 (1952).
20. Warsaw S. D. The stopping power for protons in several metals. *Phys. Rev.*, **76**, 1759 (1949).
21. Bader M., Pixley R. E., Mozer F. S., Whaling W. Stopping power of solids for protons, 50—600 keV. *Phys. Rev.*, **103**, 32 (1956).
22. Wenzel W. A., Whaling W. The stopping cross section of D<sub>2</sub>O ice. *Phys. Rev.*, **87**, 499 (1952).
23. Hirschfelder I. O., Magie L. L. Range-energy relations for protons in substances containing C, H, O, A and Xe. *Phys. Rev.*, **73**, 207 (1948).
24. Glocker R. Berechnung der Reichweite von Protonen in leichtatomigen Stoffen. *Z. angew. Phys.*, **1**, 179 (1948).
25. Taylor A. E. Range-energy relations. *Repts Progr. Phys.*, **15**, 49 (1952).
26. Price B. T. Ionization by relativistic particles. *Repts Progr. Phys.*, **18**, 52 (1955).
27. Gray L. H. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **40**, 95 (1944).
28. Cranshaw T. E., Harvey J. A. *Canad. J. Res. A*, **26**, 243 (1948).
29. Tunncliffe P. R., Ward A. G. The relative ionization produced by low energy protons, deuterons and  $\alpha$ -particles. *Proc. Phys. Soc. A*, **65**, 233 (1952).
30. Valentine J. M., Curran S. C. Average energy expenditure per ion pair in gases and gas mixtures. *Repts Progr. Phys.*, **21**, 1 (1958).
31. Gerbes W. Über die Ionisierungswirkung von Kathodenstrahlen in Luft. *Ann. Phys.*, **23**, 648 (1935).
32. Gray L. H. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **40**, 72 (1944).
33. Valentine J. M., Curran S. C. Energy expenditure per ion pair for electrons and  $\alpha$ -particles. *Philos. Mag.*, **43**, 964 (1952).
34. Weiss J., Bernstein W. Energy required to produce one ion in several noble gases. *Phys. Rev.*, **103**, 1253 (1956).
35. Biber C., Huber P., Müller A. Arbeit pro Ionenpaar von mehratomigen Gasen für Po- $\alpha$ -Teilchen. *Helv. phys. acta*, **28**, 497 (1955).
36. Bortner T. E., Hurst G. S. Ionization of pure gases and mixtures of gases by 5 MeV- $\alpha$ -particles. *Phys. Rev.*, **93**, 1236 (1954).
37. Rutherford E., Chadwick J., Ellis C. E. Radiations from radioactive substances. Cambridge, 1930, p. 81.
38. Haerberli W., Huber P., Baldinger E. Absolutwerte der Arbeit pro Ionenpaar von Po- $\alpha$ -Teilchen in He, N<sub>2</sub>, A, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>. *Helv. phys. acta*, **25**, 467 (1952).

39. Jesse W. P., Sadauskis J.  $\alpha$ -Particle ionization in pure gases and the average energy to make an ion pair. *Phys. Rev.*, **90**, 1120 (1953).
40. Eisl A. Über die Ionisierung von Luft durch Kathodenstrahlen von 10 bis 60 kV. *Ann. Phys.*, **3**, 277 (1929).
41. Valentine J. M. Energy per ion pair for electrons in gases and gas mixtures. *Proc. Roy. Soc. A*, **211**, 75 (1952).
42. Nicodemus D. B. Stanford University, Thesis, 1936.
43. Schonland B. F. The passage of cathode rays through matter. *Proc. Roy. Soc. A*, **104**, 235 (1923); **108**, 187 (1925).
44. Varder R. W. The absorption of homogenous  $\beta$ -rays. *Philos. Mag.*, **29**, 725 (1915).
45. Marshall J., Ward A. G. *Canad. J. Res. A*, **15**, 40 (1937).
46. Paul W., Steinwedel H. in K. Siegbahn. *Beta- and gamma-ray spectroscopy*, Amsterdam, 1955.
47. Nelms A. T. Energy loss and range of electrons and positrons. *Nat. Bur. Standards Circ.* 577 (1956).
48. Flammersfeld A. Eine Beziehung zwischen Energie und Reichweite für  $\beta$ -Strahlen kleiner und mittlerer Energie. *Z. Naturforsch.*, **2a**, 370 (1947).
49. Feather N. Concerning the absorption method of investigating  $\beta$ -particles of high energy. *Phys. Rev.*, **35**, 1559 (1930).
50. Widdowson, Champion. *Proc. Phys. Soc.*, **50**, 185 (1938).
51. Feather N. Further possibilities for the absorption method of investigating the primary  $\beta$ -particles from radioactive substances, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **34**, 599 (1938).
52. Bleuler E., Zünti W. *Helv. phys. acta*, **19**, 137 (1946).
53. Katz L., Penfold A. S. Range-energy relation for electrons and the determination of  $\beta$ -ray endpoint energies by absorption. *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 28 (1952).
54. Hereford F. L., Swann C. P. The maximum of high energy electrons in Al and Cu. *Phys. Rev.*, **78**, 727 (1950).
55. Breuer H., Harder D., Pohlit W. Zur Energie-Reichweite-Beziehung für monoenergetische schnelle Elektronen. *Z. Naturforsch.*, **13a**, 567 (1958).
56. Lane R. O., Zaffarano D. J. Transmission of 0—40 keV electrons by thin films with application to  $\beta$ -ray spectroscopy. *Phys. Rev.*, **94**, 960 (1954).
57. Gubernator K. Die Reichweite von Elektronen und Positronen kleiner Energie in Aluminium. *Z. Phys.*, **152**, 183 (1958).
58. Smith P. T. The ionization of He, Ne, A by electron impact. *Phys. Rev.*, **36**, 1293 (1930).
59. Bethe H. A. *Hdb. Phys.*, **24**, 1.
60. Corson D. R., Brode R. B. The specific ionization and mass of cosmic-ray particles. *Phys. Rev.*, **53**, 773 (1938).
61. Hereford F. L. *Phys. Rev.*, **74**, 574 (1948).
62. Healey R. W., Reed J. W. *The behavior of slow electrons in gases* Sydney, 1941.
63. Den Hartog H., Muller F. A. Dead time theory and technique *Physica*, **15**, 789 (1949); **16**, 17 (1950).
64. Stuckenberg H. J. Dissertation, Hamburg, 1958.
65. Schmidt K. J. Die Elektronenlawine im Plattenzähler. *Z. Phys.*, **139**, 251 (1954).
66. Rossi B., Staub H. H. *Ionization chambers and counters*. McGraw-Hill, 1949.
67. Sharpe J. *Nuclear radiation detectors*. J. Wiley, N. Y., 1955.
68. Bortner T. E., Hurst G. S., Stone W. G. Drift velocities of electrons in some commonly used counting gases. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 103 (1957).
69. Stevenson A. Electron velocities in Geiger counter gas mixtures. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 93 (1952).
70. Den Hartog H. Speed limitation of Geiger Müller counters. *Helv. phys. acta*, **23**, Suppl. 3, 124 (1950).

71. Bradbury N. E., Nielsen R. A. Absolute values of the electron mobility in hydrogen. *Phys. Rev.*, **49**, 388 (1936).
72. Nielsen R. A. Absolute values of the electron drift velocity in  $N_2$ , He, Ne, A. *Phys. Rev.*, **50**, 950 (1936).
73. Townsend J. S., Bailey V. A. The motion of electrons in argon and hydrogen. *Philos. Mag.*, **43**, 593 (1922); **44**, 1033 (1922).
74. Hirschfelder J. O., Adams E. N. The penetration of  $\gamma$ -radiation through thick layers. *Phys. Rev.*, **73**, 863 (1948).
75. Plesset M. S., Cohen S. T. Scattering and absorption of  $\gamma$ -rays. *J. Appl. Phys.*, **22**, 350 (1951).
76. Grodstein G. W. X-ray attenuation coefficients from 10 keV to 100 MeV. *Nat. Bur. Standards Circ.*, 583 (1957).
77. Brown S. C. Counter fillings. *Nucleonics*, **4**, 139 (1949).
78. Smith L. P. Ionization and dissociation of polyatomic molecules by electron impact. I. Methane. *Phys. Rev.*, **51**, 263 (1937).
79. Kreuzer H. Appearance-Potentiale von  $BF_3$  and  $BF_2$  aus  $BF_3$  bei Elektronenstosse. *Z. Naturforsch.*, **12a**, 519 (1957).
80. Hipple J. A. The dissociation of ethane by electron impact. *Phys. Rev.*, **53**, 530 (1938).
81. Kusch P., Hustrulid A., Tate J. T. The dissociation of HCN,  $C_2H_2$ ,  $C_2N_2$  and  $C_2H_4$  by electron impact. *Phys. Rev.*, **52**, 843 (1937).
82. Cummings S. C., Bleakney W. *Phys. Rev.*, **58**, 787 (1940).
83. Pepper T. P. Octane vapor proportional counter. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 222 (1949).

## Д. СХЕМЫ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 1. Введение

С целью регистрации и исследования процессов, которые происходят в ионизационной камере, газоразрядном или сцинтилляционном счетчиках, протекающие в этих приборах кратковременные токи преобразуются в импульсы напряжения. Последние после соответствующего усиления поступают на измерительные и счетные устройства, принципы действия, схемы и основные характеристики которых и описываются в данном разделе.

### 2. Линейные усилители

Выбор того или иного типа усилителя определяется требованиями, предъявляемыми к нему в связи с условиями эксплуатации. Одним из основных требований является ширина полосы частот, воспроизводимых усилителем. В измерительных установках, работающих на пропорциональных счетчиках, необходимы усилители с полосой 5—10 *Мгц*. Для работы с импульсами ионизационной камеры достаточна полоса до 1 *Мгц*. В случае сцинтилляционного счетчика ширина полосы усилителя определяется временем высвечивания применяемого люминофора, а также методом регистрации. Так, при работе с кристаллом NaJ (Tl) необходима полоса 2 *Мгц*, а при органических сцинтилляторах и регистрации по методу задержанных совпадений — до 300 *Мгц*.

Для того чтобы обеспечить устойчивость и воспроизводимость результатов измерений в течение длительных промежутков времени, необходима высокая стабильность параметров усилителя по отношению к колебаниям питающих напряжений, к изменениям температуры деталей и старению ламп. Это требование выполняется в усилителях с сильной отрицательной обратной связью, осуществляемой посредством пассивных цепей, состоящих из  $R$ -,  $C$ - или  $L$ -звеньев. Обратная связь значительно улучшает также линейность усилителей, так как позволяет сводить искажение импульсов до величины менее 1%. При проведении точных измерений важным условием является «неперегружаемость» усилителя (это требование будет рассмотрено ниже).

а) Двухкаскадные усилители с отрицательной обратной связью типа анод — катод

Эти усилители состоят из двух каскадов, в которых часть выходного напряжения подана на вход в соответствующей фазе (рис. 202). Каскады связаны  $RC$ -звеньями; усиление такой «пары» составляет приблизительно

$$G \approx \frac{R_{oc} + R_k}{R_k}$$

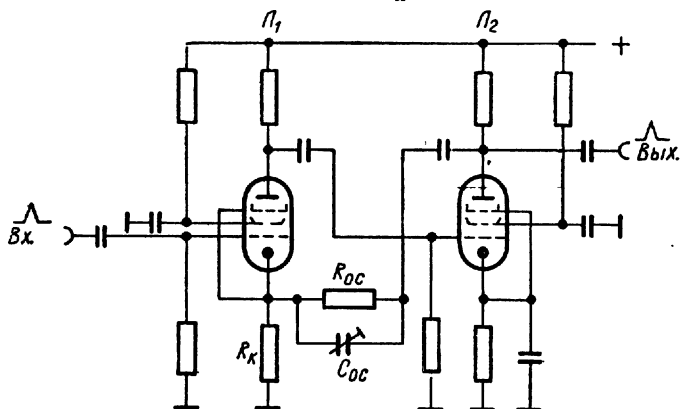


Рис. 202. Принципиальная схема двухкаскадного усилителя с обратной связью»

(действительная величина усиления несколько ниже). Выходное сопротивление двойной группы составляет несколько сотен ом. Поскольку активное сопротивление  $R_{oc}$  на высших частотах полосы усилителя должно быть меньше, чем емкостное сопротивление, обусловленное распределенной емкостью монтажа, обычно выбирают  $R_{oc} \leq 20$  ком. При этом необходимо, чтобы емкостное сопротивление разделительного конденсатора, включенного между анодом лампы второго каскада и сопротивлением  $R_{oc}$ , было малым по сравнению с  $R_k + R_{oc}$ .

Подобные усилительные пары обычно имеют коэффициент усиления около 100 при полосе до 3 Мгц. Представляет интерес схема (рис. 203), в которой полоса составляет 20 Мгц; это достигнуто за счет снижения усиления примерно до восьми. Сходные схемы можно найти в других работах\*.

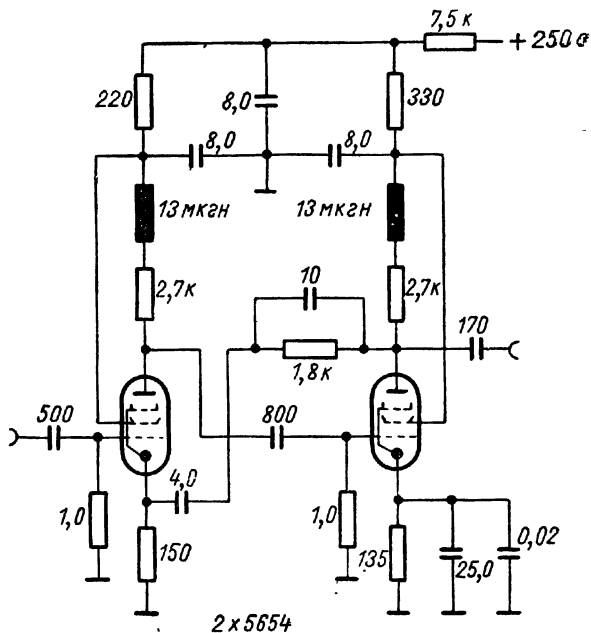


Рис. 203. Схема двухкаскадного усилителя с усилением  $G = 8$  и полосой 20 Мгц.

### б) Трехкаскадные усилительные группы с обратной связью типа катод — катод

Схемы этого вида содержат два усилительных каскада и один катодный повторитель (рис. 204). Напряжение обратной связи поступает здесь от катода  $L_3$  на катод  $L_1$ . В остальном эта схема сходна со схемой двухкаскадного усилителя.

Коэффициент усиления трехкаскадной группы можно приблизительно определить по приведенной выше формуле. Преимуществом трехкаскадной группы является низкое выходное сопротивление (всего лишь несколько десятков ом), а также отсутствие разделительного конденсатора в цепи обратной связи (поскольку напряжения на катодах ламп  $L_1$  и  $L_3$  довольно близки). Для

\* Подробные сведения о методах расчета импульсных усилителей имеются в книгах: Степанов Д. В. Импульсные усилители. М., Госэнергоиздат, 1954; Мамонкин И. Г. Импульсные усилители. М., Госэнергоиздат, 1958; Ризкин А. А. Основы теории усилительных схем. М., Советское радио, 1958.



получения усиления  $G = 100$  необходимо, чтобы  $R_{oc} \approx 100R_k$ . Так как обычно  $R_k \approx 100 \text{ ом}$ , то  $R_{oc} \approx 10 \text{ ком}$ , что почти всегда приемлемо. Если верхняя частота полосы пропускания усилителя составляет  $5 \text{ Мгц}$ , то емкость конденсатора  $C_{oc}$  должна составлять несколько пикофард; изменением емкости  $C_{oc}$  легко регулировать ширину полосы усилителя. Частотный диапазон усилителя с обратной связью сравнительно мало зависит от того, какова ширина его полосы при разомкнутой обратной связи.

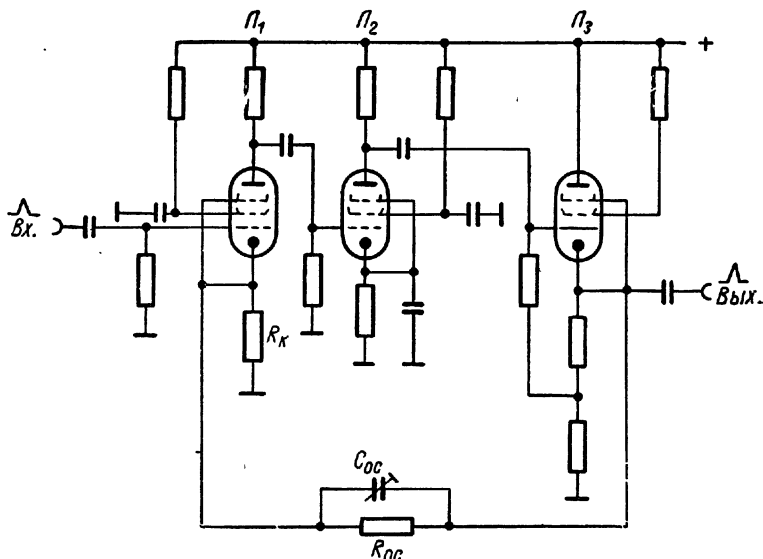


Рис. 204. Принципиальная схема трехкаскадного усилителя с обратной связью.

Обычно в подобных усилителях применяют лампы с крутизной  $8-10 \text{ ма/в}$  при анодных нагрузках около  $10 \text{ ком}$ , так что коэффициент усиления без обратной связи достигает  $10^4$ . Посредством 100-кратной отрицательной обратной связи усиление снижается до  $10^2$ . Практические схемы приведены в ряде работ [4—11]. По-видимому, нет смысла охватывать обратной связью более трех каскадов, так как с увеличением числа каскадов сильно возрастают фазовые искажения, которые могут привести к неустойчивости и к генерации. Нагрузка выхода трехкаскадной группы не должна носить емкостного характера. Этот выход хорошо согласуется с нагруженным кабелем.

*в) Двухкаскадные группы с отрицательной обратной связью типа анод — анод*

Описанные выше двухкаскадные и трехкаскадные группы предназначены в основном для положительных входных и выходных импульсов. Для работы с отрицательным входным импульсом

необходимо, чтобы максимальный сигнал, развивающийся в анодной цепи лампы первого каскада, не вызывал сеточного тока лампы второго каскада. Если это условие не соблюдается (например, при перегрузке входным сигналом), то импульс сеточного тока заряжает переходный конденсатор, который затем разряжается через сопротивление утечки сетки второго каскада. Постоянная времени этого  $RC$ -звена довольно велика, и восстановление начального состояния каскада после перегрузки происходит мед-

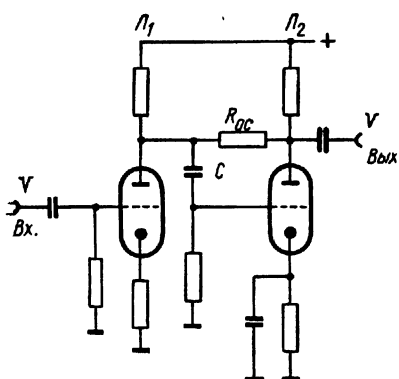


Рис. 205. Схема двухкаскадного усилителя с анодной обратной связью по переменной составляющей.

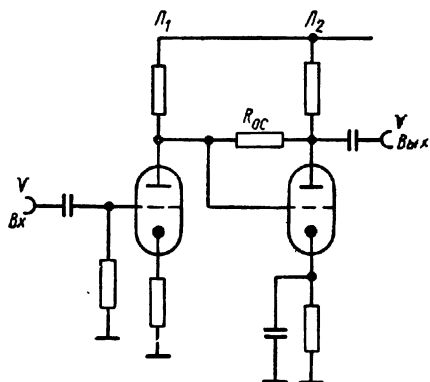


Рис. 206. Схема двухкаскадного усилителя с гальванической анодной обратной связью.

ленно. В течение времени восстановления параметры усилителя отличаются от исходных. Если вслед за большим «перегружающим» импульсом на вход усилителя поступит небольшой импульс, то он либо будет передан с искажениями, либо не будет передан совсем.

Для устранения подобных недостатков применяются «неперегружающиеся» усилители. Соответствующая двухкаскадная группа дана на схеме рис. 206. Для пояснения действия такой группы может служить схема рис. 205, в которой сопротивление отрицательной обратной связи включено между анодами (т. е. связь осуществляется с анода второго каскада на его сетку). Лампа  $L_2$  в схеме рис. 206 обычно работает с большим сопротивлением в цепи анода. Подобные схемы приведены в ряде работ [12—14]\*.

### г) Двухкаскадные группы с катодной связью

Для усиления как положительных, так и отрицательных импульсов применяются группы, в которых первая лампа включена по схеме катодного повторителя, а вторая по схеме усили-

\* См. также Рехин Е. И. Неперегружающийся линейный импульсный усилитель. В сб.: «Аппаратура для ядерной спектроскопии». М., Госатомиздат, 1961.

теля с заземленной сеткой. Схема усилителя, состоящего из двух таких групп, приведена на рис. 207. В этом усилителе напряжение отрицательной обратной связи поступает с анода лампы выходного каскада  $L_{26}$  на сетку лампы  $L_{16}$ . Преимуществом такой схемы является высокоомная цепь обратной связи, что значительно упрощает подбор элементов.

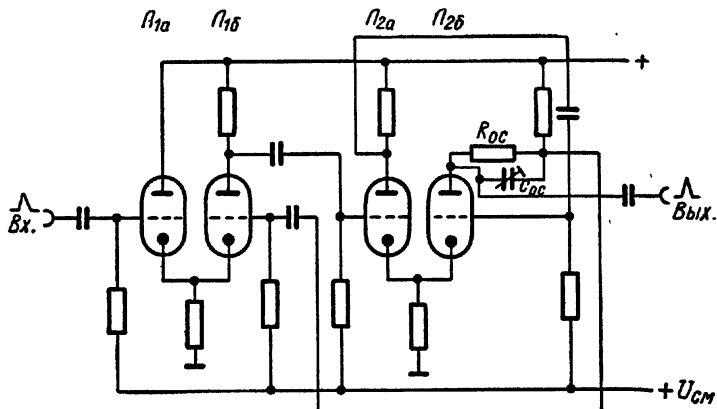


Рис. 207. Схема усилителя на двух «парах» с катодной связью, охваченного отрицательной и положительной обратной связью.

В схеме рис. 207 применена добавочная связь между анодом лампы  $L_{2a}$  и сеткой лампы  $L_{26}$ . Эта связь существенно увеличивает усиление второй группы, мало влияя на стабильность усилителя. Описания схем этого типа можно найти в ряде работ [15, 16].

#### д) Трехкаскадные группы с катодной связью

Схема с обратной связью, охватывающей три каскада, показана на рис. 208. В этой схеме, однако, требуется тщательный подбор общего катодного сопротивления, так как вследствие большой обратной связи даже небольшие его изменения могут вызвать значительное изменение усиления. Коэффициент усиления группы определяется почти полностью вторым каскадом. Показано, что верхняя граница частотной полосы такой группы определяется в основном первым каскадом [17, 18].

#### е) Широкополосные усилители без обратной связи

Применение отрицательной обратной связи, существенно улучшающей параметры усилителя, практически ограничено диапазоном приблизительно до 20 Мгц. При необходимости применения более широкой полосы, до 50 Мгц, приходится отказываться от обратной связи и пользоваться обычными усилительными

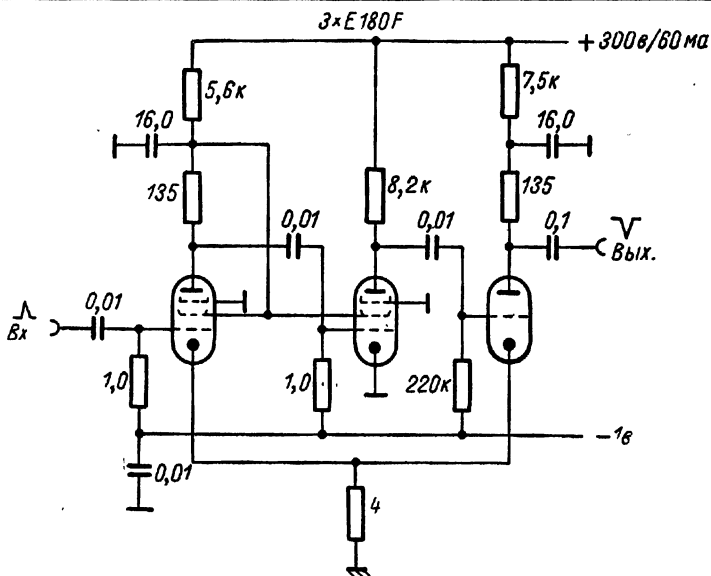


Рис. 208. Схема тройной группы с катодной связью. Усиление  $G = 25$ , полоса 22 Мгц.

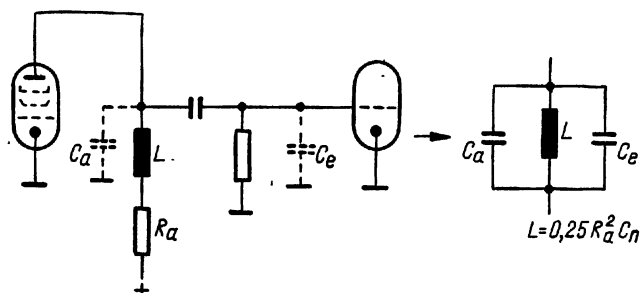


Рис. 209. Схема высокочастотной компенсации посредством двухполюсника.

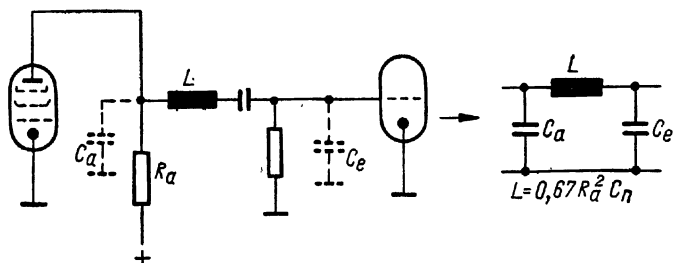


Рис. 210. Схема высокочастотной компенсации посредством четырехполюсника.

каскадами с корректирующими катушками и  $RC$ -переходами. При еще более широкой полосе, приблизительно до 400  $M\mu$ , используются усилители с каскадами, построенными по типу «распределенных» усилителей\*.

Для компенсации в области высоких частот применяются катушки индуктивности, включаемые последовательно с анодной нагрузкой (рис. 209), с переходным конденсатором (рис. 210) или в более сложной комбинации. Эти индуктивности образуют колебательные контуры совместно с распределенной емкостью монтажа  $C_n$  ( $C_n \approx C_a + C_e$ ). Резонансная частота контура должна находиться вблизи верхней границы частотной полосы усилителя; этим достигается выравнивание и расширение последней. При тех соотношениях между  $L$ ,  $R_a$  и  $C_n$ , которые указаны на схемах, достигается расширение полосы в 1,5 (см. рис. 209) и в 2 раза (см. рис. 210) по сравнению с каскадом без коррекции.

Схемы этого вида подробно описаны в некоторых работах [4, 13, 19—22]. С целью демпфирования резонансного пика катушки иногда шунтируют сопротивлением. Схема усилителя с полосой 50  $M\mu$  приведена на рис. 211.

Для усиления в полосе еще более высоких частот необходимы лампы с очень большой крутизной  $S$ . В этой области встречаются серьезные практические ограничения. При параллельном соединении нескольких ламп их крутизна суммируется, однако вместе с тем суммируются и емкости цепей входа и выхода  $C_n$ . Поэтому усиление на верхнем частотном пределе, которое в основном пропорционально отношению  $S/C_n$ , почти не возрастает.

Предложены схемы, в которых параллельное соединение ламп осуществляется при помощи звеньев искусственной линии задержки, как показано на рис. 212. Элементы такой линии могут быть рассчитаны в соответствии с заданными величинами волнового сопротивления и времени задержки. Необходимо, чтобы последнее было одинаково для анодной и сеточной цепей каскада. По обоим концам каждая из линий должна быть соединена с согласованными сопротивлениями нагрузки. При этих условиях пробег импульсов по звеньям сеточной и анодной линий происходит согласованно, и величины усиления ламп складываются [21, 23—32].

Подобные сверхширокополосные усилители особенно пригодны для усиления импульсов, поступающих от ФЭУ, которые работают с органическими сцинтилляторами. Они используются

---

\* В последнее время широкополосные и сверхширокополосные усилители строятся на лампах со вторичноэлектронным усилением, импульсная крутизна характеристики которых достигает 0,1—0,5  $a/\nu$ . Подобные лампы позволяют значительно повысить верхний частотный предел усилителей с обратной связью и уменьшить число каскадов распределенных усилителей. (См. Эрглис К. Э., Степаненко И. П., Электронные усилители. М., Физматгиз, 1961.) — *Прим. перев.*

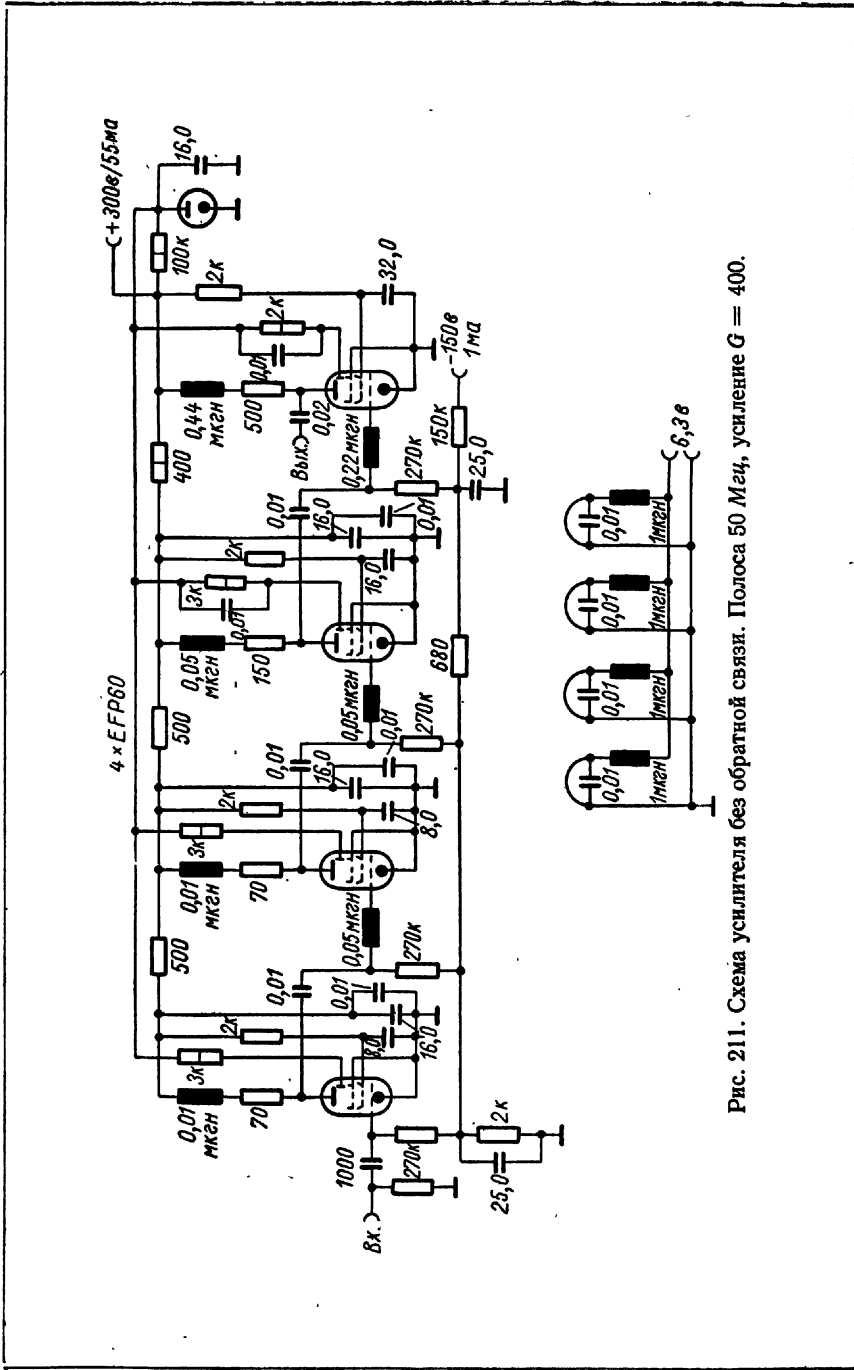


Рис. 211. Схема усилителя без обратной связи. Полоса 50 МГц, усиление  $G = 400$ .

в быстродействующих импульсных ионизационных камерах и пропорциональных счетчиках (когда измерения ведутся по электронной компоненте сигнала).

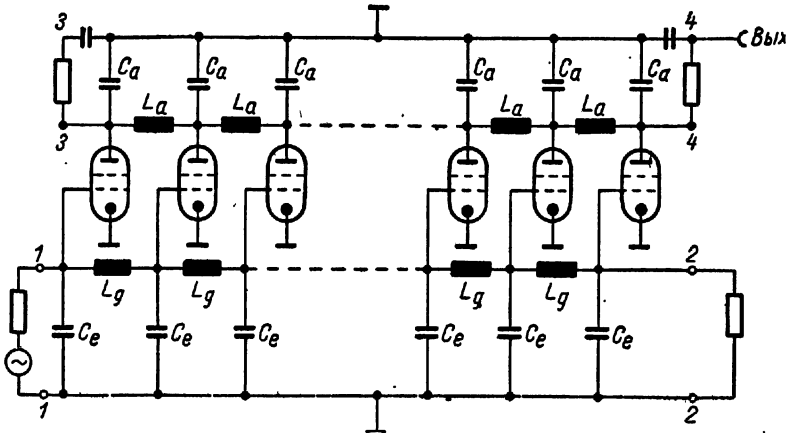


Рис. 212. Принципиальная схема сверхширокополосного распределенного («цепного») усилителя.

### 3. Катодные повторители

Для согласования высокоомного анодного выхода усилителя с низкоомным сопротивлением нагрузки, например с волновым сопротивлением коаксиального кабеля, необходимо преобразователь импеданца. В качестве такого преобразователя преимущественно используется катодный повторитель, принципиальная схема которого приведена на рис. 213. Входной сигнал поступает в высокоомную цепь сетки, выходной сигнал той же полярности снимается с катода лампы. Анод короткозамкнут (по высокочастотной составляющей) с общим проводом. В этой схеме имеется 100%-ная отрицательная обратная связь. Коэффициент передачи такого каскада

$$G = \frac{\mu R_k}{R_i + (\mu + 1) R_k} < 1.$$

Здесь  $R_i$  и  $\mu$  — внутреннее сопротивление и коэффициент усиления лампы соответственно. Выходное сопротивление каскада

$$Z_{\text{вых}} = \frac{1}{S + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_i}}.$$

Если  $\frac{1}{S} \ll R_k$  и  $\frac{1}{S} \ll R_i$ , то  $Z_{\text{вых}} \approx \frac{1}{S}$ .

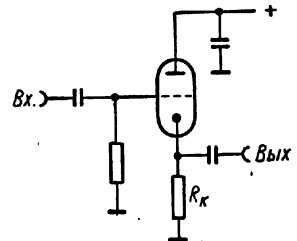


Рис. 213. Схема простейшего катодного повторителя.

Это соответствует выходному сопротивлению 100 ом для лампы с крутизной 10 ма/в. Варьируя  $R_k$  и  $S$ , можно получать каскады с различным выходным сопротивлением, необходимым для согласования, например с волновым сопротивлением кабелей различных типов. На рис. 214 и 215 приведены видоизменения схемы катодного повторителя, позволяющие устанавливать необходимое начальное смещение сетки.

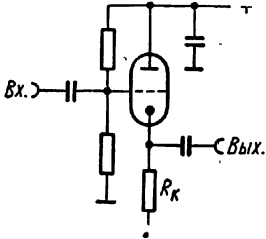


Рис. 214. Схема катодного повторителя с заданным режимом.

Выбор лампы и сопротивления катодной нагрузки определяется, кроме того, еще и необходимой амплитудой передаваемого сигнала, а также временем нарастания (крутизной переднего фронта) импульса. Как известно, при отсутствии выброса импульса для линейного усилителя существует приближенное соотношение между шириной его частотной полосы  $\Delta f$  и временем нарастания импульса  $t_n$ :

$$t_n \Delta f \approx 0,35.$$

Например, при идеальном ступенчатом входном импульсе усилитель с полосой 3,5 Мгц вырабатывает на выходе импульс с  $t_n \approx 0,1$  мксек.

Для малого выходного сигнала  $\Delta U_k$  величина  $R_k$  может быть в пределах 50 ом — 1 ком. При этом, поскольку требование  $1/S \ll R_k$  не выполняется, выходное сопротивление катодного повторителя составляет

$$Z_{\text{вых}} \approx \frac{R_k}{1 + SR_k}.$$

Применяя лампы с большой крутизной ( $S \geq 10$  ма/в) и большим выходным током, можно получать очень низкое выходное сопротивление. Наименьшая величина  $R_k$  определяется очевидным соотношением

$$R_{k \text{ мин}} \approx \frac{\Delta U_k}{\Delta I_{k \text{ макс}}}.$$

Следовательно, при большом выходном сигнале, например 100 в, приходится применять большие катодные сопротивления.

Обычно при этом каскад строится по схеме, приведенной на рис. 214.

Если нагрузкой служит высокочастотный кабель, то необходимо, чтобы его емкость заряжалась до заданного напряжения (мгновенного значения амплитуды) импульса за время, не превышающее времени нарастания  $t_n$ . Соответствующий зарядный ток составляет  $I_k = C \Delta U_k / t_n$ . Например, если нагрузкой служит 100-омный кабель длиной 4 м, то емкость  $C \approx 200$  пф. Чтобы обеспечить  $t_n = 0,1$  мксек при  $\Delta U_k = 100$  в, необходим ток

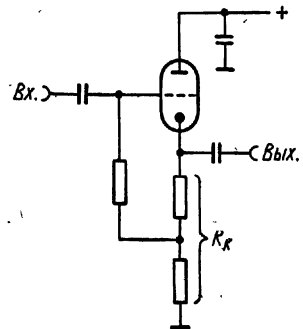


Рис. 215. Схема катодного повторителя с автоматическим смещением.



$I_k \approx 0,2 a$ ; получение столь большого импульса тока в обычной усилительной лампе затруднительно.

При емкостной нагрузке катодного повторителя напряжение на катоде лампы не может воспроизвести входной сигнал без искажения. Например, при нарастании положительного импульса происходит зарядка емкости нагрузки  $C_n$  за счет тока лампы, а при обратном ходе (спадании) импульса емкость нагрузки разряжается на катодное сопротивление  $R_k$ . Зарядный и разрядный токи емкости  $C_n$  не равны. Длительность заднего фронта импульса определяется постоянной времени  $C_n R_k$ . При отрицательном входном импульсе длительность переднего фронта выходного сигнала зависит от величины  $C_n R_k$ . Кроме того, наблюдается нарушение линейности, если амплитуда отрицательного входного сигнала приближается по величине к начальному напряжению катод — земля.

Для устранения этих недостатков предложены другие схемы. На рис. 216 приведена принципиальная схема катодного повторителя Уайта.

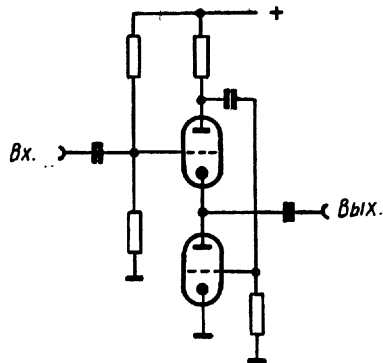


Рис. 216. Принципиальная схема катодного повторителя Уайта.

Она отличается малым выходным сопротивлением, равным (при одинаковых параметрах обоих триодов)

$$Z_{\text{вых}} = \frac{1}{S(1 + R_a S)},$$

и коэффициентом передачи, близким к единице:

$$G = \frac{\mu}{1 + \mu} \approx 1.$$

В этой схеме сопротивление в катодной цепи повторителя заменено триодом, на сетку которого поступает (в обращенной полярности) входной сигнал [9, 33]. Рабочая

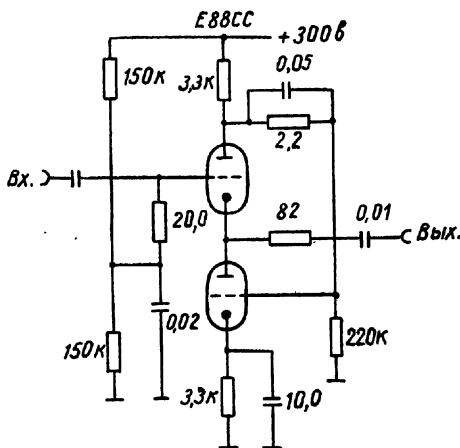


Рис. 217. Рабочая схема катодного повторителя Уайта.

схема такого повторителя приведена на рис. 217.

Усилитель Тотем-Поля [19], принципиальная схема которого приведена на рис. 218, является развитием двухтактного усилителя. При отсутствии сигнала через оба триода течет одинаковый ток; ток нагрузки равен нулю. При подаче положительного сигнала

на сетку нижнего триода его ток возрастает на величину  $\Delta I$ . На сопротивлении  $R$  развивается напряжение  $\Delta IR$ , в результате чего ток верхней лампы уменьшается на  $\Delta I'$ . Разностный ток посту-

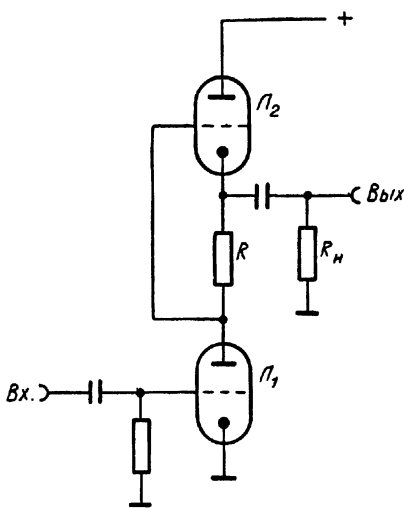


Рис. 218. Принципиальная схема усилителя с последовательным включением ламп.

пает в нагрузку. Для того чтобы соблюдалось условие  $\Delta I = \Delta I'$ , т. е. для симметрирования схемы, величина  $R$  должна быть равна  $\frac{1}{S} + \frac{2R_n}{\mu}$ . При  $R_n \ll R_i$  и  $\mu \gg 1$  усиление каскада  $G \approx -2SR_n$ . Выходное сопротивление холостого хода

$$Z_0 = \frac{R_i}{2}.$$

#### 4. Временная задержка и формирование импульсов посредством кабелей

Импульсы от счетчиков поступают на вход электронного прибора, как правило, по коаксиальному кабелю. Такой кабель можно представить как ряд  $LC$ -ячеек, схематически показанный на рис. 219. Волновое сопротивление кабеля и время прохождения сигнала по нему определяются соотношением  $L$  и  $C$ . Бесконечно длинный однородный кабель вел бы себя как чисто активное сопротивление

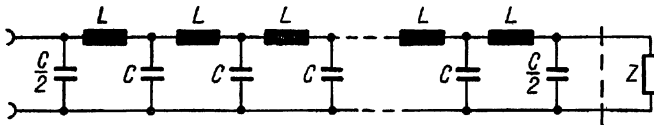


Рис. 219. Эквивалентная схема кабеля.

$Z = \sqrt{L/C}$  ( $L$  и  $C$  — индуктивность и емкость соответственно на 1 м длины кабеля). Время прохождения (задержки) сигнала зависит также и от диэлектрической постоянной  $\epsilon$  изолятора кабеля; при  $\epsilon = 1$  оно равно  $\sqrt{LC}$ .

Для уяснения процесса передачи импульса по кабелю представим себе сперва, что на входной конец кабеля поступает ступенчатый импульс, длительность которого велика по сравнению с временем прохождения по кабелю. Обозначив через  $R_a$  сопротивление нагрузки кабеля, определим коэффициент отражения  $r$ :

$$r = \frac{R_a - Z}{R_a + Z}.$$

Можно видеть следующее:

а) если  $R_a = Z$ , то  $r = 0$ , т. е. волновое сопротивление кабеля согласовано сопротивлением нагрузки; импульс по кабелю передается без отражений или искажений, не считая небольшого затухания;

б) если  $R_a = \infty$ , то кабель разомкнут на конце; импульс отражается и отраженная волна суммируется с падающей;

в) если  $R_a = 0$ , то кабель короткозамкнут на конце; импульс отражается, однако отраженная волна вычитается из падающей;

г) если сопротивление нагрузки больше или меньше волнового сопротивления кабеля, то происходят многократные отражения, иллюстрируемые эпюрами осциллограмм на рис. 220;

д) если кабель не согласован также и на входе, то и здесь возникают отражения.

Отрезок короткозамкнутого на конце кабеля может служить для формирования коротких прямоугольных импульсов из более

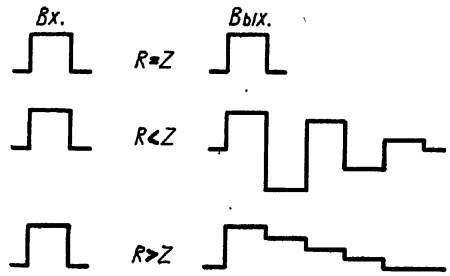


Рис. 220. Передача импульсов по кабелю при различной нагрузке.

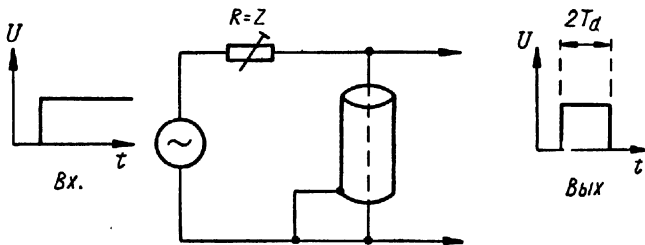


Рис. 221. Принципиальная схема формирующего элемента с короткозамкнутым отрезком кабеля.

длительных импульсов (с крутым фронтом). Соответствующая схема показана на рис. 221. Импульс отражается от короткозамкнутого конца кабеля и возвращается (через двойное время пробега и в обратной полярности) на вход кабеля. Здесь его напряжение вычитается из напряжения основного импульса. В результате образуется прямоугольный импульс длительностью  $2T_d$ , где  $T_d$  — время прохождения сигнала (пробега волны) по отрезку кабеля в одном направлении. Во избежание многократных отражений вход кабеля должен быть тщательно согласован; это относится и к случаю, когда амплитуда входных импульсов непостоянна. Заметим, что когда входной импульс имеет спадающую

вершину, то результирующий импульс может быть не вполне прямоугольным.

Для формирования импульсов можно использовать любой коаксиальный кабель. В частности, для импульсов длительностью  $10^{-9}$  сек пригоден нормальный кабель с волновым сопротивлением 50—200 ом и временем пробега волны (время задержки) порядка нескольких наносекунд на 1 м. Для формирования импульсов длительностью  $10^{-7}$  —  $10^{-6}$  сек обычно применяются специальные высокоомные (1000—2700 ом) кабели, время задержки которых составляет 0,13—0,19 мксек на 1 м (например, кабели НН1000, НН1500а, НН2500).

Формирование импульсов большой длительности применяется обычно для предотвращения их взаимного наложения; последнее, как известно, может привести к смещению рабочей точки усилительных каскадов. Формирование с этой целью производится на входе главного усилителя, обычно в цепи нагрузки катодного повторителя.

## 5. Входные цепи для счетчиков и для фотоэлектронных умножителей

### а) Общие соображения

Элементы и параметры входной цепи усилителя или другого устройства должны быть тщательно подобраны, чтобы обеспечить неискаженную передачу сигнала, поступающего от газоразрядного или сцинтилляционного счетчика.

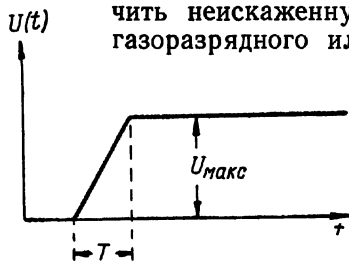


Рис. 222. Идеализированный сигнал на нагрузке детектора излучения.

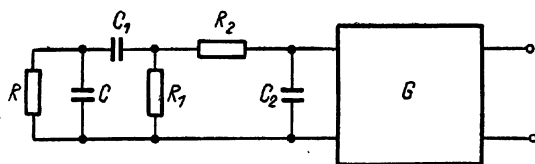


Рис. 223. Эквивалентная схема: вход усилителя и детектора.

В целях упрощения дальнейшего обсуждения допустим, что импульсный сигнал имеет фронт с практически линейным нарастанием в течение промежутка времени  $T$ , равного времени собирания зарядов в газоразрядном счетчике или соответственно времени высвечивания кристалла сцинтилляционного счетчика. За это время сигнал достигает значения  $U_{\text{макс}}$ , после чего остается относительно постоянным (рис. 222).

Сигнал с нагрузки счетчика  $R$  (рис. 223) поступает на усилитель, который можно характеризовать двумя постоянными вре-

мени:  $R_1C_1$  — постоянная дифференцирования (ею определяется нижняя частотная граница) и  $R_2C_2$  — постоянная интегрирования импульса (ею определяется верхняя частотная граница). В усилителе (кроме искажений, соответствующих этим постоянным) импульс подвергается усилению в  $K$  раз по амплитуде.

На рис. 224 представлены расчетные кривые относительного нарастания импульса  $U/U_{\text{макс}}$  в зависимости от величины отношения  $R_1C_1/R_2C_2$ . Параметром является  $T/R_2C_2$ . Для возможно малого искажения переднего фронта импульса необходимо соблюдать соотношение  $R_1C_1 \geq R_2C_2$ .

Максимальная амплитуда выходного импульса достигается при

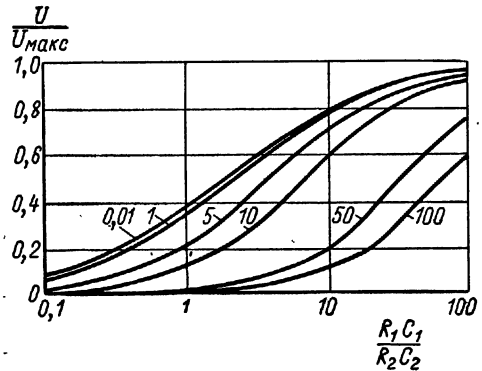


Рис. 224. Зависимость нарастания импульса от времени собирания в счетчике (соответственно от времени высвечивания кристалла) и от постоянных времени усилителя.

$$T_{\text{макс}} = \frac{R_1C_1R_2C_2}{R_1C_1 - R_2C_2} \ln \frac{e^{\frac{T}{R_2C_2}} - 1}{e^{\frac{T}{R_1C_1}} - 1}.$$

### б) Цепи для газоразрядных счетчиков

В схеме замещения счетчик можно представить как генератор сигнала  $U(t)$  (рис. 225), ток которого поступает на соединенные параллельно сопротивление нагрузки  $R$  и суммарную емкость  $C$ , состоящую из емкостей счетчика, монтажа и входа усилителя. Так как напряжение питания счетчика  $U_{\text{п}} \gg U_t$ , то

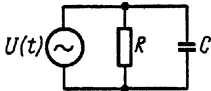


Рис. 225. Эквивалентная схема счетчика с нагрузкой.

$$U_t + RC \frac{dU(t)}{dt} = RI(t).$$

Здесь следует различать два случая. Если величина  $RC$  мала по сравнению с временем собирания ионов, то используется практически только электрическая составляющая разряда, т. е.

$$RC \ll T_+ \rightarrow U(t) = RI(t).$$

Если же постоянная времени  $RC$  велика относительно времени собирания ионов, то

$$RC \gg T_+ \rightarrow U(t) = \frac{Q_{\text{обм}}(t)}{C}.$$

Здесь  $Q_{\text{общ}} = Q_- + Q_+$  — суммарный заряд, образованный процессом в счетчике.

Для пропорциональных счетчиков величина  $R$  обычно мала, около 1 ком; поэтому можно работать с большой скоростью счета без нарушения пропорциональности между энергией частицы и амплитудой импульса. Иногда при необходимости получить большую амплитуду применяют  $R \approx 1 \text{ Мом}$ . В этом случае величина  $C$  не должна превышать 50 нф, что достигается применением коротких соединений между счетчиком и входом усилителя, а также включением входной лампы по схеме катодного повторителя.

Рис. 226. Схема входного каскада для пропорциональных счетчиков и счетчиков с органическим гасителем.

при полном рабочем напряжении. Во избежание просчетов при регистрации импульсов не должна превышать разрешающую способность применяемых приборов.

На рис. 226 представлена типовая схема входной цепи для пропорциональных счетчиков и счетчиков Гейгера—Мюллера с органическим гасителем. В этой схеме высокое напряжение подводится к аноду счетчика через сопротивление нагрузки, а катод счетчика заземлен. Импульсы поступают на сетку катодного повторителя через переходной конденсатор, который должен выдерживать полное напряжение питания счетчика\*. На рис. 227 представлена схема, в которой один из полюсов сопротивления анодной нагрузки счетчика заземлен. Здесь, однако

Во избежание появления паразитных импульсов необходимо, чтобы соединительный кабель и переходные колодки имели сопротивление изоляции не менее 500 Мом

максимальная скорость счета

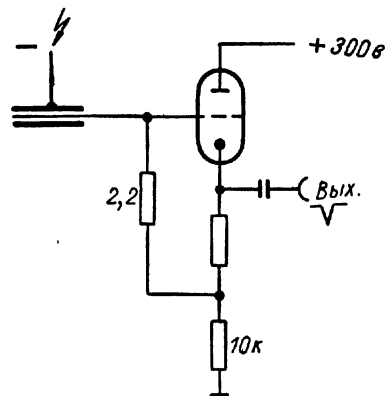


Рис. 227. Схема входного каскада для счетчика, на катод которого подано высокое напряжение.

\* Испытательное напряжение конденсатора должно в 5—10 раз превышать наибольшее рабочее напряжение. — Прим. перев.

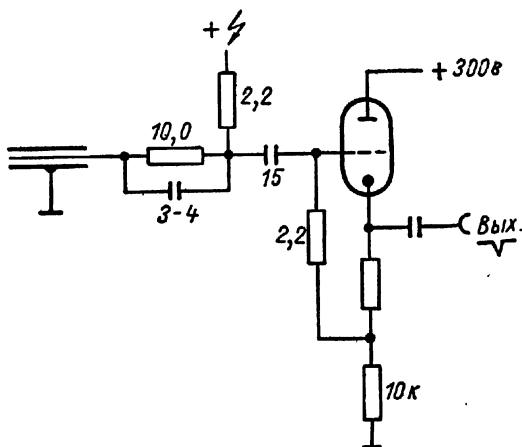


Рис. 228. Схема входного каскада для галогенного счетчика.

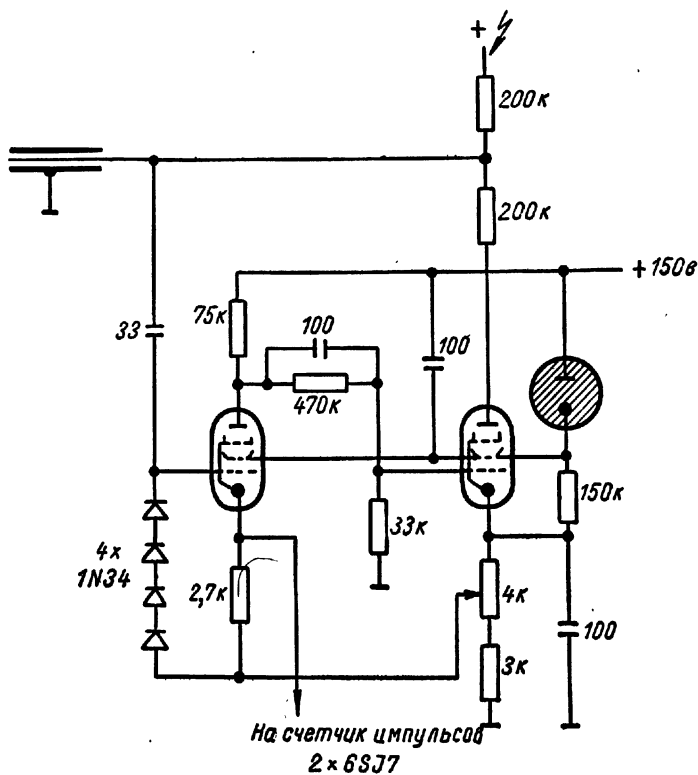


Рис. 229. Гасящая схема для несамогасящегося счетчика.

катод счетчика находится под высоким напряжением, что не всегда приемлемо с точки зрения его изоляции.

Для галогенных счетчиков практически себя оправдала схема, приведенная на рис. 228; здесь в цепи сигнала включено последовательное токоограничительное сопротивление  $10 \text{ Мом}$ , шунтированное небольшим ( $3\text{--}4 \text{ нф}$ ) конденсатором для улучшения передачи фронта импульса.

В случае несамогасящихся счетчиков необходимо, чтобы напряжение анод — катод выключалось почти немедленно вслед за началом импульса. Это осуществляется ждущим мультивибратором, который запускается сигналом счетчика и подает на анод счетчика отрицательный гасящий импульс. Длительность гасящего импульса выбирается такой, чтобы в счетчике мог в достаточной мере завершиться процесс деионизации. Пример гасящей схемы приведен на рис. 229 [34]. Эта схема имеет то преимущество, что катод счетчика можно заземлять. Аналогичные схемы описаны также в других работах [35—47].

Чувствительность (порог) усилителя, работающего от газоразрядных счетчиков с высокоомной нагрузкой, может быть  $0,1\text{--}1 \text{ в}$ . При малом (около  $1 \text{ ком}$ ) сопротивлении нагрузки счетчика чувствительность усилителя должна быть выше приблизительно на порядок.

#### в) Цепи для фотоэлектронных умножителей

Выбор постоянной времени цепи нагрузки ФЭУ определяется в основном свойствами сцинтиллятора. Пусть в какой-то момент времени в данной зоне кристалла происходит торможение электрона. При этом возникает свечение, которое затем убывает по экспоненциальному закону. Световые кванты, достигающие катода ФЭУ и вырывающие из него фотоэлектроны, являются причиной возникновения электронного тока, который далее усиливается диодами и, спустя время пролета  $\tau$ , достигает анода. При этом наблюдается некоторое рассеяние времени пролета  $T_M$ , обусловленное неодинаковой длиной траекторий отдельных электронов.

Импульс тока, точнее импульсный заряд, возникающий в анодной цепи ФЭУ, быстро нарастает и экспоненциально спадает в соответствии с высвечиванием сцинтиллятора (рис. 230). Нагрузкой ФЭУ служит сопротивление  $R$ , параллельно которому всегда имеется емкость  $C$ , состоящая из выходной емкости ФЭУ, емкости монтажа и входной емкости усилителя. На этой нагрузке развивается импульс напряжения, форма которого обусловлена интегрированием выходного импульсного заряда ФЭУ. Время нарастания импульса напряжения на выходе ФЭУ приблизительно равно или больше времени высвечивания сцинтиллятора. Время спада импульса определяется величиной  $RC$ .



На рис. 231 показана зависимость формы и амплитуды импульса тока на выходе ФЭУ от времени высвечивания сцинтиллятора  $T_p$  и от рассеяния времен пролета  $T_M$  [23]. Амплитуду тока можно выразить следующим образом:

$$I_0 = \frac{NN_0e}{\sqrt{\pi T_M}}$$

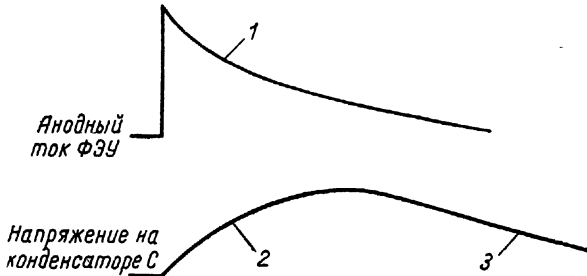


Рис. 230. Импульсы тока (заряда) и напряжения в анодной цепи ФЭУ:

1 — время высвечивания; 2 — время нарастания; 3 — время спада.

где  $N$  — число фотоэлектронов, образованных при единичной вспышке;  $N_0$  — полное число электронов, достигающих анода

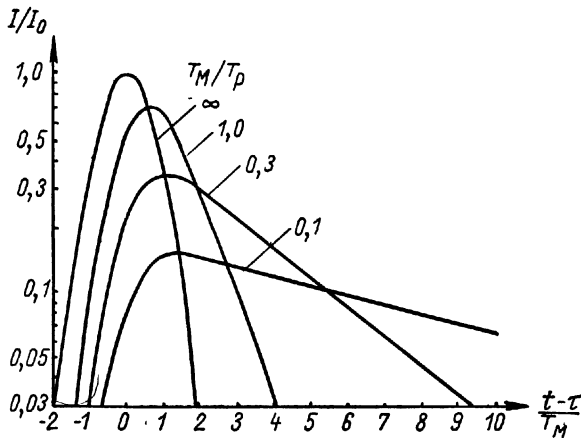


Рис. 231. Форма и амплитуда импульсов тока в зависимости от параметров кристалла и ФЭУ.

на каждый фотоэлектрон. Постоянную времени анодной цепи следует выбирать так, чтобы в течение интервала между импульсами восстанавливалось исходное состояние. Обычно  $RC \geq 5T_p$ , например для кристалла NaJ (Tl)  $RC \geq 1,25$  мксек.

Если необходима очень высокая скорость счёта, то целесообразно формировать импульсы при помощи отрезка кабеля. Пример формирующей схемы приведен на рис. 232 [38]. Выходной сигнал снимается с последнего динода. Благодаря высокоомной нагрузке ФЭУ импульс, поступающий на сетку первой лампы, имеет очень пологий спад (при нормальном крутом переднем фронте). С катода первой лампы импульс поступает на сетку второй лампы, в катод-

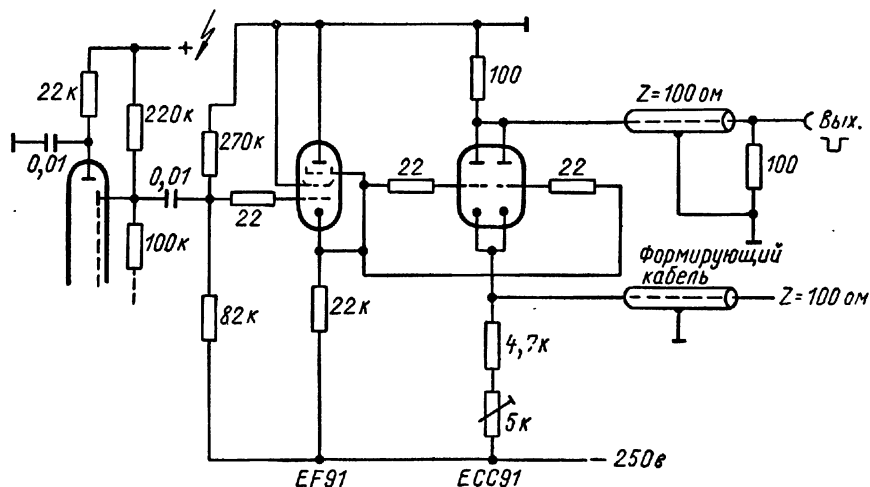


Рис. 232. Катодный повторитель и схема формирования импульсов, снимаемых с выхода ФЭУ.

ной цепи которой включена формирующая разомкнутая линия (отрезок кабеля). Выходное сопротивление второго каскада приблизительно равно волновому сопротивлению кабеля, благодаря чему устраняются паразитные отражения. В анодной цепи второго каскада формируется отрицательный импульс.

При работе с быстродействующими органическими сцинтилляторами целесообразно применять катодные повторители по схеме Уайта, которые имеют более низкое выходное сопротивление и меньшее время нарастания, т. е. более широкую полосу частот [39, 40].

Между напряжением питания ФЭУ и его усилением имеется экспоненциальная зависимость. Световая характеристика ФЭУ в идеальном случае линейна. Наблюдается, однако, зависимость коэффициента усиления ФЭУ от данных делителя. Если применяется простой делитель (рис. 233), то необходимо следить, чтобы протекающий по нему ток был значительно больше тока нагрузки ФЭУ. Иначе с изменением тока нагрузки будет изменяться распределение напряжений между динодами, вследствие чего будут изменяться и условия фокусировки электронов; в результате усиление ФЭУ будет зависеть от его рабочего тока. Делители для

небольших (до 10 каскадов) ФЭУ должны рассчитываться на ток около 1 ма, а для больших ФЭУ (12—16 каскадов) — на ток около 10 ма. Для предотвращения скачка напряжения на динодах при прохождении импульса параллельно последним звеньям делителя следует включать конденсаторы. В некоторых случаях во избежание чрезмерного возрастания тока в цепи динодов целесообразно включать ограничительные сопротивления последовательно с динодами, как показано на рис. 234.

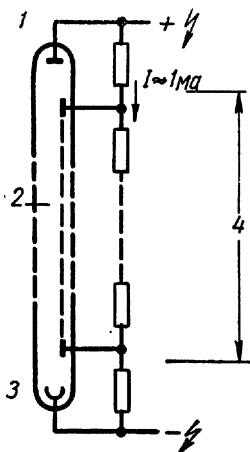


Рис. 233. Простой делитель напряжения для питания динодов ФЭУ:

1 — анод; 2 — девять динодов; 3 — фотокатод; 4 — девять равных звеньев делителя.

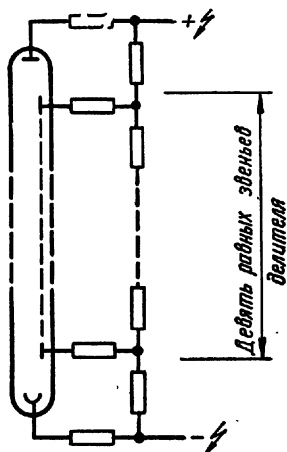


Рис. 234. Делитель с токоограничительными сопротивлениями.

Разработаны схемы, предназначенные для стабилизации междуэлектродного напряжения ФЭУ [41—45]. На рис. 235 и 236 приведены примеры таких схем. Постоянство напряжений между динодами в схеме рис. 235 поддерживается при помощи кремниевых диодов («стабилитронов») типов 1N213 и 1N215, падение напряжения на которых (140—150 в) мало зависит от тока. В другом варианте этой схемы стабилизация каскадного напряжения осуществляется при помощи небольших лампочек тлеющего разряда. Оба варианта схемы дают сходные результаты, но их температурные коэффициенты имеют различные знаки. Стабилизация осуществляется вплоть до анодного тока, примерно равного 0,5 ма.

Схема рис. 236 предназначена для ФЭУ с большим выходным током, например типа RCA 6810A. К последним динодам напряжение подводится через катодные повторители с выходным сопротивлением около 200 ом. Благодаря этому междуэлектродное напряжение весьма стабильно при импульсных нагрузках ФЭУ вплоть до токов 6—7 ма. В этой схеме необходимо принимать

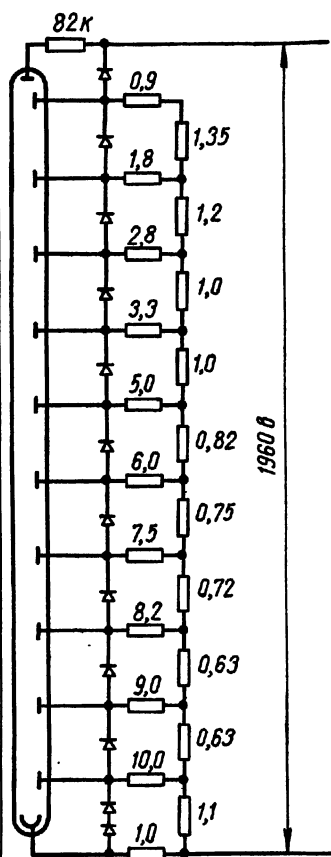


Рис. 235. Схема стабилизации межкаскадного напряжения при помощи кремниевых диодов-стабилизаторов.

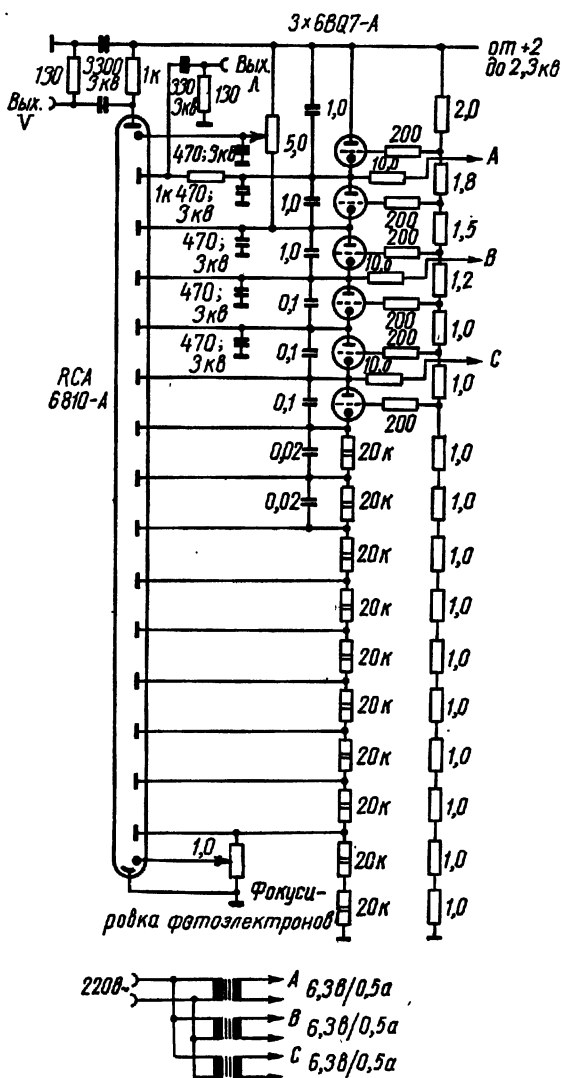


Рис. 236. Схема питания диодов при помощи катодных повторителей с низкоомным выходом.

меры к тщательной изоляции цепей накала ламп (испытательное напряжение 4 кв). Монтажные провода сеточных и анодных цепей следует вести отдельно, не сплетая их. Постоянные времени цепей анода и последнего динода ФЭУ согласованы с данными органических сцинтилляторов (т. е. рассчитаны на короткое время высвечивания). Отрицательный импульс с анода ФЭУ поступает далее на схему быстрых совпадений (см. параграф 10), а положительный импульс с последнего динода — на усилитель и далее на амплитудный анализатор (см. параграф 7).

## 6. Дискриминаторы

Дискриминатор представляет собой нелинейное электронное устройство, вырабатывающее выходной импульс под действием только тех входных импульсов, амплитуда которых достигает

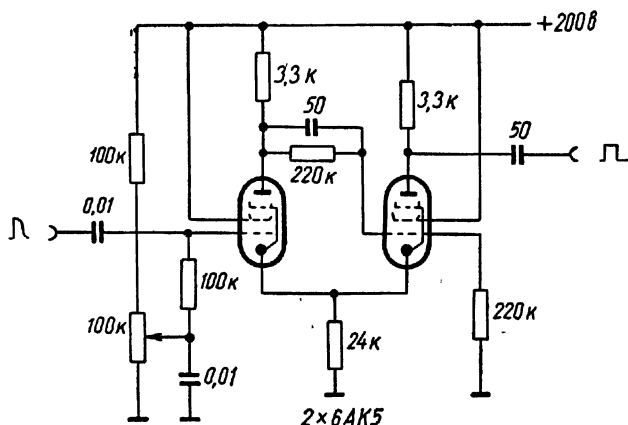


Рис. 237. Дискриминатор по схеме триггера Шмитта.

некоторого определенного порога (или превосходит этот порог). Простейшим дискриминатором может служить запертый диод; его порог определяется напряжением запирающего. Та часть импульсного сигнала, которая превышает порог и, следовательно, проходит через дискриминатор, может быть затем усилена и передана, например, на регистрирующее устройство [46]. Подобные простые схемы часто применяются для улучшения параметров схем совпадений. Важно, чтобы напряжение запирающего было устойчивым: его колебания, как правило, не должны превышать 0,05 в.

Очень часто применяется дискриминатор по схеме триггера Шмитта [47, 48], один из вариантов которой показан на рис. 237: В исходном состоянии левая лампа заперта, правая проводит ток. Обе лампы охвачены положительной обратной связью, осуществляемой при помощи общего катодного сопротивления. Когда

на сетку первой лампы поступает положительный импульс, то триггер опрокидывается в тот момент, когда мгновенное значение напряжения импульса превышает порог (рис. 238). После того, как импульс пройдет через максимум и его напряжение снова уменьшится до уровня порога, схема еще не возвратится к первоначальному состоянию, так как на сетке второй лампы еще сохраняется смещение, которое препятствует восстановлению проводимости лампы. Разность между напряжением порога дискриминатора и напряжением его восстановления (см. рис. 238) называется гистерезисом. В различных схемных вариантах величина гистерезиса может варьироваться от десятых долей до десятков вольт.

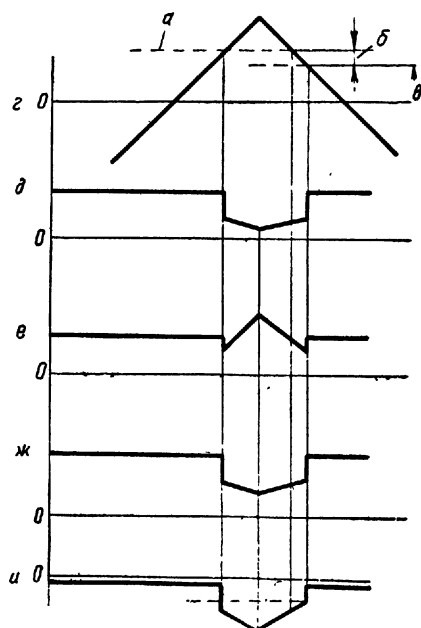


Рис. 238. Импульсы в цепях триггера Шмитта:

*a* — порог срабатывания; *б* — область гистерезиса; *в* — порог обратного срабатывания; *г* — входной импульс; *д* — анод  $L_1$ ; *е* — катод; *ж* — сетка  $L_2$  относительно земли; *и* — сетка  $L_2$  относительно катода.

Поскольку первая лампа триггера Шмитта работает в режиме, близком к режиму катодного повторителя, сеточные токи в этом дискриминаторе не возникают даже при значительном превышении амплитуды входного импульса над порогом. Эта особенность в еще большей степени присуща триггеру, схема которого приведена на рис. 239. В этом триггере катодное сопротивление заменено пентодом. Последний, обладая высоким динамическим сопротивлением, поддерживает общий катодный ток неизменным, в то время как его анодное напряжение может изменяться в широких пределах. На сетку пентода подают часть напряжения входного сигнала, благодаря чему в значительной степени компенсируется действие паразитных емкостей  $C_{ск}$  и  $C_k$  на высоких частотах.

Порог триггера Шмитта можно поддерживать с точностью около 0,1 в. Эта схема успешно применяется в сочетании с широкополосными усилителями, выходные импульсы которых имеют время нарастания около 0,1 мксек при амплитуде до 100 в. Применяя лампы с большой крутизной, можно использовать этот дискриминатор для импульсов с временем нарастания около 20 нсек.

Для работы с еще более короткими импульсами целесообразно использовать лампы со вторичной эмиссией [49]. Схема такого триггера изображена на рис. 240. Она представляет комбинацию

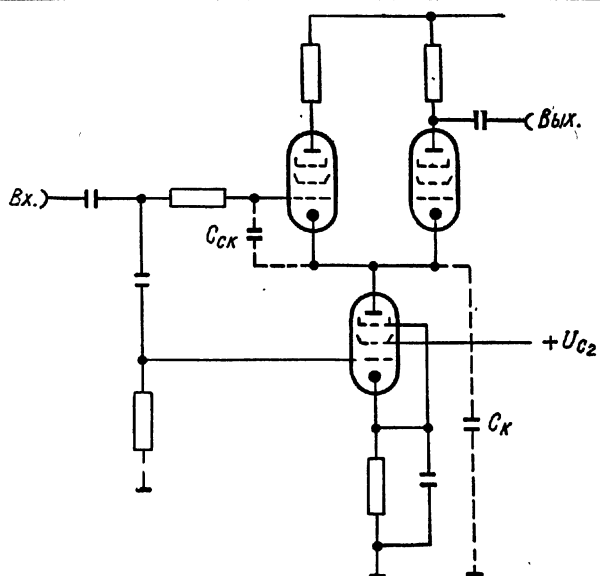


Рис. 239. Схема триггера с катодной связью и пентодом в катодной цепи.

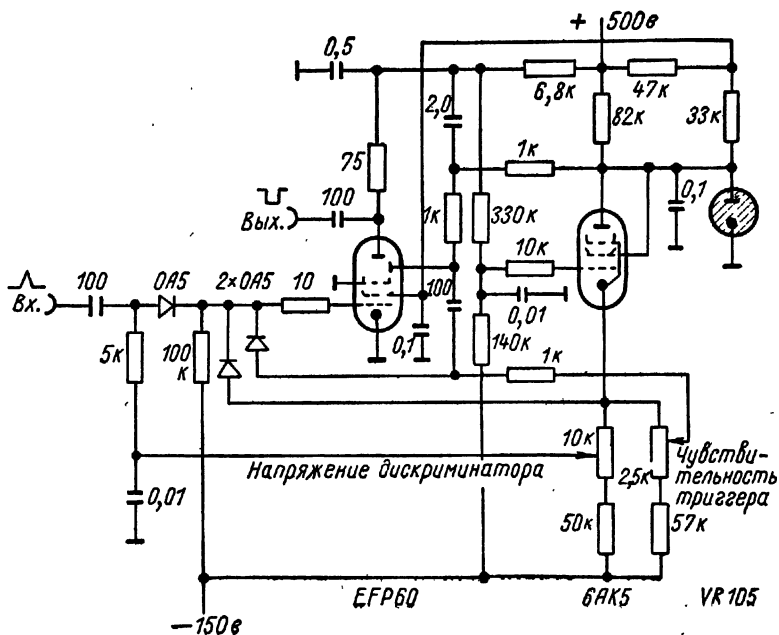


Рис. 240. Высокочувствительный дискриминатор для наносекундного диапазона.

диодного дискриминатора и высокочувствительного триггера. Это устройство предназначено для работы с положительными импульсами с амплитудой от 50 мв до 25 в и временем нарастания порядка нескольких наносекунд.

Высокая чувствительность триггера достигнута благодаря обратной связи между диодом и управляющей сеткой первой лампы. В этой цепи включен также диод для предотвращения самовозбуждения. Амплитуда выходного импульса равна 16 в при времени нарастания 10 нсек. Длительность выходного импульса зависит от емкости разделительного конденсатора в цепи диод — сетка. Вторая лампа, включенная по схеме катодного повторителя в цепи постоянного тока, обеспечивает низкое динамическое сопротивление цепей смещения.

Схема такого же чувствительного дискриминатора, предназначенного для импульсов большей длительности, изображена на рис. 241 [50]. Его действие основано на наличии отрицательного сопротивления промежутка экранная сетка — катод геттода ЕН90, которое возникает в результате перераспределения токов между экранной сеткой и анодом. Параллельно этому отрицательному сопротивлению включены два вакуумных диода. Благодаря тому что аноды диодов имеют небольшой отрицательный потенциал по отношению к катоду, через них протекает лишь очень небольшой ток. В этой области характеристики диода его проводимость пропорциональна протекающему току. Положительный входной импульс (при достаточной амплитуде) увеличивает проводимость диода. Когда сопротивление диода становится равным отрицательному сопротивлению лампы, устойчивость системы нарушается. На второй и третьей сетках геттода, связанных между собой конденсатором, происходит изменение потенциала, и на аноде возникает импульс. Мертвое время, определяемое током диода, емкостью и амплитудой изменения потенциала, в данной схеме составляет 30 мксек.

Порог этого дискриминатора может регулироваться в пределах от 1 до 30 мв при стабильности около 1%, что позволяет включать его непосредственно на выход ФЭУ (через формирующую цепь).

По схеме триггера Шмитта можно строить дискриминаторы и на транзисторах. Пример упрощенной схемы на  $p-n-p$ -транзисторах приведен на рис. 242. В исходном состоянии левый транзистор заперт, правый проводит ток. Цепь обратной связи аналогична ламповым схемам триггера. Когда на цепь базы первого транзистора поступает отрицательное входное напряжение, триггер опрокидывается. Наименьшая длительность переднего фронта входного импульса определяется параметрами транзисторов и элементами схемы. В данной схеме при амплитуде сигнала 2 в время нарастания составляет 0,6 мксек при частотах до 250 кГц. Выходной сигнал дискриминатора имеет амплитуду 12 в при 20 ма; потребление от источника питания 12 в при токе 25 ма. Имеются сооб-



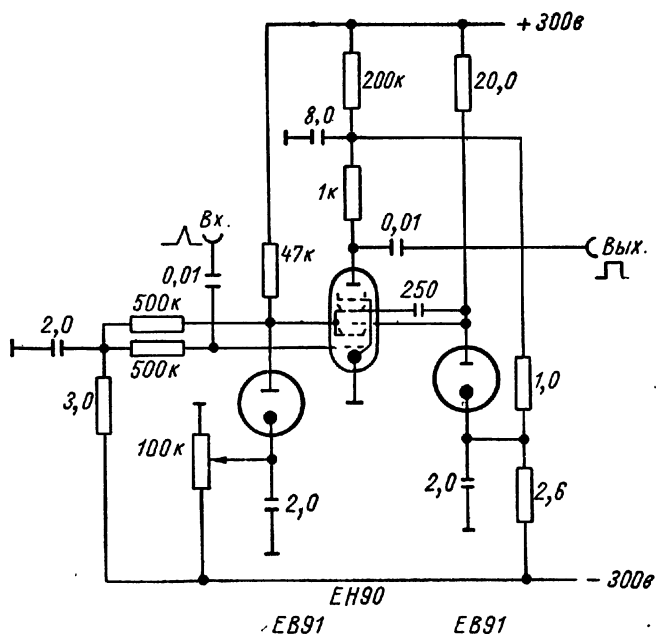


Рис. 241. Высокочувствительный дискриминатор для микросекундного диапазона.

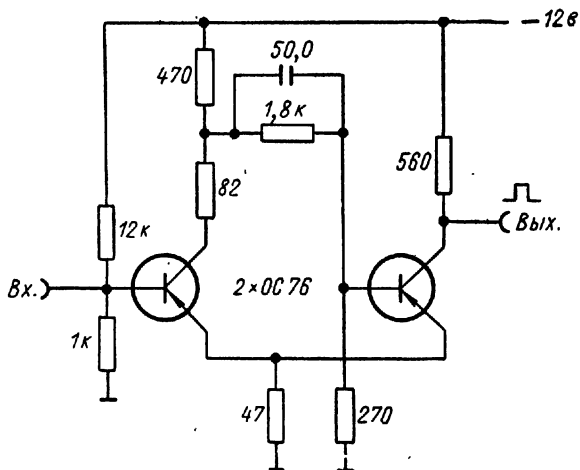


Рис. 242. Схема триггера Шмитта на транзисторах.

щения, что по устойчивости порога дискриминаторы на транзисторах не уступают ламповым [51].

Схема дискриминатора на одном транзисторе приведена на рис. 243. По принципу действия эта схема ближе к электронному затвору. Положительный входной сигнал поступает на эмиттер, а на базу транзистора подается регулируемое положительное напряжение, запирающее транзистор. Когда напряжение входного сигнала превышает напряжение базы, транзистор начинает проводить, и в цепи коллектора вырабатывается положительный выходной сигнал.

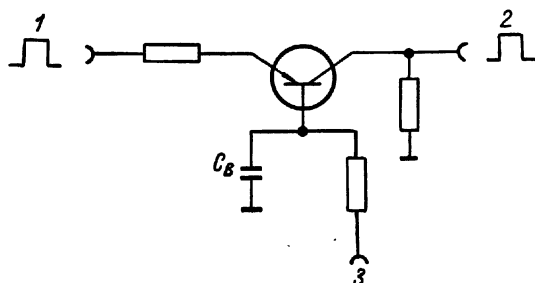


Рис. 243. Дискриминатор на транзисторе по схеме с заземленной базой:

1 — вход сигнала; 2 — выход сигнала; 3 — положительное напряжение запирающего дискриминатора.

## 7. Анализаторы амплитуды импульсов

Описанные в п. 6 простые (интегральные) дискриминаторы вырабатывают выходной сигнал под действием каждого входного сигнала, напряжение которого превышает заданный порог. При помощи двух подобных дискриминаторов, входы которых соединены, а пороги не одинаковы, можно создать устройство, вырабатывающее импульс только тогда, когда амплитуда входного сигнала соответствует интервалу («окну») между порогами. Для того чтобы осуществлять отбор импульсов, такое устройство должно содержать еще каскад антисовпадений (см. разд. Д, п. 10), который запирается при одновременном (в пределах установленного разрешения) появлении сигналов на выходах обоих дискриминаторов. Вследствие того что фронты нарастания и спада входного импульса имеют определенную длительность, срабатывание дискриминаторов происходит не строго одновременно («нижний» срабатывает раньше). Поэтому в таком устройстве необходим также элемент памяти, который сохраняет свое состояние до тех пор, пока оба дискриминатора не получат достаточной информации об амплитуде входного импульса.

Разность порогов дискриминаторов (ширина окна) может быть различной, например 1 в. Для того чтобы сортировка входных импульсов происходила с точностью 1%, колебания ширины окна не должны превышать 10 мв. Такое требование к устойчивости порога трудно выполнить, поэтому оба дискриминатора часто включают на выход вспомогательного стабилизированного усилителя (с сильной отрицательной обратной связью), так называемого расширителя или экспандера,

На вход экспандера импульсы поступают с выхода главного дискриминатора, в свою очередь включенного на выходе главного

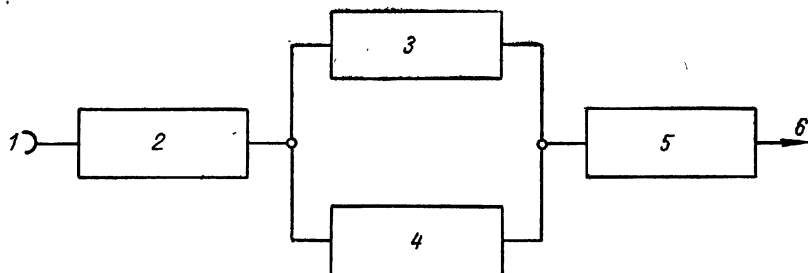


Рис. 244. Блок-схема одноканального анализатора:

1 — вход; 2 — экспандер; 3 — верхний дискриминатор; 4 — нижний дискриминатор; 5 — схема антисовпадений и «память»; 6 — выход.

усилителя сигнала. Входной порог всего устройства при этом определяется регулируемым напряжением запирания главного дискриминатора. Вершины всех импульсов, превосходящих этот порог, усиливаются экспандером, а затем анализируются дискри-

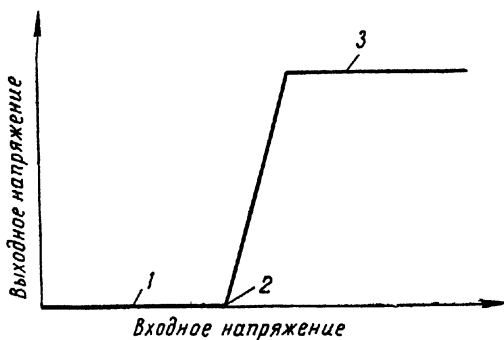
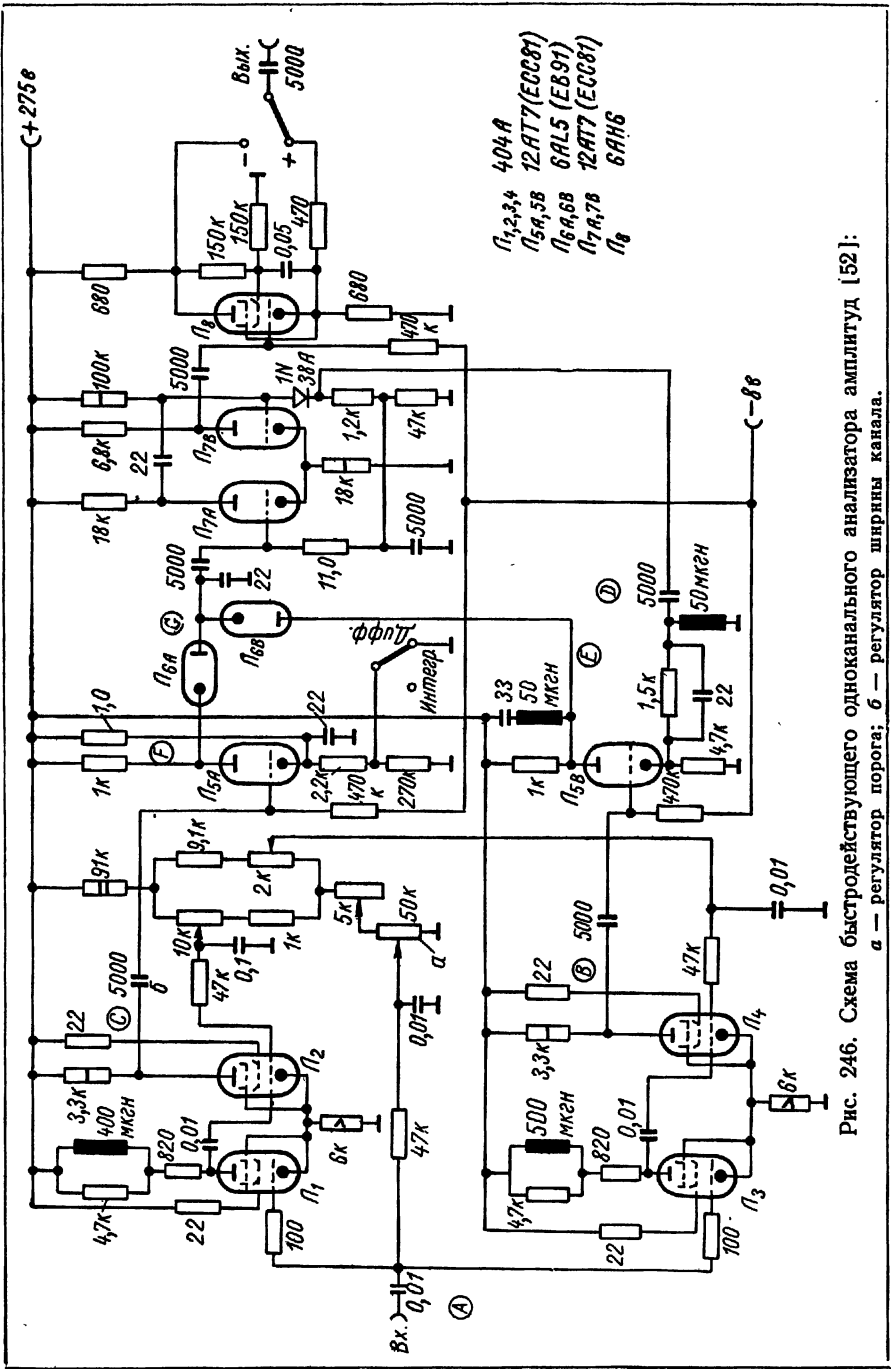


Рис. 245. Амплитудная характеристика экспандера:

1 — область ниже порога; 2 — регулируемый порог; 3 — область перегрузки.

минаторами. Благодаря этому существенно облегчаются требования к стабильности порогов обоих дискриминаторов. Так, если усиление экспандера равно 10, то ширина окна в  $1 \text{ в}$  получается при разности порогов дискриминаторов, равной  $10 \text{ в}$ . Для обеспечения 1%-ной точности неопределенность этой разности (размытость порогов) может достигать  $0,1 \text{ в}$ , т. е. величины, которую легко получить.

Блок-схема такого одноканального анализатора амплитуды импульсов приведена на рис. 244. Идеализированная амплитудная характеристика экспандера дана на рис. 245; верхним и нижним дискриминаторами обычно служат триггеры Шмитта. Способы выполнения схем памяти и антисовпадений настолько многооб-



- П<sub>1,2,3,4</sub> 404 А
- П<sub>5,6,8</sub> 12АТ7 (ЕСС81)
- П<sub>6А,8В</sub> 6АЛ5 (ЕВ81)
- П<sub>7А,7В</sub> 12АТ7 (ЕСС81)
- П<sub>6</sub> 6АН6

Рис. 246. Схема быстродействующего одноканального анализатора амплитуд [52]:  
 а — регулятор порога; б — регулятор ширины канала.

разны, что детальное ознакомление с ними возможно только по специальной литературе.

На рис. 246 приведена схема простого амплитудного анализатора, работающего без экспандера [52]. Оба дискриминатора имеют общий вход. Верхний дискриминатор представляет собой триггер на лампах  $L_1, L_2$ , нижний — триггер на лампах  $L_3, L_4$ . Ширина окна (т. е. разность порогов триггеров), а также нижний (главный) порог задаются напряжениями смещения на управляющих сетках ламп; эти напряжения регулируются прецизионными спиральными потенциометрами. Положительный выходной импульс нижнего дискриминатора ( $B$ , рис. 247) поступает (через катодный повторитель) на дифференцирующую катушку. Соответствующий его заднему фронту отрицательный импульс ( $D$ ) поступает на сетку одной из ламп каскада антисовпадений  $L_{7B}$ .

С верхнего дискриминатора на сетку лампы  $L_{6A}$  поступает импульс  $C$  меньшей длительности, чем импульс  $B$ . После обращения полярности импульс  $F$  через диод  $L_6$  заряжает конденсатор «памяти»; иными словами, длительность импульса верхнего дискриминатора увеличивается настолько ( $G$ ), что перекрывает временную задержку импульса  $D$ . Импульс  $G$  запирает (блокирует) каскад антисовпадений по сетке  $L_{7A}$ . Конденсатор памяти разряжается через диод  $L_{6B}$  после окончания импульса нижнего дискриминатора. Если верхний дискриминатор не сработал, то каскад антисовпадений опрокидывается импульсом нижнего дискриминатора, и на вход анализатора с анода лампы  $L_8$  поступает импульс амплитудой около 17 в и длительностью около 0,7 мксек.

Измерение амплитудного спектра при помощи такого одноканального анализатора производится при заданной ширине канала, например 1 в, путем последовательной регистрации числа импульсов в единицу времени при ряде значений напряжения главного дискриминатора. В ряде работ [53—58] описаны схемы одноканальных анализаторов, разрешаемое время которых лежит между 1 и 10 мксек. Описаны также анализаторы с меньшим разрешаемым временем, до 0,1 мксек [52, 59—63].

Кроме одноканальных, существуют также многоканальные анализаторы амплитуды, в которых импульсы регистрируются одновременно в ряде смежных каналов. Схемные варианты многоканальных анализаторов весьма многочисленны, поэтому ограничимся кратким рассмотрением только двух из них.

На рис. 248 приведена блок-схема стабильного 20-канального анализатора [64], разрешаемое время которого равно 3 мксек. В каждом его канале имеется только один дискриминатор. Такое упрощение достигается при помощи устройства, которое допол-

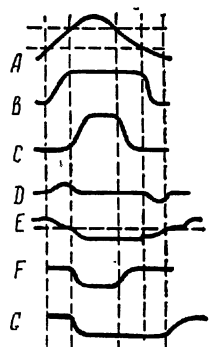


Рис. 247. Импульсы в цепях рис. 246.

няет исследуемые импульсы специальной информацией, определяющей ширину канала. Пороги срабатывания дискриминаторов задают только положения (уровни) каналов, причем колебания уровней каналов мало влияют на их ширину.

Входные импульсы с амплитудой  $U$  преобразуются в приблизительно прямоугольные импульсы той же амплитуды. Затем после удлинения накладывается стандартный прямоугольный

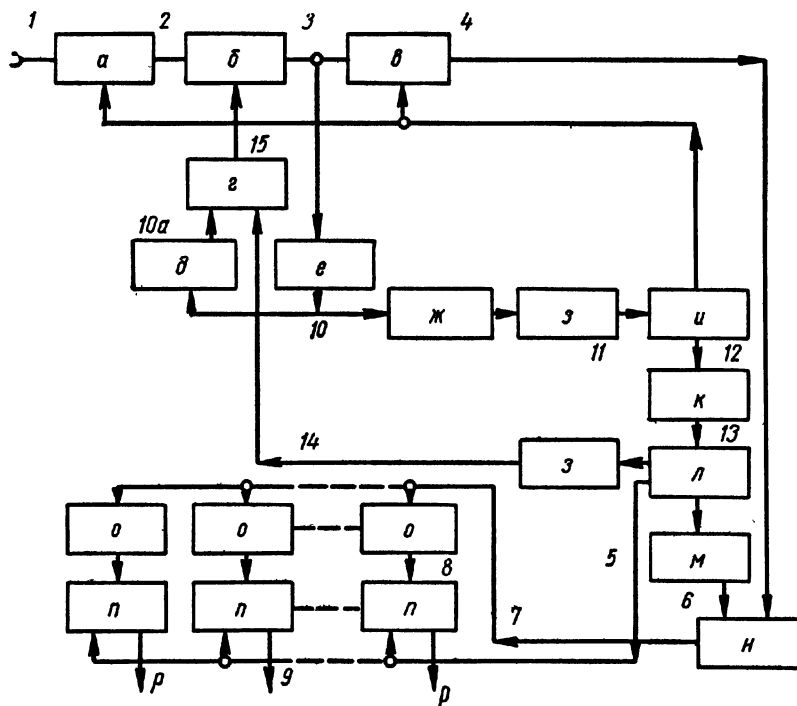


Рис. 248. Блок-схема быстродействующего 20-канального анализатора амплитуд импульсов:

$a$  — затвор 1;  $б$  — удлинитель импульсов;  $в$  — затвор 2;  $г$  — сумматор 1;  $д$  — сброс;  $е$  — дискриминатор 1;  $ж$  — задержка;  $з$  — дифференцирующее звено;  $и$  — ждущий мультивибратор;  $к$  — генератор пилообразного напряжения;  $л$  — дискриминатор 2;  $м$  — генератор калиброванных импульсов;  $н$  — сумматор 2;  $о$  — каналы 1—20;  $п$  — схемы совпадения;  $р$  — насчетные приборы.

импульс высотой  $d$ , определяющий в дальнейшем ширину канала. Результирующий импульс поступает на дискриминаторы. Выходы последних в каждом канале приводятся к совпадению с прямоугольным импульсом, который пускается синхронно с упомянутым стандартным импульсом. Выходной импульс появляется только тогда, когда стандартный импульс высотой  $d$ , наложенный на входной импульс, запускает соответствующий дискриминатор. В канале, порог которого равен  $U_0$ , регистрируются только те импульсы, амплитуда которых находится между  $U_0 = d$  и  $U_0$ ,

Эпо́ры импульсов в различных частях схемы этого анализатора показаны на рис. 249; соответствующие номера имеются на схеме рис. 248. После «растягивания» входного импульса в удлинителе к нему в каскаде «сумматор 2» добавляется стандартный прямоугольный импульс высотой  $d$ . В затворе 2 все входные импульсы, независимо от их первоначальной формы, приобретают одинаковый передний фронт. Затвор 2 управляется дискриминатором 1, порог которого соответствует наименьшей амплитуде регистрируемых импульсов. Импульсы удлиняются до величины, превышающей наибольшую длительность фронта входных импульсов. Затвор 1 запирает вход дискриминатора на время измерения данного импульса. Открывание затвора 1 производится импульсом 14 (см. рис. 249), который обрывает удлиненный импульс.

Второй анализатор содержит от 60 до 120 каналов [65]. В этом приборе входной импульс сравнивается по амплитуде с линейным пилообразным напряжением постоянной частоты. Для нормальной работы анализатора необходима средняя скорость счёта до 1250 *имп/сек*. Блок-схема анализатора приведена на рис. 250, графики, характеризующие некоторые временные соотношения, — на рис. 251.

Одновременно с приходом исследуемого импульса запускается генератор пилообразного линейно уменьшающегося напряжения. Прямолинейный участок пилообразного импульса делится на участки равной длительности, число которых равно числу каналов. Частота колебаний «генератора каналов» 45—90 *кГц* (это соответствует числу каналов от 60 до 120). Как уже указывалось, входной импульс (после удлинения и задержки) электрически сопоставляется по амплитуде с пилообразным напряжением. В момент равенства амплитуды сигнала и мгновенного значения пилообразного напряжения срабатывает схема совпадений. Так как мгновенное значение пилообразного напряжения является линейной функцией времени, прошедшего с момента его запуска, то число меток времени в момент равенства служит мерой амплитуды исследуемого импульса. Цифровой спектр, передаваемый бинарным кодом по описанной системе, поступает на электронно-лучевую трубку. Горизонтальное отклонение луча трубки производится

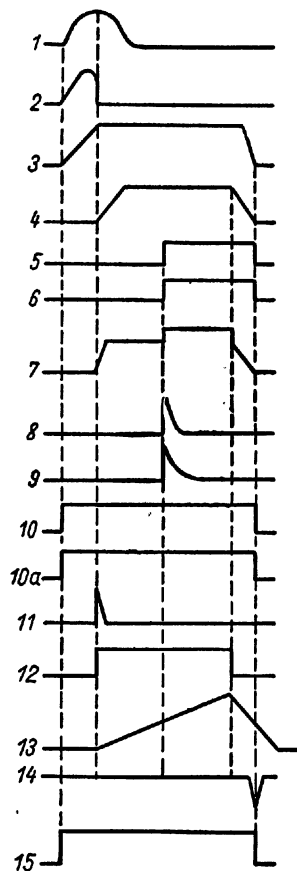


Рис. 249. Эпо́ры импульсов в каскадах схемы рис. 248.

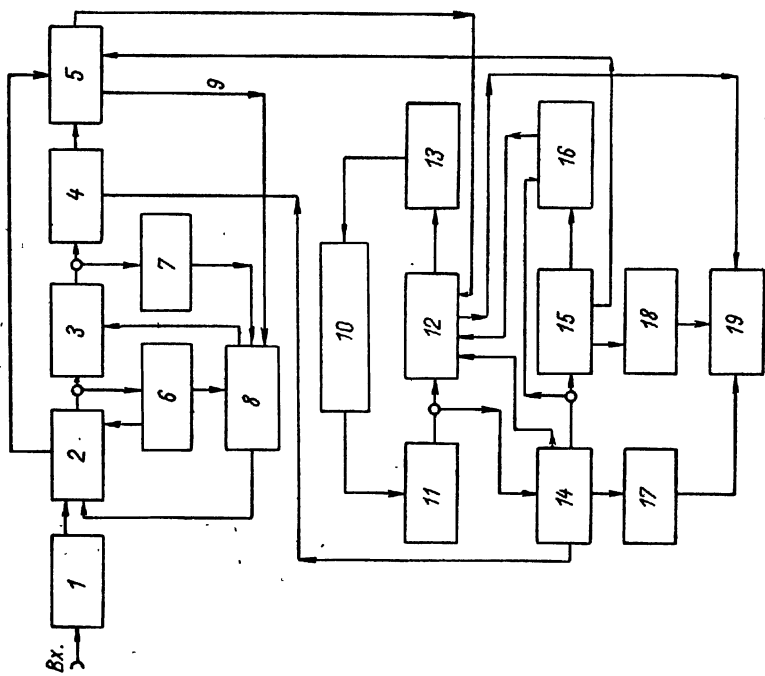


Рис. 250. Блок-схема 60 (120)-канального анализатора амплитуды импульсов, обладающего средней скоростью регистрации:

- 1 — усилитель с регулируемым порогом;
- 2 — затвор; 3 — удлинитель импульсов;
- 4 — схема сравнения;
- 5 — верхний дискриминатор; 7 — нижний дискриминатор; 8 — триггер; 9 — сброс;
- 10 — линия задержки; 11 — приемник и усилитель; 12 — затвор-сумматор; 13 — генератор (передатчик); 14 — генератор линейного пилообразного напряжения; 15 — генератор частоты каналов; 16 — генератор цифровой частоты; 17 — горизонтальное отклонение; 18 — вертикальное отклонение; 19 — электронтная трубка.

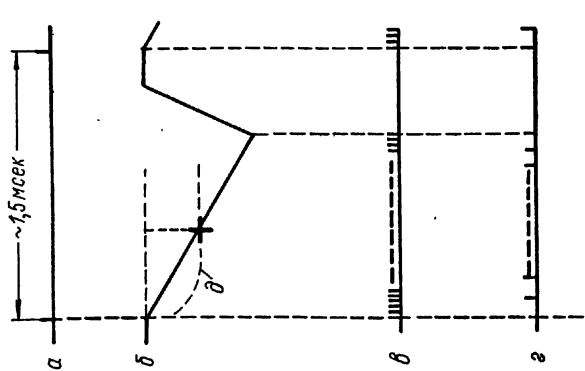


Рис. 251. Некоторые временные соотношения в анализаторе на 60 (120) каналов:

- а — время задержки; б — сравнение с пилообразным напряжением; в — метки времени цифровой частоты 900 кГц;
- г — метки времени частоты каналов; д — импульсы.



пилообразным напряжением, вертикальное — напряжением, поступающим из цепи «частоты каналов».

Другие анализаторы описаны в ряде работ [33, 66—78].

### 8. Двоичные и десятичные пересчетные устройства

Скорость, с которой механический счетчик (нумератор) может регистрировать импульсы, даже для лучших конструкций ограничена верхним пределом 100 *имп/сек.* Однако в современных счетных установках малая разрешающая способность нумератора не определяет максимальной скорости регистрации импульсов: пересчетные устройства позволяют производить любое необходимое деление первичного числа импульсов. Поэтому предельная скорость счета определяется в основном разрешающей способностью входного каскада счетного устройства. Последняя приближенно задается на основании следующих соображений.

Пусть число регистрируемых импульсов равно  $n$  *имп/сек.*, а мертвое время устройства  $t_m$ . Тогда среднее число поступающих импульсов равно  $N = n/(1 - nt_m)$ . Относительная величина просчетов  $(N - n)/N = nt_m$ ; следовательно, если необходимо регистрировать 10<sup>4</sup> *имп/сек* со средним просчетом в 1%, то разрешаемое время входа пересчетного прибора должно быть около 10<sup>-6</sup> *сек.*

В настоящее время применяются пересчетные устройства как двоичной (бинарной), так и десятичной (декадной) системы.

#### а) Бинарные пересчетные каскады

Бинарный пересчетный каскад обычно состоит из двух триодов, охваченных сильной положительной (гальванической) обратной связью, т. е. представляет собой так называемый «бистабильный мультивибратор», или триггер (рис. 252). Каждый триод может быть только в одном из двух возможных состояний — запертом (тогда второй триод проводит) или проводящем (тогда второй триод заперт). Изменение состояния каскада происходит под действием входного импульса и протекает в виде кратковременного скачка.

Пусть лампа  $L_1$  заперта,  $L_2$  — проводит (см. рис. 252). Сопротивления  $R$  и  $R_c$  служат делителем напряжения между

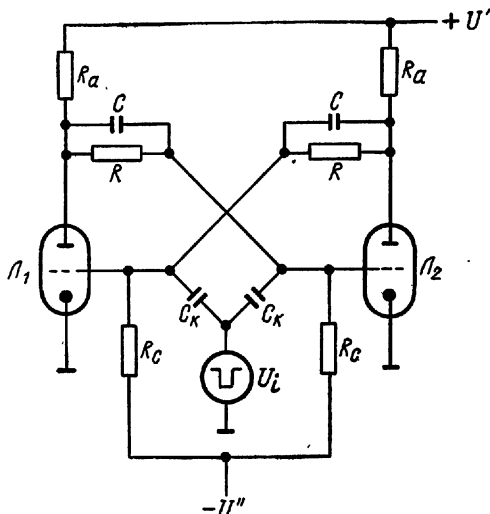


Рис. 252. Схема каскада пересчета на два.

соответствующими анодами и источником отрицательного смещения. Данными этих сопротивлений определяются сеточные потенциалы ламп. Ток, протекающий по делителю  $R - R_c$ , должен быть мал по сравнению с анодными токами.

Если на сетки обеих ламп поступит отрицательный импульс, то ток лампы  $L_2$  уменьшится, ее анодное напряжение возрастет, положительный импульс будет передан на сетку лампы  $L_1$  и эта

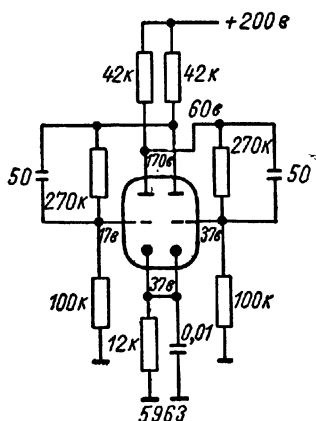


Рис. 253. Схема бинарного каскада на 100 кГц.

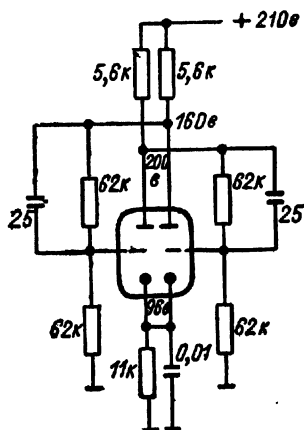


Рис. 254. Схема бинарного каскада на 1 МГц.

лампа начнет проводить. Благодаря положительной обратной связи процесс протекает лавинообразно и заканчивается изменением состояния ламп: теперь  $L_1$  проводит,  $L_2$  — заперта. Это новое состояние будет устойчиво до прихода следующего импульса. Для того чтобы схема не могла возвратиться в исходное состояние в течение времени действия входного (стартового, спускового) импульса, последний должен быть короче времени восстановления напряжения на сетке лампы  $L_1$ . Уменьшение длительности импульсов обычно достигается посредством дифференцирующих цепочек.

Можно видеть, что такой каскад возвращается в исходное состояние при каждом четном импульсе, т. е. как бы делит число входных импульсов на два. Связав соответственно  $K$  последовательных каскадов, получим возможность деления на  $2^K$ . Междукаскадная связь может осуществляться, например, при помощи диодов в анодных цепях триггеров [4, 77]. Разрешаемое время каскада определяется длительностью зарядо-разрядных процессов в анодно-сеточных цепях, т. е. зависит от постоянных времени схемы и от параметров лампы. Методика расчета триггеров изложена в ряде работ [19, 78—80].

На рис. 253—256 приведены некоторые типовые схемы с различной разрешающей способностью. Кроме того, описан ряд

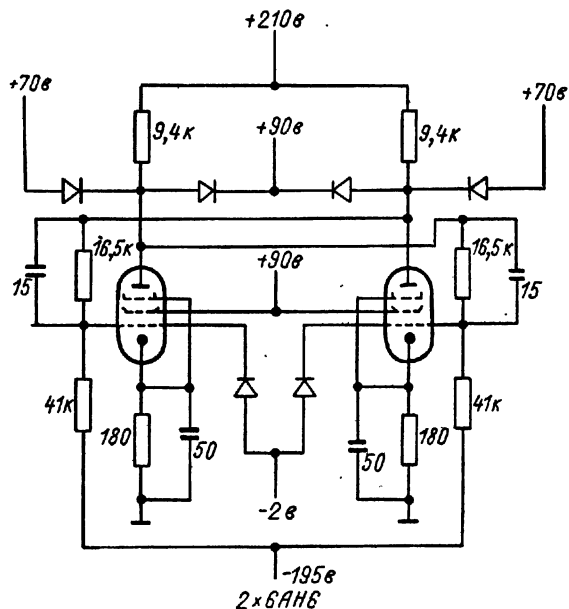


Рис. 255. Схема бинарного каскада на 10 Мгц.

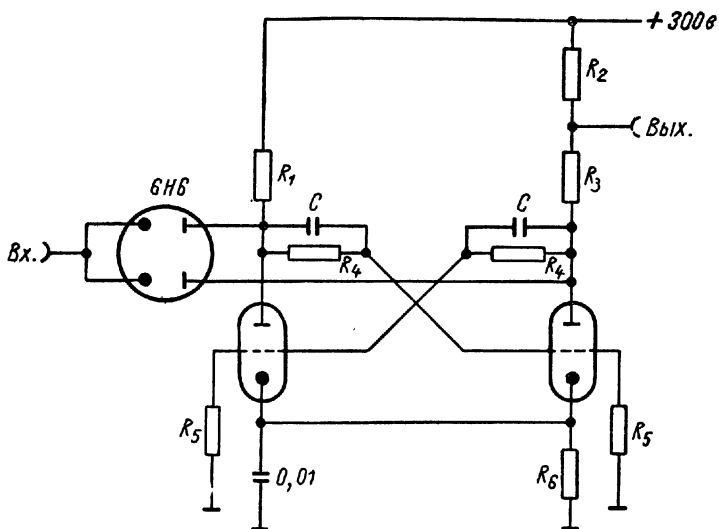


Рис. 256. Типичная схема бинарного каскада:

для лампы 6 SN7 с разрешаемым временем 5 мксек:  $C = 50$  пф;  $R_1 = 20$  ком/2 вт;  $R_2 = 5$  ком;  $R_3 = 15$  ком/2 вт;  $R_4 = 200$  ком;  $R_5 = 100$  ком;  $R_6 = 10$  ком/1 вт;  
 для лампы 6 SL7 с разрешаемым временем 20 мксек:  $C = 40$  пф;  $R_1 = 100$  ком/1 вт;  $R_2 = 25$  ком;  $R_3 = 75$  ком/1 вт;  $R_4 = 1$  Мом;  $R_5 = 500$  ком;  $R_6 = 40$  ком.

быстродействующих схем [81—84] и особо быстродействующий бинарный каскад с разрешаемым временем 20 нсек [85], в анодных цепях которого применены компенсационные высокочастот-

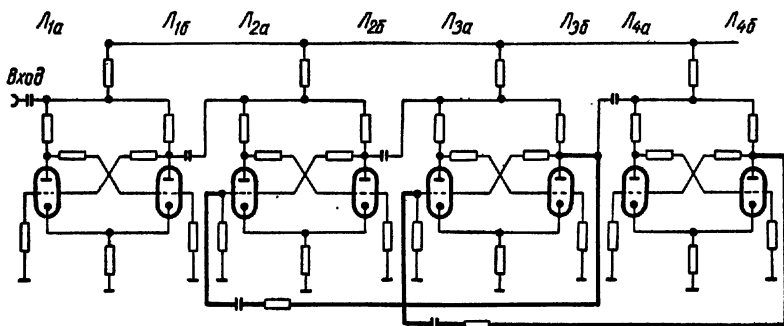


Рис. 257. Принципиальная схема блока десятичного пересчета, собранного на бинарных каскадах.

ные катушки, а для связи между анодными и сеточными цепями использованы катодные повторители. Для уменьшения зависимости работы каскада от изменения питающих напряжений применены также формирующие диоды. Еще более быстродействующий двоичный каскад (10 нсек), работающий на лампах со вторичной эмиссией, описан в работе Фишера и Маршалла [86].

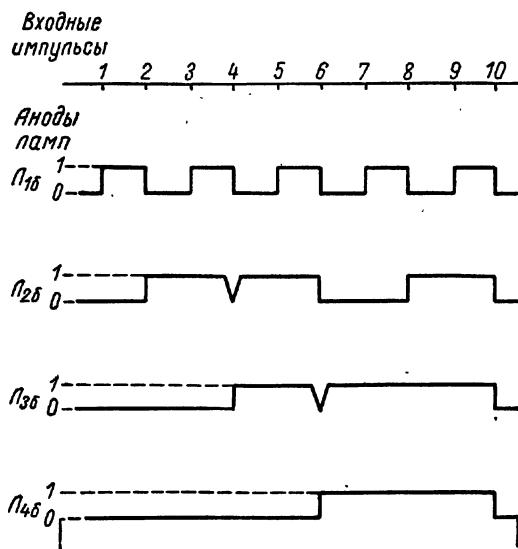


Рис. 258. Импульсы в цепях схемы рис. 257.

на подобном десятичном пересчетном устройстве. Цепи обратной связи показаны на схеме жирными линиями. На рис. 258 приведены эпюры осциллограмм, поясняющие работу этой схемы. Регистрация первых трех импульсов идет как в обычном бинарном устройстве. При четвертом импульсе, после очередного перехода лампы  $L_1$  из

Для удобства отсчета двоичное пересчетное устройство можно преобразовать в десятичное. Для этого, например, в двоичную схему с исходным коэффициентом пересчета, равным  $2^4 = 16$ , вводится соответствующая обратная связь [4, 77].

На рис. 257 показана принципиальная схема

состояния 1 в состояние 0, происходит такой же переход в лампе  $L_2$ , за чем следует переход 0—1 в лампе  $L_3$ . Положительный скачок напряжения на аноде правого триода  $L_3$  передается по цепи обратной связи на сетку левого триода  $L_2$  и вызывает переход 0—1 (это отображено второй сверху линией на рис. 258). При шестом импульсе вступает в действие вторая цепь обратной связи (аналогично описанному, см. третью сверху линию рис. 258), и при поступлении десятого импульса декада вырабатывает один отрицательный выходной импульс, после чего возвращается в исходное состояние (нижняя линия рис. 258).

Более детальная схема подобной «декады», собранной на двойных триодах, приведена на рис. 259 [87]. В исходном состоянии все левые триоды заперты, правые проводят. Установка этого состояния, т. е. сброс показаний на 0, производится кратковременным размыканием ключа  $K_1$ , благодаря чему на сопротивлении  $R_7$  возникает напряжение 20 в. В этой декаде применена десятичная индикация счета при помощи лампочек тлеющего разряда. Один из полюсов каждой четной лампочки через общее ограничительное сопротивление связан с анодом левого триода  $L_1$ , каждой нечетной — с анодом правого триода  $L_1$ . Левый триод заперт при всех четных и проводит при всех нечетных импульсах (в противоположность правому триоду). Вторые полюса индикаторных лампочек соединены попарно и связаны с соответствующими анодами ламп второго, третьего и четвертого каскадов.

Декада рассчитана на входные импульсы с амплитудой 30 в и временем нарастания 1 мксек. Импульс на ее выходе имеет амплитуду 40 в при времени нарастания 1 мксек. Разрешаемое время декады 6 мксек, максимальная скорость счета периодических импульсов 160 кц. Допустимые колебания напряжения питания  $\pm 10\%$ . Описаны также и другие способы осуществления обратной связи в декадах [20, 81, 89—90].

Бинарные счетные схемы на транзисторах [91—95] отличаются малыми габаритами и экономичностью по питанию. На рис. 260 приведена схема бинарного каскада, собранного на плоскостных  $n$ - $p$ - $n$ -транзисторах. Как и в ламповой схеме, один из транзисторов заперт, а второй работает вблизи области насыщения. В целях уменьшения разрешаемого времени целесообразно не доводить проводящий транзистор до насыщения. Амплитуда скачков напряжения при этом может быть ограничена при помощи диодов, так что напряжение между базой и коллектором не будет превышать допустимой величины [19, 96—98].

На рис. 261 приведена схема на  $p$ - $n$ - $p$ -транзисторах [99]. Каскад работает от положительных входных импульсов, которые запирают проводящий транзистор. Выходной сигнал дифференцируется при передаче его на следующий каскад, причем отрицательный выброс срезается диодом.

Минимальное разрешаемое время пересчетных устройств на транзисторах определяется величиной  $2/f_0$ , где  $f_0$  — граничная

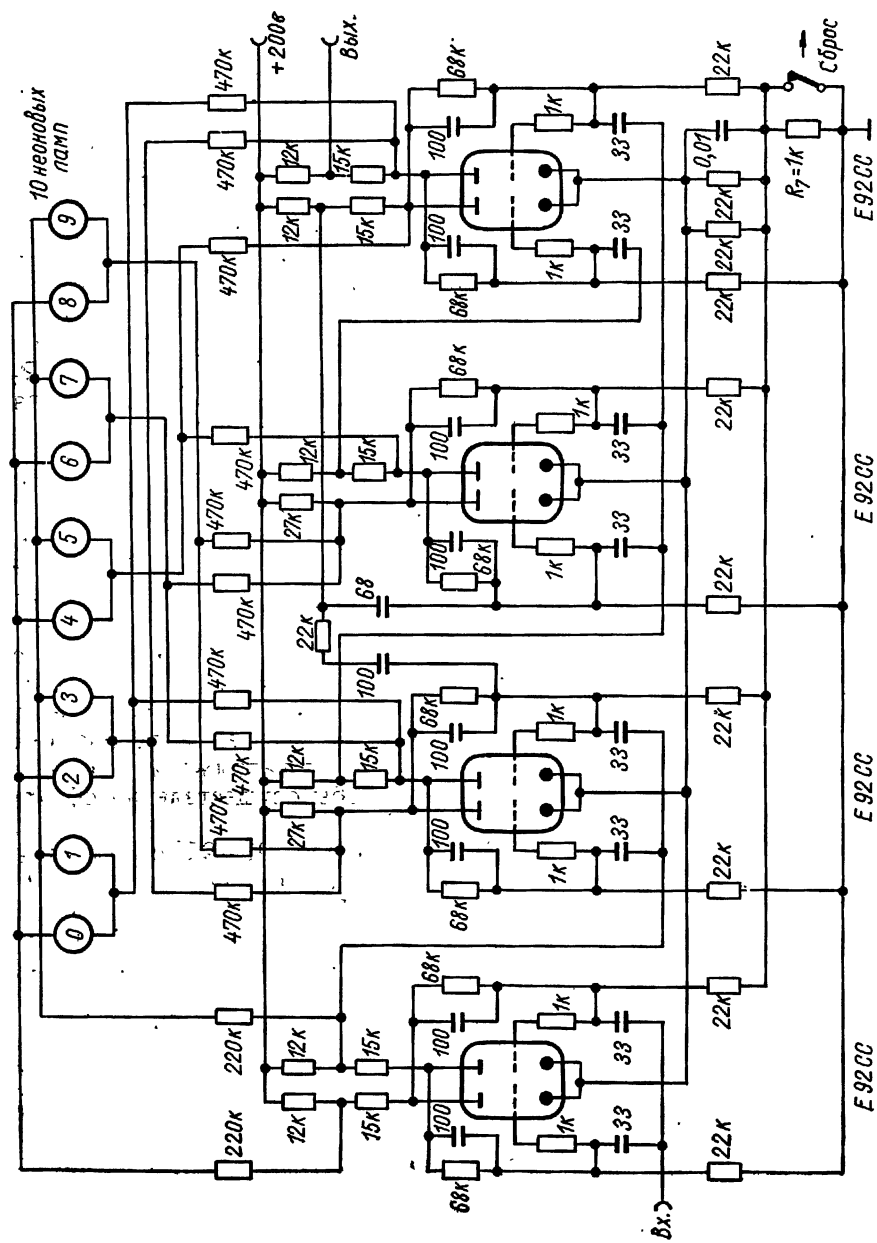


Рис. 259. Рабочая схема бинарной декады с десятичной индикацией отсчета.

частота транзистора [100]. На транзисторах OC70 и OC71 достигнуто разрешаемое время около 10 мксек, на транзисторах OC44 или SB100 достигнуто 0,2—0,3 мксек. Потребляемая бинарным каскадом мощность составляет всего несколько милливатт. Сообщается о пересчетном каскаде на транзисторах, разрешаемое

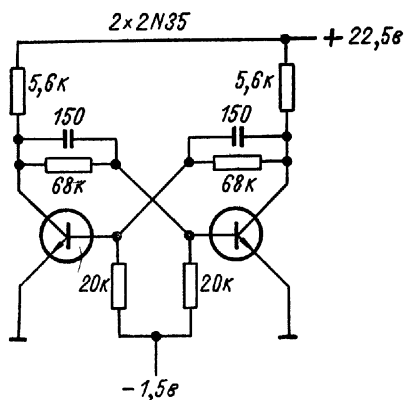


Рис. 260. Схема бинарного каскада на *n-p-n*-транзисторах.

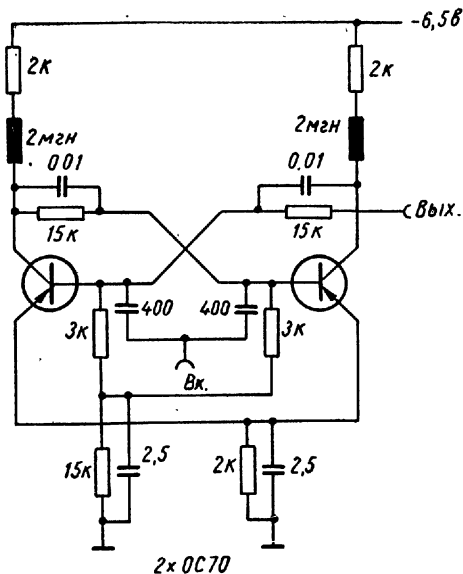


Рис. 261. Схема бинарного каскада на *p-n-p*-транзисторах.

мое время которого составляет 50 нсек [101]. Для индикации состояния пересчетных каскадов, работающих на транзисторах, фирмой «Филипс» выпущена субминиатюрная индикаторная лампа DM160.

### б) Десятичные пересчетные каскады

Разработка десятичных счетных ламп позволила существенно упростить пересчетные устройства.

В лампе E1T (фирма «Филипс») прямоугольный катод испускает ленточный пучок электронов, который при помощи специальной отклоняющей системы может быть последовательно, по мере поступления входных импульсов, установлен на 10 фиксированных направлений. В каждом из своих положений электронный пучок вызывает свечение нанесенного на стенку колбы люминофора с цифровыми обозначениями от 0 до 9. При возвращении электронного пучка из положения 9 в положение 0 вырабатывается выходной импульс, который можно использовать для запуска следующего счетного каскада [102]. Входные импульсы должны иметь строго определенную форму: амплитуда  $13,6 \text{ в} \pm 18\%$ , время нарастания 0,7 мксек, время спада 7 мксек. Для формирования

управляющих импульсов обычно используется ждущий мультивибратор.

На рис. 262 показана схема десятичного счетного каскада, работающего на этой лампе и имеющего максимальную скорость

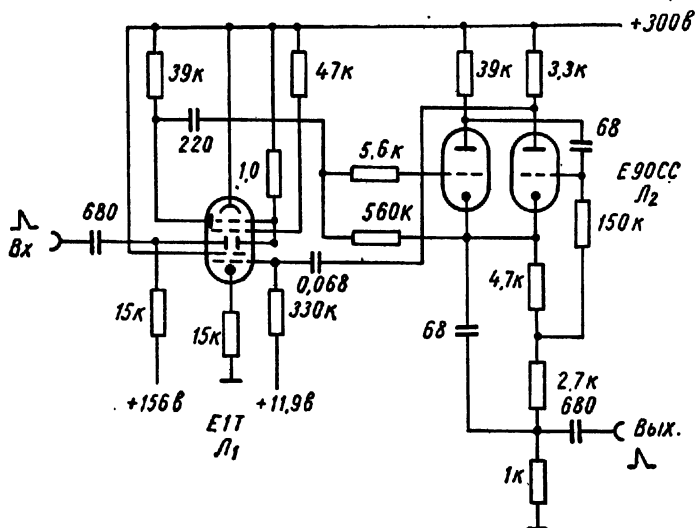


Рис. 262. Схема счетного каскада на десятичной пересчетной лампе типа EIT.

счета 30 кГц. Входной импульс указанной выше формы подается на левую отклоняющую пластину лампы EIT. Лампа E90CC, включенная по схеме ждущего мультивибратора, служит для управления перебросом луча, а также для его возврата на нуль и для подачи выходного импульса на следующий счетный каскад.

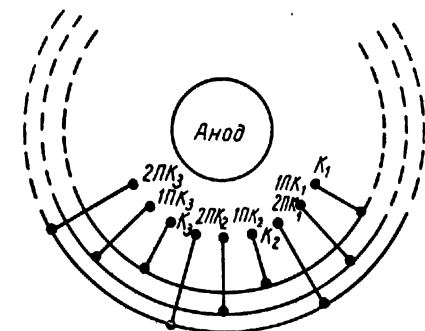


Рис. 263. Схематическое устройство газоразрядного декадрона.

При использовании в схеме ждущего мультивибратора лампы с высокой крутизной характеристики можно благодаря сокращению времени переброса луча получить скорость счета 100 кГц [103, 104]. Применение управляющей лампы со вторичной эмиссией позволило довести скорость счета до 1 МГц [105].

Другая десятичная счетная лампа, декадрон, является газонаполненной лампой с холодным катодом (лампой тлеющего разряда). Устройство декадрона наиболее распространенного типа, так называемого двухимпульсного, схематически показано на рис. 263. Центральный анод



окружен 30 одинаковыми электродами (штырьками). Из них 10 являются катодами («главными», или «индикаторными») и обозначены  $K_0, \dots, K_9$ . Вторая и третья группы, также содержащие по 10 штырьков в каждой, являются «переносящими» катодами (подкатодами) и обозначены 1ПК и 2ПК. В декатронах, предназначенных только для счета, катоды  $K_1, \dots, K_9$  имеют общий вывод, а  $K_0$  выведен отдельно. В лампах, предназначенных также и для переключения (в коммутаторных декатронах), все катоды от  $K_0$  до  $K_9$  имеют самостоятельные выводы. Подкатоды имеют по одному выводу [19, 106—110]. Штырьки главного катода перемежаются со штырьками обоих подкатодов, как показано на рис. 263.

Упрощенная схема счетного каскада на декатроне приведена на рис. 264.

Перед началом счета разряд перебрасывают на катод  $K_0$  при помощи кнопки. На подкатоды подают положительное смещение около 30 в. При поступлении отрицательного импульса

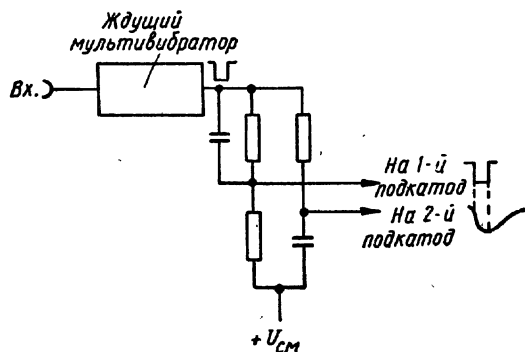


Рис. 265. Схема формирования управляющих импульсов для декатрона.

около 130 в) на подкатод 1ПК разряд переходит на тот его штырек, который является смежным со светящимся штырьком  $K_0$ . Для дальнейшего перемещения разряда необходимо подать на подкатод 2ПК отрицательный импульс, который оканчивается позднее первого (но начинается не позднее окончания первого импульса, рис. 265).

С окончанием первого импульса разряд переходит на второй подкатод, с окончанием второго импульса — на катод  $K_1$ . Таким образом, импульс исходного сигнала необходимо «расщеплять» на два последовательных управляющих импульса. Это можно осуществить при помощи двух связанных ждущих мультивибраторов, однако предпочтительнее (с точки зрения

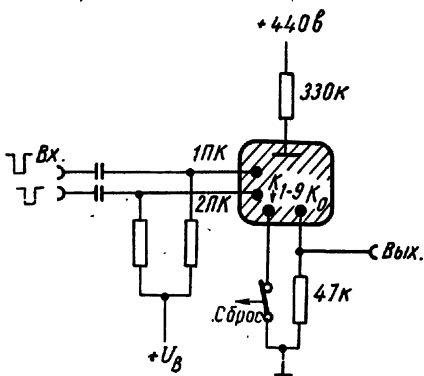


Рис. 264. Принципиальная (упрощенная) схема счетного каскада на декатроне.

компактности и экономичности) интегрирующая цепь, подобная приведенной на рис. 265\*.

В настоящее время промышленность Англии, ФРГ, США и других стран выпускает ряд типов декатронов, отличающихся параметрами и габаритами (от пальчиковых до обычных стеклянных колб). Наиболее широко распространены декатроны с неоновым наполнением (разрешаемое время 200—500 мксек) и с аргон-гелиевым наполнением (разрешаемое время около 50 мксек). Выпущены также счетные и коммутаторные декатроны, разре-

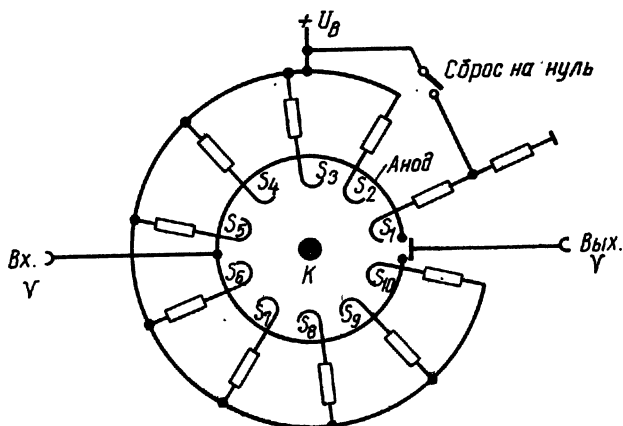


Рис. 266. Схема включения трохотрона.

шаемое время которых доведено до 5—10 мксек. Имеются сообщения о декатронах тлеющего разряда с предельной скоростью счета 1 Мгц.

В десятичных пересчетных устройствах может быть использован электронный коммутатор, известный под названием трохотрон [19, 111, 112]\*\*. В этом многоэлектродном приборе пучок электронов формируется при помощи взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей; траектория электронов представляет собой трохиду на эквипотенциальной поверхности. Устройство счетного трохотрона схематически изображено на рис. 266. Вокруг центрального катода расположены 10 электродов (лопаток) S<sub>1</sub> — S<sub>10</sub>; система лопаток окружена цилиндрическим анодом. Направление магнитного поля перпендикулярно плоскости чертежа. Напряженность магнитного поля такова, что при отсутствии входного сигнала анодная цепь ламп заперта. Электроны обегают катод, образуя отрицательный простран-

\* О декатронах см. книгу: Липкин В. М. Декатроны и их применения, М., Госэнергоиздат, 1959. — Прим. перев.

\*\* Следует отличать от трохонального масс-спектрометра, также иногда называемого трохотроном. — Прим. перев.

ственный заряд, но не достигают положительных (около  $+100$  в относительно катода) электродов  $S_1 — S_{10}$ .

Если понизить потенциал одной из лопаток относительно нуля, то электроны направятся вдоль нее по линиям электрического поля, причем часть электронного тока попадет на анод. Таким образом, если вначале все лопатки имели одинаковый потенциал, то при подаче на одну из них (например, на  $S_1$ ) короткого отрицательного импульса электронный пучок направится к аноду. Если далее понизить потенциал анода при помощи отрицательного импульса, то электронный пучок отклонится от анода и перейдет на следующий электрод ( $S_2$ ). Необходимо, чтобы длительность отрицательного импульса, подаваемого на анод, была соизмерима с временем переброса пучка с одной лопатки на следующую. Таким путем в трохотроне осуществляется последовательный переброс электронного пучка по системе электродов. Против промежутка между десятым и первым электродами в аноде имеется отверстие; через него пучок электронов попадает на собирающий электрод, с которого снимается выходной импульс.

Необходимая для нормальной работы трохотрона напряженность магнитного поля обычно составляет около  $350$  гс, анодное напряжение — около  $100$  в, ток  $10$  ма. Входные импульсы — отрицательные, с амплитудой  $100$  в и длительностью около  $0,3$  мксек. Имеются сообщения о возможности получить скорость счета до  $5$  Мгц\*.

## 9. Выходные каскады для питания механических счетчиков (нумераторов)

Импульсы, вырабатываемые последним каскадом пересчетного устройства, регистрируются затем электромеханическими счетчиками-нумераторами, емкость шкалы которых обычно составляет  $10^4$  импульсов или больше. Скорость счета электромеханических нумераторов ограничена в основном инерционностью их деталей (обычно постоянная времени электромагнита  $L/R$  меньше времени перемещения его якоря). Обмотка электромагнита обычно включается в анодную цепь достаточно мощной лампы.

Применяются два типа схем оконечного каскада: непосредственно включаемые на выход пересчетного устройства и включаемые через формирующий каскад.

Схема каскада первого типа приведена на рис. 267 [4]. Каскад предназначен для нумератора, потребляющего ток  $15$  ма и имеющего скорость до  $20$  млн/сек. Путем подбора лампы и других элементов схемы этот каскад можно приспособить для работы также и с другими нумераторами. Для устранения выбросов параллельно выходным клеммам включен конденсатор, емкость которого должна быть согласована с электрическими данными нумератора.

\* Более подробное описание трохотрона имеется в книге Власова В. Ф. Электронные приборы, М., Связьиздат, 1960.

Относительно простая схема выходного каскада может быть выполнена на тиратроне (рис. 268). Длительность импульса и частота повторения определяются величинами  $R$  и  $C$  и выбираются в соответствии с электрическими данными нумератора.

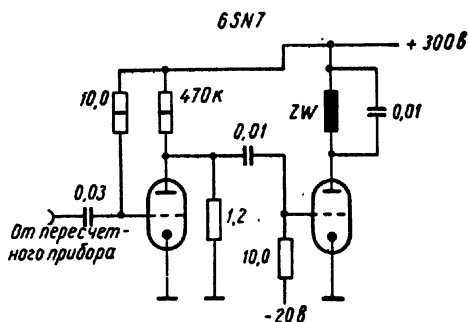


Рис. 267. Схема каскада управления механическим счетчиком на вакуумных лампах ( $ZW$  — механический регистратор).

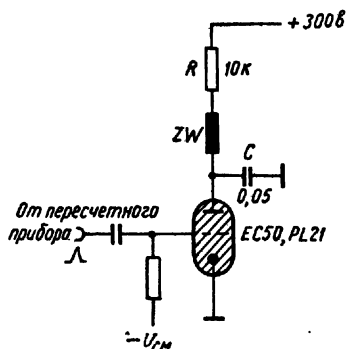


Рис. 268. Схема каскада управления механическим счетчиком на тиратроне.

В пересчетных устройствах, работающих на транзисторах, можно использовать оконечный каскад по схеме, приведенной на рис. 269 [113]. Входное сопротивление нумератора составляет

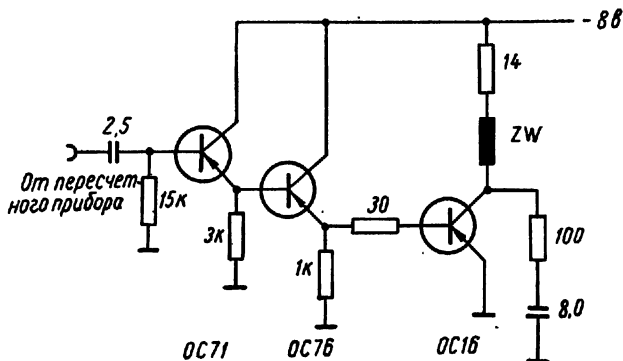


Рис. 269. Схема каскада управления механическим счетчиком на транзисторах.

здесь только 12 ом, а его ток срабатывания равен 150 ма, поэтому в выходной ступени должен быть включен достаточно мощный транзистор. Чтобы импульс входного тока последнего не перегрузил выходной каскад пересчетного устройства, применены два промежуточных эмиттерных повторителя (аналогичных ламповому катодному повторителю).

Преимущество схем второго типа состоит в том, что форма вырабатываемого ими импульса не зависит от параметров вы-

ходного импульса пересчетного устройства. Последний служит лишь для запуска формирующего ждущего мультивибратора (непосредственно или через катодный повторитель). Путем подбора элементов мультивибратора можно получить хорошее согласование формы импульса с данными нумератора. Подобная схема приведена на рис. 270. Импульс поступает на вход ждущего мультивибратора через катодный повторитель и диодный удлинитель. Так как оконечная лампа в течение значительной части импульса работает в области сеточного тока, то она соединена с мультивибратором через катодный повторитель; однако от последнего можно отказаться, если подобрать соответствующее смещение оконечной лампы в величину сопротивления  $R_0$ , ограничивающего ее сеточные токи [4].

Следует заметить, что десятичные пересчетные приборы выпуска последних лет, работающие на декатронах, не содержат электромеханических нумераторов, так как емкость этих приборов (6—8 разрядов) достаточна для большей части видов работы.

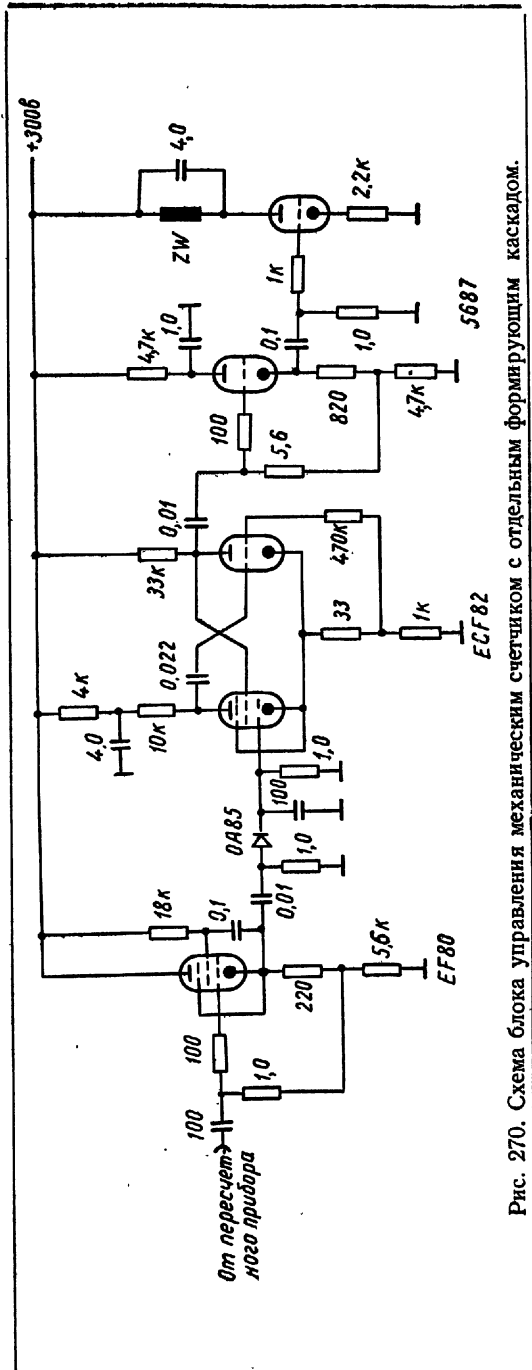


Рис. 270. Схема блока управления механическим счетчиком с отдельным формирующим каскадом.

## 10. Схемы совпадений

Важную роль в технике исследования излучений играют измерения, сопровождающиеся регистрацией одновременности двух (или более) явлений, т. е. их «совпадения» в пределах разрешающей

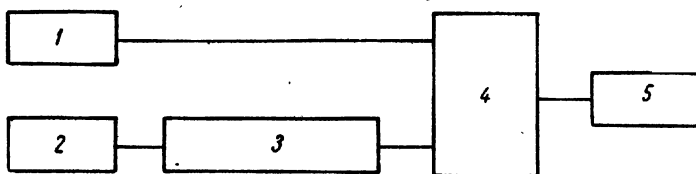


Рис. 271. Измерительное устройство для определения временного разрешения схемы совпадений:

1 — первый датчик; 2 — второй датчик; 3 — регулируемая задержка; 4 — схема совпадений; 5 — регистрирующее устройство.

способности прибора. Примером может служить регистрация совпадений кратковременных процессов, возбуждаемых в нескольких газоразрядных или сцинтилляционных счетчиках при пролете через них одной и той же частицы. При этом на вход измерительного устройства поступают импульсы с амплитудой до нескольких вольт и длительностью от 1 мксек до 0,1 нсек.

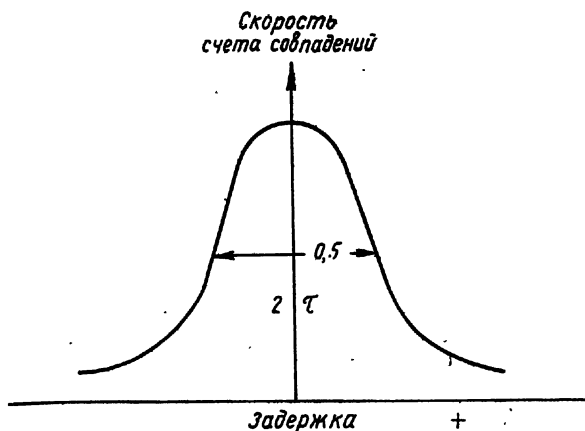


Рис. 272. Зависимость скорости счета в схеме совпадений от задержки.

Для оценки схем совпадений важно знать следующие параметры.

1. Чувствительность (или порог). Это наименьшее амплитудное значение напряжения, вызывающее сигнал на выходе устройства.

2. Разрешаемое время. Пусть на один из входов схемы совпадений импульсы поступают непосредственно, а на другой вход — через регулируемую линию задержки (рис. 271). В таком устройстве зависимость скорости счета на выходе схемы от величины задержки имеет вид, изображенный кривой на рис. 272. Под раз-

решаемым временем схемы совпадений понимают удвоенную величину той задержки, при которой скорость счета снижается до половины от максимальной.

3. Отношение полезного выходного сигнала при совпадении к паразитному выходному сигналу при несовпадении (соотношение выходных сигналов совпадения и несовпадения).

Ниже рассматриваются некоторые типы схем совпадений.

а) *Схема Боте (умножительная)*

С этой схемой связаны первые исследования, проведенные при помощи электронных приборов по методу совпадений [114]. В ней применяются многосеточные лампы, причем сигналы двух

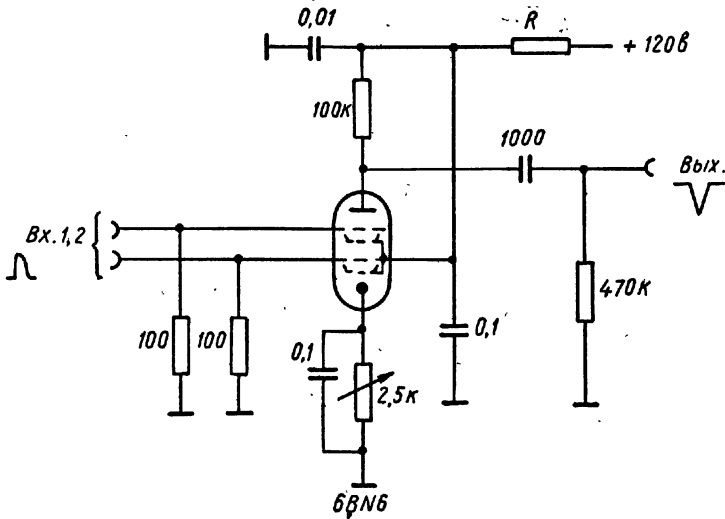


Рис. 273. Схема совпадений с разрешением 0;10 нсек.

датчиков поступают на две различные управляющие сетки. Лампа обычно заперта по обоим этим сеткам; она начинает проводить, т. е. передавать сигнал, только тогда, когда на обе сетки одновременно поступают положительные сигналы. Обычные пентоды здесь малопригодны из-за большого различия их характеристик по первой и третьей сеткам; лучше подходят специальные лампы с двойным управлением (например, гептоды).

На рис. 273 приведена схема, предназначенная для очень коротких импульсов [115] и работающая на лампе 6BN6. Ее чувствительность составляет около 2 в, а разрешаемое время — доли наносекунды. Благодаря тому что управляющие сетки разделены экранной сеткой, внутриламповая емкостная связь довольно мала и соотношение выходных сигналов совпадения

и несовпадения составляет  $50 : 1$ . Такое хорошее различие — главное преимущество схем совпадений данного типа.

Аналогичная схема, предназначенная для наносекундного диапазона, представлена на рис. 274 [116]. Примененная здесь

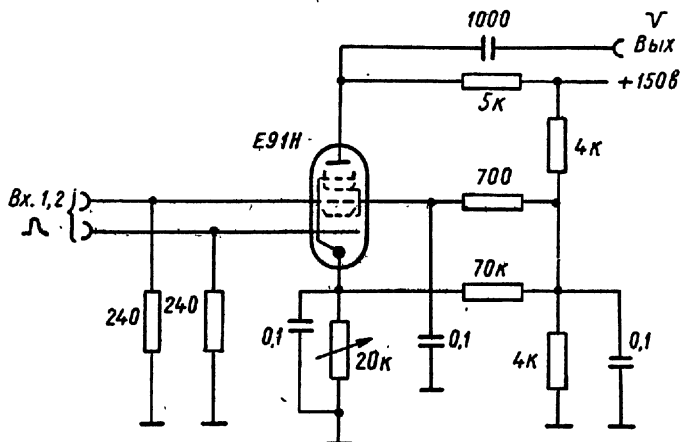


Рис. 274. Схема совпадений с разрешением 1,0 нсек.

лампа E91H имеет большую крутизну, однако чувствительность схемы ниже предыдущей и составляет 10 в. Ее можно улучшить до 2 в, если снизить напряжения на электродах до величин, при которых рабочие токи близки к соответствующим токам в схеме на рис. 273. Благодаря применению пентода соотношение сигналов совпадения и несовпадения превышает  $100 : 1$ . Описан также ряд аналогичных, но менее чувствительных схем [117—121].

### б) Схемы Росси

Описанные выше схемы совпадений применимы только для двойных совпадений. Схемы, предложенные Росси [122], позволяют сравнительно просто вести регистрацию множественных совпадений. Отрицательные импульсы поступают от каждого датчика на сетки отдельных ламп, аноды которых соединены с общим сопротивлением нагрузки (рис. 275). При отсутствии импульсов все лампы проводят. При поступлении импульса на сетку только одной из ламп эта лампа запирается, однако изменение общего анодного напряжения ламп при этом невелико, т. е. выходной импульс мал. Лишь при практически одновременном приходе входных импульсов на сетки всех ламп их анодное напряжение скачкообразно возрастает до напряжения источника питания, и на выходе схемы возникает большой положительный импульс совпадения. Вместо ламп можно использовать германиевые диоды [123], как показано на рис. 276.



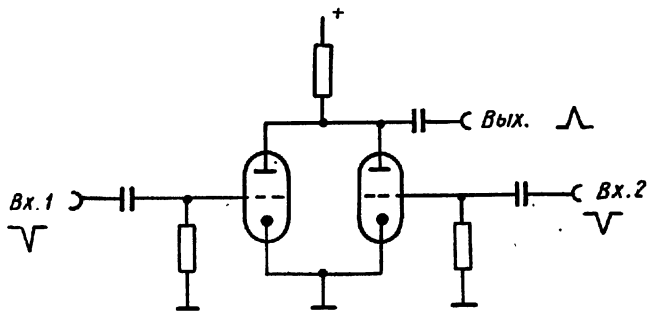


Рис. 275. Схема совпадений России.

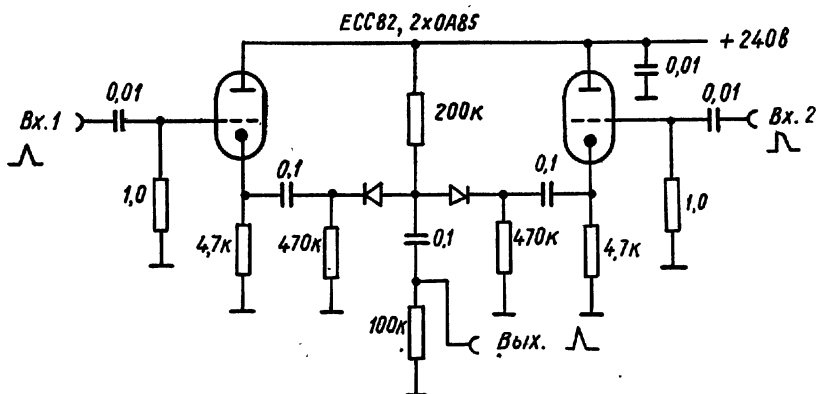


Рис. 276. Схема России на германиевых диодах.

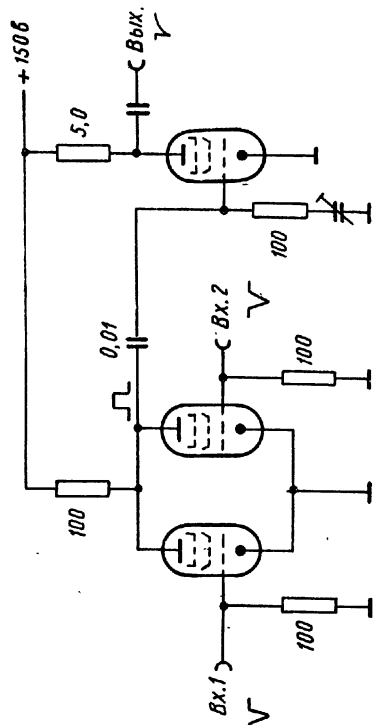


Рис. 277. Простая схема совпадений для наносекундного диапазона.

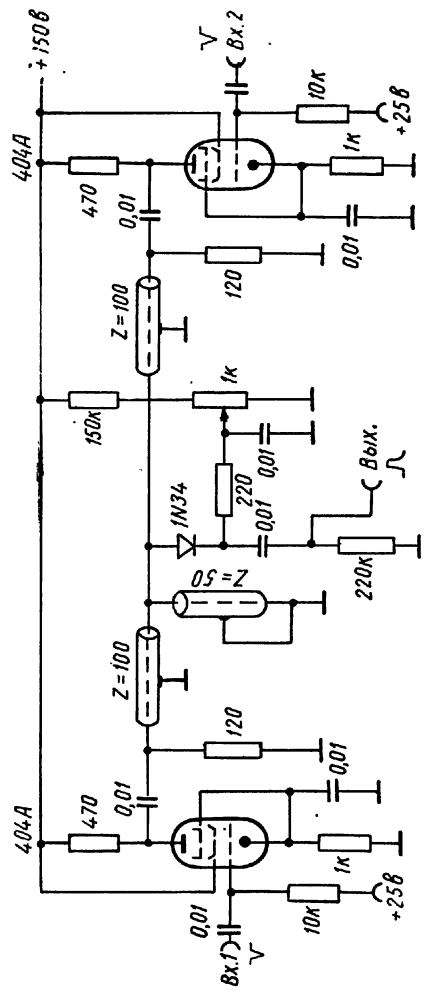


Рис. 278. Схема Росси с ограничительными каскадами, формированием импульсов и диодным дискриминатором на германиевом диоде.

Схемы этого типа имеют среднее разрешаемое время от  $10^3$  до  $10^4$  нсек и относительно просты в выполнении [124—126]. Недостатком схем Росси является невысокое соотношение сигналов совпадения и несовпадения. При помощи нелинейных схемных элементов, например запертых диодов, этот недостаток можно устранить [127—129].

На рис. 277 изображена экспериментальная схема, предназначенная для наносекундного диапазона. В связи с тем что общая анодная нагрузка ламп должна иметь весьма малое сопротивление, усиление в схеме очень мало. Соотношение сигналов совпадения

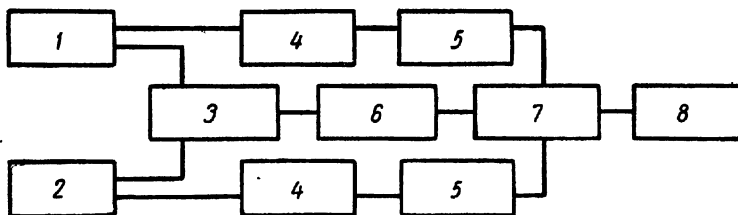


Рис. 279. Блок-схема устройства, работающего по методу преобразования быстрого процесса в медленный:

1 — первый датчик; 2 — второй датчик; 3 — схема быстрых двойных совпадений; 4 — усилитель; 5 — одноканальный анализатор; 6 — линия задержки; 7 — схема медленных тройных совпадений; 8 — регистрирующее устройство.

и несовпадения также мало (около  $2 : 1$ ), поэтому полезный выходной сигнал выделяется при помощи дополнительной лампы, на сетку которой подано соответствующее смещение [130]. Предложена также схема, в которой выходной импульс снимается с катодов, соединенных вместе [128]. Эта схема имеет разрешаемое время около  $2$  нсек и чувствительность  $1$  в. Благодаря низкоомной анодной нагрузке в подобных схемах совпадений одновременно достигается амплитудное ограничение.

В дальнейшем схема Росси была усовершенствована [129]. Она дополнена диодным дискриминатором (рис. 278). Высокодобротные пентоды работают как ограничители. Длительность импульсов, исследуемых на совпадения, задается короткозамкнутым отрезком кабеля. Сортировка импульсов и отбор совпадений производится при помощи диода с регулируемым смещением. Далее выходные импульсы этого устройства удлиняются на выходной емкости усилителя, обладающего полосой около  $5$  Мгц, и регистрируются обычным образом. Разрешаемое время схемы, приведенной на рис. 278, составляет  $2—5$  нсек, чувствительность  $2—3$  в.

В настоящее время почти во всех устройствах быстрых совпадений применяется метод преобразования «быстрого» процесса в «медленный». Блок-схема соответствующего устройства приведена на рис. 279. В этой системе кратковременные импульсы, которые снимаются с последних диодов двух ФЭУ, поступают

на схему быстрых совпадений, а также пропускаются через одно-канальные «амплитудные сортировщики». Импульсы с выходов двух сортировщиков поступают вместе с выходным сигналом каскада быстрых двойных совпадений на «медленную» схему тройных совпадений (разрешаемое время около 1 мксек). Этот способ позволяет регистрировать только те одновременные явления, которые относятся к определенному уровню энергии частиц.

В литературе дано описание ряда чувствительных схем быстрых совпадений ( $\sim 3$  в, 5 нсек) [131—133].

### в) Диодные мосты и другие схемы совпадений

Мостовые схемы совпадений, собранные на диодах, имеют то преимущество, что при хорошей балансировке они позволяют работать с импульсами малой амплитуды. Кроме того, имеется

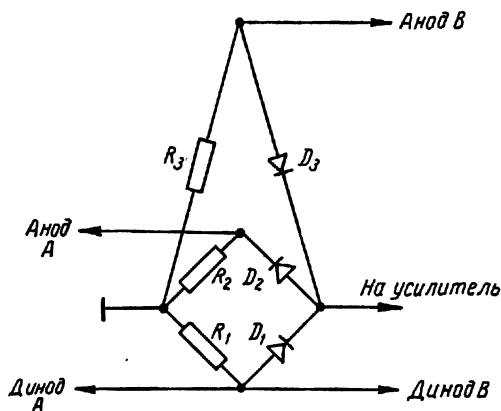


Рис. 280. Мостовая схема совпадений на германиевых диодах.

возможность получать хорошее соотношение амплитуд импульсов совпадения и несовпадения. Мостовая диодная схема, предназначенная для работы с ФЭУ, показана на рис. 280 [134]. Схема содержит две мостовых цепи, для которых диод  $D_1$  является общим. С анодов и последних диодов ФЭУ на выходы схемы поступают импульсы противоположной полярности, но соизмеримой амплитуды. Вследствие нелинейности характеристики диодов падение напряжения на диоде  $D_1$  при совпадении выше, чем сумма напряжений на диодах  $D_2$  и  $D_3$ . Чувствительность схемы составляет приблизительно 0,1 в при длительности импульсов 10 нсек. В литературе описаны аналогичные схемы [135, 136], однако в них не используется метод регистрации быстрых совпадений по анодным и диодным импульсам ФЭУ.

Большая часть мостовых схем суммирует входные импульсы. Схема, срабатывающая на разность амплитуд входных импульсов, приведена на рис. 281 [137]. Разность входных напряжений, поступающих со входов А и В, выделяется на диоде  $D_1$ ; на диоде  $D_2$  выделяется лишь сигнал входа А. Если амплитуда сигнала А больше амплитуды сигнала В, то ток через диод  $D_1$  пропорционален сигналу А. Разность обоих токов пропорциональна величине сигнала В. Если амплитуда сигнала В больше амплитуды сигнала А,

то через диод  $D_1$  ток не протекает, а протекает через диод  $D_2$ , и разность токов пропорциональна сигналу  $A$ . Таким образом, разность токов всегда пропорциональна меньшему сигналу. Ток, пропорциональный разности сигналов  $A - B$ , интегрируется в цепи  $R_1C_1$ , ток, пропорциональный сигналу  $A$ , — в цепи  $R_2C_2$ . Напряжения, снимаемые с сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ , суммируются и усиливаются.

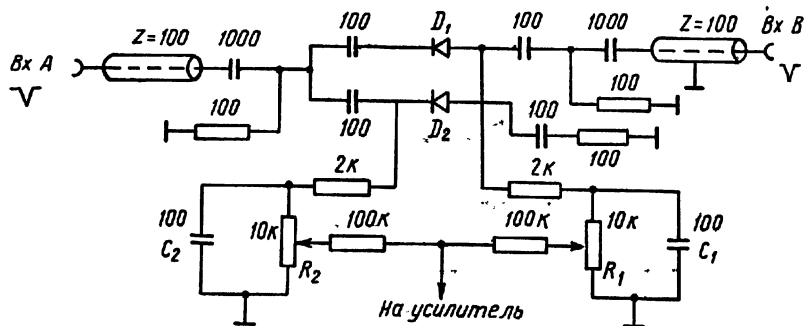


Рис. 281. Чувствительная схема совпадений с высокой разрешающей способностью.

Эта схема позволяет достигнуть высокой разрешающей способности, зависящей только от длительности импульсов. Например, при формировании посредством короткозамкнутого кабеля удавалось уменьшить разрешаемое время до  $0,3$  нсек. При разрешаемом времени около  $1$  нсек чувствительность схемы составляла около  $0,1$  в. В ряде работ описаны аналогичные или несколько видоизмененные диодные схемы со сходными параметрами [138—144].

### г) Схемы антисовпадений

При исследовании излучений иногда необходимо исключить те явления, которые вызывают одновременные сигналы в датчиках (например, в счетчиках), и регистрировать лишь те явления, которые вызывают сигналы только в одном из датчиков или в выделенной группе датчиков. Подобный случай можно иллюстрировать блок-схемой, приведенной на рис. 282. Сигналы каждой из двух групп датчиков после отбора в соответствующих схемах совпадений подводятся к схеме антисовпадений. На выходе последней сигнал вырабатывается лишь тогда, когда сигнал одной из групп не совпадает по времени с сигналом второй группы.

Наиболее просто регистрацию антисовпадений можно осуществить, включив в одном из каналов схемы совпадений дополнительный каскад, обращающий полярность импульса. В этом случае совпадение будет сопровождаться взаимным вычитанием импульсов разных каналов, т. е. сигнала на выходе не будет.

Наоборот, несовпадение будет сопровождаться появлением сигнала на выходе [145—147].

Собственно каскад антисовпадений во многих случаях представляет собой пару ламп с общей анодной нагрузкой (каскад Росси); одна из ламп заперта, а вторая проводит. Положительный импульс, поданный на сетку запертой лампы, вызывает на выходе схемы лишь слабый импульс вследствие шунтирующего действия открытой лампы. Отрицательный импульс, поступивший на сетку проводящей лампы, запирает ее, что сопровождается большим скачком анодного напряжения, т. е. положительным выходным

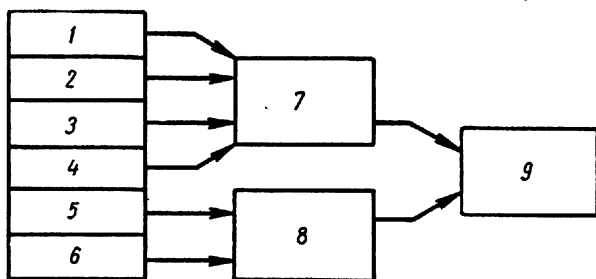


Рис. 282. Блок-схема, иллюстрирующая метод антисовпадений:

1—6 — датчики; 7 — схема 4-кратных совпадений; 8 — схема двойных совпадений; 9 — схема антисовпадений (смеситель).

импульсом. Если же на сетки обеих ламп указанные импульсы придут одновременно, то на выходе каскада импульса практически не будет.

Аналогичный принцип положен в основу диодной схемы антисовпадений, приведенной на рис. 283. Первый и второй каналы соединены на совпадения (первая группа), третий канал — на антисовпадения. Когда на диоды  $D_1$  и  $D_2$  одновременно поступают положительные импульсы, то диоды запираются и напряжение на их «анодах» возрастает до напряжения питания, если при этом на катод диода  $D_3$  не поступает отрицательный импульс. Если же импульсы поступают одновременно на все входы, то диод  $D_3$  открывается и «срезает» положительный выходной импульс. Диод  $D_4$  служит для устранения отрицательных импульсов в выходной цепи.

В литературе описан ряд аналогичных схем [132, 148—151]. На рис. 284 приведена схема типа Боте [152, 153]. На входе этого устройства включены два формирующих каскада, один из которых вырабатывает положительные импульсы, а второй может вырабатывать и положительные (для совпадений) и отрицательные (для антисовпадений) импульсы. В случае совпадений схема работает как описано выше. В случае антисовпадений на ту из сеток лампы 6BN6, на которую поступает отрицательный сигнал, подается нулевое смещение (т. е. напряжение, равное катодному).

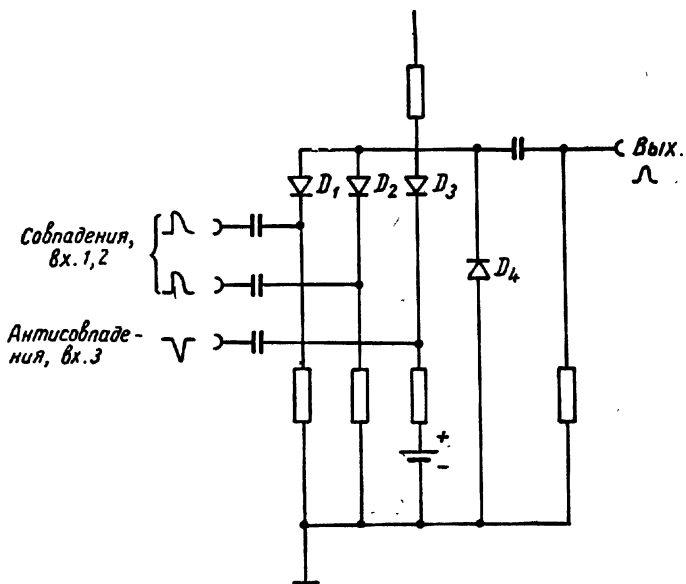


Рис. 283. Простая схема антисовпадений (по России).

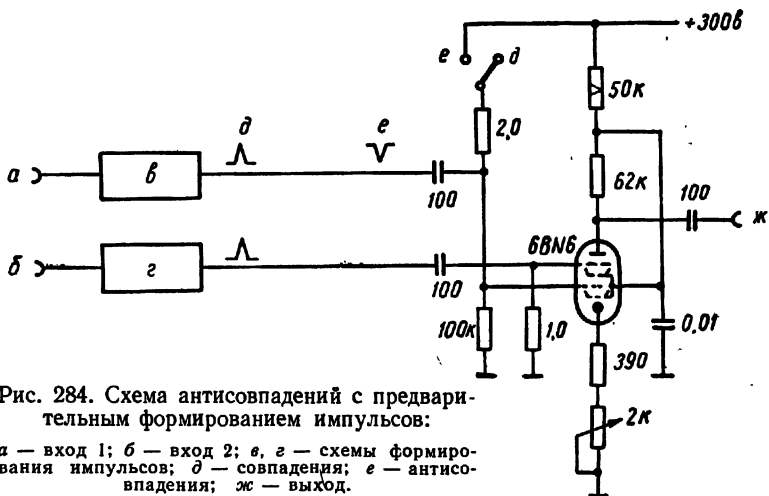


Рис. 284. Схема антисовпадений с предварительным формированием импульсов:  
 а — вход 1; б — вход 2; в, г — схемы формирования импульсов; д — совпадения; е — антисовпадения; ж — выход.

Выходной сигнал в анодной цепи лампы появляется только тогда, когда со второго входа поступает положительный сигнал при отсутствии одновременного отрицательного сигнала с первого входа. Разрешаемое время схемы около  $10^{-7}$  сек.

## 11. Генерирование и формирование прямоугольных импульсов

Для создания импульсов, форма которых близка к прямоугольной, обычно применяют мультивибраторы. Под этим названием объединены три различных вида схем. Следует различать (рис. 285):

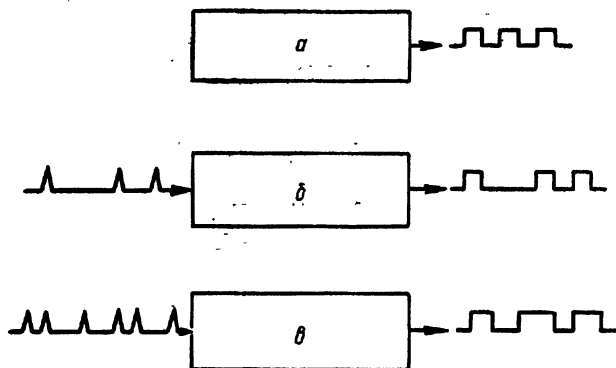


Рис. 285. Типы схем мультивибраторов и их сигналы.

свободный, или астабильный, мультивибратор (а), генерирующий колебания в результате самовозбуждения, моностабильный, или ждущий, мультивибратор (б) с одним устойчивым состоянием, который вырабатывает выходной импульс только при подаче пускового импульса на его вход, и бистабильный мультивибратор, или триггер (в), который имеет два устойчивых состояния и переходит из одного в другое под действием входного импульса.

Ждущий мультивибратор и триггер относятся к классу спусковых схем.

### а) Свободный мультивибратор

Это устройство можно рассматривать как двухкаскадный усилитель, охваченный 100%-ной положительной обратной связью (рис. 286). Поскольку в нем практически все выходное напряжение поступает на вход, это устройство может генерировать колебания, если только его коэффициент усиления превышает единицу.

Пусть в какой-то момент обе лампы проводят, т. е. находятся в одинаковом состоянии. При этом достаточно небольшого изменения тока одной из ламп, например, вследствие флуктуации эмиссии катода, чтобы равновесие нарушилось. Так, увеличение тока лампы  $L_1$  влечет за собой уменьшение ее анодного напряжения,



Этот отрицательный скачок напряжения передается на сетку лампы  $L_2$ , анодный ток которой вследствие этого падает, а анодное напряжение возрастает. Положительный скачок напряжения передается на сетку лампы  $L_1$  и способствует дальнейшему возрастанию ее анодного тока, снижению ее анодного напряжения и т. д. Такой лавинный процесс продолжается до запираания лампы  $L_2$  и открывания лампы  $L_1$ . Далее начинают перезаряжаться перекрестные конденсаторы; так, например, ток разряда конденсатора  $C_2$

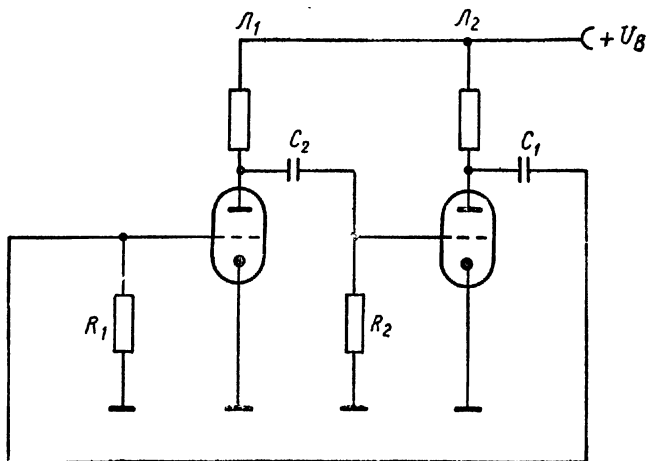


Рис. 286. Схема свободного мультивибратора.

протекает через сопротивление  $R_2$  до тех пор, пока лампа  $L_2$  снова не начнет проводить ток в результате уменьшения запирающего напряжения в цепи сетки. Вслед за этим возникает лавина, состояние каждой лампы меняется на обратное и т. д.

Длительность импульсов зависит от постоянных времени  $R_1C_1$  и  $R_2C_2$ . Если они одинаковы, то мультивибратор генерирует симметричные колебания, т. е. длительности положительного и отрицательного импульсов (либо длительности «паузы» и импульса) равны [19, 79, 154]. При различных постоянных времени неодинаковы и длительности паузы и импульса. Однако большое соотношение величин паузы и импульса получить трудно, так как больший конденсатор заряжается лишь в течение времени, равного длительности импульса и недостаточного для полного восстановления потенциала. На рис. 287 приведена схема, в которой этот недостаток в значительной мере устранен [154]. Анод лампы  $L_{1a}$  соединен с сеткой лампы  $L_{2a}$  (катодного повторителя). Благодаря этому цепь зарядки сеточного конденсатора лампы  $L_{1b}$  оказывается низкочастотной; дополнительно в этой цепи включен еще диод. Отрицательный импульс, поступающий с анода  $L_{1b}$ , ограничивается

лампой  $L_{26}$ . Положительный импульс в анодной цепи лампы  $L_{26}$  ограничивается диодом.

Мультивибратор в схеме, приведенной на рис. 287, дает на выходе импульс длительностью 0,7 мксек при времени нарастания и спада по 0,1 мксек и паузе 500 мксек. Амплитуда импульса 20 в.

Схемы мультивибраторов на транзисторах аналогичны ламповым и частота их довольно стабильна (благодаря малой расходуе-

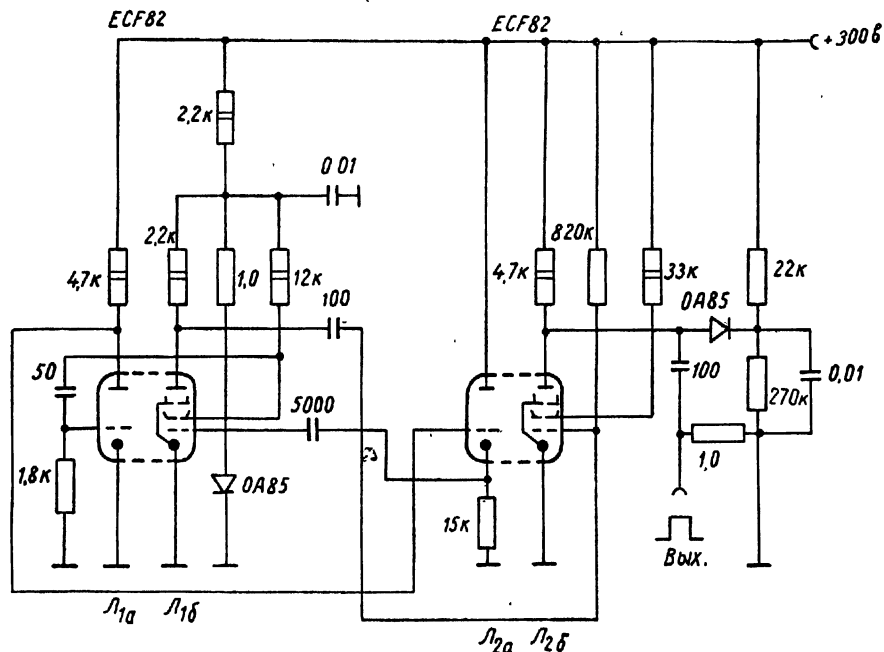


Рис. 287. Несимметричный свободный мультивибратор с формирующими каскадами.

мой мощности и слабому нагреву деталей). В случае  $p-n-p$ -транзисторов сопротивления цепи базы соединяются с отрицательным полюсом источника питания. Для того чтобы форма колебаний была ближе к прямоугольной, между переходным конденсатором и базой целесообразно включать сопротивление  $R$  (рис. 288). При частотах выше 20 кГц вместо этих сопротивлений лучше включать диоды [155], как, например, показано на рис. 289. Когда левый (по схеме) транзистор запирается, то вместе с ним запирается и диод  $D_1$ , включенный последовательно с переходным конденсатором. Целесообразно выбирать сопротивления  $R_3 = 2R_1$ , так как при этом условии цепь диода не влияет на время нарастания импульсов.

На транзисторах с высокой граничной частотой можно собирать генераторы «быстрых» импульсов. На рис. 290 приведена

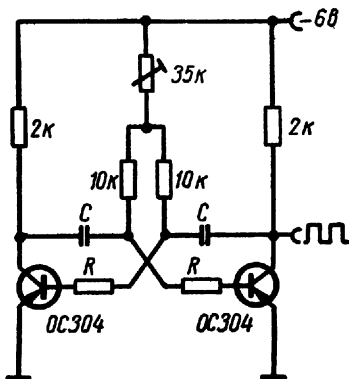


Рис. 288. Симметричный свободный низкочастотный мультивибратор на транзисторах:

$C$ , мкф	$R$ , ком	$f$ , гц
100	20	0,5
2	20	50
0,05	10	4 800
0,01	4	20 000

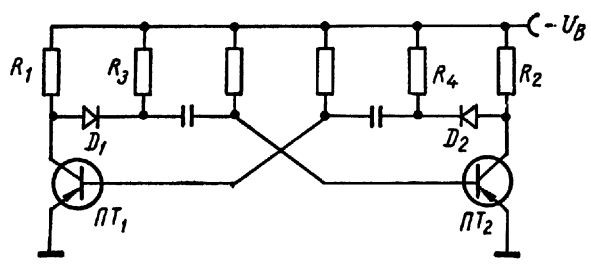


Рис. 289. Мультивибратор на транзисторах с улучшенной формой колебаний.

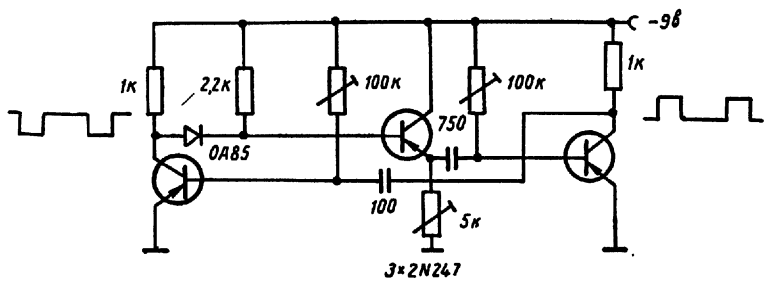


Рис. 290. Схема несимметричного свободного мультивибратора со вспомогательным эмиттерным повторителем.

схема несимметричного мультивибратора на дрейфовых транзисторах 2N247. Цепь с большой постоянной времени включена через эмиттерный повторитель аналогично ламповой схеме, приведенной на рис. 287. Мультивибратор вырабатывает импульсы длительностью 1,5 мксек при времени нарастания 0,08 мксек и спада 0,1 мксек. Частота повторения 150 кГц (транзистор 2N247 имеет граничную частоту 30 МГц и емкости  $C_{e'e} = 200$  пф и  $C_{e'c} = 1,7$  пф).

### б) Ждущий (моностабильный) мультивибратор

Ждущий мультивибратор может находиться в двух состояниях:

- а) в стабильном — в течение неопределенно длительного времени
- и б) в квазистабильном — в течение относительно короткого вре-

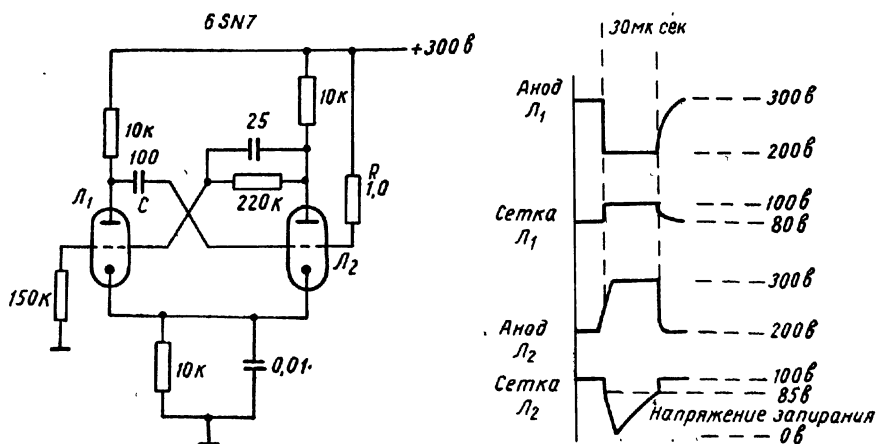


Рис. 291. Схема ждущего мультивибратора для импульсов длительностью более 20 мксек.

мени. Переход из первого состояния во второе происходит под действием входного (пускового, стартового) импульса соответствующей амплитуды и полярности. Длительность квазистабильного состояния зависит от постоянной времени зарядо-разрядных цепей мультивибратора и от параметров ламп и почти не зависит от формы и длительности входного импульса, если она существенно меньше длительности выходного импульса. Таким образом, при помощи ждущего мультивибратора можно вырабатывать стандартные выходные импульсы при входных импульсах различной формы. Выбор конкретной схемы определяется необходимыми данными выходного импульса.

Пример практически зарекомендовавшей себя схемы для импульсов длительностью от 10 мксек до 1 сек приведен на рис. 291 [4]. Сетка правого триода соединена через сопротивление  $R$  с положительным полюсом источника анодного питания. Этот

триод работает с сеточным током, а напряжение на его сетке приблизительно равно напряжению на катоде. Сетка левого триода соединена с анодом правого через делитель. Соотношение сопротивлений делителя подобрано так, что напряжение на сетке левой лампы ниже катодного, и лампа заперта. Если подать на сетку запертого триода положительный импульс (или на сетку проводящего — отрицательный импульс) соответствующей амплитуды, то

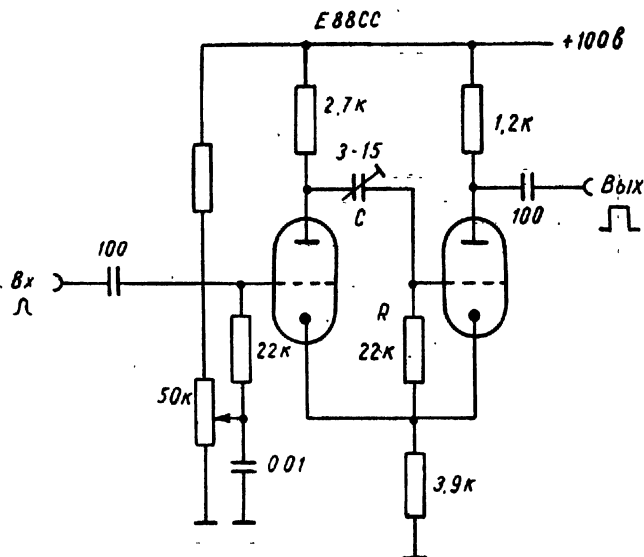


Рис. 292. Схема ждущего мультивибратора с катодной связью для импульсов порядка десятых долей микросекунды.

каскад из первого состояния быстрым скачком перейдет во второе. При этом с анода запертого триода на сетку проводящего триода будет передан отрицательный (запирающий) импульс. Переходной конденсатор  $C$  будет разряжаться (в основном через  $R$ ) до тех пор, пока на сетке правого триода не восстановится смещение, при котором он снова начнет проводить. Вслед за этим произойдет скачкообразный возврат схемы в ее стабильное состояние.

Длительность квазистабильного состояния пропорциональна  $RC$ ; более точные расчеты даны в ряде работ [19, 79]. По эпюрам импульсов, приведенным на рис. 291, видно, что время зарядки конденсатора  $C$  велико; этого недостатка, препятствующего получению коротких импульсов, можно избежать, если применить катодные повторители.

Для импульсов длительностью 0,1—1 мксек целесообразно применять ждущие мультивибраторы с катодной связью. Подобная схема приведена на рис. 292. В стабильном состоянии левый триод заперт, правый проводит. Положительный пусковой импульс подается на сетку левого триода. На аноде последнего возникает

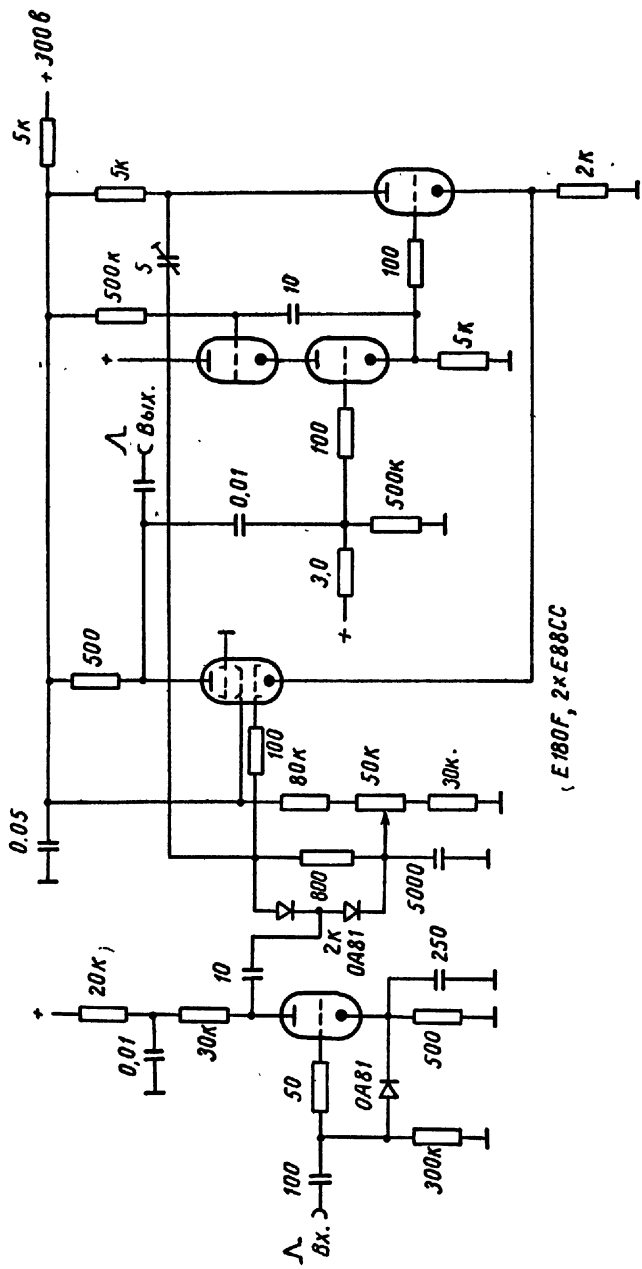


Рис. 293. Схема быстродействующего ждущего мультивибратора для импульсов длительностью 40 мек и больше.

отрицательный импульс, который передается через дифференцирующую переходную цепь  $RC$  и запирает правый триод. Особенность этой схемы заключается в том, что длительность выходного импульса является практически линейной функцией напряжения на сетке левой лампы (длительность импульса зависит от анодного тока лампы в течение квазистационарного периода, а анодный ток линейно зависит от смещения). Если это свойство нежелательно, то применяют схему с емкостной катодной связью [154].

Еще более короткие импульсы можно получить при помощи схемы, приведенной на рис. 293 [156]. Здесь применена катодная связь. Для уменьшения влияния паразитных емкостей анодная цепь пентода связана с сеточной цепью триода через катодный повторитель. Входной сигнал поступает на мультивибратор через усилительный каскад и дифференцирующую цепочку, содержащую диоды для устранения положительного выброса. Выходной импульс имеет приблизительно треугольную форму; время нарастания (и спада) около 20 *нсек* при амплитуде 9 *в*. Максимальная частота повторения составляет несколько мегагерц.

Схема другого сравнительно чувствительного и простого ждущего мультивибратора показана на рис. 294 [157]. Она состоит из двух каскадов, связь между которыми осуществлена посредством диода. При запертом диоде схема находится в стабильном состоянии, так как усиление меньше единицы. Если на сетку нижнего триода поступит положительный импульс с амплитудой около 0,25 *в* и длительностью 10 *нсек*, то отрицательный импульс в анодной цепи этого триода будет достаточен для отпириания диода. При этом начнется лавинный процесс, и верхний триод будет заперт, причем на его аноде возникнет положительный импульс, длительность которого зависит от данных катушки.

Быстродействующие ждущие мультивибраторы могут быть построены и на лампах со вторичной эмиссией, например  $6\text{E}7\text{P}60$  [158]. Для этой цели можно использовать схему чувствительного дискриминатора. Менее чувствительная схема приведена на рис. 295. Лампа нормально заперта и открывается входным положительным импульсом амплитудой около 6 *в*. Ток динода изменяет заряд конденсатора связи между динодом и управляющей сеткой, в результате чего возникает лавинный процесс. Напряжение на диноде вначале возрастает быстро (10 *нсек*), затем, по мере зарядки конденсатора, медленнее; одновременно уменьшаются катодный и сеточный токи. Спусковой процесс заканчивается, когда прекращается изменение этих токов, а потенциал динода резко падает и лампа снова запирается. Аналогичные схемы описаны в других работах [23, 37, 159, 160].

В настоящее время все чаще применяются ждущие мультивибраторы на транзисторах. На рис. 296 приведена схема, работающая на низкочастотных транзисторах (граничная частота меньше 1 *Мгц*). Схема вырабатывает импульсы длительностью до нескольких сотен микросекунд. В стабильном состоянии схемы

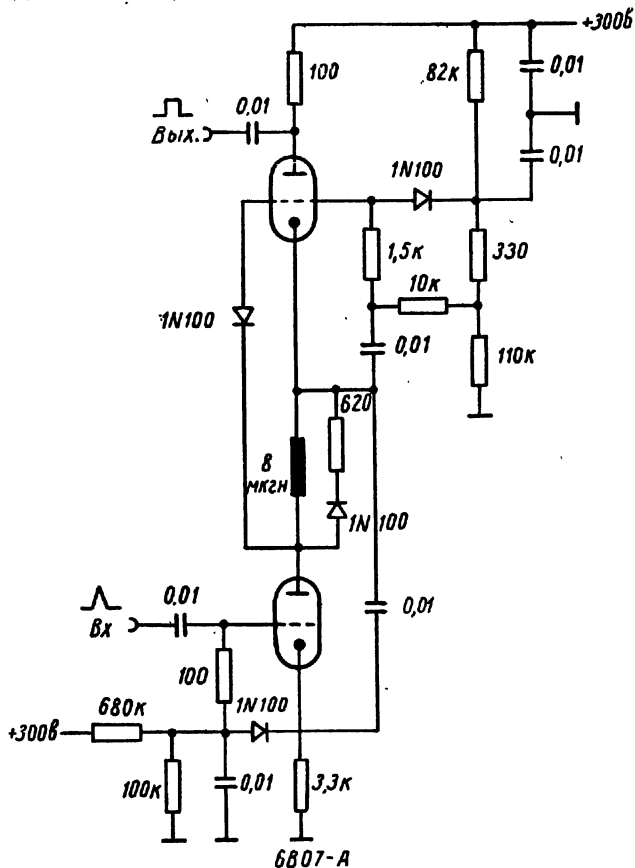


Рис. 294. Схема чувствительного ждущего мультивибратора для импульсов длительностью 50 нсек и больше.

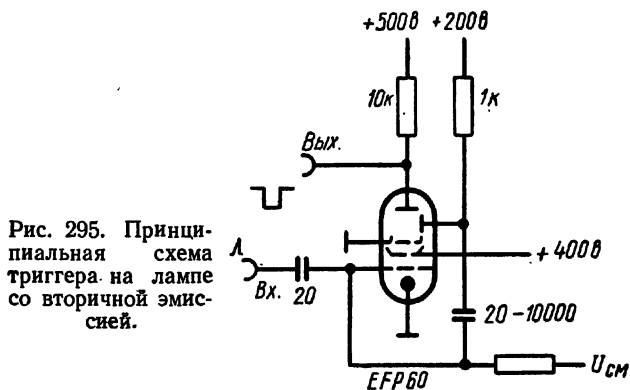


Рис. 295. Принципиальная схема триггера на лампе со вторичной эмиссией.



транзистор  $ПТ_1$  заперт небольшим положительным напряжением, поданным на базу, а триод  $ПТ_2$  проводит ток. При подаче положительного импульса на базу транзистора  $ПТ_2$  последний запирается и посылает на базу  $ПТ_1$  (через делитель) отрицательный импульс. Транзистор  $ПТ_1$  открывается, и схема находится в этом квазистабильном состоянии до тех пор, пока в процессе перезарядки конденсатора  $C$  не восстановится начальное напряжение на базе  $ПТ_2$ .

Используя высокочастотные транзисторы, можно получить импульсы длительностью в несколько микросекунд. Схема на высокочастотных транзисторах с эмиттерной связью показана на рис. 297. Транзистор  $ПТ_1$  в исходном состоянии заперт,  $ПТ_2$  — проводит ток. При подаче отрицательного входного импульса

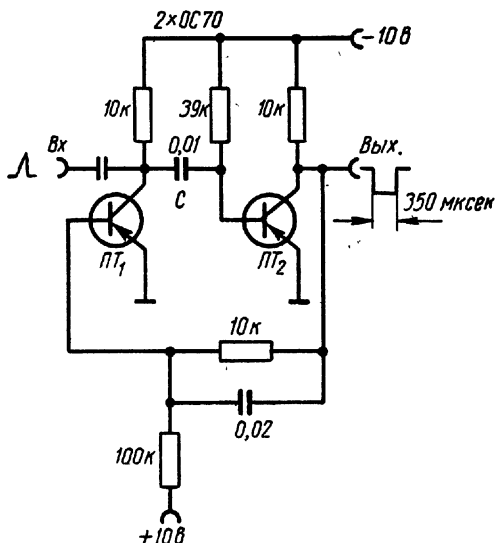


Рис. 296. Схема «медленного» ждущего мультивибратора на низкочастотных транзисторах.

на коллекторе транзистора  $ПТ_2$  вырабатывается отрицательный выходной импульс длительностью около 14 мксек при временах нарастания и спада по 0,1 мксек.

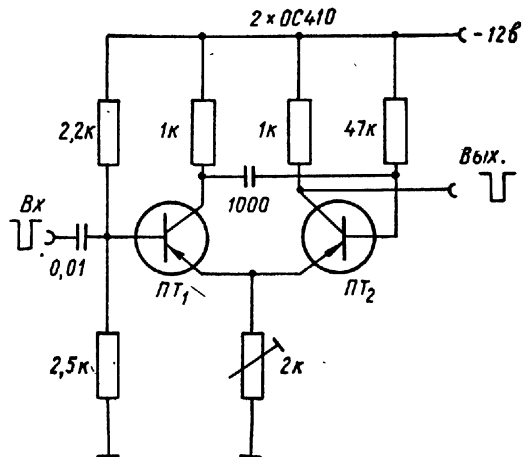


Рис. 297. Схема ждущего мультивибратора на высокочастотных транзисторах.

благодаря низкому напряжению на базе, соединенной с коллектором проводящего транзистора  $ПТ_2$ . Отрицательный вход-

Для импульсов длительностью менее 1 мксек необходимы транзисторы с высокой граничной частотой, например поверхностно - барьерные (фирма «Филко», тип SB-100). Соответствующая схема показана на рис. 298: Здесь транзистор  $ПТ_3$  предназначен для запуска схемы. В стабильном состоянии транзистор  $ПТ_1$  заперт

ной импульс, поступающий на базу  $ПТ_3$ , открывает его. Уменьшение напряжения на его коллекторе передается на базу  $ПТ_2$  через конденсатор как положительный импульс, который запирает транзистор  $ПТ_2$ . Отрицательное напряжение на коллекторе  $ПТ_2$  и на базе  $ПТ_1$  возрастает настолько, что транзистор  $ПТ_1$  переходит

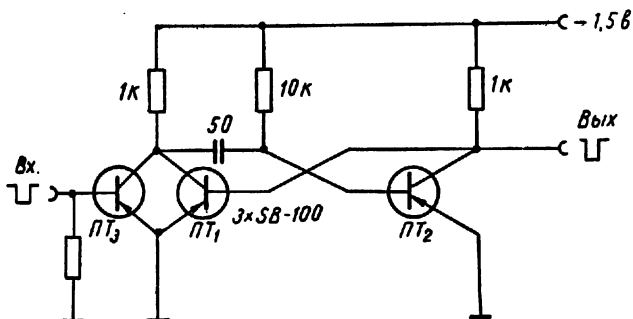


Рис. 298. Схема быстродействующего ждущего мультивибратора на поверхностно-барьерных транзисторах.

в область насыщения. Когда в процессе перезаряда конденсатора напряжение на базе  $ПТ_2$  восстанавливается до начального, этот транзистор снова открывается и квазистационарное состояние заканчивается. Длительность импульса является линейной функцией емкости конденсатора; наименьшая длительность импульса при транзисторах указанного типа составляет около  $0,2$  мксек.

#### в) «Опрокидывающиеся» схемы

Эти устройства по своим схемам очень близки к триггерам, применяемым, например, в двоичных пересчетных устройствах или в дискриминаторах (см. триггер Шмитта). В большинстве случаев опрокидывающиеся схемы являются несимметричными триггерами: входной импульс своим передним фронтом опрокидывает этот триггер, но в отличие от бистабильного триггера несимметричный триггер возвращается в исходное состояние с окончанием входного импульса. Длительность выходного импульса опрокидывающейся схемы равна, таким образом, длительности входного импульса, считая от напряжения пуска до напряжения восстановления схемы.

#### г) Схемы синхронизации и запуска (старта) мультивибраторов

Как правило, синхронизирующие импульсы для свободных мультивибраторов и пусковые (стартовые) импульсы для ждущих мультивибраторов и триггеров должны быть короткими по сравнению с рабочими (выходными) импульсами этих схем.

Подачу пусковых импульсов удобно осуществлять через диоды. Стартовая схема для бистабильного триггера приведена на рис. 299. Схема работает от отрицательных входных импульсов.

С этой же целью часто используются также триоды и пентоды; принципиальная схема пуска ждущего мультивибратора через триод показана на рис. 300. Пусковой триод  $L_3$  нормально заперт. При поступлении положительного входного импульса он открывается, и на сетку нормально открытой лампы  $L_2$  поступает отри-

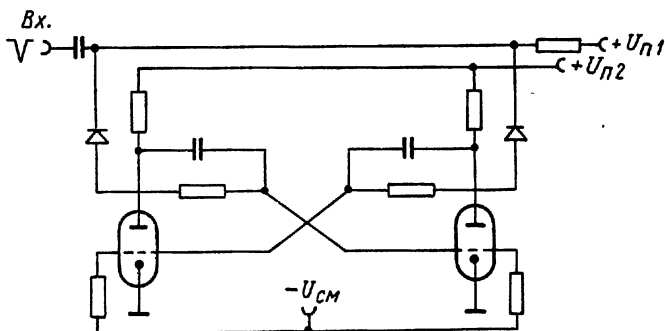


Рис. 299. Схема запуска триггера посредством диодов.

цательный пусковой импульс, инициирующий лавинный процесс. На рис. 298 аналогичную лампе  $L_3$  роль выполнял транзистор ПТЗ.

Более простая на первый взгляд схема подачи пусковых импульсов через конденсаторы имеет тот недостаток, что она вносит суще-

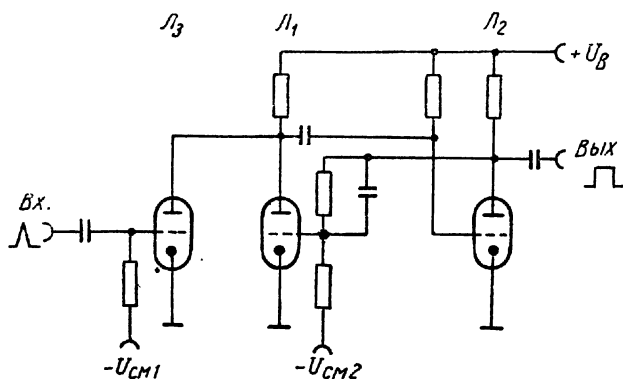


Рис. 300. Схема запуска ждущего мультивибратора при помощи параллельного триода.

ственную паразитную емкость в анодно-сеточные цепи мультивибратора. Это ведет к заметному искажению или затягиванию импульсов с крутыми фронтами. При необходимости использовать именно подобную схему емкость конденсаторов выбирается возможно малой, а пусковые импульсы соответственно должны быть кратковременными.

## 12. Электронные (импульсные) затворы

Электронный затвор в идеальном выполнении должен представлять собой такой управляемый элемент цепи, который либо пропускает сигнал полностью (усиление равно единице), либо запирает путь сигналу по всему диапазону его рабочих амплитуд (усиление равно нулю). Управление электронными затворами осуществляется посредством импульсов, поступающих обычно от специального формирующего каскада, например от ждущего мультивибратора, триггера и т. п.

Упрощенная схема электронного затвора приведена на рис. 301. Когда лампа заперта, она не влияет на прохождение сигнала.

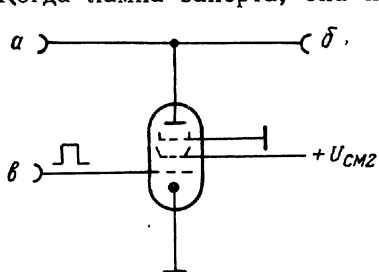


Рис. 301. Принцип действия электронного затвора:

*а* — вход рабочего сигнала; *б* — выход рабочего сигнала; *в* — вход управляющего сигнала.

При подаче на ее сетку управляющего положительного сигнала лампа начинает проводить и замыкает («закорачивает») цепь сигнала. Возможно и обратное действие: лампа нормально проводит и сигнал не проходит, но при подаче отрицательного управляющего импульса лампа запирается и сигнал проходит.

На рис. 302—304 приведены принципиальные схемы линейных затворов [19], отличающихся тем, что их выходной сигнал с достаточной точностью воспроизводит входной сигнал. В схеме на рис. 302 лампа заперта, и рабочий сигнал не проходит. При поступлении положительного управляющего импульса на сетке лампы устанавливается нормальное рабочее смещение, и в продолжение этого импульса лампа работает как обычный линейный усилитель. В схеме на рис. 303 для рабочего и для управляющего сигналов использованы отдельные лампы, благодаря чему источники сигналов меньше нагружаются. При отсутствии управляющего сигнала лампа  $L_1$  проводит, а  $L_2$  — заперта за счет падения напряжения на общем катодном сопротивлении. При подаче отрицательного управляющего импульса на сетку лампы  $L_1$  она запирается, а лампа  $L_2$  открывается, и сигнал проходит в течение времени действия импульса управления на сетке лампы  $L_1$ . На рис. 304 изображен затвор на многосеточной лампе (например, гептоде и т. д.). Рабочий сигнал поступает на первую сетку, а управляющий импульс — на одну из дополнительных, например на третью сетку.

Почти во всех описанных затворных устройствах лампа в исходном состоянии заперта, и ее анодное напряжение равно напряжению питания. Управляющий импульс открывает лампу, и ее анодное напряжение уменьшается на некоторую величину. Если одновременно с этим приходит сигнал, то анодное напряжение изме-

Рис. 302. Упрощенная схема затвора на вакуумном триоде. Обозначения те же, что и на рис. 301.

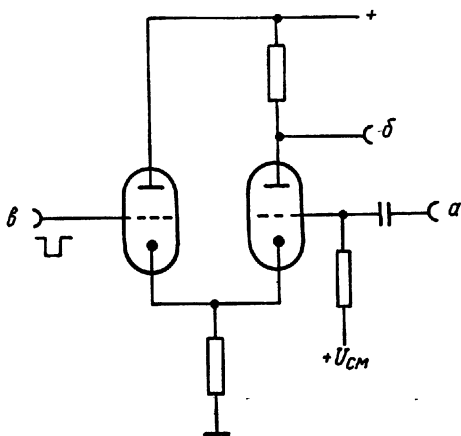
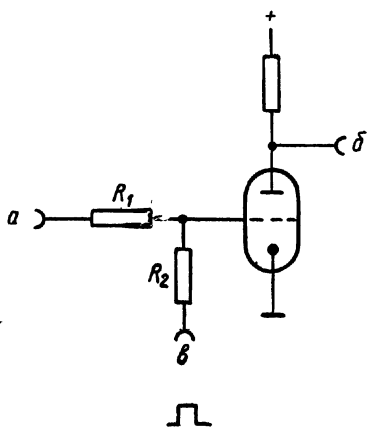
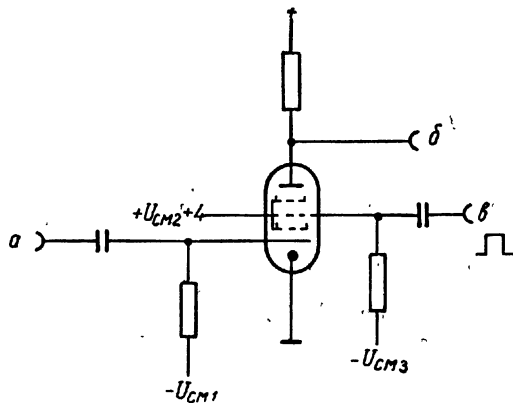


Рис. 303. Схема затвора на двойном триоде (с отдельными входами). Обозначения те же, что и на рис. 301.

Рис. 304. Схема затвора на многосечной лампе. Обозначения те же, что и на рис. 301.



няется под действием как бы двух сигналов, и рабочий импульс на выходе затвора приобретает «пьедестал»\* (рис. 305). Высоту этого нежелательного пьедестала можно уменьшить подбором надлежащего соотношения между начальным смещением лампы и амплитудой управляющего импульса.

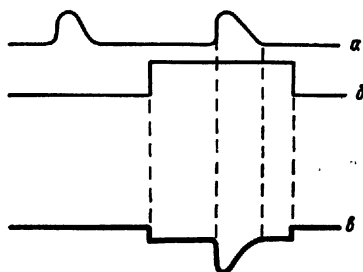


Рис. 305. Образование «пьедестала» сигнала за счет управляющего импульса затвора:

*a*—рабочий сигнал; *б*—управляющий сигнал; *в*—выходной сигнал.

триггера закрывает лампу  $L_1$  и открывает триоды парафазного каскада на лампе  $L_2$ . Второй каскад, на лампе  $L_3$ , работает по дифференциальной схеме. На выходе усилителя можно по-

Блок-схема на рис. 306 приведена как пример использования затвора в нейтронном спектрометре [161]. Импульсы поступают на 20-канальный анализатор с первого датчика (обычно с фотоэлектронного умножителя) только тогда, когда от одновременных сигналов первого и второго датчиков (умножителей) срабатывает схема совпадений и триггер опрокидывается, открывая затвор.

Схема затвора, примененного в этой установке, приведена на рис. 307. Отрицательный импульс

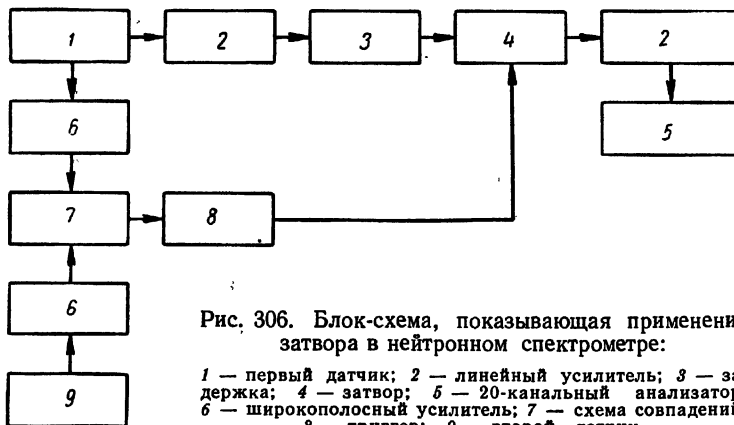


Рис. 306. Блок-схема, показывающая применение затвора в нейтронном спектрометре:

1 — первый датчик; 2 — линейный усилитель; 3 — задержка; 4 — затвор; 5 — 20-канальный анализатор; 6 — широкополосный усилитель; 7 — схема совпадений; 8 — триггер; 9 — второй датчик.

лучить как положительный, так и отрицательный сигналы. Нелинейность устройства не превышает 1 % для входных сигналов от 0,1 до 4 в.

Описан также линейный затвор, предназначенный для импульсов от 5 до 80 в [162]. В нем работает sdвоенный катодный повторитель, смещение на сетке одной из ламп которого изменяется

\* На рис. 305 в оригинале неправильно показана полярность импульсов. — Прим. перев.

при помощи импульсов от специального управляющего генератора. Выходной сигнал этого затвора достаточен для непосредственной его подачи на вход амплитудного анализатора.

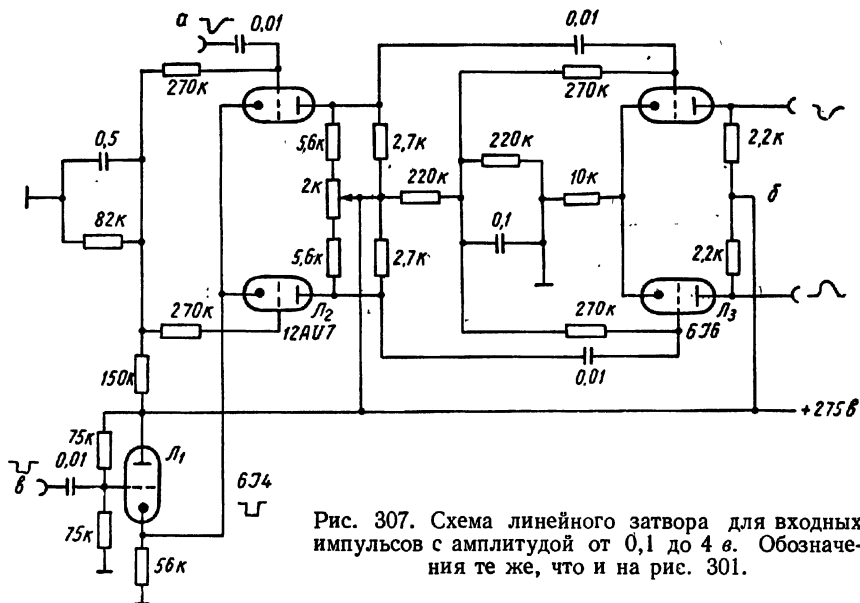


Рис. 307. Схема линейного затвора для входных импульсов с амплитудой от 0,1 до 4 в. Обозначения те же, что и на рис. 301.

В весьма быстродействующем затворе [163] применена лампа 6AR8, содержащая пентодную часть и два анода с отклоняющими пластинами, образующими электронный коммутатор (рис. 308). В исходном состоянии весь анодный ток направляется на левый анод, в цепи которого включен диод  $D$ . При приходе положительного импульса анодный ток увеличивается, но анодное напряжение лампы остается практически без изменения благодаря большой емкости конденсатора  $C$ ; поэтому выходной импульс очень мал. Затвор открывается управляющим импульсом, подаваемым на отклоняющие

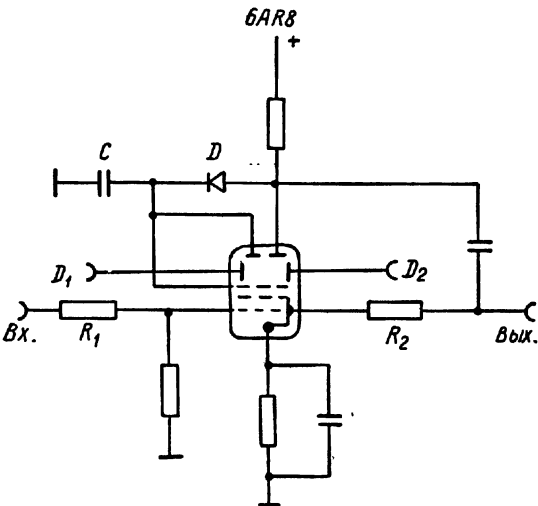


Рис. 308. Схема линейного затвора для входных импульсов с амплитудой от 1 до 70 в; разрешаемое время 0,2 мксек.

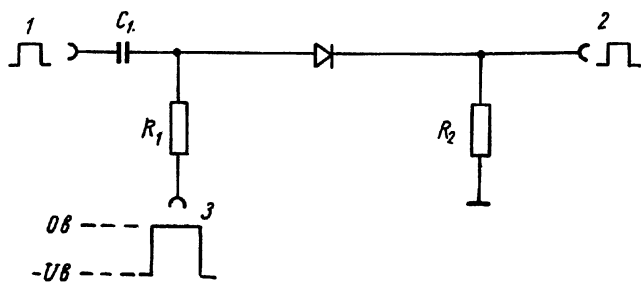


Рис. 309. Схема затвора на диодах:

1 — вход рабочего сигнала; 2 — выход рабочего сигнала; 3 — вход управляющего сигнала.

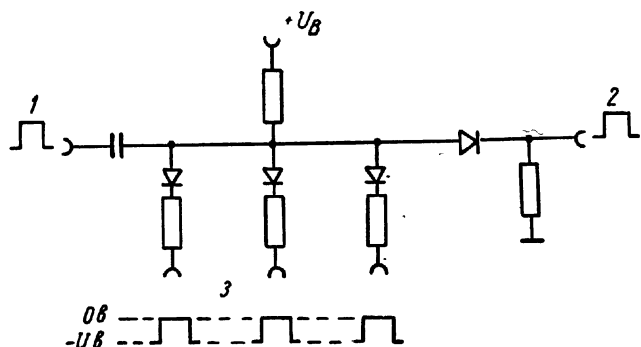


Рис. 310. Схема диодного затвора многократных совпадений. Обозначения те же, что и на рис. 309.

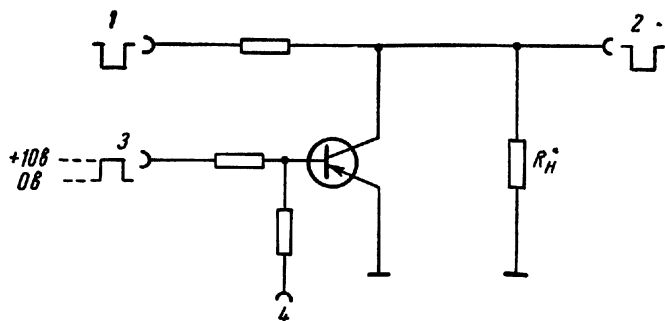


Рис. 311. Схема затвора с параллельным транзистором:

1 — вход рабочего сигнала; 2 — выход рабочего сигнала; 3 — вход управляющего сигнала; 4 — отрицательное смещение.



пластины ( $D_1D_2$ ) и переводящим электронный поток лампы с левого анода на правый. Скачок напряжения на аноде при этом не превышает падения на диоде  $D$ . Если в течение времени действия управляющего сигнала на вход затвора поступит рабочий сигнал, то в цепи правого анода произойдет соответствующее изменение тока и на выходе возникает сигнал. Усиление затвора около единицы, нелинейность не более 1% в диапазоне амплитуд импульсов от 1 до 70 в, время нарастания 50 нсек, длительность управляющего импульса 0,2—0,4 мксек.

Очень простые затворы можно собирать на полупроводниковых диодах и триодах. Схема затвора на диодах показана на рис. 309. На диод подается запирающее напряжение через сопротивление  $R_1$ . Входной сигнал, поступающий через конденсатор  $C_1$ , не проходит через диод, если его амплитуда меньше запирающего напряжения. Открывание затвора производится положительным управляющим импульсом. Рабочий сигнал проходит через открытый диод на сопротивление  $R_2$ . Эта схема, помимо простоты, имеет еще то преимущество, что позволяет удлинять сигнал. Недостатками являются плохая линейность и возможность возникновения связи между источниками рабочего и управляющего сигналов.

Диодные затворы позволяют создавать комбинированные схемы. На рис. 310 показана схема затвора, открывающегося только при совпадении трех управляющих импульсов.

Схема затвора на транзисторе показана на рис. 311. Она аналогична схеме лампового затвора, показанной на рис. 301 [164]. Цепь коллектор — эмиттер включена параллельно сигналу. Если применен  $p-n-p$ -транзистор и его база отрицательна относительно эмиттера, то транзистор проводит. Так как его сопротивление равно приблизительно 100 ом, то цепь сигнала практически короткозамкнута. Когда на базу подается положительный управляющий сигнал, транзистор запирается, и рабочий сигнал поступает на нагрузку  $R_n$ .

На рис. 312 показана схема затвора, в котором три транзистора соединены последовательно. Этот затвор выполняет также функции схемы тройных совпадений, так как сигнал на его выходе появляется только при одновременном приходе отрицательных

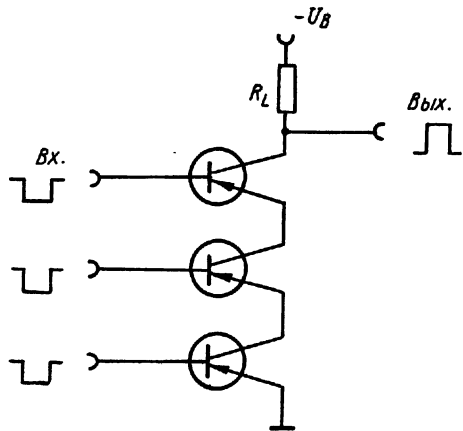


Рис. 312. Схема многократного затвора на последовательно соединенных транзисторах.

импульсов на базы всех трех транзисторов. Такой затвор может быть быстродействующим при использовании транзисторов с высокой граничной частотой (20—40 МГц).

Схема затвора, имеющего сходные данные, показана на рис. 313. Затвор срабатывает при одновременном приходе трех положитель-

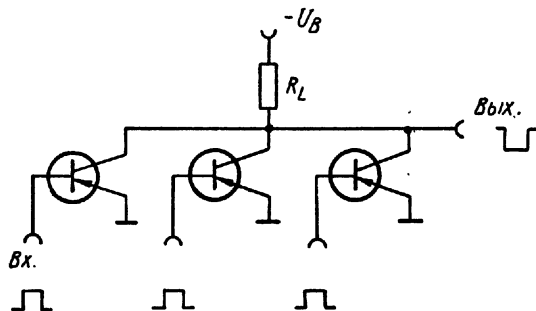


Рис. 313. Схема многократного затвора на параллельных транзисторах.

ных импульсов на базы трех транзисторов; транзисторы запираются, и на нагрузке в цепи коллектора возникает отрицательный импульс. Недостаток этого затвора состоит в том, что в исходном состоянии все транзисторы проводят. Если на базы транзисторов подать запирающее смещение, то устройство начнет работать как смеситель с тремя входами.

### 13. Измерение интервалов времени между импульсами

Временной интервал между двумя импульсами измеряется различными способами. Например, при помощи схемы совпадений можно определить, приходят ли оба импульса в течение данного известного интервала времени. Одна из приведенных ранее схем (см. рис. 279) может быть использована для преобразования время — амплитуда. Средний ток, протекающий через дискриминаторный диод, зависит от временного перекрытия двух импульсов [129, 165]. На рис. 314 приведены соответствующие эпюры напряжения на нагрузке диода. Результирующие импульсы можно далее усилить при помощи линейного усилителя (с полосой около 3—5 МГц) и анализировать посредством импульсного спектрографа.

Очевидно, что оба исследуемых импульса должны иметь одинаковую форму и амплитуду, поскольку любое различие будет регистрироваться как временное. Для этого необходимо применять формирующие устройства. Схема подобного устройства (с добавлением умножителя-смесителя) [166] приведена на рис. 315, а эпюры входных импульсов — на рис. 316. Анодный ток лампы 6BN6 в каждый момент времени определяется мгновенными потенци-

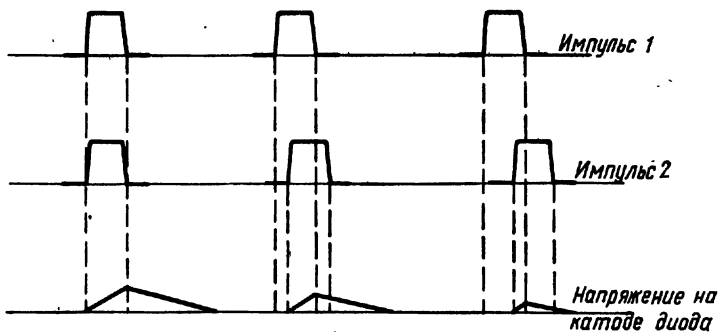


Рис. 314. Преобразование временных интервалов между импульсами в амплитудные, различия.

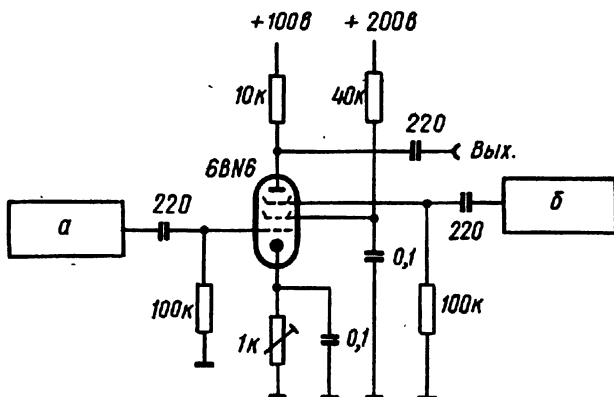


Рис. 315. Время-амплитудный преобразователь:  
а, б — схемы формирования импульсов.

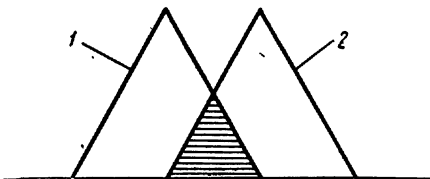


Рис. 316. Зависимость амплитуды выходного импульса от временного интервала между двумя треугольными импульсами:  
1 — импульс на сетке 1; 2 — импульс на сетке 2.

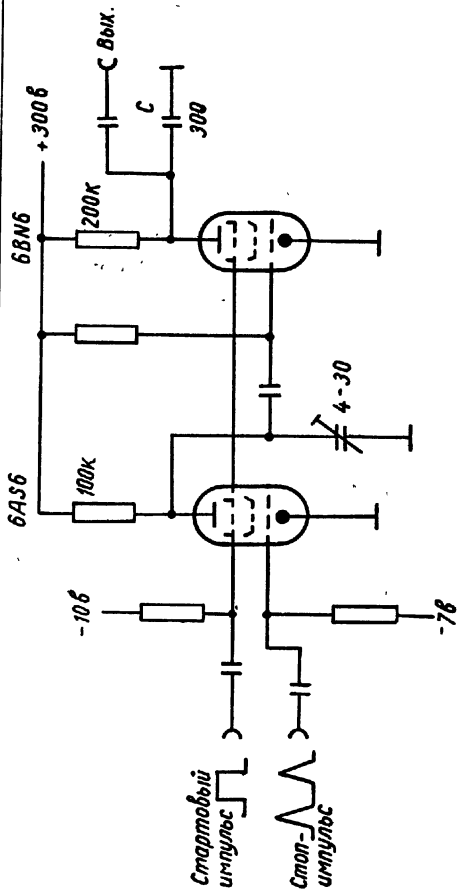


Рис. 317. Схема  
время-амплитудно-  
го преобразователя,  
основанного на  
принципе заряда-  
разряда конденса-  
тора.

Стартовый  
импульс

Стоп-  
импульс

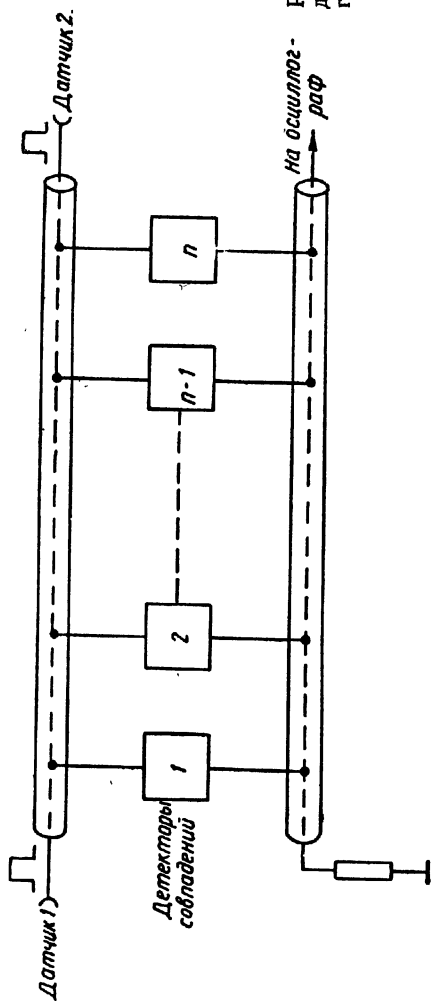


Рис. 318. Принцип  
действия временно-  
го анализатора на  
хронотроне.

алами ее управляющих сеток. Заштрихованный участок на рис. 316 соответствует интервалу времени, когда импульсы перекрываются.

В другом способе преобразования время — амплитуда используется схема заряда или разряда конденсатора неизменным током. Напряжение, до которого в течение измеряемого промежутка времени заряжается конденсатор, пропорционально длительности промежутка. Схема, примененная в спектрометре времени пролета нейтронов и измеряющая наносекундные интервалы [167, 168], приведена на рис. 317.

Нейтроны излучаются при помощи генератора Ван-де-Граафа (за счет бомбардировки мишени потоком протонов). Длительность импульсов генератора 2 *нсек*, интервал между пучками нейтронов 0,27 *мксек*. Одновременно с пуском пучка нейтронов лампа 6BN6 открывается. При приходе импульса совпадения (стоп-импульса) она закрывается. Изменение напряжения на конденсаторе *C* пропорционально длительности промежутка. В анодной цепи первой лампы (6AS6) имеется конденсатор, при помощи которого регулируется задержка, предотвращающая повторное открывание второй лампы до окончания пускового импульса.

Третий способ измерения промежутков времени назван хрононом. Принцип, на котором он основан, поясняется схемой, приведенной на рис. 318. Импульсы двух ФЭУ поступают на два противоположных конца отрезка коаксиального кабеля. По длине кабеля подключены детекторы совпадений (например, запертые диоды — дискриминаторы). Амплитуды напряжений на нагрузках детекторов зависят от временного перекрытия импульсов, поступающих с правого и левого ФЭУ. Выходные импульсы детекторов передаются по нижней задерживающей линии (на схеме слева направо) и поступают на осциллограф, на экране которого можно наблюдать их временную последовательность. По распределению амплитуд можно судить об относительной задержке входных импульсов [169—174]. При задержках до 20 *нсек* хрононом имеет погрешность  $\pm 0,18$  *нсек*; предел точности зависит от временного разрешения умножителя.

#### 14. Интегрирующие схемы

Часто вместо пересчетных приборов можно применять интегрирующие устройства, которые дешевле и проще в выполнении. С их помощью можно уменьшить затрату времени на измерение интенсивности излучения. Принцип действия интегрирующей схемы состоит в следующем.

Импульсы, поступающие от детектора излучения, предварительно формируются и преобразуются в прямоугольные — одинаковой амплитуды, полярности и длительности. Эти импульсы направляются в цепь, содержащую сопротивление, параллельно которому включен усредняющий конденсатор. Среднее напряжение на сопротивлении пропорционально средней частоте регистри-

руемых импульсов. Измерение усредненного напряжения производится обычно при помощи лампового вольтметра постоянного тока.

Принципиальная схема простого интегрирующего устройства показана на рис. 319. Для формирования импульсов обычно служит ждущий мультивибратор с выходным сопротивлением  $R_1$ . При прохождении импульсов с амплитудой  $U_1$  разделительный конденсатор заряжается через это сопротивление. Для того чтобы заряд  $Q = U_1 C_1$  не зависел от длительности импульсов  $T$ , должно соблюдаться условие  $T > 5R_1 C_1$ . Для обеспечения линей-

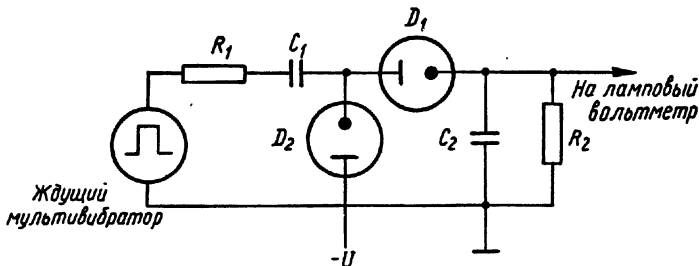


Рис. 319. Принципиальная схема интегрирующего измерителя скорости счета.

ной зависимости выходного напряжения цепи  $U_2$  от числа импульсов  $n$  должны соблюдаться условия:

$$T \ll \frac{1}{n}; C_1 \ll C_2; U_1 \gg U_2 > U_{см}.$$

Здесь  $U_{см}$  — напряжение смещения, подаваемое на диод  $D_2$  для запираания его начального тока. Этим диодом срезаются отрицательные выбросы, образующиеся при прохождении импульсов через конденсатор  $C_1$ . При прочих равных условиях напряжение  $U_2$  прямо пропорционально  $n$ :

$$U_2 = nU_1 C_1 R_2.$$

Относительная средняя статистическая ошибка

$$\frac{\Delta U_2}{U_2} = \frac{0,67}{\sqrt{2nR_2 C_2}}.$$

Для обеспечения возможности изменения скорости счета в широком диапазоне сопротивление  $R_2$  обычно выполняется в виде набора переключаемых сопротивлений. Одновременно производится и переключение конденсатора  $C_2$  (для сохранения постоянной величины  $R_2 C_2$ ). Изоляционные свойства диэлектрика конденсатора  $C_2$  должны быть высокими. Если необходимо, чтобы емкость  $C_2$  существенно превышала  $1 \text{ мкф}$ , целесообразно применить «уси-

литель емкости» (рис. 320), эффективная емкость в цепи сетки которого  $C'_g \approx CK$ , где  $K$  — коэффициент усиления каскада по напряжению. Например, при  $C = 0,1$  мкф и  $K = 100$  величина  $C'_g = 10$  мкф, причем утечка соответствует емкости конденсатора 0,1 мкф.

В литературе описан ряд практических измерителей скорости счета [4, 175, 176], а также рассмотрены вопросы погрешности измерений, обусловленной конечным временем установления напряжения в интегрирующей цепи [177].

### 15. Стабилизированные питающие устройства

Для обеспечения устойчивых и воспроизводимых результатов измерений необходимо, чтобы питание аппаратуры производилось от стабилизированных источников. Обычно для этой цели используются стабилизированные выпрямители на 300 и 150 в. Кроме того, для питания газоразрядных и сцинтилляционных счетчиков применяются высоковольтные источники. Ниже приводятся краткие описания соответствующих стабилизаторов.

#### а) Стабилизация постоянного напряжения

**Газоразрядные стабилизаторы.** Простейшие стабилизаторы работают на газоразрядных диодах, напряжение горения которых мало зависит от протекающего через них тока (в определенных пределах). Промышленность выпускает различные типы специальных ламп тлеющего или коронного разряда — стабилизаторов, рассчитанных на различные рабочие напряжения и токи.

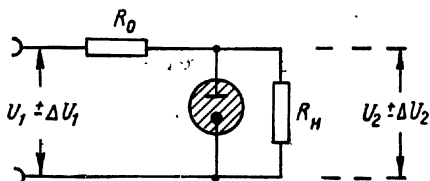


Рис. 321. Принципиальная схема стабилизатора на лампе тлеющего разряда (стабилитроне).

Принципиальная схема простейшего стабилизатора напряжения показана на рис. 321. Последовательно со стабилитроном (со стороны источника питания) включается ограничительное сопротивление  $R_0$ . Динамическое сопротивление стабилитрона обычно находится в пределах 50—1000 ом. Вместе с  $R_0$  оно образует делитель для изменений питающего напряжения  $\Delta U_1$ . Коэф-

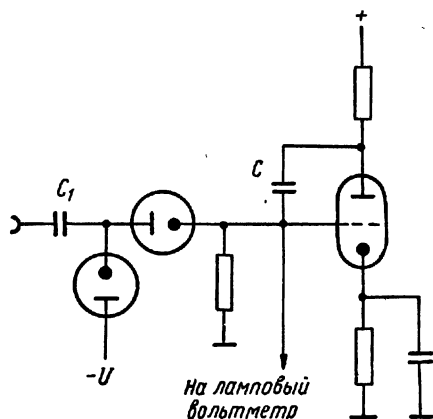


Рис. 320. Схема получения большой динамической емкости при помощи обратной связи.

коэффициент стабилизации  $K_{ст} = \Delta U_1 / \Delta U_2$  может достигать 100—200. Применяя каскадное соединение (рис. 322), можно получить  $K_{ст}$  до  $10^4$ ; рабочее напряжение первого стабилитрона должно быть значительно (на 30—60%) выше рабочего напряжения второго стабилитрона.

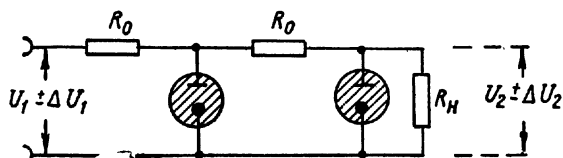


Рис. 322. Двухкаскадная схема на стабилитронах.

Подобные простые стабилизаторы применяются в устройствах со сравнительно малым потреблением тока. Например, недавно выпущенные специальные высокоустойчивые стабилитроны используются в источниках опорных напряжений (напряжений сравнения).

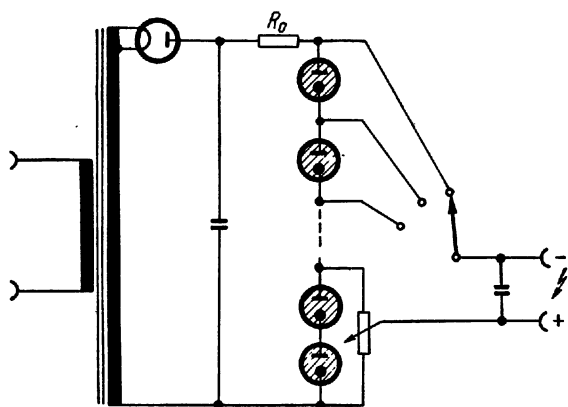


Рис. 323. Схема стабилизатора высокого напряжения на стабилитронах.

Для стабилизации напряжений, намного превышающих напряжение горения единичного стабилитрона, можно применить последовательное соединение, как показано на рис. 323. Грубое изменение выходного напряжения производится переключателем, плавное — потенциометром.

**Электронный стабилизатор последовательного типа.** Этот вид стабилизаторов обладает гораздо большим коэффициентом стабилизации, чем описанный выше. Принципиальная схема стабилизатора, широко применяемого на практике, показана на рис. 324. Напряжение питания поступает с обычного выпрямителя, внутреннее сопротивление которого  $R_f = dU_f / dI_f$ . Последовательно



с нагрузкой  $R_H$  включена лампа  $L_1$ , называемая регулирующей. Параллельно нагрузке включен делитель (сопротивления  $R_1—R_3$ ), с которого на сетку лампы  $L_2$ , называемой управляющей или усилительной, поступает часть напряжения  $\beta U_{ст}$ . В цепи катода этой лампы включен стабилитрон, напряжение горения которого  $U_r$  служит опорным. Входным сигналом лампы  $L_2$  является разность напряжений  $\beta U_{ст} - U_r$ , изменяющаяся при изменении выходного напряжения. Усиленный в  $K_{Л2}$  раз сигнал воздействует на сетку лампы  $L_1$ , и ее сопротивление  $R_{Л1}$  соответственно изменяется.

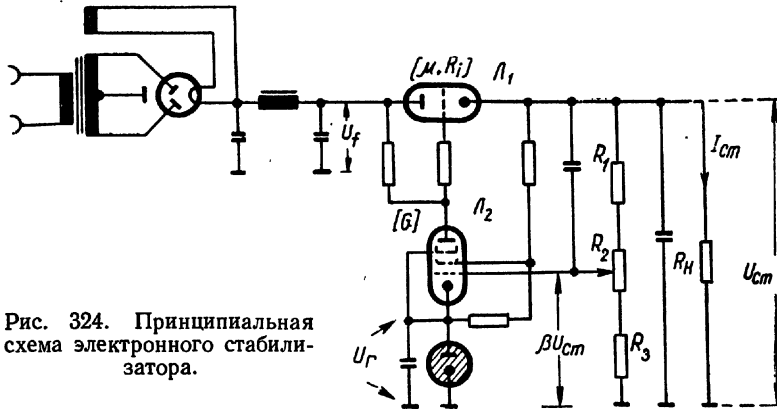


Рис. 324. Принципиальная схема электронного стабилизатора.

Для оценки качества стабилизатора служат три основных параметра [4]:

Коэффициент стабилизации . . . . .  $K_{ст} \approx \frac{U_{ст}}{U_f} \mu \beta K_{Л2}$

Выходное сопротивление стабилизатора  $Z_{вых} = \frac{dU_{ст}}{dI_{ст}} \approx \frac{R_{Л1} + R_f}{\mu \beta K_{Л2}}$   
 ( $R_f$  — выходное сопротивление выпрямителя)

Коэффициент сглаживания пульсации  $\alpha = \frac{dU_{ст}}{dU_f} \approx \frac{1}{\mu \beta K_{Л2}}$

Существенное значение имеет также время установления выходного напряжения при скачкообразном изменении входного напряжения (или нагрузки).

В литературе приведены схемы и расчет подобных стабилизаторов [178—171].

Стабилизаторы последовательного типа применяются в основном там, где ток нагрузки относительно велик, а также для питания ФЭУ, делитель которых потребляет несколько миллиампер. В последнем случае либо стабилитрон, либо управляющая и регулирующая лампы должны быть рассчитаны на высокое рабочее напряжение.

На рис. 325 и 326 приведены схемы двух электронных стабилизаторов, предназначенных для этой цели.

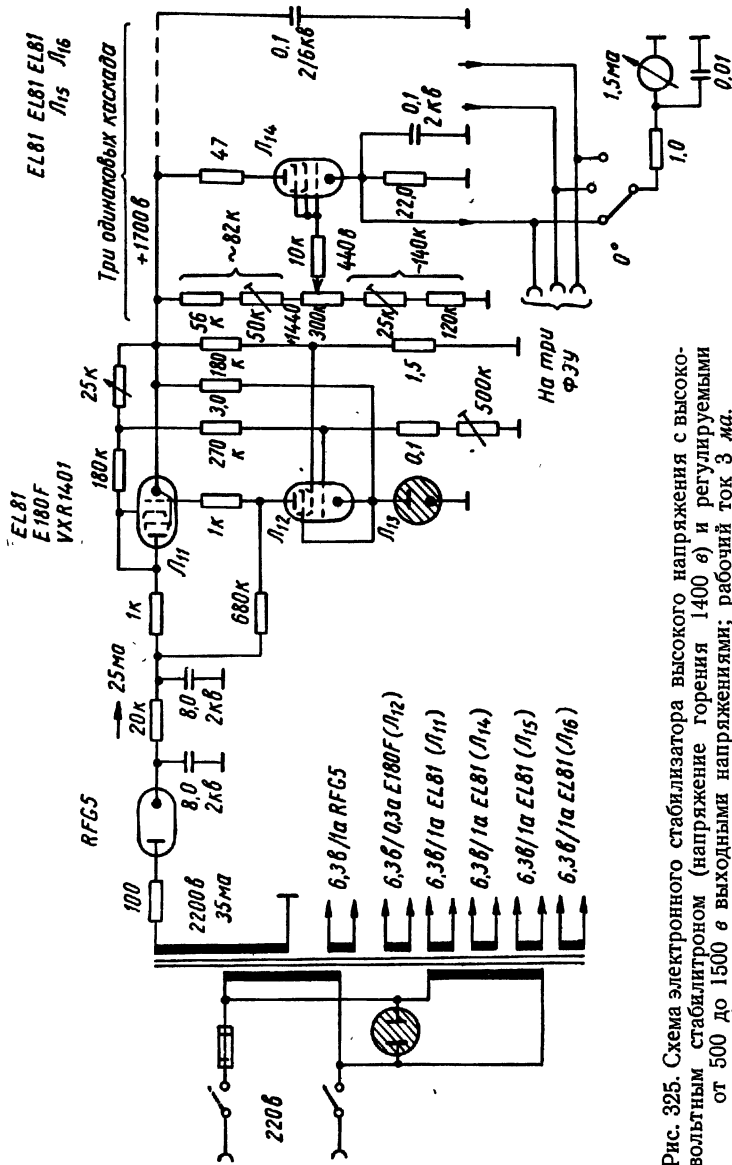


Рис. 325. Схема электронного стабилизатора высокого напряжения с высоко-  
 вольтным стабилизатором (напряжение горения 1400 в) и регулируемым  
 от 500 до 1500 в выходными напряжениями; рабочий ток 3 ма.

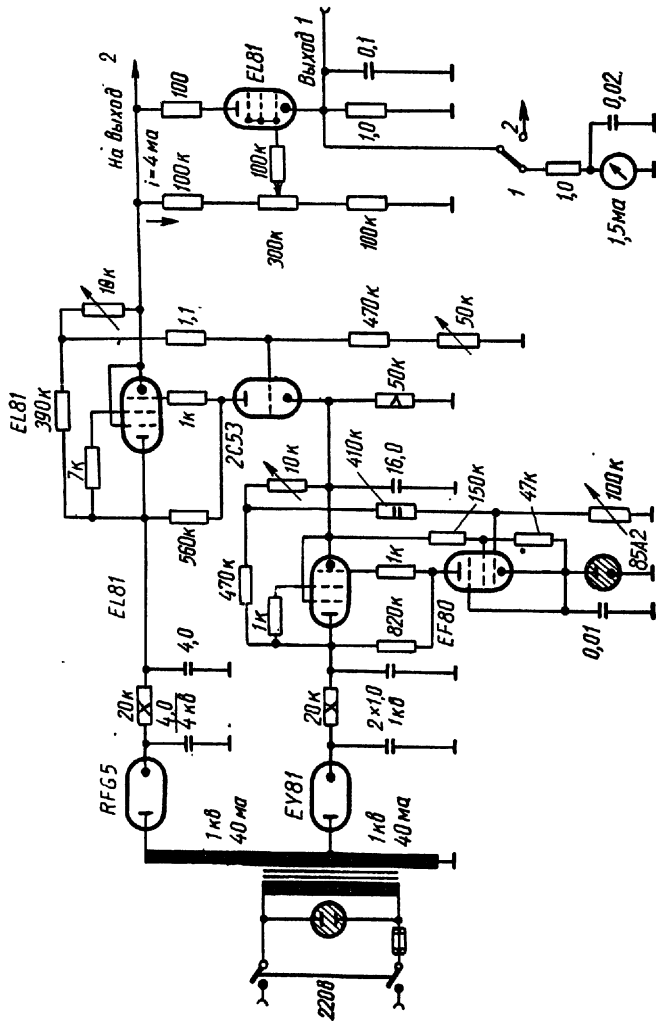


Рис. 326. Схема стабилизированного регулируемого выпрямителя на 500—1300 в, 3 мА, с усилительной лампой 2С53, работающей при высоком анодном напряжении.

**Электронный стабилизатор параллельного типа.** В этой схеме регулирующая лампа включена параллельно нагрузке (рис. 327), а между выходом и входом стабилизатора включено последовательное сопротивление  $R$ , на котором гасится изменение входного напряжения  $\Delta U_f$ . Параметры стабилизатора, работающего по этой схеме следующие:

$$\text{Коэффициент стабилизации} \dots K_{\text{ст}} \approx \frac{U_{\text{ст}}}{U_f} \beta SR$$

$$\text{Выходное сопротивление} \dots Z_{\text{вых}} \approx \frac{1}{\beta S}$$

$$\text{Коэффициент сглаживания} \dots \alpha = \frac{1}{\beta SR}$$

Здесь  $\beta$  — часть напряжения  $U_{\text{ст}}$ , которая подводится к управляющей сетке лампы,  $S$  — крутизна характеристики,  $R$  — последовательное сопротивление между фильтром и нагрузкой. Лампа должна выдерживать высокие анодные напряжения и обладать достаточной крутизной при малых анодных токах.

Поскольку коэффициент стабилизации этой схемы пропорционален сопротивлению  $R$ , она практически пригодна лишь для случаев, когда ток нагрузки не превышает  $1 \text{ ма}$ . Такие стабилизаторы, уступающие по своим параметрам стабилизаторам последовательного типа, применяются для питания, например, ионизационных камер и счетчиков Гейгера — Мюллера и других устройств, потребляющих очень малый ток. Схема стабилизатора параллельного типа приведена на рис. 328.

**Коронный стабилизатор.** Для стабилизации очень малых токов при напряжениях  $1\text{--}2 \text{ кв}$  можно использовать коронный разряд в газонаполненном диоде, например в счетчике [182]. Напряжение разряда можно варьировать в широких пределах подбором давления газовой смеси, причем необходимо избегать примеси водяных паров, ухудшающих термоустойчивость. Схема такого стабилизатора очень проста (рис. 329); сопротивление  $R_0$  должно быть как можно больше, чтобы обеспечить хорошую стабилизацию.

В настоящее время выпускаются специальные коронные стабилитроны, рабочее напряжение которых согласовано с типовым рабочим напряжением газоразрядных счетчиков массовых типов, например на  $400, 800$  и  $1200 \text{ в}$ . Рабочий ток стабилитронов  $10\text{--}90 \text{ мка}$ , внутреннее сопротивление порядка  $10^5 \text{ ом}$  [183].

**Преобразователи напряжений.** Устройства под этим названием наиболее часто применяются для питания цепей высокого напряжения переносных радиометров. Применявшиеся в прежние годы вибро- и ламповые преобразователи теперь вытеснены транзисторными преобразователями. Коэффициент полезного действия последних достаточно высок благодаря малому падению напряжения на проводящем транзисторе. На рис. 330 показана схема генератора колебаний, работающего на транзисторе. Так как транзистор работает при напряжении несколько вольт, то на транс-

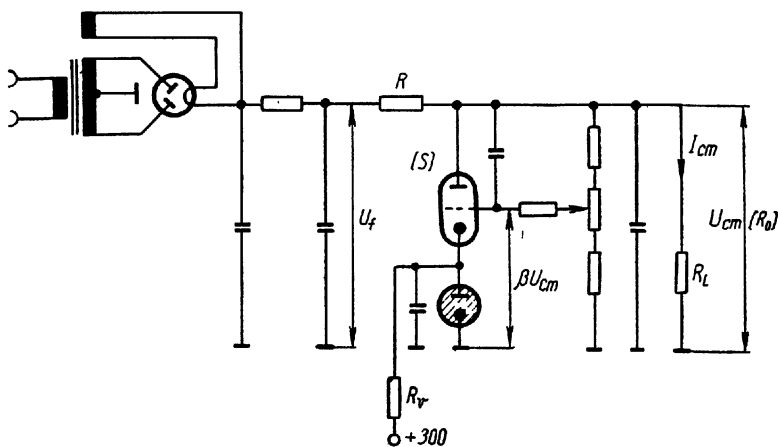


Рис. 327. Схема электронного стабилизатора параллельного типа.

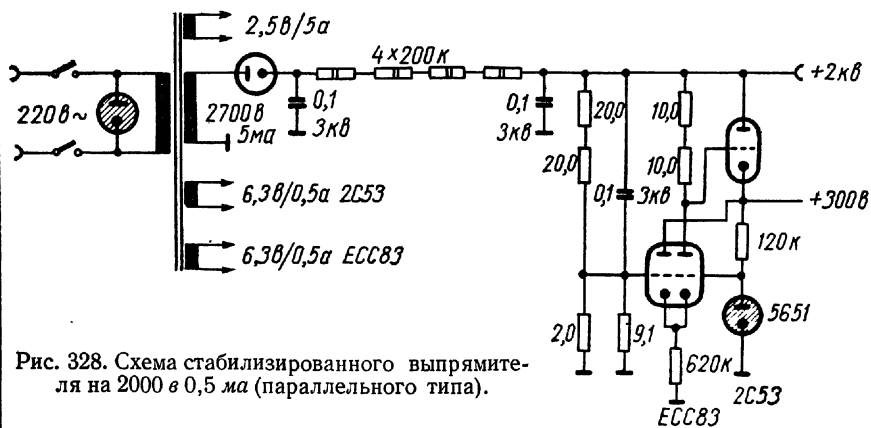


Рис. 328. Схема стабилизированного выпрямителя на 2000 в 0,5 ма (параллельного типа).

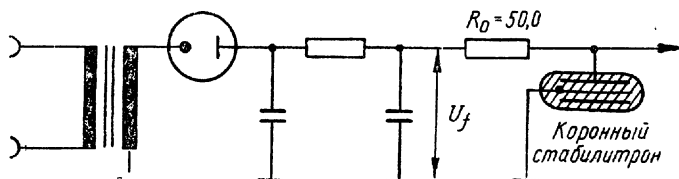


Рис. 329. Схема стабилизатора коронного разряда.

форматор, кроме обмоток, показанных на схеме, наматывается еще повышающая обмотка. На рис. 331 показана более полная схема преобразователя. Повышающая обмотка трансформатора с ферритовым сердечником питает выпрямитель на полупроводниковых диодах, включенных по схеме удвоения. Если необходима

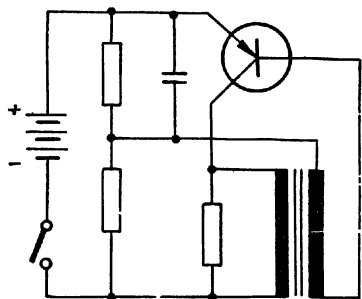


Рис. 330. Схема генератора на транзисторе.

стабилизация, то применяют соответствующий стабилитрон коронного разряда. Описания и расчеты преобразователей приведены в ряде работ [184—186].

**Стабилизация напряжения при помощи полупроводниковых стабилитронов.** Вольт-амперная характеристика специальных кремниевых диодов имеет крутой изгиб при обратном токе  $10^{-8}$  а, после чего (в области Зенера) динамическое сопротивление диода становится малым (см. нижнюю кривую рис. 332), примерно

10 ом. В настоящее время выпускаются кремниевые стабилитроны на рабочие напряжения от 6 до 15 в при мощности рассеяния до 5 вт. Схемы их включения аналогичны схемам включения газоразрядных стабилитронов; основное преимущество — низкое рабочее напряжение, недостаток — большой температурный коэффициент напряжения.

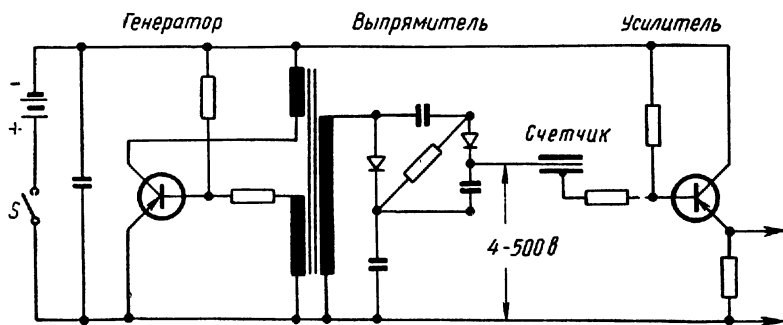


Рис. 331. Схема преобразователя на транзисторах для питания галогенных счетчиков.

**Стабилизация постоянного напряжения при помощи транзисторов.** Стабилизаторы на транзисторах наиболее подходят для низких напряжений, до 30 в, при токах нагрузки в несколько ампер. Их схемы, аналогично ламповым, могут быть последовательными или параллельными. Опорные напряжения создаются при помощи полупроводниковых стабилитронов. Усилитель обычно содержит ряд гальванически связанных эмиттерных повторителей (усили-

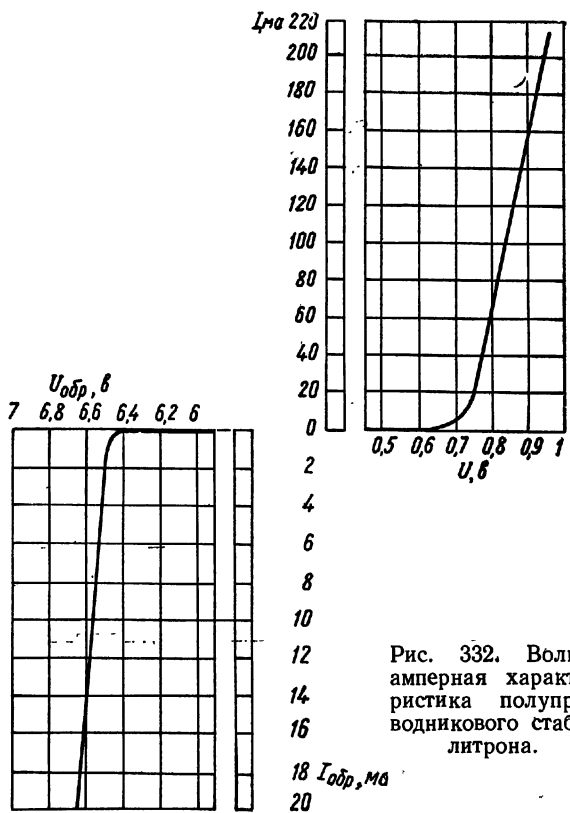


Рис. 332. Вольт-амперная характеристика полупроводникового стабилизатора.

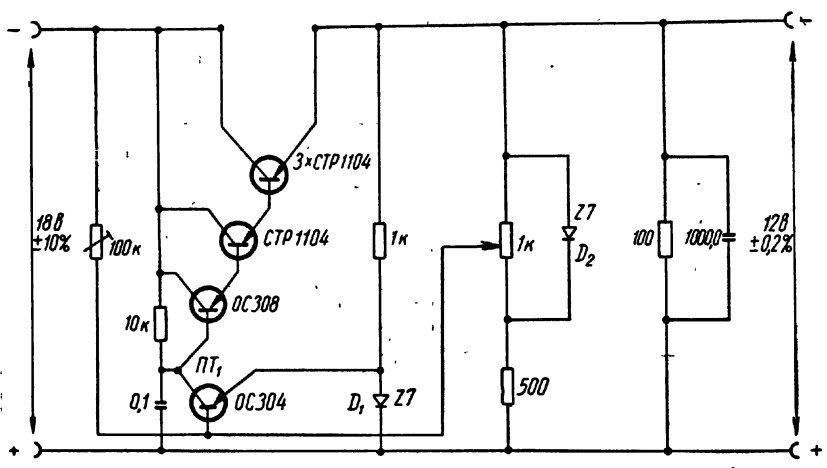


Рис. 333. Схема стабилизатора последовательного типа на транзисторах.

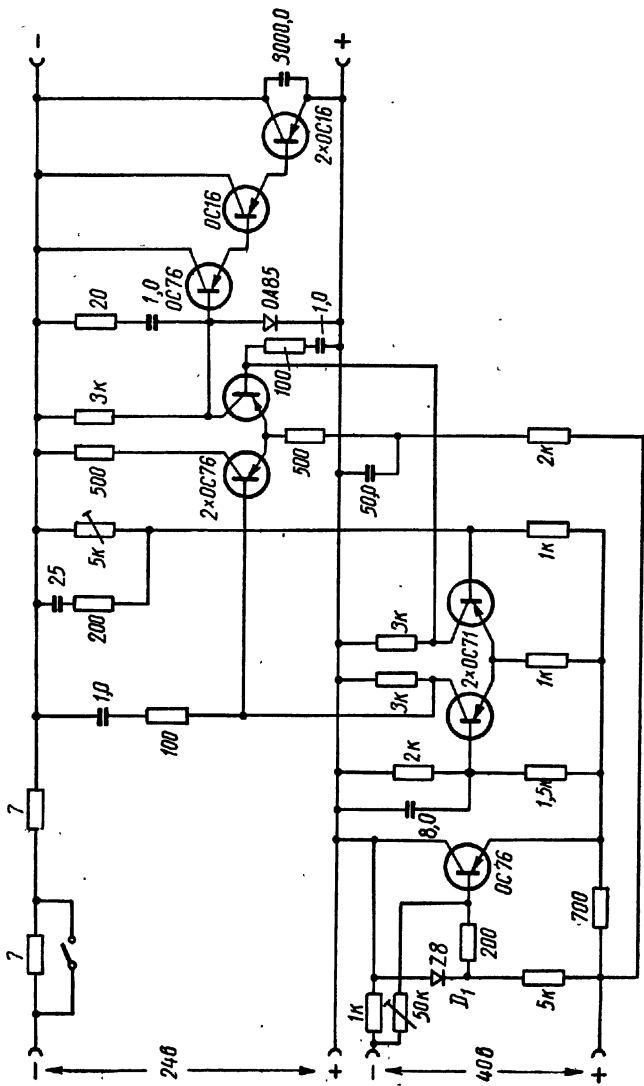


Рис. 334. Схема стабилизатора параллельного типа на транзисторах.



телей тока), включенных после каскада усиления разностного напряжения.

Схема стабилизатора последовательного типа показана на рис. 333. При изменении его входного напряжения на  $\pm 10\%$  (если сопротивление выпрямительной части не превышает 1 ом) выходное напряжение изменяется всего на 0,2%; номинальное выходное напряжение 12 в, рабочий ток 5 а, внутреннее сопротивление стабилизатора около  $5 \cdot 10^{-8}$  ом. Опорное напряжение создается при помощи диодов-стабилитронов  $D_1$  и  $D_2$ , напряжение рассогласования поступает с делителя на базу триода  $ПТ_1$ , коллекторная цепь которого содержит нагрузку 10 ком. Усиленный сигнал подается далее на эмиттерный усилитель. В регулирующем каскаде включены параллельно три транзистора.

На рис. 334 показана схема параллельного стабилизатора на транзисторах [187]. Его выходное напряжение можно устанавливать от 2 до 15 в при токе нагрузки от 2 до 0,9 а соответственно. Внутреннее сопротивление прибора примерно  $5 \cdot 10^{-4}$  ом. Опорное напряжение снимается с полупроводникового стабилизатора  $D_1$ ; разностный сигнал усиливается двухкаскадным усилителем напряжения. Регулирующий каскад работает на двух параллельно соединенных триодах ОС16. В литературе дано описание и других стабилизаторов на транзисторах [181—194].

### б) Стабилизация переменных напряжений

**Магнитная стабилизация.** Для улучшения устойчивости питающих устройств целесообразно стабилизировать переменное напряжение при помощи магнитных стабилизаторов. При этом в первую очередь достигается стабильное напряжение накала, что важно для усилителей постоянного тока и для других устройств.

Действие магнитных стабилизаторов основано на магнитном насыщении сердечника специального трансформатора. Принципиальная схема подобного стабилизатора приведена на рис. 335. Магнитный поток в насыщенном сердечнике трансформатора остается почти постоянным даже при большом изменении питающего напряжения, поэтому и вторичное напряжение изменяется относительно слабо. Это остаточное изменение может быть в значительной мере компенсировано напряжением соответствующей обмотки дросселя (см. рис. 335).

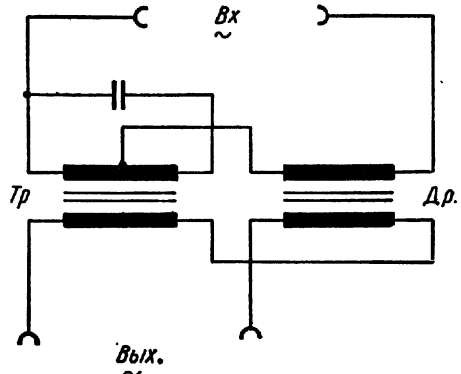


Рис. 335. Принцип действия магнитного (феррорезонансного) стабилизатора.

Хорошие стабилизаторы этого типа обеспечивают устойчивость выходного напряжения в пределах  $\pm 0,2\%$  при изменении напряжения сети на  $\pm 15\%$  (в условиях постоянной нагрузки).

**Электронно-магнитные стабилизаторы.** В устройствах этого типа магнитная стабилизация комбинируется с электронной [20]. Принципиальная схема приведена на рис. 336. Одна секция обмотки автотрансформатора  $Tr$  соединена последовательно с обмоткой переменного тока дросселя насыщения  $Др$ . Индуктивность

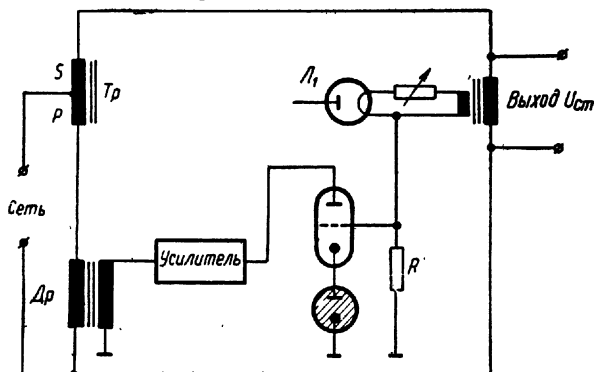


Рис. 336. Принципиальная схема электронно-магнитного стабилизатора.

дросселя регулируется током подмагничивания, поступающим на намагничивающую обмотку с выхода усилителя. Управляющим сигналом для входной лампы усилителя служит разностное напряжение между напряжением горения стабилизитрона и падением напряжения на сопротивлении  $R$ , по которому протекает ток работающего в режиме насыщения вакуумного диода  $Л_1$ . В этом режиме анодный ток диода резко зависит от температуры катода и, следовательно, от напряжения накала. Питание накала диода производится выходным напряжением стабилизатора. Изменение этого напряжения при помощи диода преобразуется во входной сигнал усилителя, управляющего намагничиванием дросселя. В результате изменения индуктивности дросселя напряжение на обмотках автотрансформатора изменяется так, что изменение выходного напряжения стабилизатора в значительной мере компенсируется.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Strickler T. D., Wadey W. C. Automatic recording gamma-ray spectrometer. Rev. Scient. Instrum., 24, 13 (1953).
2. Francis J. E., Bell P. R., Kelley G. G. Double line linear amplifier. Nucleonics, 12, No. 3, 55 (1954).
3. Francis J. E., Bell P. R., Harris C. C. Medical scintillation spectrometry. Nucleonics, 13, No. 11, 82 (1955).

4. Elmore W. C., Sands M, Electronics. Experimental Techniques. N. Y., 1949.
5. Magee F. J., Bell P. R.; Jordan W. H. Improved overload response of the A-1 amplifier. Rev. Scient. Instrum., 23, 30 (1952).
6. Jordan W. H., Bell P. R. General purpose linear amplifier. Rev. Scient. Instrum., 18, 703 (1947).
7. Enslein K.; Brainerd B. A minimal noise preamplifier for proportional counters and similar applications. Rev. Scient. Instrum., 24, 916 (1953).
8. Fairstein E. Improving the linearity of pulse amplifiers. Rev. Scient. Instrum., 25, 1134 (1954).
9. Fairstein E. Nonblocking double-line linear pulse amplifier. Rev. Scient. Instrum., 27, 475 (1956).
10. Taylor D. Trends in nuclear instrumentation. Nucleonics, 12, No. 10, 17 (1954).
11. Aström B. Some electronic instruments used in nuclear spectroscopic investigations. Arkiv fys., 12, 215 (1957).
12. Baker W. H., Curtis M. L., Gnagey L. B., Heyd J. W., Stanton J. S. Very wide-range absorption counting system. Nucleonics, 13, No. 2, 40 (1955).
13. Valley G. E., Wallmann H. Vacuum tube amplifiers. N. Y., 1948.
14. Riezler W., Walcher W. Kerntechnik 1, Stuttgart, 1958.
15. Chase R. L., Higinbotham W. A. Flexible pulse amplifier with good overload properties. Rev. Scient. Instrum., 23, 34 (1952).
16. Phys. Inst. Marburg, Impulsverstärker. Rundber. d. Verb. Dt. Phys. Ges., No. G2 (1956).
17. Watkins D. A., Fishbine H. A. AECU-184. A transient analysis of the cathode-coupled feedback loop. Technical Inform. Branch, Oak Ridge, 1949.
18. Hiebert R. D., Watts R. J. Fast coincidence circuit for H<sup>3</sup> and C<sup>14</sup> measurements. Nucleonics, 11, No. 3, 40 (1953).
19. Millman J., Taub H. Pulse and digital circuits. N. Y., 1956.
20. Ryder J. D. Engineering electronics with industrial applications and control. N. Y., 1957.
21. Martin P. L. Electronic circuits. Englewood Cliffs, 1956.
22. Elmore W. C. Fast pulse amplifier for nuclear research. Nucleonics, 5, No. 9, 48 (1949).
23. Lewis J. A., Wells F. H. Millimicrosecond pulse techniques. London, 1954.
24. Ginzton E. L., Hewlett W. R., Jasberg J. H., Noe J. D. Distributed amplification. Proc. I. R. E., 36, 956 (1948).
25. Hoston W. H., Jasberg J. H., Noe J. D. Distributed amplifier: Practical considerations and experimental results. Proc. I. R. E., 38, 748 (1950).
26. Kelley G. G. High speed synchroscope. Rev. Scient. Instrum., 21, 71 (1950).
27. Copson A. P. A distributed power amplifier. Electr. Engng, 69, 893 (1950).
28. Cormack A. Distributed amplification. Electronic Engng., 24, 144 (1952).
29. Rudenberg H. G., Kennedy F. 200 Mc/s travelling-wave chain amplifier. Electronics, 22, No. 12, 106 (1949).
30. Scharfman H. Distributed amplifier covers 10—360 Mc/s. Electronics, 25, No. 7, 113 (1952).
31. Yu Y. P., Kallman H. E., Christaldi P. S. Millimicrosecond oscillography. Electronics, 24, No. 7, 106 (1951).
32. Orman P. R. A printed distributed amplifier. Nucl. Instrum., 1, 354 (1957).
33. Moody N. F., Howell W. D., Battell W. J., Taplin R. H. A comprehensive counting system for nuclear physics research, part 4, 5. Rev. Scient. Instrum., 22, 551 (1951).
34. Robinson C. V. Improved multivibrator quenching circuit. Rev. Scient. Instrum., 20, 750 (1949).

35. Getting J. A. Multivibrator Geiger counter circuit. *Phys. Rev.*, **53**, 203 (1938).
36. Maier-Leibnitz H. New quenching circuit for Geiger counters. *Rev. Scient. Instrum.*, **19**, 500 (1948).
37. Lovick F. W. A quenching probe unit for Geiger Müller tubes. *J. Scient. Instrum.*, **34**, 370 (1957).
38. Wells F. H. Fast pulse circuit techniques for scintillation counters. *Nucleonics*, **10**, No. 4, 28 (1952).
39. Enslin K. A coaxial driver with gain. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 644 (1952).
40. Foote R. S., Koch H. W. Scintillation spectrometers for measuring the total energy of x-ray photons. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 746 (1954).
41. Guernsey G. L., Mott G. R., Nelson B. K., Roberts A. Construction and calibration of a fast neutron scintillation spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 476 (1952).
42. Sherr R., Gebhart J. B. Stabilisation of photomultiplier tubes. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 770 (1952).
43. Hendrick R. W. Precision photomultiplier gain stabilization. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 240 (1956).
44. d'E. Flagge B., Harris O. R. Individual dynode voltage regulator for multiplier tubes. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 619 (1955).
45. Kane J. V. High-voltage low-impedance divider for regulating photomultiplier tubes. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 582 (1957).
46. Westcott C. H., Hanna G. C. A pulse amplitude analyzer for nuclear research using pretreated pulses. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 181 (1949).
47. Van Rennes A. B. Pulse-amplitude analysis in nuclear research. Part 1. *Nucleonics*, **10**, No. 7, 20 (1952).
48. Fairstein E. Effect of driving pulse shape on the performance of a Schmitt-Trigger circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 483 (1956).
49. Moody N. F., McLusky G. J. R., Deighton M. O. Millimicrosecond pulse technique (Pt. 1). *Electronic Engng*, **24**, 214 (May 1952).
50. Barabaschi S., Cottini C., Gatti E. High sensitivity and accuracy pulse trigger circuit. *Il Nuovo cimento, Serie X*, **2**, 1042 (1955).
51. Baldinger E. Transistors in nuclear instruments. *Nucl. Instrum.*, **2**, 193 (1958).
52. Fairstein E., Porter F. M. A fast differential pulse-height selector circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 650 (1952).
53. Fairstein E. A sweep-type differential and integral discriminator. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 761 (1951).
54. Johnstone C. W. A new pulse-analyzer design. *Nucleonics*, **11**, No. 1, 36 (1953).
55. Kandiah K. A simple pulse-amplitude analyzer for low counting rates. *Nucleonics*, **11**, No. 3, 24 (1953).
56. Aström B. Scintillation spectrometer with constant relative channel width. *Nucl. Instrum.*, **1**, 143 (1957).
57. Tove P. A. Automatic single-channel pulse-height analyzer. *Nucl. Instrum.*, **2**, 1 (1958).
58. Coleman C. F. Gain-scanned single channel kicksorter using precision cascade attenuators. *Nucl. Instrum.*, **2**, 44 (1958).
59. Francis J. E., Bell P. R., Gundlach J. C. Single channel analyzer. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 133 (1951).
60. Fairstein E. Improved differential pulse-height selector circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 549 (1956).
61. Lamonds H. A. Fast differential analyzer. *Nucleonics*, **14**, No. 8, 86 (1956).
62. Van Rennes A. B. Pulse amplitude analysis in nuclear research, part 2. *Nucleonics*, **10**, No. 8 (1952).
63. Amado R. D., Wilson R. A fast kicksorter channel. *J. Scient. Instrum.*, **34**, 205 (1957).
64. Gatti E. A stabile high-speed multichannel pulse analyzer. *Il Nuovo cimento, Serie IX*, **11**, 153 (1954).

65. Hutchinson G. W., Scarrott G. G. A high precision pulse height analyzer of moderately high speed. *Philos. Mag., Serie 7*, 42, 792 (1951).
66. Gatti E. Eighty-channel velocity selector for neutrons. *Rev. Scient. Instrum.*, 24, 345 (1953).
67. Bernstein W., Chase R. L., Scharbt A. W. Gray wedge pulse-height analysis. *Rev. Scient. Instrum.*, 24, 437 (1953).
68. Thomas J. W., Verbinski V. V., Stephens W. E. Pulse-height analyzer. *Rev. Scient. Instrum.*, 24, 1017 (1953).
69. Ortel W. C. G. A multichannel pulse-height and delay time recorder. *Rev. Scient. Instrum.*, 25, 164 (1954).
70. Hunt W. A., Rhinehart W., Weber J., Zaffarano D. J. A multichannel pulse-height analysis system utilizing a 35 mm-film record. *Rev. Scient. Instrum.*, 25, 268 (1954).
71. Schumann R. W., McMahon J. P. Argonne 256-channel pulse-height analyzer. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 675 (1956).
72. Schultz H. L., Pieper G. F., Roster L. Multichannel systems for pulse-height and time of flight analysis. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 437 (1956).
73. Kelley G. G. Pulse amplitude analyzers for spectrometry. *Nucleonics*, 10, No. 4, 34 (1952).
74. Van Rennes A. B. Pulse-amplitude analysis in nuclear research. Part 3, *Nucleonics*, 10, No. 9, 32 (1952); Part 4, *Nucleonics*, 10, No. 10, 50 (1952).
75. Aström B. Some electronic instruments used in nuclear spectroscopic investigations. *Arkiv fys.*, 12, 215 (1957).
76. Gasström R. V. A very fast pulse-height analyzer with independent uptake, sorting, and storage of information. *Nucl. Instrum.*, 1, 75 (1957).
77. Harris C. C., Bell P. R. Filamentary subminiature scaler. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 608 (1956).
78. Jordan K. Bau eines Untersetzers mit einem Auflösungsvermögen von 10<sup>-7</sup> sec. *Rundber. d. Verb. Dt. Phys. Ges.*, No. 8 (1954).
79. Neeteson P. A. Elektronenröhren in der Impulstechnik. *Einbohoven*, 1955.
80. Buys W. L. Analysis of scale units. *Nucleonics*, 3, No. 11, 49 (1948).
81. Moody N. F., Howell W. D., Batteli W. J., Taplin R. H. A comprehensive counting system for nuclear physics research, part 1—3. *Rev. Scient. Instrum.*, 22, 439 (1951).
82. Schoenwetter H. K. An improved fast scaler. *Rev. Scient. Instrum.*, 24, 515 (1953).
83. Fitch V. A high resolution scale of four. *Rev. Scient. Instrum.*, 20, 942 (1949).
84. Sessler W. M., Masket A. V. High speed electronic scaler. *Rev. Scient. Instrum.*, 21, 494 (1950).
85. Nakamura M. Forty-megacycle scaler. *Rev. Scient. Instrum.*, 28, 1015 (1957).
86. Fisher J., Marshall J. A ten-millimicrosecond scaler. *Proc. Natl. Electronics Conf.*, 9 (Februar 1954).
87. Van Houten R. 150 kHz-Zähldekaden mit 4 Doppeltrioden und dekadischer Anzeige. *Funk-technik.*, 9, 444 (1954).
88. Elmore W. C. Decade scaling circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, 22, 835 (1951).
89. Fergusson G. J., Fraser G. H. The design of four-tube decade scalers. *Rev. Scient. Instrum.*, 22, 937 (1951).
90. Parshad R., Sagar A. Coincidence technique for getting decade scaling from binary flip-flop counters. *Rev. Scient. Instrum.*, 24, 542 (1953).
91. Eberhard E., Endres R. O., Moose R. P. Counter circuits using transistors. *RCA Rev.*, 10, No. 4 (Dez. 1949).
92. Krenitzky P. Decade counter employs Si-transistors. *Electronics*, 28, No. 8, 112 (1955).
93. Sard E. W. Junction transistor multivibrators and flip-flops. *IRE Convent. Rec.*, 2 (II), 119 (1954).
94. Flood I. E. Junction-transistor trigger circuits. *Wireless Engr*, 32, 5, 122 (1955).

95. Prugh T. A. Junction-transistor switching circuits. *Electronics*, 28, No. 1, 168 (1955).
96. Moody N. F. The present state of the transistor and its associated circuit art. *Nucl. Instrum.*, 2, 182 (1958).
97. Trent R. L. Binary counters used two transistors. *Electronics*, 25, No. 7, 100 (1952).
98. Linvill J. G. Nonsaturating pulse circuits using two junction transistors. *Proc. IRE*, 43, 7, 826 (1955).
99. Baldinger E., Nicolet M. Untersetzter mit Flächentransistoren. *Z. angew. Math. und Phys.*, 4, 503 (1955).
100. Moll J. L. Large signal transient response of junction transistors. *Proc. IRE*, 42, 12, 1773 (1954).
101. Baldinger E., Santchi P. Eine neue Untersetzerschaltung mit Transistoren. *Z. angew. Math. and Phys.*, 9, 88 (1958).
102. Van Overbeek A. J. W. M., Jonker J. L. H., Rodenhuis K. Eine Dezimalröhre für hohe Zählggeschwindigkeiten. *Philips Techn. Rundschau*, 14, 365 (1953).
103. Van Houter R. A decade-counter stage with a counting rate of 100 000 pulses per second. *Electronic Appl. Bull.*, 15, 34 (1954).
104. Van Barneveld E. J. Schaltungen für schnelle Zählungen mit der Dekadenzählröhre. *Philips techn. Rundschau*, 16, 303 (1954).
105. Porat D. J. High-speed scaling with a decade-counter tube. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 150 (1956).
106. Bacon R. C., Pollard J. R. The dekatron. *Electronic Engng*, 22, 173 (May 1950).
107. McAsalan J. K. L., Brimley K. J. Polycathode counter tube applications. *Electronics*, 26, No. 11, 138 (1953).
108. Graham M., Higinbotham W. A., Rankowitz S. Dekatron drive circuit and application. *Rev. Scient. Instrum.*, 27, 1059 (1956).
109. Baker J. C., Eichholz G. G. Reliable scaling circuits for decade tubes. *Nucleonics*, 12, No. 4, 44 (1954).
110. Taylor D. Recent instrument developments in England. *Nucleonics*, 11, No. 3, 40 (1953).
111. Alfien H., Romanns H. Trochotrons — a new family of switching tubes. *Tele-Tech*, 13, 94 (June 1954).
112. Bjökman J., Lindberg L. Development of trochotrons. *Trans. Roy. Instrum. Technol.*, No. 80 (Stockholm, 1954).
113. Nach einer freundlichen Mitteilung von E. Baldinger.
114. Bothe W. Zur Vereinfachung von Koinzidenzzählungen. *Z. Phys.*, 59, 1 (1930).
115. Fisher J., Marshall J. The 6BN6 gated-beam tube as a fast coincidence circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, 23, 417 (1952).
116. Stuckenberg H., Neuert H. Elektronische Koinzidenzmeß — anordnungen. *Arch. techn. Messen*, 142—16 (Aug. 1955); *Arch. techn. Messen*, 142—17 (Nov. 1955).
117. Smaller B., Avery E. Use of gated-beam tubes in coincidence circuits. *Rev. Scient. Instrum.*, 22, 341 (1951).
118. Schultz H. L., Behringer R. Coincidence counting system of high resolution. *Rev. Scient. Instrum.*, 19, 424 (1948).
119. Wiegand C. Distributed coincidence circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, 21, 975 (1950).
120. West H. J., Mann L. G. A scintillation pair spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, 25, 129 (1954).
121. Schultz H., Pollard E. Coincidence circuit of medium resolution. *Rev. Scient. Instrum.*, 19, 617 (1948).
122. Rossi B. Method of registering simultaneous impulses of several Geiger counters. *Nature*, 125, 636 (1930).
123. Howland B., Schroeder C. A., Shipman J. D., jr., Electronics for cosmic ray experiments. *Rev. Scient. Instrum.*, 18, 551 (1947).

124. White D. H., Hutchinson G. W. A fast coincidence circuit. Nucl. Instrum., 1, 331 (1957).
125. Benedetti S. D., Findley R. W. Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik II. Handb. Phys., S. 222, Berlin, 1958.
126. Ehmert A. Mittl. Nr. 2, Max-Planck-Inst. f. Phys. der Stratosphäre, Weißenau, 1954.
127. Bell R. E. in Siegbahn K.  $\beta$ - and  $\gamma$ -rays spectroscopy. North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1955.
128. Meyer K. P., Baldinger E., Huber P. Koinzidenz-Anordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu  $2 \cdot 10^{-9}$  sec. unter Verwendung von Multipliern als Zähler. Helv. phys. acta, 23, 121 (1950).
129. Bell R. E., Graham R. L., Petch H. E. Design and use of coincidence circuit of short resolving time. Canad. J. Phys., 30, 35 (1952).
130. Bay Z., Papp G. Coincidence device of  $10^{-8}$  to  $10^{-9}$  second resolving power. Rev. Scient. Instrum., 19, 565 (1948).
131. Garwin R. L. A useful fast coincidence circuit. Rev. Scient. Instrum., 21, 569 (1950).
132. Garwin R. L. A fast coincidence-anticoincidence analyzer. Rev. Scient. Instrum., 24, 618 (1953).
133. Madey R. Fast counting system for high-energy particle measurement. Rev. Scient. Instrum., 26, 971 (1955).
134. Baldinger E., Huber P., Meyer K. P. High speed coincidence circuit used for multipliers. Rev. Scient. Instrum., 19, 473 (1948).
135. Lundby A. Delayed coincidence circuit for scintillation counter. Rev. Scient. Instrum., 22, 324 (1951).
136. Schrader E. F. A high speed short resolving time coincidence circuit for use with scintillation counters. Rev. Scient. Instrum., 21, 883 (1950).
137. Bay Z. A new type of high-speed coincidence circuit. Rev. Scient. Instrum., 22, 397 (1951).
138. Strauch K. On the detection of high-energy particles with a fast coincidence system. Rev. Scient. Instrum., 24, 283 (1953).
139. Minton G. H. Lifetime for annihilation of positrons in aluminium and lead. Phys. Rev., 94, 758 (1954).
140. De Benedetti S., Richings H. J. On the resolution of short time intervals with scintillation counters. Rev. Scient. Instrum., 23, 37 (1952).
141. Wouters L. F. High-energy particles and the scintillation counter. Nucleonics, 10, No. 8, 48 (1952).
142. Dicke R. H. A high speed coincidence circuit. Rev. Scient. Instrum., 18, 907 (1947).
143. Elmore W. C. Coincidence circuit for a scintillation detector of radiation. Rev. Scient. Instrum., 21, 649 (1950).
144. Bell R. E., Petch H. E. Upper limit for the lifetime of the 411 keV excited state of  $Hg^{198}$ . Phys. Rev., 76, 1409 (1949).
145. Rasetti F. Desintegration of slow mesotrons. Phys. Rev., 60, 198 (1941).
146. Sarabhai V. The method of shower anticoincidence for measuring the meson component of cosmic radiation. Phys. Rev., 65, 250 (1944).
147. Herzog G. Circuit for anticoincidences with Geiger—Müller counters. Rev. Scient. Instrum., 11, 84 (1940).
148. Hiebert R. D., Watts R. J. Fast-coincidence circuit for  $H^3$  and  $C^{14}$  measurements. Nucleonics, 11, No. 12, 38 (1953).
149. Du Toit S. J. A one-shot-multivibrator anticoincidence and recording circuit. Rev. Scient. Instrum., 18, 31 (1947).
150. Degallier M. Zero Inefficiency anticoincidence circuit. Rev. Scient. Instrum., 21, 1025 (1950).
151. Rossi B., Janosy L., Rochester G. D., Bound M. On the production of secondary ionizing particles by non-ionizing agents in cosmic radiation. Phys. Rev., 58, 761 (1940).
152. Chase R. L. Coincidence gray wedge pulse-height analyzer BNL model EH 1-501. Brookhaven, National Laboratory BNL 263 (T-42) (1954).

153. Kubitschek H. E. A lossless anticoincidence circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 567 (1952).
154. Chance B., Hughes V., MacNichol E. F., Sayre D., Williams F. C. *Waveforms*. S., **171**, 181 (N. Y., 1949).
155. Rozner F. Transistor multivibrator circuits. *Electronic Engng*, **29**, 455 (1957).
156. Gruhle W. Multivibratorschaltung für Millimikrosekundenimpulse. *Elektronik*, **6**, 261 (1957).
157. Davidson W. C., Frank R. B. Fast trigger circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 15 (1956).
158. Moody N. F., McLusky G. J. R., Deighton M. O. Millimicrosecond pulse technique (Pt. 1). *Electronic Engng*, **24**, 218 (May 1952).
159. Allen J. S. Recent applications of electron multiplier tubes. *Proc. IRE*, **38**, 348 (1950).
160. Narud J. A. Stanford University HEPL Report, No. 34, 178 (1955).
161. Chagnon P. R. A linear gate circuit for pulse-height analyzers. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 990 (1953).
162. Stanford G. S., Pieper G. F. Fast coincidence system with amplitude discrimination and accidentals monitoring. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 847 (1955).
163. Garwin E. L., Penfold A. S. Linear gate of 200 millimicrosecond duration. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 116 (1957).
164. *Transistors I*, RCA-Laboratories, Princeton, 1956.
165. Sunyar A. W. Delayed coincidence analyzer for short lifetime measurements. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **2**, 37 (1957).
166. Johansson B. 25-channel time analyzer for the  $\mu\text{s}$ -range and a simple time to pulse-height converter. *Nucl. Instrum.*, **2**, 61 (1958).
167. Weber W., Johnstone C. W., Cranberg L. Time to pulse-height converter for measurement of millimicrosecond time intervals. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 166 (1956).
168. Lepri F., Mezetti L., Stoppini G. New circuits for the measurement of very short delays. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 936 (1955).
169. Ticho H. K., Gauger J. Fast timing of scintillation pulses. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 354 (1956).
170. Neddermeyer S. H., Althans E. J., Allison W., Schatz E. R. The measurement of ultra-short time intervals. *Rev. Scient. Instrum.*, **18**, 488 (1947).
171. Keuffel J. W. A simplified chronotron-type timing circuit. *Rev. Scient. Instrum.*, **20**, 197 (1949).
172. Meunier R., Davidson G. Fast-read-out chronotron system. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 1010 (1957).
173. Grismore R., Parkinson W. C. Medium-energy neutron time-of-flight spectrometer. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 245 (1957).
174. O'Neill G. K. Direct reading analyzer for short time intervals. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 285 (1955).
175. De Waard H. Stabilizing scintillation spectrometer with counting-rate difference feedback. *Nucleonics*, **13**, No. 7, 36 (1955).
176. Pomerantz M. A., Smith A. E. Automatic counting-rate recorder. *Nucl. Instrum.*, **2**, 49 (1958).
177. Maier-Leibnitz H. Statistische Schwankungen und optimale Übertragungsfunktionen beim Zählhäufigkeitsmesser (Counting Rate Meter). *Z. angew. Phys.*, **9**, 57 (1957).
178. Gilvarry J. J., Rutland D. F. General theory of voltage stabilizers. *Rev. Scient. Instrum.*, **22**, 464 (1951).
179. Greenwood J. V., Holdam J. V., Macrae D. *Electronic instrument*. N. Y., 1948.
180. Steimel K. *Elektronische Speisegeräte*. München, 1957.
181. Hoyle W. G. Voltage regulators of the shunt type. *Rev. Scient. Instrum.*, **19**, 244 (1948).
182. Medicus H. Konstanthaltung von Spannungen der Größenordnung 1000 Volt mittels positiver Koronaentladungen. *Z. techn. Phys.*, **14**, 304 (1933).



183. Blifford J. H., Arnold R. G., Friedman H. Corona tube regulators for high voltages. *Electronics*, 22, No. 12, 110 (1949).
  184. C a n t z. Gleichspannungswandler mit Transistoren. *Telefunken, Röhren-mitteilungen für die Industrie*, 5703—5719 (1957).
  185. W a g n e r K. Ein Transistor-Eintakt-Gleichspannungswandler mit niedrigem Innenwiderstand. *Valvo-Berichte*, 3, 159 (1957).
  186. p-n-p-Flächentransistoren Kompendium. *Valvo-Berichte*, 3, 135 (1957).
  187. B a l d i n g e r E., C z a j a W. Über stabilisierte Netzgeräte mit Transistoren. *Z. angew. Math. und Phys.*, 8, Fasc. 4, 324 (1957).
  188. L e n n a r t z H. Neue Leistungstransistoren und ihre Anwendung. *Funk-Technik*, 12, 441 (1957).
  189. B r o w n T. H., S t e p h e n s e n W. L. A stabilized D. C. power supply using transistors. *Electronic Engng*, 29, 425 (1957).
  190. A s p i n a l l D. A low voltage stabilizer employing junction transistors and a silicon junction reference diode. *Electronic Engng*, 29, 450 (1957).
  191. K e l l e r J. W. Regulated transistor power supply design. *Electronics*, 29, No. 11, 168 (1956).
  192. L i l l i e n s t e i n M. Transistorized regulated power supply. *Electronics*, 29, No. 12, 169 (1956).
  193. V a n d e S t a d t W. High current low tension transistor stabilizer. *Electronic Engng*, 29, 325 (1957).
  194. J o h n s o n K. C. A power stabilizer using transistors. *Electronic Engng*, 29, 95 (1957).
-

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию . . . . .	5
Из предисловий издательства к первому и второму немецким изданиям . . . . .	6
Из предисловий авторов к первому и второму немецким изданиям . . . . .	6
<b>Глава I. Обзор методов счета частиц и квантов . . . . .</b>	<b>7</b>
Литература . . . . .	11
<b>Глава II. Физические процессы в счетчиках . . . . .</b>	<b>12</b>
<b>A Пропорциональные счетчики . . . . .</b>	<b>—</b>
1. Область ионизационной камеры . . . . .	—
2. Форма импульса . . . . .	13
3. Распределение поля в счетчиках . . . . .	15
4. Область пропорционального усиления первичной ионизации . . . . .	—
5. Основные положения теории газового усиления . . . . .	16
6. Коэффициент усиления . . . . .	18
7. Экспериментальное исследование пропорциональной области . . . . .	19
8. Область ограниченной пропорциональности . . . . .	25
9. Форма импульса в пропорциональном счетчике . . . . .	26
10. Зависимость коэффициента газового усиления от направления излучения . . . . .	31
11. «Увеличенные» импульсы в счетчиках, наполненных чистыми парами или смесью с большим содержанием паров; особые формы разряда . . . . .	32
12. Рабочая область пропорциональных счетчиков . . . . .	35
13. Разрешающая способность и измерение большого числа импульсов . . . . .	36
14. Срок службы пропорциональных счетчиков . . . . .	37
Литература . . . . .	39
<b>B. Счетчики с самостоятельным разрядом . . . . .</b>	<b>40</b>
1. Определение области Гейгера . . . . .	—
2. Несамогасящиеся счетчики . . . . .	—
3. Самогасящиеся счетчики . . . . .	44
4. Характеристики счетчиков . . . . .	48
5. Послезаряды . . . . .	49
6. Начальное напряжение области Гейгера . . . . .	55
7. Счетчики с особенно низким напряжением начала счета . . . . .	61
8. Галогенные счетчики . . . . .	62
9. Влияние примеси паров . . . . .	67
10. Форма и длительность импульса . . . . .	68
11. Экспериментальные исследования распространения ионного слоя . . . . .	78
12. Время запаздывания импульса . . . . .	80
13. Мертвое время и время восстановления счетчика . . . . .	83
14. Эффективность счетчика . . . . .	86
а) Космическое излучение . . . . .	—

б) $\gamma$ -Излучение и жесткое рентгеновское излучение	87
в) Мягкое рентгеновское излучение	90
г) Счетчики фотонов	94
15. Измерение большого числа импульсов	97
16. Искровые счетчики	103
17. Счетчики с плоскими параллельными электродами (плоские счетчики)	105
18. Счетчики с внешним катодом	110
Литература	112
В. Черенковские счетчики	118
Литература	124
Г. Сцинтилляционные счетчики	—
1. Введение	—
2. Конструкции и свойства фотоэлектронных умножителей	126
3. Сцинтиллятор	142
а) Неорганические монокристаллы	146
б) Органические сцинтилляторы	149
в) Газообразные сцинтилляторы	155
4. Свойства и применение сцинтилляционных счетчиков	156
а) Соотношение между поглощенной в сцинтилляторе энергией и световым выходом	157
б) Амплитудное распределение	161
в) Экспериментальное определение выхода и эффективности	164
г) Сцинтилляционные спектрометры	166
д) Вероятность регистрации	173
е) Временная разрешающая способность	180
5. Конструкций сцинтилляционных счетчиков	182
а) Сбор света и световоды	—
б) Умножители	186
в) Сочленение отдельных элементов	187
Литература	189
Д. Кристаллические счетчики	194
1. Механизм работы кристаллического счетчика	195
2. Энергия образования свободного электрона	198
3. Длительность импульсов	199
4. Линейность	200
5. Порог чувствительности	202
6. Поляризационные эффекты	—
7. Усиление первичного тока в кристаллах	204
8. Изготовление и подготовка кристаллов	205
Литература	207

### Глава III. Изготовление счетчиков. Физические основы работы со счетчиками. Аппаратура

А. Изготовление счетчиков	—
1. Общие принципы построения счетчиков	—
а) Материалы катодов	—
б) Изоляторы	212
в) Нити счетчиков	—
г) Счетчики со стеклянными оболочками	213
д) Подготовка к наполнению	214
е) Тонкие окна	—
2. Наполнение газом	—
а) Газы без гасящих примесей	215
б) Наполнение смесями газов	216
в) Четырех- и многоатомные газы	—
г) $\text{CO}_2$ -Счетчики	217
д) Низковольтные самогасящиеся счетчики	—
е) Самогасящиеся счетчики без примеси пара	—

3. Распространенные типы счетчиков . . . . .	218
а) $\beta$ -Счетчики . . . . .	—
б) Счетчики для рентгеновых и $\gamma$ -лучей . . . . .	221
в) Счетчики фотонов . . . . .	223
г) Специальные типы счетчиков . . . . .	225
4. Счетчики для биологических и медицинских исследований . . . . .	227
а) Торцовые счетчики с тонким окном . . . . .	—
б) Жидкостные счетчики. Погруженные счетчики . . . . .	229
в) Счетные установки для регулярных измерений очень малых активностей . . . . .	230
г) Счетчики очень малых диаметров . . . . .	—
д) Счетчики с атмосферным давлением . . . . .	231
5. Измерение абсолютной интенсивности $\beta$ -препаратов . . . . .	233
а) Счетчики с полным углом охвата; $4\pi$ -счетчики . . . . .	—
б) Измерения торцовыми счетчиками . . . . .	235
Литература . . . . .	239
Б. Регистрация нейтронов . . . . .	243
1. Нейтронные счетчики . . . . .	—
а) Регистрация медленных нейтронов (счетчики, наполненные $\text{BF}_3$ ) . . . . .	—
б) «Всеволоновый» счетчик нейтронов . . . . .	246
в) Применение пропорциональных счетчиков частиц отдачи для регистрации быстрых нейтронов . . . . .	248
г) Счетчики, наполненные $\text{He}^3$ . . . . .	251
2. Регистрация нейтронов сцинтилляционными счетчиками . . . . .	—
а) Регистрация нейтронов по частицам, испускаемым при ядерных реакциях с нейтронами . . . . .	—
б) Регистрация нейтронов по протонам отдачи . . . . .	254
в) Телескоп-спектрометр . . . . .	256
г) Регистрация нейтронов по $\gamma$ -излучению, вызываемому нейтронным захватом, и по наведенной радиоактивности . . . . .	—
д) Регистрация нейтронов кристаллическими счетчиками . . . . .	257
е) Регистрация нейтронов по продуктам ядерного деления . . . . .	—
ж) Пороговые нейтронные детекторы . . . . .	—
з) Детекторы быстрых нейтронов ( $E_n \geq 50 \text{ МэВ}$ ) . . . . .	258
3. Абсолютное измерение интенсивности нейтронов . . . . .	—
Литература . . . . .	259
В. Статистика регистрации ядерных частиц . . . . .	262
1. Статистическое распределение импульсов . . . . .	—
2. Распределения Гаусса и Пуассона . . . . .	263
3. Измерение излучения радиоактивных веществ . . . . .	264
4. Просчеты при регистрации частиц . . . . .	265
5. Статистические ошибки, обусловленные фоном . . . . .	270
6. Измерение малых активностей. «Добротность» измерения . . . . .	271
7. Статистика измерителей скорости счета . . . . .	—
Литература . . . . .	272
Г. Физические основы применения счетчиков . . . . .	273
1. Длина пробега $\alpha$ -частиц в воздухе . . . . .	—
2. Длина пробега частиц и торможение в различных газах и в твердых телах . . . . .	274
3. Длина пробега протонов . . . . .	277
4. Энергия, необходимая для образования одной пары ионов . . . . .	280
5. Длина пробега электронов в алюминии . . . . .	282
6. Удельная ионизация электронами . . . . .	287
7. Подвижность положительных ионов при малой напряженности поля . . . . .	289
8. Подвижность электронов в газах . . . . .	290
9. Поглощение $\gamma$ -лучей . . . . .	292
10. Потенциалы ионизации . . . . .	295
11. Часто применяемые газы и пары . . . . .	297

Литература	—
Д. Схемы радиоэлектронных приборов	300
1. Введение	—
2. Линейные усилители	—
а) Двухкаскадные усилители с отрицательной обратной связью типа анод—катод	301
б) Трехкаскадные усилительные группы с обратной связью типа катод—катод	302
в) Двухкаскадные группы с отрицательной обратной связью типа анод—анод	303
г) Двухкаскадные группы с катодной связью	304
д) Трехкаскадные группы с катодной связью	305
е) Широкополосные усилители без обратной связи	—
3. Катодные повторители	309
4. Временная задержка и формирование импульсов посредством кабелей	312
5. Входные цепи для счетчиков и для фотоэлектронных умножителей	314
а) Общие соображения	—
б) Цепи для газоразрядных счетчиков	315
в) Цепи для фотоэлектронных умножителей	318
6. Дискриминаторы	323
7. Анализаторы амплитуды импульсов	328
8. Двоичные и десятичные пересчетные устройства	335
а) Бинарные пересчетные каскады	—
б) Десятичные пересчетные каскады	341
9. Выходные каскады для питания механических счетчиков (номераторов)	345
10. Схемы совпадений	348
а) Схема Боте (умножительная)	349
б) Схемы Росси	350
в) Диодные мосты и другие схемы совпадений	354
г) Схемы антисовпадений	355
11. Генерирование и формирование прямоугольных импульсов	358
а) Свободный мультивибратор	—
б) Ждущий (моностабильный) мультивибратор	362
в) «Опрокидывающиеся» схемы	368
г) Схемы синхронизации и запуска (старта) мультивибраторов	—
12. Электронные (импульсные) затворы	360
13. Измерение интервалов времени между импульсами	366
14. Интегрирующие схемы	369
15. Стабилизированные питающие устройства	371
а) Стабилизация постоянного напряжения	—
б) Стабилизация переменных напряжений	391
Литература	392

**Э. Фюнфер, Г. Нейерт**  
**СЧЕТЧИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Редактор *Е. И. Панасенкова*  
Техн. редактор *Н. О. Власова*  
Корректор *Н. С. Долгих*

---

Сдано в набор 27/VII 1961 г.  
Подписано в печать 20/X 1961 г.  
Бумага 60×92/16. Физич. печ. л. 25,25  
Уч.-изд. л. 26,46. Заказ изд. 533  
Тираж 8200 экз. Цена 2 р. Заказ тип. 677  
Госатомиздат, Москва, В-180,  
Старомонетный пер., 26а.

---

Типография № 6 УПП Ленсовнархоза,  
г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10



