

П. С. ТАРТАКОВСКИЙ

НА ДАТ НЕ ВЫД. ГСЯ

~~53~~
~~121~~

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ
ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ МАТЕРИИ

8397 12365
~~8397~~



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • МОСКВА • 1932



~~Государственный
НАУЧНЫЙ
БИБЛИОТЕКА
Наркомат~~

~~1041/44
3~~

~~ПРОВЕРКА
17 ГИВ 1949~~

~~ЛИЧНАЯ
ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА СССР~~

~~1582¹/₆₀~~

~~Д:
10287~~

Ответственный редактор И. П. Иванов.

Технический редактор Р. В. Эмдина.

Сдана в набор 2/III 1932 г.

Корректор А. Н. Кузьмин.

Формат 82×111.

ТТ-12-5-4. ОНТИ № 58/л.

Подписана к печати 27/IX 1932 г.

Ленгортит № 52952.

Тираж 3.000—9¹/₂ л.

Тип. знаков в 1 печ. л. 44.256

Заказ № 2350.

2-я типография ОНТИ имени Евгении Соколовой. Ленинград, пр. Кр. Командиров, 29.

ПРЕДИСЛОВИЕ.

Задача настоящей книги охарактеризована в начале первой главы. Давая обзор экспериментальных исследований по волновой механике, я старался сделать его по возможности полным и включить в него все существенное, что сделано до настоящего времени. Огромное большинство работ этой области относится к *электронным* аналогиям оптических явлений. Это отразилось и на содержании этой книги; дифракционным явлениям с атомами посвящена лишь глава XII. В изложении я преследовал двойную цель: с одной стороны стремился дать возможность ознакомиться с этой интересной областью физики относительно широкому кругу читателей, с другой — дать сводку материалов для специалиста-физика, которому могут понадобиться соответствующие данные, или который сам захочет работать в этой области. Исходя из этого, я старался сделать изложение отделов, имеющих общий интерес, достаточно популярным и поместил вводные главы I (элементы теории де Бройля) и III (учение о дифракции коротких волн).

Далее я считал необходимым достаточно подробно останавливаться и на экспериментальных деталях особенно тех исследований, которые сыграли центральную роль в развитии этой области физики. Дополнительные экспериментальные подробности вынесены в особую главу (XI). При изложении вопросов более специального характера я уже не стремился к особой популярности. Это, быть может, создало некоторую неоднородность текста.

Теоретические вопросы затронуты лишь постольку, поскольку они имели значение для выяснения физического смысла соответствующих опытов. В главе XIII, рассчитанной на читателя, знакомого с волновой механикой, намечены общие пути решения некоторых теоретических задач, связанных с содержанием этой книги. Недавно появилась книга Г. П. Томсона «Wave mechanics of free electrons», 1930 г., содержание которой в некоторых частях довольно близко к настоящей монографии. Отличием является прежде всего то, что книга Томсона посвящена исключительно электронам, причем отведено порядо-

чное место и чисто теоретическим вопросам. Кроме того, содержание обеих книг отличается уже и потому, что настоящая книга написана годом позже книги Томсона, что очень существенно для столь быстро развивающейся области науки.

В корректуре сделан ряд добавлений по литературе, вышедшей в свет после сдачи рукописи издательству. Использованы работы, появившиеся в печати до конца 1931 г. и слегка затронуты статьи, вышедшие в 1932 г. Полезной оказалась книга Марка и Вирля «Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung», Berlin, 1931.

Проф. М. И. Усанович прочитал всю рукопись этой книги и сделал мне ряд замечаний по поводу допущенных мною промахов. Приношу ему за это мою искреннюю благодарность

П. Тартаковский.

Кризис атомистики, наметившийся к концу первой четверти XX в., выразился в невозможности рассматривать внутриатомные явления, явления, непосредственно обусловленные мельчайшими частицами материи — электронами и протонами, пользуясь методами и образами старой физики, хотя бы и дополненными постулатами теории квантов.

Выход из этого кризиса наметился с появлением квантовой механики, которая сперва развивалась в виде так называемой волновой механики де Бройля и Шредингера, а также новой квантовой механики Гейзенберга.

Эти теории, используя совершенно новые представления о материи, применили и новый математический аппарат к разрешению задач атомистики и пришли к весьма существенным результатам, объяснив те явления, которые уже были известны и ждали правильного теоретического истолкования, и предсказав ряд новых явлений.

Бурное развитие новых теорий, связанных с именами де Бройля, Шредингера, Гейзенберга, Борна, Дирака и других, не могло не отразиться и на экспериментальной физике. Был выдвинут целый ряд новых задач, связанных с новыми взглядами на природу материи.

Обратили внимание на то, что в некоторых случаях материальные частицы — электроны ведут себя совсем особым образом, непонятным с точки зрения прежних воззрений. Новые явления стали предметом изучения для многих экспериментаторов и в настоящее время мы имеем уже довольно богатый экспериментальный материал в этой области нашей науки. Обзору этой области экспериментальной физики и посвящена настоящая книга.

Главную руководящую нить в этих экспериментах дает теория де Бройля, основные положения которой мы сейчас и изложим.

Физика XIX в. резко противопоставляла материю, из которой состоит весь окружающий нас внешний мир, и свет, испускаемый

этой материей и дающий нам наиболее полные и ценные сведения о материи. Атомизм древних материалистов в наше время принял новые формы, соответствующие развитию экспериментальной науки, и сделался господствующей идеей в наших воззрениях на материю. К концу XIX в. атомизм перестал быть гипотезой. Атомное строение материи сделалось прочным опытным фактом. Дальнейшее изучение атомов и молекул привело к выяснению сложности их структуры, выяснило, что они состоят из более мелких элементарных частичек — электронов, несущих отрицательный, и протонов, несущих положительный заряд. Таким образом *материя состоит из первичных частиц*, характеризующихся определенными значениями энергии, скорости (количества движения) и массы (выяснилась еще необходимость приписать элементарным частицам магнитный момент). Масса, впрочем, согласно теории относительности не постоянна, а зависит от скорости.

Типичным для материи свойством является *дискретность* частиц ее составляющих.

В противоположность этому физика XIX в. рассматривает свет как явление *волновое*. Ряд фактов, открытых в течение XVIII в. (интерференция, диффракция света и т. п.) заставили отказаться от Ньютоновой теории истечения и утвердили волновую теорию света. При этом сначала свет рассматривался как волны в особой упругой среде — эфире, затем была открыта связь между явлениями световыми и электромагнитными и создавалась электромагнитная теория света Максвелла. Но и в новой теории за светом, как электромагнитными волнами, сохранилось прежнее типичное свойство — *непрерывность*: световые волны распространяются в пространстве непрерывным образом.

Однако явления, открытые в самом конце XIX и начале XX в. привели к тому, что резкость этого противопоставления света и материи — волн и частиц — стала стираться. Явления, связанные с поглощением и испусканием света (фотоэффект, фотохимические реакции, черное излучение и т. п.), привели к необходимости введения *прерывности* и представления о свете. В 1905 г. создано учение о квантах света (теперь их называют фотонами), согласно которому свет состоит из *частиц*, имеющих энергию, количество движения, массу (Эйнштейн). От частиц обычной материи они отличаются тем, что их покоящаяся масса равна нулю — остановившись, они уничтожаются. Таким образом начала создаваться далеко идущая аналогия между материей и светом. Эта точка зрения, как известно, особенно четко подтвердилась с открытием эффекта Комптона (1923 г.).

Эта аналогия света и материи не исключила, однако, из учения о свете тех представлений и величин, которые связаны с его волновой природой. Новая теория не поглотила старую, как это обычно бывало в науке: от всякой новой теории требовали, чтобы она, объясняя новые факты, в то же время содержала в себе и трактовку старых фактов. В данном случае учение о квантах света лишь с натяжкой позволяло объяснить некоторые факты волновой оптики (например, дифракцию). Таким образом, наряду с новым представлением о световых квантах пришлось сохранять для описания ряда явлений старые образы волн. Создался в области учения о свете своего рода дуализм, который сейчас часто называют дуализмом *волн и частиц*: Противопоставление света и материи смягчилось благодаря тому, что в учение о свете вошла идея атомизма, идея частиц, столь характерная для материи. Но уже в характеристики света, как частиц, вошли величины хорошо знакомые нам из учения о волнах — мы имеем в виду частоту и длину волны. В самом деле, энергия, количество движения и масса фотона определяются, как известно, формулами:

$$E = h\nu, \quad g = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad m = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (1)$$

где ν — частота, λ — длина волны, h — постоянная Планка ($6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек.). Если бы мы захотели полностью отказаться от волновых свойств света, нам были бы совершенно непонятны соотношения (1) — в них фигурируют величины, не имеющие смысла в корпускулярной теории света. Величины, стоящие в правой части равенств, определяются из опытов, которые мы считаем типичными для света, как волнового явления (интерференция, дифракция).

Стремление объединить обе точки зрения, исключавшие, казалось, друг друга, привело Луи де Бройля к теории, которой суждено было сыграть решающую роль в смягчении противоречия частиц и волн не только в области учения о свете, но и в учении о материи.

Представим себе частицу материи массы m . Согласно теории относительности мы приписываем этой частице энергию $E = mc^2$ и количество движения $g = mv$. Масса же m выражается фор-

мулой $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Здесь v — скорость частицы, c — скорость

света и m_0 покоящаяся масса частицы. В случае фотонов эти величины связаны с величинами, характеризующими *световые волны*, формулами (1). Аналогия частиц материи и световых частиц

позволила де Бройлю высказать допущение, что со всякой частицей связан периодический процесс определенной частоты ν ; при движении частицы мы воспринимаем этот периодический процесс как волну. Как мы увидим, к этому приводят соображения теории относительности. Естественно сопоставить для всех частиц механические величины — энергию и количество движения — с волновыми так, как это делает теория световых квантов. Отсюда основные соотношения теории де Бройля:

$$E = mc^2 = h\nu, \quad mv = \frac{h}{\lambda} \quad (2)$$

Для частоты и длины волн, связанных с частицей материи, мы получаем соотношения:

$$\nu = \frac{mc^2}{h} \quad \text{и} \quad \lambda = \frac{h}{mv} \quad (3)$$

Если частица движется настолько медленно, что можно пренебречь поправкой на изменчивость массы по теории относительности, в эти формулы вместо m вставляют просто m_0 (покоящуюся массу). Для быстрых частиц

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

и

$$\nu = \frac{m_0 c^2}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \lambda = \frac{h}{m_0 v} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (4)$$

Из уравнений (3) мы можем определить и скорость распространения наших волн материи w . В самом деле, общая теория волн связывает длину волны, частоту и скорость распространения волн соотношением $w = \nu\lambda$ (для световых волн мы имеем $c = \nu\lambda$). Это дает в связи с формулами (2):

$$w = \frac{c^2}{v} \quad (5)$$

Эта скорость всегда больше скорости света c , так как согласно теории относительности скорость частицы v всегда меньше c . Таким образом, эти волны всегда опережают частицу.¹

¹ Приведем более убедительный аналитический вывод того, что периодический процесс, связанный с движущейся частицей, представляет волну со скоростью w . Периодический процесс представим некоторой функцией, напр. $\psi = A \sin 2\pi\nu_0 t$. Если частица движется со

Несмотря на это, они органически связаны с частицей, предопределяя ее движение. Одним из основных выводов теории де Бройля является то, что так называемая *групповая скорость* этих волн, с которой связано распространение энергии, оказывается равной *скорости частицы* v . Этот результат легко получить, пользуясь выражением групповой скорости, как ее дает общая теория волн:

$$w = \frac{d\nu}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)},$$

и подставляя значения величин для волны материи.

Законы общей теории волн определяют распространение волны материи, а с ним и движение потока частиц, связанных с этими волнами. Поэтому-то в ряде случаев поведение потока материальных частиц оказывается тождественным поведению волн: для описания этих явлений часто бывает достаточно пользоваться только образами волновой теории, забывая о корпускулярной природе материи.

Дуализм волн и фотонов в световых явлениях позволяет по аналогии сделать еще одно сопоставление между частицами и волнами материи. Интенсивность света (энергия) по волновой теории пропорциональна квадрату амплитуды волн; с другой стороны, интенсивность светового пучка пропорциональна числу фотонов, в нем несущихся.

Если мы, рассматривая скорость v , то в системе координат, движущейся вместе с частицей (относительно этой системы частица покоится), будем иметь $\psi = A \sin 2\pi\nu_0 t'$. Время t' в движущейся системе связано со временем в покоящейся

системе преобразованием Лоренца: $t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Подставляя это значение

для t' в выражение для функции ψ и полагая

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

получим:

$$\psi = A \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{xv}{c^2} \right) = A \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{w} \right).$$

Это выражение, как известно, представляет синусоидальную волну, распространяющуюся вдоль оси x со скоростью $w = \frac{c^2}{v}$. Частота волны определяется действительно формулой (3). Волна эта, как показывает де Бройль, находится в *фазе* с колебательным процессом частицы и потому носит название *фазовой*.

Мы можем заключить по аналогии, что число движущихся материальных частиц, например электронов, пропорционально квадрату амплитуды волн материи. Следовательно, если расчет какого-либо явления показывает, что в некоторой точке амплитуда волн равна нулю, мы можем заключить, переводя этот результат на язык частиц, что в эту точку вовсе не попадают частицы материи.

Мы видим, что противопоставление света и материи, как волн и частиц, теорией де Бройля еще более смягчается, можно сказать устраняется: и в случае обычной материи, как и в случае света, мы имеем дело с двойственностью, с дуализмом волн и частиц.

В дальнейшем развитии теории некоторые ученые до известной степени пытались вовсе вычеркнуть из своего рассмотрения частицы, описывая явления при помощи математического аппарата теории волн. Такова была одно время позиция даже и Шредингера (основанная на ошибке).

Ряд фактов экспериментальной физики говорит однако за невозможность полного устранения понятия частиц: с индивидуальным существованием частиц связаны, например, такие эксперименты, как счет частиц (электронов, α -частиц) счетчиком Гейгера или опыты с камерой Вильсона, позволяющей фотографировать пути отдельных частиц и т. д.

Мы изложим здесь очень кратко вывод основного уравнения квантовой механики — знаменитого волнового уравнения Шредингера.

Рассмотрение волнового процесса, связанного с движущейся частицей, какова бы ни была его истинная природа, не может ограничиться указанием частоты и длины волны. Следует написать и волновое уравнение волн материи. Теория волн дает следующее общее волновое уравнение:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{w^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

Здесь ψ — «волновая функция», а $\nabla^2 \psi$ — сокращенное обозначение для $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ («Лапласов оператор»). Для случая волн, распространяющихся вдоль оси X имеем:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{1}{w^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0. \quad (7)$$

Мы будем рассматривать только тот случай, когда зависимость функции ψ от времени является чисто синусоидальной

(выражается через синус или косинус). Такую зависимость как известно, удобнее всего записать в комплексной форме:

$$\psi = \psi_0 e^{2\pi i \nu t}, \quad (8)$$

где частота ν определяется из формулы (2). Из (8) находим:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -4\pi^2 \nu^2 \psi$$

и

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2 \nu^2}{w^2} \psi = 0$$

или

$$\nabla^2 \psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0. \quad (9)$$

Но по (3),

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

а из равенства

$$\frac{1}{2} mc^2 = E - V \quad (10)$$

(кинетическая энергия равна разности полной энергии и потенциальной) получаем:

$$mv = \sqrt{2m(E - V)}$$

таким образом вместо (9) будем иметь:

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0. \quad (11)$$

Это основное уравнение теории Шредингера, являющееся в настоящее время основой для рассмотрения всех явлений физики атома и электрона.¹ Здесь величина V является функцией координат. Функция ψ является функцией координат и времени, на которую естественно налагается требование конечности, непрерывности и однозначности для всех точек пространства. Тогда оказывается, что уравнение имеет решение только для избранных значений E и удовлетворяется избранными функциями ψ . Эти функции «распространяются» волновым образом.

¹ В ряде случаев приходится пользоваться не этим уравнением, а рядом его обобщений на случай быстрых движений, когда приходится учитывать поправки теории относительности, чем мы здесь пренебрегли; обобщениями уравнения Шредингера приходится пользоваться и в случае наличия магнитного поля или же для случая многих взаимодействующих частиц.

Решение любой задачи сводится к нахождению избранных «собственных» значений энергии E (иначе говоря, частоты) и соответствующих данной задаче собственных функций ψ . О движении частицы в обычном механическом смысле ничего не говорится; материю, в сущности, не приходится рассматривать состоящей из частиц, мы имеем чистую теорию волн материи, если добавим к (11) уравнение для потенциала. В этой теории заряд может принимать любые значения (это неверно, конечно). В этой стадии теории Шредингера частица в известном смысле слова размазана по всему пространству. Это представление связано с тем физическим толкованием, которое дает функции ψ Шредингер. Он считает, что величина $|\psi|^2$ или $\psi\bar{\psi}$ (произведение функции ψ на комплексно-сопряженную с ней величину) определяет плотность зарядов частиц, если умножить ее на элементарный заряд, и плотность масс, если умножить на массу как функцию координат. Для получения истинной квантовой теории необходимо волны материи подвергнуть квантованию, тогда получается, в частности, атомизм и кратность всякого заряда основному e .

Характернейшей чертой квантовой теории и является эта эквивалентность описания материи — или как волн или как частиц.

В связи с развитием новой квантовой механики Гейзенберга (названной так в отличие от «старой квантовой механики» Бора) была высказана иная, соответственно, точка зрения на физический смысл величины $|\psi|^2$. Согласно этой точке зрения, высказанной Борием, $|\psi|^2 = \psi\bar{\psi}$ представляет вероятность, которую частица, например, электрон, имеет находиться в данном месте, сама же частица рассматривается обычным образом. Таким образом, умножив $\psi\bar{\psi}$ на заряд e , мы получим не истинную плотность зарядов в данной точке, а лишь вероятное значение ее. Таким образом весь формальный аппарат уравнения Шредингера полностью сохраняется; при рассмотрении явлений мы говорим о материи, как волнах, длины волны $\lambda = \frac{h}{mv}$; но

в то же время полностью сохраняется и понятие частиц. Какова же истинная причина того, что материальные частицы ведут себя столь отличным от законов обычной механики образом? Ответ на этот вопрос дает важный принцип, введенный в науку Гейзенбергом и называемый обычно *принципом неопределенности*. Согласно этому принципу, желая описать поведение элементарных частиц материи в обычных образах пространства и времени, мы не можем пренебречь взаимодействием наблюдаемой частицы со средствами наблюдения, как это делала старая фи-

зыка (последнее вполне возможно для тел макроскопических размеров). Благодаря этому при одновременном определении положения и скорости (или количества движения) частицы мы неизбежно делаем ошибки, которые не можем одновременно уменьшить произвольным образом. Эти ошибки (Δq и Δp) связаны условием:

$$\Delta p \cdot \Delta q \geq h \quad (12)$$

* Таким образом, уменьшая Δq , мы неизбежно увеличиваем Δp и наоборот.¹ Численный подсчет показывает, что это не имеет никакого значения для достаточно больших тел, но для тел, размеров атомных, ошибкой невозможно пренебречь. Последнее обстоятельство создает невозможность точного определения положения и скорости электрона в начальный момент времени, а следовательно и невозможность вполне достоверного предсказания последующего поведения электрона. Таким образом исключается возможность обычного механического описания движения электрона (последовательные положения и скорости, орбита и т. п.) и остается только указывать *вероятные* его поведение, оставляя поле действия для случая. Такое «*вероятностное*» описание явлений и является характерным для современной атомной физики вообще и для теории Гейзенберга — Шредингера в частности. Оно оказывается необходимым дополнением дуализма волн и частиц, если мы только хотим описывать явления в образах пространства и времени и сохранить основные материалистические позиции, неразрывно связанные с атомизмом; а к последнему нас побуждает прежде всего опыт. Замечательно, что к соотношениям неопределенности вида (12) проще всего и можно подойти, начав описание частицы, как корпускулы, и учтя затем и волновой ее характер (или наоборот). Чисто корпускулярное или чисто волновое представление не было в этом смысле неопределенным.²

КРАТКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ПО РАССЕЯНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ ДО ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКИ.

Противопоставление света и материи, как мы видели в предыдущей главе, сменилось, если можно так выразиться, *паралелиз-*

¹ По квантовой теории, вообще говоря, любая пара величин не может быть измерена одновременно с абсолютной точностью. Для парной соизмеримости должны быть выполнены специальные, вообще не имеющие места, условия.

² Обо всех этих вопросах см. В. Гейзенберг, *Физические принципы квантовой теории*, ГТТИ, 1932.

мом света и материи: и в случае света, и в случае материи мы имеем двойственную корпускулярно-волновую природу. Поэтому при рассмотрении вопроса, в какой области явлений следует искать непосредственных проявлений волновой природы материи, вполне возможно пользоваться аналогиями из области световых явлений.

Квантовая природа света (корпускулярная) резко проявляется в случае взаимодействий света и материи, связанных с поглощением или испусканием световой энергии. Мы знаем, что самая теория квантов возникла при теоретическом истолковании явлений черного излучения, где основную роль играет поглощение и испускание света. Представление о квантах света, как частицах, было применено Эйнштейном прежде всего к истолкованию явлений фотоэлектрических, основой которых является поглощение света: энергия фотоэлектронов создается за счет энергии поглощенных фотонов. В фотохимических явлениях квантовая природа света также играет основную роль. Наконец, количество движения фотона особенно четко проявляется в явлении Комптона, представляющем особый вид рассеяния света (рентгеновых лучей), с изменением энергии фотонов.

Явления, в которых проявляется волновая природа света, это преимущественно явления *распространения*. Однако, всякое наблюдение над светом связано с взаимодействием его с материей и в конечном счете с поглощением. Наблюдать распространение волн в пустом пространстве без взаимодействия с материей невозможно. Взаимодействия с материей, в которых не сказывается квантовая природа света, связаны с изменением направления распространения света, а также с *пространственным* перераспределением *интенсивностей*. Сюда относятся явления отражения, рассеяния (кроме некоторых отдельных случаев, когда сказывается квантовая природа), преломления, дифракции и т. п. Это все явления, изучение которых и послужило главной основой для установления волновой теории. Во всех этих явлениях мы всегда имеем взаимодействие света и материи, причем это взаимодействие определяет распространение световых волн.

Проводя аналогию между волнами материи и волнами света, мы должны ожидать, что волновая природа материи должна проявиться в тех случаях, когда мы имеем изменение направления движения частиц материи или пространственное их перераспределение; при этом нас должны больше всего интересовать случаи, когда эти явления не связаны с изменением энергии частиц. Такого рода явления имеют место в области эксперимента, имеющей весьма существенное значение и подвергав-

шейся уже довольно давно интенсивной разработкой. Это область явлений рассеяния частиц материи — электронов, протонов, α -частиц и т. п. В дальнейшем мы будем говорить главным образом об электронах.¹

В явлениях рассеяния электронов мы и должны искать аналогий названным выше оптическим явлениям. В настоящей главе мы дадим краткий обзор исследований по рассеянию частиц материи, произведенных до возникновения волновой механики. Интерес к изучению явлений рассеяния элементарных частиц материи (α -частиц, электронов) был вызван в значительной мере тем обстоятельством, что эти явления давали важные указания о структуре самой рассеивающей материи. Заряженная частица, проходя, например, через очень тонкий слой какого-либо вещества, может попасть в поле электрических сил атомов этого вещества. При этом она испытывает притяжение или отталкивание со стороны положительных ядер атомов и их электронных оболочек; закон действия этих сил, как показывает опыт, можно до известных пределов считать обычным законом Кулона. Под действием электрических сил прямолинейный путь частицы искривляется, обращаясь в гиперболический. В результате частица покидает слой материи под некоторым углом к своему первоначальному направлению. Этот угол носит название *угла рассеяния*. Величина его зависит от того, насколько близко первоначальный путь частицы проходит от центра действующих сил, т. е. от так называемого *прицельного* расстояния. Именно изучение явлений подобного рода в случае α -частиц и привело Резерфорда к выводу, что атом состоит из положительного ядра и электронов. Интересно отметить, что в случае α -частиц главную роль в элементарном акте рассеяния играет *положительное ядро* атома, отталкивающее α -частицу, роль притягательных сил электронной оболочки ничтожна и их действием можно пренебречь. Наоборот, в случае рассеяния электронов, даже очень быстрых (β -частицы), электронная оболочка (отталкивающее действие) играет существенную роль и ее влияние приходится учитывать. Это обусловлено значительно меньшей массой электрона (почти в 7,5 тысяч раз) сравнительно с α -частицей. Поэтому естественно, что явления рассеяния β -частиц материей гораздо сложнее; они и хуже изучены.

Изложенным можно вкратце характеризовать элементарные

¹ Говоря об экспериментальной проверке волновой механики, мы имеем в виду лишь область, где волновые свойства материи могут проявляться непосредственно. Положения, лежащие в основу волновой механики, в ее математической формулировке, по существу говоря, проверяются всеми выводами из основных уравнений, т. е. всей областью физики атома.

акты рассеяния частиц материи. Но ~~проходя~~ проходя через слой вещества, электрон может после первого отклонения от своего первичного пути испытать ряд следующих. В результате нескольких актов рассеяния влияние индивидуальных свойств рассеивающего атома в значительной мере скрадывается и мы теряем возможность делать заключения об элементарном акте. Естественно, что вероятность нескольких столкновений тем больше, чем толще слой рассеивающего вещества.

Все явления рассеяния можно разделить на два основных класса: во-первых, явления *единичного рассеяния*. В этом случае каждая рассеянная частица испытывает лишь одно отклонение от своего пути. Именно здесь мы можем делать заключения об элементарных актах рассеяния и о природе рассеивающих частиц. Единичное рассеяние может иметь место лишь в *очень тонких* слоях рассеивающего вещества. Кроме того возможность его наблюдения зависит и от природы частиц. Наблюдать единичное рассеяние α -частиц возможно в более толстых слоях, чем единичное рассеяние электронов, даже очень быстрых.

Ко второму классу принадлежат явления рассеяния в *более толстых* слоях вещества. Мы имеем здесь *многократное рассеяние*. При первых исследованиях этой области этому классу было присвоено название *кормального рассеяния* (Ленард). Очевидно, что явления многократного рассеяния наблюдать легче. Но вследствие их значительной сложности теоретическое толкование этих явлений оказывается затруднительным.

Кроме этих основных классов можно еще отличать промежуточный класс, когда на элементарное рассеяние уже налагаются повторные столкновения, но их еще не так много, чтобы характер элементарного явления был полностью завуалирован.

Как в случае единичного, так и в случае многократного рассеяния оказывается возможным из некоторых довольно общих соображений вычислить вероятность рассеяния электрона под определенным углом. Иными словами, можно определить закон распределения рассеянных электронов по углам. Этот закон подлежит экспериментальной проверке.

Элементарная теория многократного рассеяния приводит к Гауссовой кривой ошибок для зависимости числа рассеянных частиц от угла; иначе говоря:

$$n \sim e^{-\frac{\theta^2}{2\lambda^2}},$$

где θ — угол рассеяния, а λ — наименее вероятный угол рассеяния. С увеличением угла рассеяния число частиц падает; при малых углах оно почти одинаково (рис. 1). Этот закон экспери-

стально дварен ралом
Ботер, Боте и др.).

авторов для α - и β -частиц (Гейгер,

В случае однократного рассеяния общее число рассеянных от данным углом частиц n представляет сумму числа n_1 частиц, рассеянных ядром, и числа n_2 частиц, рассеянных электронной оболочкой:

$$n = n_1 + n_2.$$

n_1 и n_2 зависят от толщины слоя, числа рассеивающих центров в единице объема, N , а также заряда, массы и скорости рассеиваемых частиц. Кроме того они зависят от атомного номера рассеивателя Z и от числа зарядов Z' частицы. Зависимость от угла сравнительно сложная,¹ так напр., закон Резерфорда для рассеяния α -частиц, который дает и классическая теория и квантовая — последняя как первое приближение, имеет вид:

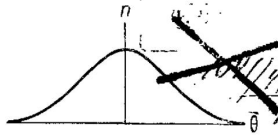


Рис. 1.

$$n_1 d\Omega = \frac{1}{4} n_0 N x \left(\frac{ZZ'e^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

А для рассеяния электронов электронной оболочкой:²

$$n_2 d\Omega = n_0 Z N x \left(\frac{2e^2}{mc^2} \right) \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} d\Omega,$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Элементарное рассеяние α -частиц изучали Резерфорд и Чадвик (метод сцинтилляций). Изучение рассеяния β -частиц и особенно медленных электронов значительно труднее. Для β -частиц обычно применяется метод фотографический, причем необходимы громадные экспозиции (несколько дней). С золотой фольгой толщиной в $8 \cdot 10^{-6}$ см. Боте³ наблюдал рассеяние β -частиц RaE, причем фотометрирование пластинок дало результаты в согласии с теорией. Как видно из формул, никаких преимущественных направлений вылета рассеянных частиц нет.

Следует отметить, что для элементарного рассеяния, в отличие от многократного, характерно наличие больших углов рассеяния. Это обстоятельство очень резко проявляется при наблю-

¹ См. например взложение W. Bothe, Handbuch d. Phys., XXIV, 8.

² Для рассеяния быстрых электронов см. работу М. П. А., цитир. на стр. 120, и главу X.

³ Zs. f. Phys. 13, 376, 1923.

дении рассеяния α -частиц в газах при помощи камеры Вильсона. Получаются пути частиц с резкими изломами.

Изменение направления частиц при прохождении через материю, особенно при больших углах рассеяния, почти всегда связано со значительной потерей энергии частицами. Можно однако считать, что эти явления как бы накладываются одно на другое и изучать их более или менее независимо. Однако при изучении рассеяния электронов необходимо контролировать скорости рассеянных электронов.

При прохождении быстрых электронов (β -частиц) сквозь тонкие металлические фольги в прошедшем пучке электронов особых потерь скоростей не обнаруживается и скорости прошедших фольгу β -частиц примерно те же, что в падающем пучке. Приходится, впрочем, принимать в расчет поглощение; последнее зависит от природы поглощающего вещества, от толщины слоя и от скоростей электронов. Поглощение быстрых электронов в воздухе и алюминии мы характеризуем следующими данными, заимствуемыми из исследований Ленарда.

Таблица 1.

β	$\frac{\alpha}{\rho}$	β	$\frac{\alpha}{\rho}$	β	$\frac{\alpha}{\rho}$
0,01	$1,8 \cdot 10^7$	0,15	$1,5 \cdot 10^5$	0,55	130
0,02	$1,3 \cdot 10^7$	0,20	36 000	0,60	83
0,03	$8,6 \cdot 10^6$	0,25	8 600	0,65	49
0,04	$5,8 \cdot 10^6$	0,30	2 900	0,70	29
0,06	$2,5 \cdot 10^6$	0,35	1 400	0,75	19
0,08	$1,4 \cdot 10^6$	0,40	740	0,80	13
0,10	$8,0 \cdot 10^5$	0,45	400	0,85	9,0
		0,50	220	0,90	6,0

Здесь $\beta = \frac{v}{c}$ (отношение скорости частицы к скорости света),

$\frac{\alpha}{\rho}$ коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу плотности. По мере увеличения β эта величина резко падает. Для практических целей бывает полезна эмпирическая формула Ленарда, дающая предельную толщину слоя для алюминия, через который могут пройти электроны с данным значением β :¹

$$y = \left(\frac{1,12}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1,24 \right) \text{ м.м.}$$

¹ См. Lenard, Handbuch d. Experimentalphys. Bd. XIV, стр. 131 и дальше.

Для других веществ поглощение пересчитывается по массе эквивалентной алюминию. Далее, Виддингтон¹ установил, что α следующим образом зависит от скорости v :

$$\alpha = \frac{a}{v^4} + b,$$

где a и b — постоянные, характерные для данного вещества (эмпирическая формула). Классическая теория торможения электронов, дающая в частности и вывод ряда формул Ленарда и др., принадлежит Бору.²

За последние годы многие авторы занимались изучением поглощения электронов различных скоростей, в том числе и медленных, в металлических фольгах. Мы здесь упомянем лишь о весьма интересной работе Бекера,³ который исследовал Au, Al, Ni и обнаружил, что при некоторых вполне определенных скоростях металлы оказываются особенно «прозрачными» для электронов. При больших и меньших скоростях они почти не пропускают электронов. Эту селективную прозрачность при малых скоростях наблюдал также Рупп⁴ (см об этом в гл. V).

Особый интерес для последующего имеют исследования рассеяния электронов не при прохождении через тонкие фольги а при отражении от поверхностей металлов. При такой постановке опытов можно пользоваться и совсем медленными электронами, что невозможно при опытах «на прохождение» благодаря чрезвычайно сильному поглощению таких электронов.

В исследованиях рассеяния при отражении от металлических поверхностей интерес представляют два основных вопроса:

1. Распределение рассеянных электронов по углам (пространственное распределение).

2. Распределение их по скоростям.

Результаты расчетов, произведенных по классической теории многократного рассеяния, были подтверждены более ранними экспериментальными исследованиями. Например Коварук и Мак-Кихан⁵ нашли, что число рассеянных «обратно» электронов пропорционально косинусу угла отражения (при нормальном падении первичного пучка):

$$n \sim \cos \theta.$$

В явлениях рассеяния электронов, как мы увидим из дальнейшего изложения, играет громадную роль адсорбция газов

¹ Proc. Roy. Soc. (A) 89, 559, 1914.

² N. Bohr, Phil. Mag. 25, 10, 1913; 30, 581, 1915. Краткое изложение, см. в цитированной статье Bothe в Handbuch d. Phys. XXI.

³ Ann. d. Phys. 84, 775, 1927.

⁴ Zs. f. Phys. 58, 146, 1929.

⁵ Phys. Rev. 6, 426, 1915.

поверхностным слоем металла. Благодаря этому обстоятельству вся картина рассеяния может быть совершенно изменена. В старых работах, однако, это не всегда учитывалось. Более поздние исследования, в которых вакуумная техника стояла на гораздо более высокой ступени и принимались специальные меры к освобождению металла от газа, привели к результатам отличным от старых. Мы здесь остановимся на исследованиях Дэвиссона и Кэризмэна.¹

Методика, ими примененная, в измененном и усовершенствованном виде послужила для последующих исследований Дэвиссона и Джермера, являющихся основными для рассматриваемой нами области явлений (см. гл. IV). Дэвиссон и Кэризмэн пускали на поверхность металла (платины или платины, покрытой магнием) пучок электронов под углом в 45° и при помощи подвижного приемника (Фарадеева цилиндра) изучали распределение рассеянных электронов по углам. При этом применялись совершенно исключительные приемы откачки, на которых мы ниже остановимся подробнее. Все металлические части аппаратуры тщательно освобождались от адсорбированных газов путем прокаливании в вакууме. В результате оказалось, что тогда как в некоторых случаях кривая распределения электронов по углам следовала обычным взглядам (максимум в направлении первичного пучка, постепенное плавное спадание числа электронов по мере приближения к поверхности пластинки), в других кривая имела несколько более или менее выраженных максимумов (рис. 2). Расположение и резкость максимумов зависит от скорости первичного пучка электронов. Кривые, полученные Дэвиссоном и Кэризмэном, относятся к электронам, не претерпевшим значительного изменения скорости при отражении, так сказать, к «упругоотраженным». К приемнику прикладывался некоторый задерживающий потенциал, отличавшийся от ускоряющего потенциала в первичном пучке всегда на 10%. Таким образом приемник мог учитывать лишь те электроны, которые потеряли не более 10% своей скорости. Следовательно, это были электроны, проникавшие в глубь рассеивающей пластинки лишь на очень небольшую глубину, и рассеяние в этих опытах можно считать однократным.

Появление описанных максимумов никак нельзя объяснить с точки зрения классической теории рассеяния. Последняя таких явлений не предвидит. Дэвиссон сперва пытался объяснить полученные результаты тем, что в рассеянии участвует электронная оболочка атомов; при проникании рассеиваемого электрона в глубь атома на него действует неодинаковый эффектив-

¹ Phys. Rev. 22, 242, 1923.

ный заряд в зависимости от того, в какой слой электронной оболочки он проникает. Последнее же зависит от скорости электрона. Дэвиссон надеялся применить этот метод для непосредственного прослушивания электронной оболочки атома, т. е. для выяснения расположения в ней планетных электронов. Это объяснение, однако, следует признать мало вероятным, т. к. все сведения об электронной оболочке атомов, полученные хотя бы спектроскопическим путем, не дают указаний на столь резкие изменения эффективного заряда (иначе говоря, экранирующей постоянной) при переходе от слоя к слою. В главе IV мы увидим, по какому пути пошли в дальнейшем эти исследования.

Исследованием распределения рассеянных электронов по скоростям занимались уже с давних пор многие авторы, применяя при этом довольно различные установки; основным методом при этом является метод задерживающего потенциала: к электроду, принимающему рассеянные электроны, или лучше к сетке или щели, поставленной перед ним, прикладывается переменный задерживающий потенциал (отрицательный) и измеряется ток (число электронов), как функция этого потенциала. Очевидно, что достичь электрода могут лишь электроны со скоростями большими задерживающего потенциала. Таким образом получается «отсевание» более медленных электронов.

В результате исследований различных авторов оказалось, что в отраженном пучке наряду с электронами, скорости которых близки к скорости падающих электронов, имеются в большом количестве электроны с значительно меньшими скоростями, так называемые вторичные электроны. Происхождение их делается ясным, если рассматривать отношение числа отраженных электронов к числу падающих (коэффициент отражения), как функцию скорости первичных электронов. Оказывается, что, начиная с некоторого критического вольтажа (характерного для каждого металла), коэффициент отражения становится больше единицы: число рассеянных электронов делается больше числа падающих. Следовательно, мы имеем дело с выбиванием электронов из металла электронами первичного пучка. Подобного рода опыты производили, например, Герте¹ с Al, Лукирский

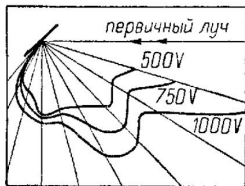


Рис. 2.

¹ Ann. d. Phys. 36, 995, 1905.

и Семенов¹ со ртутью. На кривых зависимости числа «рассеянных» электронов от скорости первичных критическая скорость характеризуется резким изломом, после которого кривая быстро подымается (рис. 3). В опытах Гертса коэффициент отражения доходит почти до 200%. Критический потенциал для Al соответствует 11 вольтам. Интересно отметить, что при исследовании вторичных электронов от ряда металлов Al, Co, Ni, Cu, Pt, Pb (фон Байер, Гертс, Кэмпбелл) не замечено ясного влияния материала рассеивателя на характер кривой для вторичных электронов. Повидимому это можно объяснить присутствием адсорбированного поверхностью слоя газа, который имеет громадное влияние на появление вторичных электронов.

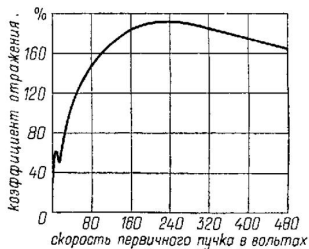


Рис. 3.

Распределение электронов по скоростям изучалось особенно тщательно Фарисвортом, а также другими авторами. При скорости первичного пучка, меньшей критической, большинство отраженных электронов имеет первичную скорость — вторичных электронов нет. Если же первичная скорость больше критической, то среди отраженных электронов имеются и медленные вторичные электроны. Рис. 4 воспроизводит результаты

Фарисворта для Ni. На рисунке нанесены как непосредственно полученные кривые «замедляющего потенциала», так и полученные из них дифференцированием кривые распределения по скоростям (пунктир). Рис. 5 воспроизводит одну из кривых, полученных автором этой книги совместно с В. М. Кудрявцевой для Bi. Здесь характерно наличие двух отдельных групп электронов (быстрых и медленных). Максимум медленной группы лежит почти всегда при 4 вольтах; вторичных электронов со скоростями свыше 30—40 вольт почти нет. Аналогичные результаты получены и другими авторами.

Заключивая эту главу, мы остановимся на явлениях, связанных с прохождением электронов через газы. И здесь мы имеем как явления рассеяния, так и явления поглощения или потери скоростей электронами. Явления рассеяния (единичного)

¹ Ж. Р. Ф.-Х. О., ч. физ., 1919.

прекрасно поддаются исследованию методом камеры Вильсона. Явления потери электронами скоростей относятся к так называемому возбуждению электронным ударом. Этой области мы здесь не будем касаться вовсе. Остановимся только на так называемом эффекте Рамзауэра, которому в настоящее время посвящено значительное число исследований.¹

Рамзауэр изучал явления рассеяния и поглощения медленных электронов в газах. Если мы пропустим пучок электронов через слой газа определенной толщины и определенного давления, то число прошедших через слой газа и достигших приемника электронов оказывается меньше того их количества, которое достигло бы приемника в отсутствие газа. Это обусловлено с одной стороны рассеянием электронов атомами или молекулами газа — электроны отклоняются в стороны, с другой — поглощением их газом — электроны прилипают к атомам газа. Оказывается, что закон спадения числа электронов с увеличением толщины пройденного слоя показательный, причем

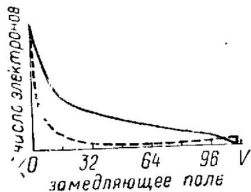


Рис. 4.

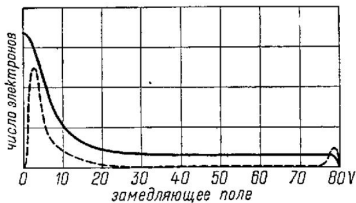


Рис. 5.

«коэффициент поглощения» зависит кроме давления (для сравнения его приводят к стандартному давлению; напр. 1 мм ртутя) еще от скоростей электронов и от природы газа. Он определяется так называемым эффективным поперечным сечением молекул. Элементарные соображения

¹ См. напр. Ergebnisse der exakten Naturwiss. 9, статья Брюхе.

кать и внутрь атомной системы, причем эта их способность зависит от скорости. Поэтому мы говорим лишь об эффективном поперечном сечении, причем это последнее может быть функцией скорости.

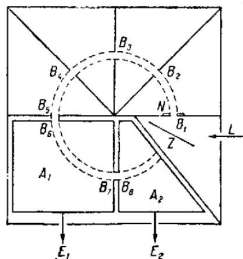


Рис. 6.

B_4 , B_5 . Таким путем выделяется монохроматический (т. е. определенной скорости) пучок электронов.¹ Через диафрагму B_6 электроны попадают в приемник A_1 , где частично рассеиваются, частично проходят через диафрагмы B_7 и B_8 во второй приемник A_2 . Отводя оба приемника к электрометру одновременно, находят общее количество электронов, прошедших диафрагму B_6 ; соединяя с электрометром только A_2 , определяют число прошедших через A_1 электронов; зная путь их

Основная схема, примененная Рамзауэром к определению поглощения электронов газом и, следовательно, эффективного поперечного сечения молекул, следующая (рис. 6.) Источником электронов служит цинковая пластинка Z , освещаемая ультрафиолетовым светом. Вырванные из нее фотоэлектроны вытягиваются небольшим ускоряющим полем к первой диафрагме B_1 , прикрытой сеткой. Затем при помощи магнитного поля электроны загибаются по кругу, причем по окружности на их пути расставлены диафрагмы B_2 , B_3 , B_4 , B_5 .

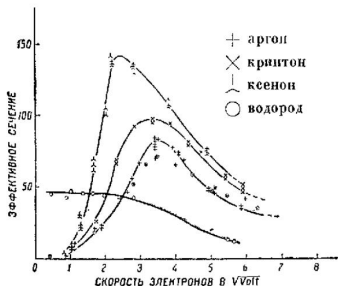


Рис. 7.

¹ Завертывание электронов по кругу магнитным полем является одним из наиболее удобных методов выделения электронов определенной скорости. Соотношение между радиусом круга, полем и вольтовой скоростью $RH = 3,34 \sqrt{V}$ (R в см, H в гауссах, V в вольтах) при заданном

в A_1 , легко найти эффективное поперечное сечение молекулы Q_{eff} .

Как и следовало ожидать, Q_{eff} возрастает с уменьшением скорости электронов.

Однако, в случае благородных газов было обнаружено, что с понижением скорости электронов Q_{eff} сперва быстро возрастает, делаясь значительно больше тех величин, которые должны получиться для поперечных сечений по кинетической теории газов, а затем, достигнув при определенной скорости, характерной для данного газа, максимума, резко убывает. Иначе говоря, для электронов очень малых скоростей (порядка 1 вольта) газы делаются почти совершенно прозрачными. Зависимость эффективного сечения атомов благородных газов от скорости электронов показана на рис. 7. Для сравнения на рисунке приведена и кривая для водорода. Сперва казалось, что этим свойством обладают лишь благородные газы, но дальнейшие исследования Рамзауэра и его школы показали, что эффект Рамзауэра имеет место и для других газов, причем положение максимума и самая форма кривых оказывается в тесной связи со структурой молекул газа. Химически аналогичные молекулы дают и одинаковый тип кривых для Q_{eff} . Явление Рамзауэра, которое можно исследовать и несколькими иными методами,¹ совершенно не поддается толкованию с точки зрения старых воззрений на явления рассеяния частиц материи. Только применение соображений волновой механики дает возможность дать объяснение — пока качественное — этому важному эффекту.²

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ДИФФРАКЦИИ КОРОТКИХ ВОЛН. СООБРАЖЕНИЯ К ПОСТАНОВКЕ ОПЫТОВ ПО ЭЛЕКТРОННЫМ АНАЛОГИЯМ ОПТИКИ.

III

В предыдущих главах мы остановились на основных положениях волновой теории материи и сделали общие указания о том, в какой области явлений следует искать непосредственных проявлений волновой природы материи, иначе говоря ана-

пале и радиусе позволяет выделить электроны с определенной скоростью V тем точнее, чем уже щели. Остальные электроны попадают на стенки диафрагм и задерживаются.

¹ Напр. Коллат (Kollath), Ann. d. Phys.

² Оррэнгеймер (Phys. Rev. 32, 361, 1928) указал, что эффект Рамзауэра толкуется квантовомеханически не как простая диффракция, но как следствие своеобразного взаимодействия падающих электронов с электронами атома, так наз. перестановочного резонанса (Austausch).

логий с оптикой. Основным объектом, с которым до сих пор производились подобные опыты, были электроны. Лишь сравнительно небольшой опытный материал имеется для протонов, ионов, нейтральных атомов. Поэтому мы пока будем говорить об электронных аналогах оптических явлений. Им посвящена главная часть этой книги.

Выясним прежде всего, каковы *длины* электронных волн при разных скоростях электронов. Это нам позволит сразу определить область, где мы должны искать интересующие нас явления.

Связь между линейной скоростью электрона v и его вольтовой скоростью V , т. е. той разностью потенциалов в вольтах, пройдя через которую он получил скорость v

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{eV}{300} \quad (1)$$

(m — масса, e — заряд электрона), вместе с формулой де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (2)$$

дает:

$$\lambda = h \sqrt{\frac{300}{2meV}},$$

а подстановка значений

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27}, \quad e = 4,77 \cdot 10^{-10}, \quad m = 0,9 \cdot 10^{-27}$$

приводит к формуле:

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} = \frac{12,25}{\sqrt{V}} \quad (3)$$

В этой формуле V выражено в вольтах, а λ в единицах Ангстрёма ($1\text{Å} = 10^{-8}$ см).

Учет поправки на изменчивость массы электрона по теории относительности приходится делать лишь в случае электронов очень больших скоростей. В самом деле, мы должны воспользоваться в этом случае формулами:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

и

$$\frac{eV}{300} = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - 1 \right) \quad (4)$$

вместо формул (2) и (1). В результате простых вычислений получаем приближенно:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{eV}{4 \cdot 300 \cdot m_0 c^2} \right),$$

где λ_0 — величина, определяемая по формуле (3). Подстановка значений постоянных дает:

$$\lambda = \lambda_0 (1 - 6,2 \cdot 10^{-7} \cdot V) \quad (5)$$

Мы видим, например, что при $V = 100$ киловольт поправка равняется приблизительно 6% величины λ_0 . В обычных случаях поправки гораздо меньше и ими можно пренебречь. В таблице 2 приведены для ориентировки значения λ , вычисленные по формуле (3) для некоторых значений V .

Таблица 2.¹

V (вольты)	1	50	100	150	500	1000	$4 \cdot 10^4$	10^5	10^6
λ (Å) . . .	12,23	1,74	1,23	1	0,495	0,39	0,039	0,037	0,004

Эта таблица показывает, что длины волн медленных электронов (до нескольких сот вольт) того же порядка величины, что и длины волн мягких рентгеновых лучей; начиная со скоростей несколько превышающих тысячу вольт, мы получаем уже длины волн, соответствующие жестким рентгеновым лучам. Наконец, электронам в несколько десятков киловольт соответствуют длины волн, приближающиеся к длинам волн γ -лучей (сотые доли Å). Следует отметить, что для получения электронных волн определенной длины, например в десятые доли Å, нужны несравненно меньшие напряжения, чем для получения рентгеновых волн той же длины. Получение длины волны в 0,2 Å в рентгеновых лучах требует приблизительно 60 киловольт, тогда как та же длина электронных волн получается при скорости примерно в 3600 вольт.²

¹ Три последние цифры вычислены по формуле (5); по (3) вышло бы 0,061; 0,039; 0,012.

² Как известно, длины рентгеновых волн по разности потенциалов, приложенной к трубке, определяются из формулы:

$$\lambda = \frac{12,3}{V}$$

где λ выражена в Å, а V — в киловольтах.

Мы видим, что длины волн медленных электронов как раз того же порядка величины, что и атомные и молекулярные размеры (несколько единиц Ангстрёма). Мы вправе поэтому ожидать, что волновая природа электронов проявится в тех случаях, когда происходит взаимодействие между отдельными атомами и электронами, например в явлениях рассеяния. В предыдущей главе мы рассмотрели случай рассеяния электронов в газах, изученный Рамзауэром, и видели там аномалию, которую невозможно объяснить с точки зрения классической теории. Впервые Эльзассер высказал предположение, что эффект Рамзауэра может быть объяснен диффракцией электронных волн.¹ Действительно, скоростям электронов, соответствующим максимумам на кривых эффективного поперечного сечения, например, для Λ и X по формуле (3) следует сопоставить длины волн в 2,4 и 5,1 Å. Это как раз величины порядка размеров атомов, а сравнимость длины волны с размерами препятствий, как известно, является одним из условий возможности наблюдать диффракционные явления. Уже самый вид кривых Рамзауэра, как указал Эльзассер, напоминает кривые рассеяния света коллоидными частицами, последнее же явление имеет типично диффракционный характер.

Распределение рассеянных в гелии медленных электронов по углам, наблюдавшееся Даймондом,² также весьма напоминает пространственное распределение интенсивностей света при диффракции. Мы не будем, однако, останавливаться на этой работе ввиду ряда сомнений в правильности ее результатов, возникших через некоторое время после ее опубликования.

Волновая природа света особенно резко проявляется в диффракционных явлениях. Именно открытие явлений диффракции для рентгеновых лучей и выяснение условий, в которых эти явления можно наблюдать, и явилось решительным доказательством волновой природы рентгеновых лучей. Пока они, как это выходило из первых исследований, «не отражались, не преломлялись, не диффрагировали» волновая их природа оставалась сомнительной. Длины фазовых волн электронов того же порядка, что и длины рентгеновых волн. Поэтому были все основания считать, что условия для диффракции рентгеновых лучей должны относиться и к волнам электронным. Эти предположения полностью оправдались. В ряде следующих

¹ Naturwiss. 13, 711, 1925. Остроумное замечание Эльзассера сыграло известную роль, однако в эффекте Рамзауэра мы отнюдь не имеем случая чистой диффракции от атома, как некоторого твердого шарика.

² Dymond, Phys. Rev. 29, 433, 1927.

глав мы подробно остановимся на соответствующих явлениях. Сейчас же мы напомним вкратце основные положения и формулы теории диффракции, главным образом, для коротких волн (рентгеновых), а также разберем основные типы рентгенограмм, с электронными аналогиями которых мы будем иметь дело в последующем изложении.¹

1. Диффракция от плоской решетки. Элементарная теория диффракции приводит к следующим соотношениям. Рассмотрим случай нормального падения волн на решетку с постоянной d (рис. 8) (d — сумма ширины штриха и промежутка). Если под

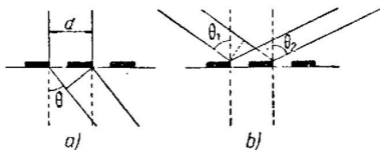


Рис. 8.

углом θ к направлению падающего луча (рис. 8 а) наблюдается максимум интенсивности, то мы имеем

$$d \sin \theta = n \lambda \quad (6)$$

(Разность хода соответственных лучей равна целому кратному длины волны). В других направлениях имеем темноту. Число n дает порядок отражения (диффракционного спектра). Очевидно, что эта формула справедлива как для пропускающей свет решетки, так и для отражающей.

Если свет падает на отражающую решетку под углом θ_1 , то направление максимумов интенсивности, как легко заключить из рис. 8 б, определяется вместо (6) условием:

$$d (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) = n \lambda, \quad (7)$$

где θ_2 — тот угол, под которым виден спектр n -го порядка.² При $\theta_1 = 0$ (7) переходит в (6). Формула (6) показывает, что для возможности наблюдения диффракции от решетки (угол не должен быть слишком мал), постоянная решетка должна быть

¹ Более подробные сведения по этим вопросам можно найти в курсах рентгеновых лучей, напр. Compton, X-Rays and Electrons, 1927.

² При проходящем свете $d (\sin \theta_2 + \sin \theta_1) = n \lambda$, но этот случай в дальнейшем нас интересовать не будет.

того же порядка величины, что и длина волны исследуемого света (может быть несколько больше). Длины волны рентгеновых лучей имеют порядок величины нескольких Å и меньше (10^{-8} — 10^{-9} см). Постоянные же даже самых лучших оптических решеток во много раз больше (порядка 10^{-4} см). Это делает понятной неудачу первых попыток наблюдать диффракцию рентгеновых лучей от обычных решеток. Но формула (7) показывает, что мы можем сделать разность хода лучей того же порядка, что и длина волны, сильно увеличивая угол падения, а следовательно и отражения (θ_1 и θ_2 близки к 90°). Иначе говоря, нужно рассматривать почти скольльзящее падение луча.

Иногда вместо углов падения и отражения θ рассматривают их дополнения до 90° , φ (так называемые углы скольжения или скольльзящие углы, по английски *glancing angle*). Тогда вместо (7) будем иметь:

$$d(\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) = n\lambda. \quad (8)$$

В нашем случае, в скобках разность двух величин близких к единице. Уменьшая углы φ_2 и φ_1 можем сделать левую часть (8) достаточно малой даже при не слишком малом d . Диффракцию рентгеновых лучей от обыкновенной решетки осуществили в недавнее время Комптон и Тибо (для мягких лучей). В обоих случаях применялось скольльзящее падение.

Все сказанное о рентгеновых лучах вполне применимо к электронным волнам, так как длины волн последних также порядка Å и его долей.

2. Диффракция от пространственной решетки. Основной формулой, определяющей диффракцию рентгеновых лучей в кристаллической решетке, является так называемая формула Брэгга.¹ Идея использования кристаллов в качестве диффракционных решеток для рентгеновых лучей явилась впервые у Лауэ (1912 г.) и почти одновременно с ним у Брэггов (отца и сына) в 1913 г.

Расстояние между атомами, составляющими кристалл, того же порядка величины, что и длины волн рентгеновых лучей. Это и обусловило успех опытов Лауэ и Брэггов. Вывод формулы Брэгга ясен из рис. 9.

На этом рисунке P, P' .. ряд последовательных кристаллических плоскостей, AA' плоская волна, падающая на плоскость под скольльзящим (малым) углом φ . Ряд волн частью отражается

¹ См. например Брэгг, Рентгеновые лучи и строение кристаллов, глава II.

от верхней плоскости P , частью проходит дальше и отражается от плоскостей P' , P'' и т. д. Эти плоскости, отстоящие друг от друга на расстояние d , вообще говоря, могут быть и не параллельны внешней грани кристалла. Если рассматривать лучи A и A' , отражающиеся от плоскостей P , P' в точках B и B' и идущие затем в общем направлении C , то разность хода между ними равна, очевидно, $DN = 2d \sin \varphi$. Той же величине будет равна разность хода между лучом A' и следующим, отражающимся от плоскости P'' и т. д. Если эта разность хода равна длине волны λ или целому кратному длине волны, то лучи, интерферируя, дадут увеличение интенсивности и мы получим максимум силы света. Следовательно, условие появления максимума

$$n\lambda = 2d \sin \varphi. \quad (9)$$

Это и есть формула Брэгга. Она может считаться условием отражения, так как при заданной длине волны мы можем наблюдать отраженный луч лишь под углами, удовлетворяющими условию (9) при целом n . Под другими углами интенсивность отраженного луча равна нулю. Наоборот, задав угол φ , мы можем наблюдать отражение лишь для таких лучей, длины волн которых удовлетворяют условию (9). Наконец, формула (9) является и условием правильного отражения.

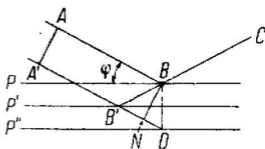


Рис. 9.

Нужно остановиться на вопросе о величине постоянной d пространственной дифракционной решетки. Представим себе кристалл кубической системы, причем длина ребра элементарного куба равна a . Если плоскости P, P' (рис. 9) параллельны каким-либо мнимым плоскостям в кристалле, то величина d равна расстоянию между такими плоскостями. Легко сообразить, что расстояние между соседними плоскостями с индексами $(h_1, h_2, h_3)^1$ равно:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}}. \quad (10)$$

¹ За индекс здесь принимается величина, обратная отношению отрезка, образованного пересечением данной плоскости с осью к величине ребра элемента решетки, параллельного данной оси. Рассматривается плоскость, наиболее близкая к началу координат.

Например, для плоскостей октаэдра (111) имеем:

$$d = \sqrt{\frac{a}{3}},$$

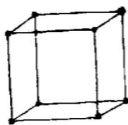
для ромбического додекаэдра (110) $d = \frac{a}{\sqrt{2}}$ и т. п.

Для систем с прямоугольными, но неравными осями (гексагональная, квадратная и т. д.) для определения d вместо (10) будем иметь условие:

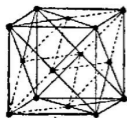
$$\frac{1}{d} = \sqrt{\frac{h_1^2}{a^2} + \frac{h_2^2}{b^2} + \frac{h_3^2}{c^2}}. \quad (11)$$

В системах с косоугольными осями (моноклиническая, триклиническая) в выражение для d войдут еще углы между осями.

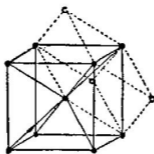
Наконец, если говорить о простейшей кубической системе, для определения d имеет еще значение, будет ли решетка простой, центрированной или с центрированными гранями, так как нас интересуют, очевидно, плоскости фактически заполненные атомами. Так например для простого куба



a



b



c

Рис. 10.

оба отношения расстояний между плоскостями такие:

$$d_{100} : d_{110} : d_{111} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}},$$

для центрированного куба:

$$d_{100} : d_{110} : d_{111} = 1 : \frac{2}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}},$$

для куба с центрированными гранями:

$$d_{100} : d_{110} : d_{111} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{2}{\sqrt{3}},$$

для кубической решетки вместо (9) можно написать:

$$2a \sin \varphi = n \lambda \sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}$$

или подводя n под знак радикала и полагая $\alpha = nh_1$, $\beta = nh_2$, $\gamma = nh_3$:

$$2a \sin \varphi = \lambda \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}. \quad (11')$$

Следовательно, например, при $\alpha = 2$, $\beta = 2$, $\gamma = 0$ имеем отражение второго порядка от грани ромбического додекаэдра.

3. Методы рентгеновского анализа. Типы рентгенограмм. Из сказанного в пункте 2 непосредственно понятна сущность основных методов рентгеновского анализа. Остановимся сперва на случае монокристаллов. Рассмотрим метод Брэггов. Пучок рентгеновских монохроматических лучей определенной длины волны падает на кристалл, который можно поворачивать. Отраженный луч регистрируется либо ионизационной камерой, либо фотографической пластинкой. Исследование ведется так, что последовательно меняется угол скольжения и ионизационная камера устанавливается всегда так, чтобы осуществлялось правильное отражение (угол падения равен углу отражения).

Интенсивность ионизационного тока, вызываемого проникающим через узкую щель камеры излучением, измеряется как функция φ . При заданном λ эта интенсивность, очевидно, будет значительной только при определенных углах, удовлетворяющих условию (11'). Получив ряд максимумов анализируют затем их, подбирая значения α , β , γ , удовлетворяющие (11'). Таким образом выясняется наличие тех или иных плоскостей в кристалле и тем определяется его структура. Можно обратить опыт, оставляя φ постоянным и меняя непрерывным образом длину волны λ . В случае рентгеновых лучей это не представляется удобным, особенно в широких пределах. Мы увидим в главе VI, что при наблюдении диффракции электронных волн именно такой способ является особенно удобным.

Второй основной метод исследования монокристаллов — метод Лауэ. В отличие от метода Брэгга здесь пользуются сплошным спектром (всевозможные значения λ) и получают всевозможные отражения от всех кристаллических плоскостей сразу, регистрируя их на фотографической пластинке. Пучок лучей пускают через кристалл, где он подвергается диффракции и дает затем картину ее на фотографической пластинке. При этом лучи падают на различные плоскости внутри кристалла под рядом углов, зависящих от расположения этих плоскостей в кристалле и ориентации кристалла по отношению к пучку.

Для каждой плоскости условие Брэгга будет соблюдаться при данных условиях (определенный угол) лишь для вполне опреде-

ленной длины волны; так как используется пучок всевозможных длин волн, то в нем найдется и такая, которая поставленным условиям будет удовлетворять, и мы получим отражение под определенным углом. Таким образом, при работе по данному методу из кристалла выйдет, кроме центрального неотклоненного пучка, еще и ряд пучков по некоторым определенным направлениям. На пластинке получится ряд пятен, совокупность

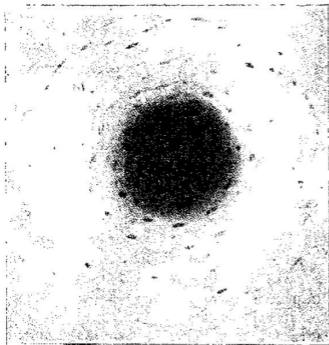


Рис. 11.

которых представляет рентгенограмму Лауэ для данного кристалла (рис. 11). Симметрия в расположении пятен говорит о симметрии в расположении кристаллических плоскостей. Каждое пятно представляет отражение от определенной кристаллической плоскости и соответствует своей определенной длине волны. Работая не со сплошным спектром, а с лучами, длины волн которых можно непрерывно менять, мы получали бы все пятна рентгенограммы Лауэ по одно-

му при определенных длинах волн. При других значениях оставалось бы лишь центральное пятно. Разрушение одной из кристаллических плоскостей (замена ее набором отдельных небольших кусочков под различными, постепенно меняющимися углами) привело бы к расплыванию (вытягиванию) соответствующего пятна в рентгенограмме.

Следующий основной метод рентгеновского анализа относится к поликристаллам или к веществам в виде мелкокристаллического порошка (метод Дебая и Шерера). В этом случае пользуются монохроматическим пучком лучей (определенные λ). Попадая в точку K (рис. 12), где расположен мелкокристаллический порошок или поликристалл, луч встречает ряд кристаллических плоскостей, расположенных под всевозможными углами к лучу. Наличие различных углов обусловлено полной беспорядочностью расположения отдельных мелких кристаллов. Среди этих углов найдутся и такие, что условие Брэгга при данной длине

волны λ и данным d будет удовлетворяться. Мы получим отражение от такой плоскости и пятно на пластинке. Но полная беспорядочность расположения кристаллов гарантирует и полную симметрию вокруг направления луча AK ; под таким же углом отражение будет происходить во всех азимутах и вместо одной точки на пластинке мы получим сплошной круг, который будет представлять отражение определенного порядка от вполне определенной кристаллической плоскости (данное значение d). Отражение от другой плоскости дает другой круг. Полный набор кругов, представляющий ряд пересечений дискретных конусов диффрактированных лучей с пластинкой, дает нам сведения о расположении кристаллических плоскостей. Если угол отклонения луча от первоначального направления для данного круга равен Φ , то, очевидно, угол скольжения

$\varphi = \frac{1}{2} \Phi$ и условие Брэгга напишется в форме:

$$2d \sin \frac{\Phi}{2} = n\lambda. \quad (12)$$

Получив рентгенограмму (см. например рис. 13), измеряют диаметр круга D . Тогда, зная расстояние L от K до пластинки (центр круга), легко найти угол Φ ; в самом деле,

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{D}{2L}$$

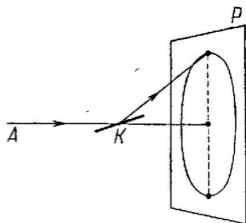


Рис. 12.

Анализ кристалла сводится к правильному розысканию индексов кругов (следовательно, кристаллических плоскостей) и, наконец, к определению величины d . При работе с рентгеновыми лучами вместо плоской пластинки пользуются, обычно, пленкой, изогнутой по кругу вокруг точки K (вокруг оси $\perp AK$). Тогда вместо кругов получается ряд симметрично расположенных изогнутых линий.

4. Структурный множитель. Соображения пункта 2 дают нам лишь возможные положения дифракционных максимумов. Однако, в ряде случаев максимумы, возможные согласно условию Брэгга, оказываются либо сильно ослабленными, либо вовсе исчезают. Это явление связано с тем, сколько рассеивающих центров (атомов или ионов) расположено в единичной ячейке данного кристалла и какие это атомы.

Рассмотрим случай кубической решетки. Если мы имеем дело с простым кубом, то на единичный куб приходится по одному

атому. Расстояния между ближайшими атомами равны по длине ребрам куба. В этом случае все наши соображения относительно условий диффракции полностью оправдываются и в рентгенограммах наблюдаются отражения от кристаллических плоскостей всех типов и во всех порядках.

В случае центрированного куба и в случае куба с центрированными гранями расстояние между ближайшими плоскостями, заполненными атомами, равно половине ребра куба. Рассматривая условия, при которых получается диффракционный максимум, мы легко можем найти, что в случае центрированного куба отражения нечетного порядка от плоскостей, проходящих через грани куба, уничтожаются отражениями от плоскостей, проходящих через центры кубов (решетка рассматривается как комбинация двух простых кубических решеток, вдвинутых одна в другую) — рассеянные этими плоскостями волны находятся в противоположных фазах. Условием появления максимума для центрированного куба является требование, чтобы $\alpha + \beta + \gamma$ было четным числом ($\frac{\alpha + \beta + \gamma}{2}$ должно быть целым).

В случае куба с центрированными гранями основной куб содержит 4 атома. Его можно разбить на четыре «единичных» ячейки, в которых координаты атомов имеют половинные величины. Легко сообразить, что условие появления максимума заключается в том, чтобы величины $\frac{\alpha + \beta}{2}$, $\frac{\beta + \gamma}{2}$, $\frac{\gamma + \alpha}{2}$ были целыми. А это возможно лишь в случае, когда α , β , γ либо все нечетные, либо все четные. Отсюда следует, например, что отражения от граней куба (100) возможны лишь в четных порядках (200), (400) и т. д. Отражения же от граней октаэдра (111) возможны как в четных, так и в нечетных порядках. Эти соображения относятся, между прочим, к огромному большинству металлов, т. к. последние обычно кристаллизуются в кубах с центрированными гранями.

В случае, когда в различных точках куба расположены неодинаковые атомы, благодаря разнице в рассеивающих способностях их, полного уничтожения некоторых максимумов не наблюдается, а лишь ослабление их. Распределение интенсивностей в рентгенограммах позволяет локализовать атомы того или иного сорта в определенных местах решетки.

Все сказанное относительно возможностей появления или исчезновения тех или иных диффракционных максимумов суммируется в формуле, дающей интенсивность отражения заданного порядка от заданной грани (т. е. в зависимости от α , β , γ).

$$J = K \cdot S,$$

где

$$S = \sum_k e^{2\pi i(\rho_{k_1}\alpha + \rho_{k_2}\beta + \rho_{k_3}\gamma)} \cdot \sum_k e^{-2\pi i(\rho_{k_1}\alpha + \rho_{k_2}\beta + \rho_{k_3}\gamma)} \quad (13)$$

Суммы для обоих комплексно-сопряженных выражений берутся по всем атомам, входящим в элементарную ячейку. Величины ρ_{k_i} представляют координаты атомов в ячейке, выраженные через a (ребро).

Эта формула позволяет непосредственно видеть, возможно или нет данное отражение. В случае невозможности отражения величина (13) (структурный фактор) оказывается равной нулю. Это имеет, например, место в вышеуказанном случае отражения от грани куба в нечетном порядке для кубической решетки с центрированными гранями.

В этом случае мы имеем четыре атома элементарной ячейки с координатами: (000) , $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)$, $(0 \frac{1}{2} \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2})$. Для первого порядка отражения (100) имеем:

$$\sum_1 e^{2\pi i(\dots)} = 2(1 + e^{\pi i}); \quad \sum_2 e^{-2\pi i(\dots)} = 2(1 + e^{-\pi i})$$

отсюда:

$$\sum_1 \sum_2 = 4(e^{\pi i} + e^{-\pi i} + 2) = 8(\cos \pi + 1) = 0.$$

Очевидно, для всякого нечетного порядка $2n + 1$

$$\sum_1 \sum_2 = 8[\cos(2n + 1)\pi + 1] = 0.$$

В четных порядках отражения возможны.¹

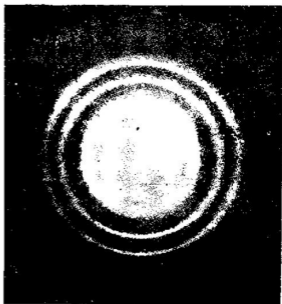


Рис. 13.

¹ В главе X мы остановимся на влиянии рассеивающей способности отдельных атомов (атомный фактор).

Первое и наиболее тщательное систематическое исследование дифракции электронных волн принадлежит Дэвиссону и Джермеру.¹ Исследования Дэвиссона и Джермера явились естественным продолжением тех опытов, которые велись в лаборатории Дэвиссона с рассеянием электронов уже в течение многих лет. Мы говорили об этих опытах в главе II. Именно

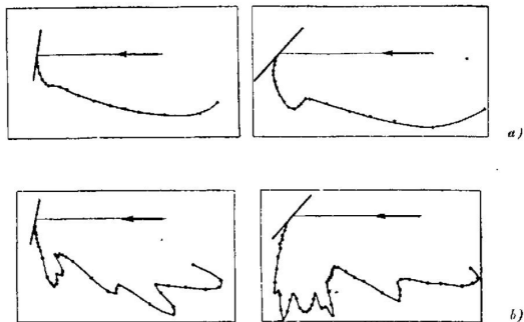


Рис. 14. а) Рассеяние от никелевой пластинки, состоящей из многих мелких кристаллов. б) Рассеяние от никелевой пластинки, состоящей из нескольких крупных кристаллов.

эта тщательно выработанная методика и позволила получить описываемые ниже результаты. Уже некоторые из предшествующих результатов Дэвиссона Эльзассер предложил толковать с точки зрения волновой механики. Но сам Дэвиссон не считает возможным присоединиться к этому взгляду и считает появление немногих и не резких максимумов в кривой распределения рассеянных электронов по углам не связанным с волновой природой электрона. Случайная поломка аппарата, в котором производилось исследование, привела к необходимости длительного и сильного прогрева исследуемой пластинки никеля

¹ Nature 19, 558, 1927; Phys. Rev. 30, 705, 1927; более популярное изложение тех же опытов The Bell System Technical Journal 7, 90, 1928.

(для удаления окислов). В результате произошла перекристаллизация — вместо агрегата мелких кристаллов появилось небольшое число монокристаллов; после этого картина распределения электронов по углам резко изменилась (рис. 14). На этом рисунке, так же как и ряде последующих, по различным направлениям от кристалла отложены радиусы-векторы, длины которых пропорциональны числам отраженных под соответствующими углами электронов. Таким образом, диаграммы этого типа дают распределение электронов по углам в полярных координатах. Получив новый и неожиданный результат, Дэвиссон и Джермер занялись систематическим изучением рассеяния электронов от монокристаллов никкеля.

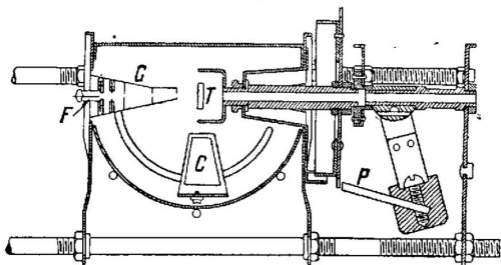


Рис. 15.

Посмотрим, чего следует ожидать в этом случае с точки зрения диффракции электронных волн.

Очевидно, в случае монокристалла мы должны получить аналогию рентгенограмм Лауэ. Последние, как мы видели, получаются при диффракции рентгеновых лучей от монокристаллов, причем необходимо пользоваться «белым светом», т. е. пучком лучей, содержащим всевозможные длины волн. В случае электронов реализация такого пучка невозможна: мы имеем всегда либо пучок электронов одной и той же скорости, либо распределение скоростей в относительно узких пределах, определяемых несовершенством прибора. Поэтому, рассеивая пучок электронов произвольной скорости от монокристалла и наблюдая под выбранным наугад углом, мы, вообще говоря, не удовлетворяем условию Брэгга и максимума интенсивности не получим. Только при вполне определенных углах и скоростях мы должны получить максимумы, соответствующие отдельным

пятнам рентгенограммы Лауэ. Тогда как всю совокупность пятен рентгенограммы Лауэ мы получаем на одном снимке, в электронном случае мы должны определять положение каждого максимума путем многочисленных измерений, при которых производится систематическое изменение углов рассеяния и скоростей электронов.

Внутренняя часть прибора, послужившего для этих исследований изображена на рис. 15. Источником электронов служит «пушка» *G*. Электроны вылетают из калящейся вольфрамовой ленты *F*.

Электрическое поле направляет их к ряду диафрагм, выделяющих относительно узкий пучок (диаметр диафрагм 1 мм).

Разгон электронов происходит между лентой и первой диафрагмой (изолированной). Остальные диафрагмы заземлены. Такая пушка дает почти однородный пучок электронов, которые падают нормально на поверхность никкелевой пластинки *T*, закрепленной на особом столике. Рассеянные электроны могли попадать в приемник *C*, представляющий двойной Фарадеев цилиндр, между двумя оболочками которого имелась надежная кварцевая

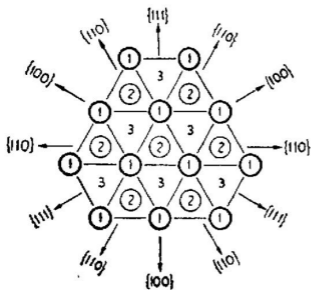


Рис. 16.

изоляция. Внутренняя часть приемника отводилась к гальванометру (чувствительность 10^{-10} ампер) при помощи хорошо изолированных проводов. Приемник подвешен на особых лапках и может вращаться вокруг оси, проходящей через поверхность кристалла *T*. Вращение осуществляется простым наклоном прибора в целом, так как приемник со своими лапками представляет свободно подвешенный маятник (остается вертикальным при наклонении прибора). Угол отражения электронов, который можно менять (по конструкции прибора) от 15° до 85° , отсчитывается по лимбу, помещенному на крышке кожуха, закрывающего пространство, где происходит рассеяние электронов (в этом пространстве электрическое поле отсутствует). Особое приспособление позволяет менять азимут, под которым производится наблюдение. Оно позволяет вращать столик с закрепленным

на нем кристаллом вокруг его оси; это достигается тем, что наклонением прибора можно освободить диск с делениями, связанный с осью столика, от зацепки P , скрепленной с массивным маятником. Затем диск поворачивается в нужное положение и закрепляется той же зацепкой P , вскакивающей в зубцы колеса, расположенного на диске.

Все металлические части прибора предварительно прогревались в вакууме до 1000°C , затем собирались и быстро помещались в стеклянную оболочку (стекло Рухе) прибора, снабженную отрезками с кокосовым углем и с металлическим поглотителем (геттером), который можно было испарить

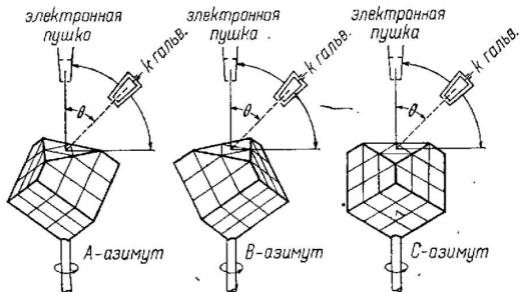


Рис. 17.

сильным нагревом, когда откачка была почти закончена. Откачка прибора происходила в течение нескольких дней, причем прибор прогревался до 500°C . Кроме того наиболее ответственные части, особенно никкелевая пластинка прогревались почти до температуры испарения при помощи катодной бомбардировки, для чего в приборе помещался ряд вспомогательных катодов. После этого прибор в горячем состоянии при температуре угля в отрезке $400-500^{\circ}$ отпаивался от насосов, охлаждался и отрезок с углем погружался в жидкий воздух. Давление в приборе по расчету было менее 10^{-8} мм. Измерить столь малое давление, конечно, нельзя. Столь тщательной откачкой достигалось почти полное обезгаживание исследуемого кристалла и возможность работать с отпаянным от насоса прибором.

Кристаллическая решетка никкеля представляет куб с центри-

рованными гранями. Для опыта кристалл вырезывался (ювелирной пилой) параллельно плоскости октаэдра (111); затем поверхность полировалась и протравлялась. Легко сообразить,

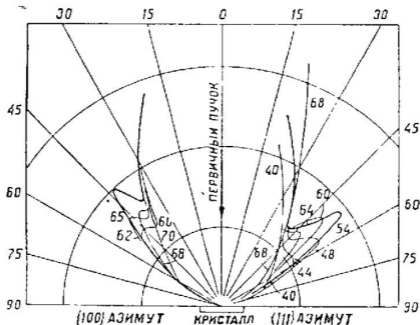


Рис. 18.

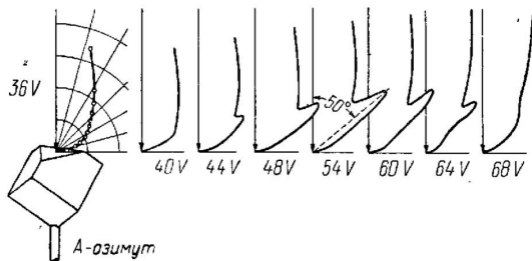


Рис. 19.

что атомы в плоскостях (111) расположены в треугольном порядке (рис. 16). В следующем слое вся система сдвинута на треть расстояния в плоскости (111). Легко видеть, что при вращении трижды должна получаться одинаковая картина (период $2\pi/3$), так как мы имеем по три основных азимута:

{111} (азимут А), {100} (азимут В), {110} (азимут С). Условия опыта в этих трех случаях прекрасно иллюстрируются рис. 17, заимствуемым из более элементарного изложения опытов Дэвисона. В каждом азимуте исследуется зависимость тока в приемнике (числа рассеянных электронов) от угла рассеяния, при различных скоростях первичного пучка.¹

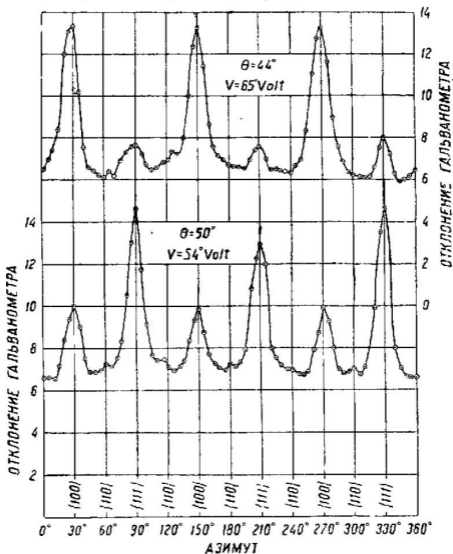


Рис. 20.

¹ В отраженном пучке² всегда есть, кроме электронов, скорость которых почти не отличается от скоростей в первичном пучке, еще и медленные вторичные электроны. В этих опытах интерес представляют лишь электроны полной скорости. Поэтому между наружной и внутренней оболочкой приемника всегда накладывается задерживающее поле, всего на 10% меньше ускоряющего поля в пучке. Таким образом, приемник регистрирует лишь те электроны, которые либо вовсе не потеряли скорости при отражении, либо потеряли не более 10% начальной скорости. Число таких электронов по отношению к общему числу рассеянных электронов довольно мало.

Рис. 18 и более наглядный рисунок 19 показывают результаты последовательных измерений в азимуте A $\{111\}$. При 40 вольтах (скорость первичного пучка) кривая имеет лишь маленький излом. Увеличение скорости электронов приводит к появлению небольшого максимума, который при повышении скорости делается все резче и перемещается вверх, к нормали (угол отражения уменьшается), наибольшего развития этот максимум достигает при 54 вольтах и угле $\Theta = 50^\circ$. При дальнейшем увеличении скорости максимум постепенно исчезает. В азимуте B $\{100\}$, как видно из рис. 18, максимум отражения имеет место при $V = 65$ вольт и $\Theta = 44^\circ$.

Рис. 20 дает картину того, что получается при сохранении постоянными V и Θ и изменении азимута. Действительно, в повторяемости максимумов мы наблюдаем периодичность $2\pi/3$, которую и следовало ожидать из характера расположения атомов в кристалле никкеля.

Совокупность всех максимумов (в наибольшем их развитии) дает нам *электронограмму* кристалла. Как мы видим, эта электронограмма должна соответствовать рентгенограмме кристалла, полученной по методу Лауэ. Общее число пучков, наблюдаемых Дэвиссоном и Джермером, равно 24. В табл. 3 приведен список пучков, относящихся к азимуту B . Каждой скорости соответствует свой характерный угол.

Таблица 3.

Азимут	V (вольты)	λ	Θ
B $\{100\}$	65	1,52Å	44°
	126	1,09	28°
	160	0,968	60°
	190	0,889	20°
	230	0,807	46°
	292	0,716	< 20°
	310	0,695	70°
	312	0,693	37°
	370	0,636	57°

Сравнение полученных результатов с предсказаниями теории мы вместе с Дэвиссоном будем вести следующим образом:

Поверхность кристалла $\{111\}$ состоит из атомов, расположенных рядами. Расстояние между параллельными рядами различно в зависимости от азимута, в котором ведется наблюдение. Вся поверхность можем рассматривать как совокупность нескольких плоских диффракционных решеток с неоднаковыми по-

стоянными (напр. $d = 2,15 \text{ \AA}$ для азимута A , $d = 1,24 \text{ \AA}$ для азимута C). Образование дифракционной картины от этих плоских решеток наглядно иллюстрируется рис. 21. Под верхней атомной плоскостью находится ряд следующих. Электроны малых скоростей лишь очень неглубоко проникают внутрь кристалла. Поэтому часть наблюдаемых пучков можно рассма-

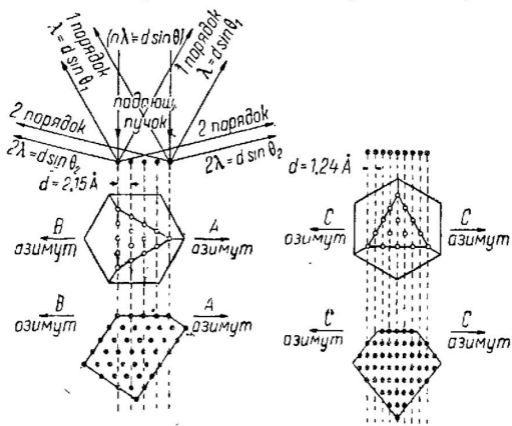


Рис. 21.

тривать как результат дифракции от плоских решеток согласно условию:

$$n\lambda = d \sin \theta. \quad (1)$$

Изменяя скорость электронов, мы меняем и длину волны λ . Следовательно, и угол отражения меняется, причем для одного и того же порядка отражения (n) из (1) и формулы (3) гл. III следует:

$$\sqrt{V} \cdot \sin \theta = \text{const}. \quad (2)$$

Для ряда пучков, особенно выходящих под большими углами (скользящий выход), это условие соблюдается в широких пределах. Например, табл. 4 дает результаты для азимута A .

Таблица 4.

Азимут	θ	V	$V \frac{1}{2} \sin \theta$
A 111	85°	32,5	5,68
	80°	34,0	5,70
	75°	35,0	5,72
	70°	36,5	5,68
	65°	37	5,47

Для данного порядка дифракционного максимума мы имеем, согласно (1), линейную зависимость между λ и $\sin \theta$. Кроме

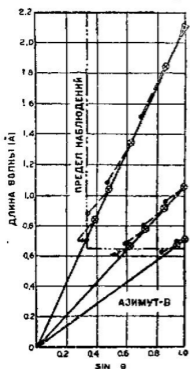


Рис. 22.

ряда таких «плоских» пучков был получен еще ряд пучков, подвергшихся диффракции от решетки пространственной. Для них сдвиг в пространстве вместе с изменением вольтжа почти не имеет места. Положение их вполне определенное. Для нахождения положения этих пучков Дэвиссон рассуждает так: пространственная решетка состоит из ряда плоских решеток расположенных одна над другой с определенным сдвигом в сторону (на $1/3$ постоянной). Положение пучка, получаемого при диффракции от нескольких слоев, не меняется сравнительно с пучком, диффрагированным одним слоем, но интенсивность меняется весьма сильно. Только тогда, когда слагающие пучки (от отдельных плоскостей) находятся «в фазе», получают значительно увеличенные интенсивности (сложение амплитуд).

При всех других условиях пучки гасят друг друга, интенсивность равна нулю. Поэтому на прямой, выражающей зависимость λ от $\sin \theta$ вместо сплошного ряда точек (плоская решетка) для пространственной решетки получается лишь небольшое число дискретно расположенных точек. Рис. 22 показывает расположение этих точек для трех порядков диффракции в азимуте В. Кружки с крестиками показывают положения пучков, соответствующие теоретическому расчету. Черные точки соответ-

ствуют на самом деле наблюдаемым пучкам. Они расположены приблизительно по прямой, но сдвинуты влево и вниз. Сдвиг влево объясняется неточностью в отсчете углов. Смещение вниз имеет более глубокую причину. Вначале было высказано предположение о том, что в поверхностном слое, в котором происходит электронная диффракция, постоянная решетки меньше, чем в остальной части кристалла. Поэтому и получается смещение диффракционных пучков электронов по отношению к соответствующим пучкам рентгеновых лучей, проникающих глубже. Затем объяснение сдвига стали связывать с преломлением электронных волн внутри кристалла, вследствие чего меняется длина волны. Вопросу о преломлении посвящена глава VII, и мы его пока не будем касаться.

Кроме 24 пучков, упомянутых выше, Дэвиссон и Джермер наблюдали еще ряд пучков, интенсивность которых убывала и доходила до нуля при длительном прогреве поверхности кристалла. Эти пучки объясняются диффракцией от газа, адсорбированного поверхностью кристалла и постепенно удаляемого прогревом. Атомы газа оказываются расположенными правильными рядами на поверхности, почему и дают дополнительную диффракционную картину. Вопрос о газах на поверхности кристаллов рассмотрен в главе IX.

Резюмируя основной результат первых работ Дэвиссона и Джермера, мы приходим к выводу, что эти исследования дают решительное подтверждение волновому взгляду на рассеяние электронов от кристаллов. Основное соотношение де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$
 полностью подтверждается. Характер диффракционной

картины от монокристалла в общем соответствует рентгенограмме Лауэ. Некоторый сдвиг в положениях пучков и отсутствие некоторых из них может быть объяснено преломлением электронных волн.

ДИФФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ.

V

После первых исследований Дэвиссона и Джермера, давших непосредственное опытное подтверждение идеи де Бройля о волнах материи, естественно было искать дальнейших электронных аналогий диффракции рентгеновых лучей. Если опыты Дэвиссона дали аналогию рентгенограмм Лауэ, то следующие опыты ставили себе задачей разыскание аналогий с рентгенограммами по методу Дебая для поликристаллов. Первые удачные опыты были произведены Г. П. Томсоном с быстрыми электронами

и Тартаковским с медленными (1927). Далее многочисленные опыты произведены Руппом. Мы остановимся прежде всего на основных для этой области опытах Томсона.¹

В первых опытах Томсона и Рейда быстрые электроны, пропущенные через несколько дифрагм и образовавшие узкий пучок, проходили через тонкую пленку целлулоида (толщина $3-5 \cdot 10^{-6}$ см) и попадали затем на фотографическую пластинку. На пластинке получилось, кроме центрального пятна, еще несколько кругов, впрочем не очень отчетливых, дававших скорее впечатление размытого ореола. Сравнить результаты теории с опытом в случае целлулоида не представлялось возможным, так как кристаллическая структура целлулоида, если она вообще существует, неизвестна.² Однако, диаметр круга был

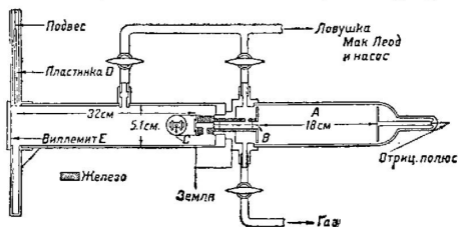


Рис. 23.

примерно того размера, которого можно было ожидать, если считать, что появление кругов вызвано дифракцией волн де Бройля.

Следующие опыты Томсон произвел с металлами, структура которых была известна из работ с рентгеновыми лучами. Эти опыты давали возможность сравнить результаты эксперимента с теорией.

Прибор, построенный для этой работы, при дальнейших исследованиях подвергся лишь самым несущественным изме-

¹ G. P. Thomson and A. Reid, Nature 119, 890, 1927; G. P. Thomson, Nature 120, 802, 1927; Proc. Roy. Soc. (A) 117, 600, 1928; A. Reid, Proc. Roy. Soc. (A) 119, 663, 1928.

² Значительно позже Тэйлор Джонс (Phil. Mag. 12, 641, 1931) (и другие авторы), используя аппаратуру технически более совершенную, определил структуру целлулоида. Он нашел расположение молекул в виде шестиугольников, расположенных тремя плоскостями со сдвигом шестиугольников друг относительно друга.

нениям. Он изображен на рис. 23. Быстрые электроны получаются в газовой разрядной трубке *A*. Между плоским катодом и анодом *B* с узкой щелью в нем прикладывалось высокое напряжение от индукционной катушки. Скорости электронов в исследованиях Томсона применялись от 17,5 до 56,5 киловольт. Канал в аноде *B* имел длину 6 см и создавал узкий пучок электронов, который по выходе из диафрагмы попадал на исследуемую фольгу, закрепленную либо в особом держателе *C*, либо на выходном раструбе части *B*.

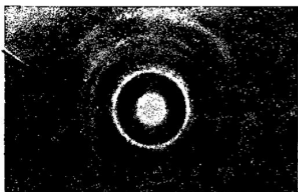
Подвергшись рассеянию в фольге, электроны летят в широкой трубке, в конце которой они попадают либо на видлениновый флуоресцирующий экран *E*, либо на фотографическую пластинку *D*, которую в вакууме можно поставить впереди экрана *E* (пластинка на особой подвесе опускается до надлежащего уровня; для подъема ее служит прикрепленный к ней кусок железа, на который действуют магнитом).

Как видно из рисунка, обе части прибора (разрядная трубка и дифракционная камера), соединенные между собой только каналом в аноде *B* (диаметр отверстия 0,23 мм), могут откачиваться независимо друг от друга. Кроме того особая трубка с краном позволяет впускать в разрядное пространство небольшие количества газа. Последнее, как известно, необходимо для поддержания постоянства режима в газовых разрядных трубках. Откачка происходит в течение всего опыта и производится трехступенчатым ртутным диффузионным насосом. Экспозиция применялась от нескольких секунд до нескольких минут, в зависимости от нагрузки разрядной трубки. Во многих случаях удавалось получить дифракционную картину на флуоресцирующем экране и наблюдать ее визуально.

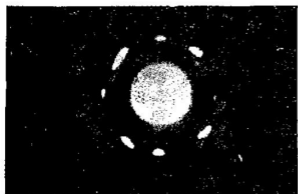
Для опытов применялись металлические пленки очень малой толщины, например, порядка 10^{-5} см. Такие пленки были либо свободные, либо на топкой целлюлозной пленке.¹ Необходимость применения столь топких пленок, несмотря на то, что электроны в опытах Томсона обладали достаточными скоростями для прохождения и сквозь более толстые слои металла, обусловлена тем, что в более толстых слоях наблюдается многократное рассеяние, совершенно искажающее дифракционную картину. Несколько образцов снимков, полученных Томсоном воспроизводит рис. 24. Во всех случаях на *электроннограммах* металлов мы наблюдаем более или менее резкие дифракционные круги вокруг центрального пятна. Мы имеем полную аналогию того, что дают рентгенограммы поликристаллов, волученные по методу Дебая. Особенно четкую картину дает электроннограмма

¹ О методах приготовления таких пленок см. ниже, гл. XI.

золота. Для алюминия мы видим вместо сплошных кругов лишь отдельные пятна, расположенные по кругу. Это является результатом того, что исследованная фольга была прокатана и в результате прокатки создавалась ориентация относительно небольшого числа кристаллов по определенным направлениям. Мы не имеем в этом случае дела с вполне беспорядочной мелкокристаллической структурой.



а) Золото.



б) Алюминий.

Рис. 24.

всеми кругами и как раз в том направлении, куда должны отклоняться электроны. Отсюда можно еще заключить, что электроны, создающие диффракционную картину, обладают приблизительно одинаковыми скоростями. В одной из последующих работ Томсона этот вопрос был исследован детальнее и оказалось, что возможные различия в скоростях электронов, образующих электронограммы, не превышают 1%. Мы имеем дело, следовательно, с рассеянием электронов, обусловленным упругими столкновениями.

Для количественного анализа результатов прежде всего нужно по формуле (3) или (5) главы III (с учетом поправки на теорию относительности) определить длину волны электронов.

Прежде чем перейти к количественному сравнению результатов этих опытов с теорией, нужно убедиться, что наблюдаемые картины действительно образованы электронами, а не рентгеновыми лучами, которые легко могли образоваться в приборе при столкновении электронов с анодом B или с пленкой.

Доказательством этого служит прежде всего то, что диффракционная картина исчезает, если убрать фольгу. Остается лишь центральное пятно. Далее, приближая магнит к диффракционной камере, можно сместить диффракционную картину на экране, причем это смещение происходит целиком—передвигается центральное пятно со

В опытах Томсона поправка на относительность никогда не превышала 3%. Для определения приложенного к разрядной трубке напряжения применялся включенный параллельно искровой промежуток, в котором искра проскакивала между алюминиевыми шарами в 4 см диаметром. Этот способ в общем давал довольно правильные результаты.

Ввиду того, что в описываемых опытах углы отклонения Φ очень малы, в формуле (12) главы III можно положить $\sin \frac{\Phi}{2} = \frac{\Phi}{2}$. С другой стороны $\operatorname{tg} \Phi = \frac{D}{2L}$, где D —диаметр соответствующего круга, а L —расстояние от пленки до фотографической пластинки ($L = 32,5$ см). Отсюда приближенно $\frac{\Phi}{2} = \frac{D}{4L}$ и формула (12) главы III дает:

$$d \cdot \frac{D}{2L} = n\lambda$$

или

$$D = \lambda \cdot \frac{2L}{a} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}. \quad (1)$$

Так как λ приблизительно обратно пропорциональна \sqrt{V} , то для одного и того же дифракционного круга, полученного при разных вольтажах, должно быть:

$$D\sqrt{V} = \text{const.}^1 \quad (2)$$

В табл. 5 приведено несколько цифр из разных работ Томсона.²

В пределах точности опыта можно считать условие $D\sqrt{V} = \text{const}$ выполненным.

Далее необходимо идентифицировать различные круги, получающиеся на электронограммах, пользуясь примерно теми же методами, что и при анализе рентгенограмм. Из формулы (1) следует,

¹ Для быстрых электронов постоянным оказывается не $D\sqrt{V}$, а несколько более сложное выражение. В колонке $D\sqrt{V}$ табл. 1 на самом деле даны величины, вычисленные по этой более сложной формуле. В самое недавнее время применимость к дифракционным явлениям с электронами формулы $\lambda = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \beta^2}$ была непосредственно проверена Руппом (Ann. d. Phys. 9, 458, 1931), исследовавшим золото с помощью очень быстрых электронов. Из этих опытов Рупп нашел зависимость массы электрона от скорости в полном согласии с теорией относительности, что конечно и следовало ожидать. Позже эти опыты были продолжены Руппом (Ann. d. Phys. 10, 927, 1931) до скоростей в 250 kV.

² Proc. Roy. Soc. (A) 117, 600, 1928, 119, 651, 1928.

Таблица 5.

Материал	V (вольты)	D (см)	$D\sqrt{V}$	
Золото	61 200	1,61	410	Средн. 399
	54 300	1,63	388	
	45 600	1,86	405	
	39 400	2,00	404	
	31 800	2,15	390	
	24 600	2,50	398	
Алюминий	64 000	1,47	384	Средн. 387
	57 600	1,62	398	
	45 000	1,78	388	
	34 500	2,00	378	
	21 800	2,42	361	
Платина	54 000	1,85	402	Средн. 405
	40 000	1,96	400	
	34 500	2,23	421	
	25 500	2,46	398	
	18 200	2,75	375	

Таблица 6.

К р у г	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Индексы . .	(111)	(200)	(220)	(113) (222)	(400)	(331) (420)	(422)	(511) (333)	(531) (600) (442)
$(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)$.	3	4	8	11 12	16	19 20	24	27	35 36
Измеренные значения:					не набл.				
Золото . . .	2,96 2,96	4,08 3,98	8,00 8,00	11,2 11,0	не набл. —	19,3 19,5	— 24,3	— 27,8	— 34,9
Алюминий .	— —	4,00 4,02	8,00 8,00	10,9 10,9	16,5 15,9	20,4 19,4	— —	27,0 26,8	— 36,0
Платина . .	3,00 3,04	4,00 4,03	8,00 8,00	10,9 11,2	15,9 16,4	18,4 19,0	24,0 23,4	26,5 27,1	— 35,0

что диаметры различных кругов относятся как $\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}$.
Общая теория (см. гл. III) позволяет указать, какие значения

$\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}$ следует ожидать для исследованных металлов. Большинство из них кристаллизуется в кубе с центрированными гранями. Следовательно, должны выпадать круги со смешанными индексами. Таблица 6 дает несколько данных из первой и некоторых последующих работ Томсона.

В этой таблице взяты для каждого металла данные по двум различным снимкам. Остальные результаты не отличаются от приведенных сколько-нибудь заметно, и отклонения лежат в пределах ошибок наблюдения. При расчете всех данных, круг 3, т. е. отражение от плоскости (220), принят за основной. Следует отметить, что для кругов высоких номеров (в нашей таблице круги 4, 6, 8, 9,) определение отражающей плоскости представляет затруднения, так как точность измерения диаметров не позволяет достаточно точно различить, например, 35 и 36.

Суммируя результаты, можно сказать, что на электронограммах наблюдаются для электронных волн те же отражения, что и для рентгеновых лучей.

Вычислив длину волны λ по (3) главы III и пользуясь (1), мы можем определить для исследованных веществ ребро единичного куба a и сравнить с данными, полученными для a при помощи рентгеновых лучей. Табл. 7 дает сводку результатов по работам Томсона и Айронсайда.¹

Таблица 7.

	a (в един. Å)	a из рентге- новых лучей
Целлюлоза ²	4,17	—
Алюминий	4,06	4,05
Золото	4,18 } 3,99 }	4,06
Платина	3,89	3,91
Свинец	4,99	4,92
Железо	2,85	2,87
Серебро ³	4,11	4,08
Медь ³	3,66	3,60
Олово (белое) ³	2,86	2,91

¹ Кроме цитированных выше, использованы: G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. (A) 119, 651, 1928; 125, 352, 1929; Ironside, Proc. Roy. Soc. (A) 119, 668, 1928.

² Измерено Рейдом.

³ Измерено Айронсайдом.

Таблица показывает прекрасное совпадение с данными, полученными при помощи рентгеновых лучей. Небольшие расхождения, не имеющие систематического характера, обусловлены, вероятно, не вполне надежным способом определения напряжения и недостаточной однородностью лучей. Довольно значительная резкость колец показывает однако, что последнее обстоятельство не имело особого значения. Включение параллельно разрядной трубке нескольких лейденских банок делало пучок лучей достаточно однородным.

Таким образом, эти исследования дают полное совпадение предсказаний теории де Бройля с данными опыта. Волны электронов, подвергшихся однократному рассеянию, дают когерентные пучки той же длины волны, что и первичные волны. Следовательно, по теории де Бройля, мы имеем дело с рассеянием без потери энергии (упругие столкновения). Общая вуаль (фон) на электронограммах обусловлена электронами, подвергшимися либо неупругим столкновениям, либо многократному рассеянию.

Исследованные в рассмотренных работах Томсона структуры все известны из работ с рентгеновыми лучами. Результаты исследований по обоим методам хорошо совпадают. Только в случае Ni в некоторых из опытов Томсона получилась новая, неизвестная ранее для Ni структура—гексагональная. Этот результат объясняется, быть может, способом приготовления никкелевой пленки—испарение в атмосфере водорода. Возможно, что фактически исследовалась структура гидрида никкеля.¹

Пленки металлов в значительной части работ Томсона были приготовлены путем испарения в вакууме и имели толщину порядка 10^{-5} — 10^{-6} см. На методах приготовления таких пленок мы остановимся в главе XI.

Кроме основных, изложенных нами результатов, в работах Томсона затронуты попутно еще некоторые вопросы, которых мы коснемся после рассмотрения некоторых других работ с диффракцией электронов в поликристаллах.

Осенью 1927 г. автор этой книги² произвел опыты с диффракцией электронов при прохождении через очень тонкую алю-

¹ Недавно быстрые электроны были применены также и к исследованию монокристаллов; см. Тэйлор Джонс, *Phil. Mag.* 12, 641, 1931; Томсон, *Proc. Roy. Soc. (A)* 133, 1, 1931, и некоторые другие. В самое последнее время Трилла и Гири (*Zs. f. Phys.* 75, 784, 1932) исследовали при помощи диффракции быстрых электронов структурные изменения, связанные с механической обработкой поликристаллических металлов, в частности с прокаткой. Обнаружена в ряде случаев „Faserstruktur“, связанная с пластическими деформациями.

См. также Кирхиер и Рэтер, *Phys. Zs.* 33, 510, 1932.

² П. Тартаковский, Докл. Акад. Наук СССР А стр. 14. 1928 г. *Zs. f. Phys.* 55, 416, 1929.

миевую фольгу. В этих опытах работа велась с медленными электронами (до 1700 вольт) и регистрация производилась электрическим методом. Прибор, внутреннее устройство которого изображено на рис. 25, состоял из калящегося катода G , снабженного двумя сетками N_1 и N_2 , и диафрагмой B , столика T , на котором закреплялась в особой диафрагме исследуемая фольга, и приемника K , скрепленного со столиком T тремя стойками. В крышке приемника был устроен кольцевой прорез, против которого на лентарной изоляции было расположено кольцо R , отведенное к электрометру. Пространство между столиком и приемником защищено заземленным цилиндром H . Размеры прибора были подобраны так, что угол между направлением первоначального пучка и образующей конуса, по поверхности которого должны лететь электроны, чтобы попасть на кольцо R , равнялся $\Phi = 9^\circ 30'$. Максимум тока на кольцо следовало ожидать при таких скоростях электронов, для которых удовлетворяется условие Брэгга при угле скольжения $\Phi/2 = 4^\circ 45'$. Опыт производился таким образом, что измерялся ток на кольцо, т. е. число электронов рассеянных под определенным углом, как функция ускоряющего поля. Устройство катода было таково, что поток электронов из него не зависел от вольтажа. При определенных скоростях удалось наблюдать ряд максимумов тока.

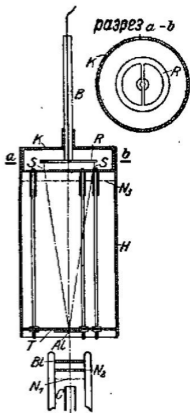


Рис. 25.

С другой стороны, длины волн, рассчитанные из этих максимумов, можно было сравнить с длинами волн, для которых должно иметь место отражение при наших условиях по закону Брэгга, если воспользоваться величиной постоянной решетки алюминия ($a = 4,05 \text{ \AA}$). Особенно хорошее совпадение получилось для грани октаэдра (111). Расчет по формуле Брэгга дает при данных условиях $\lambda = 0,38 \text{ \AA}$, тогда как из наблюдаемого максимума (1100 вольт) получается $\lambda = 0,37 \text{ \AA}$. Кроме этого максимума наблюдалось еще несколько, один из которых, лежавший при 450 вольт, был очень устойчив. Ему соответствует $\lambda = 0,59 \text{ \AA}$. Ближе всего ему соответствовало бы отражение от грани куба (100), $\lambda = 0,67 \text{ \AA}$. Но такое отражение

в первом порядке для Al (куб с центрированными гранями) невозможно. Следовало бы либо предположить, что «запрет» таких отражений не действителен для электронных волн, либо считать, что здесь было отражение от решетки какого то соединения.¹ Одна из полученных кривых изображена на рис. 26.

Опыты с дифракцией медленных электронов (до 300 вольт) в тонких поликристаллических пленках с регистрацией по фото-

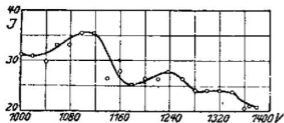


Рис. 26.

графическому методу произвел Рупп.² Эта работа Руппа оказалась началом длинной серии исследований, о которых нам придется говорить в ряде следующих глав.

Металлические пленки, как и Томсон, Рупп готовил испарением в вакууме. Электроны тех малых скоростей, которые применял Рупп, действуют на фотографическую пластинку лишь очень слабо, или даже вовсе не действуют. Это затруднение Рупп обошел тем, что покрывал пластинку очень тонким слоем масла, дававшего сильную флуоресценцию под действием электронов. Свет флуоресценции действовал затем на фотографическую пластинку. Все же приходилось применять выдержки от 20 до 40 часов.

Схема прибора Руппа изображена на рис. 27. Этот прибор действует по принципу прибора Рамзауэра (см. гл. II). Калящаяся нить G , соединенная с отрицательным полюсом батареи (вместе с окружающей ее оболочкой), является источником электронов, которые проходят через ряд заземленных диафрагм. Весь прибор помещен в магнитное поле, заворачивающее электроны по кругу определенного радиуса (2,8 см.); по окружности расставлены диафрагмы. Таким способом применяемые электронные волны автоматически гомогенизируются — электроны меньших скоростей не проходят через щели. Непосредственно за

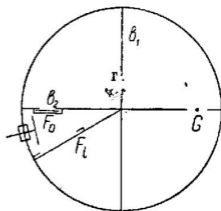


Рис. 27.

¹ Cp. Thomson Wave mechanics of free electrons, p.82

² Rupp, Ann. d. Phys. 85, 981, 1928.

диафрагмой помещена фольга на особом держателе с отверстием в $\frac{3}{4}$ мм. Рассеянные фольгой электроны попадают в четвертом квадранте прибора на фотографическую пленку F_1 и дают здесь диффракционную картину. Полученные фотографии не очень резки, но все же диффракционные круги вполне ясно на них заметны. Особенно хороши результаты с серебром (рис. 28). Магнитное поле в четвертом квадранте автоматически убиравало медленные электроны, так что диффракционные круги безусловно образованы электронами, претерпевшими упругие столкновения. Доказательством того, что картина не создана, напр., рентгеновыми лучами, является исчезновение ее при приложении электрического поля к особому электроду, расположенному сбоку между пленкой и пластинкой. То обстоятельство, что рассеянные электроны движутся не по прямым, а по кругам, дает небольшое искажение диффракционной картины. Величина этого искажения зависит от величины угла α между плоскостью диафрагмы, в которой закреплена фольга и плоскостью фотографической пластинки.

На photographиях Руппа центральное пятно настолько велико, что его нельзя просто приписать диффракции нулевого порядка. По видимому примененные Руппом медленные электроны кроме столкновений упругих, дающих диффракцию, претерпевают частично неупругие столкновения, дающие многократное рассеяние.

Обработка результатов производится Руппом следующим методом. Прежде всего определяется угол рассеяния для каждого кольца, для чего измеряется диаметр кольца и расстояние от кольца до исследуемой фольги (по кривой). Далее возможно, вычисляя длину волны по обычной формуле и подбирая индексы для соответствующих кругов, находить величину a (ребро куба). В этом случае всегда получается величина того же порядка, что и вайденвал при помощи рентгеновых лучей, но все же немного отличная. При этом отклонения носят систематический характер.

Рупп поступает иначе. Он принимает за данную величину a (из рентгеновских данных) и, зная $\sin \frac{\Phi}{2}$ и подбирая индексы, находит эффективную длину волны $\bar{\lambda}$ из условия Брэгга. Критерием правильности подбора индексов является постоянство величины $\frac{\lambda}{2a}$.



Рис. 28. Серебро.

Затем величина $\bar{\lambda}$ сравнивается с вычисленной из соотношения де Бройля. Общая сводка результатов Руппа дана в табл. 8. Из нее следует с несомненностью заключить, что соотношение де Бройля и в этих исследованиях полностью подтверждается, если не считаться с небольшими отклонениями, причина которых будет выяснена ниже.

Таблица 8.

Металл	Тип решетки	a (Å)	V (вольт)	Наблюдаемые кольца	λ	$\bar{\lambda}$	$\mu = \frac{\lambda}{\bar{\lambda}}$
Al	Куб с центр. грами . . .	4,04	180—185	(111), (200), (311)	0,91	0,87	1,05
Ag	То же	4,06	150	(111), (200), (220)	1,00	0,95	1,06
"	"	4,06	180	(111), (200), (220)	0,91	0,87	1,05
"	"	4,06	220	То же	0,82	0,79	1,04
"	"	4,06	280	То же и (222)	0,73	0,70	1,03
"	"	4,06	320	(400), (331), (420)			
"	"	4,06	320	(111), (200), (311), (222)	0,68	0,67	1,01
Cu	"	3,65	280	(111), (200), (220)	0,73	0,71	1,03
Au	"	4,08	290	(200), (220), (311), (222)	0,71	0,69	1,03
Pb	"	4,91	280	(111), (200), (311)	0,75	0,71	1,03
Ni	"	3,53	220	(111), (200)	0,82	0,78	1,03
Cr	Центрир. куб . . .	2,89	290	(110), (111)	0,71	0,68	1,04
Sn	Тетрагон.	—	280	Одно размыт. кольцо	0,73	—	—
Zn	Гексагон.	—	280	Пять колец.	0,73	0,74	1,00

К вопросу о расхождении между λ и $\bar{\lambda}$, величина которого характеризуется последним столбцом таблицы, мы вернемся в главе VII.

В связи с работами Руппа возникает вопрос о проициасмости тонких металлических фольг для медленных электронов. Рупп считает, что его опытами доказана для всех исследованных им металлов селективная прозрачность для электронов в несколько сот вольт, наблюдаемая ранее Бекером для Ni и Au. Толщина пленок, как и в опытах Томсона, была порядка 10^{-6} — 10^{-5} см. В опытах Томсона такие пленки, если они были свободны от дыр, переставали давать диффракционные кольца уже при скоростях электронов порядка 10 000 вольт (Al) и даже больше (Pb: 24 000). При скоростях порядка 2000 вольт исчезало

даже центральное пятно. Для выяснения этого противоречия Томсон¹ тщательно исследовал, как методы получения пленок (испарением), так и действие медленных электронов на фотографические пластинки разных сортов. Попытки воспроизвести опыты Руппа с электронами малых скоростей (от нескольких сот до нескольких тысяч вольт) привели к отрицательным результатам во всех случаях, когда была уверенность в отсутствии дыр. Для электронов этих скоростей диффузное рассеяние покрывает, по видимому, диффракционную картину. Дефектами, по видимому, обладали как раз пленки, приготовленные по способу Руппа (испарением на поверхность полированного кристалла каменной соли и последующим растворением кристалла). Таким образом, для объяснения результатов Руппа следует предположить либо, что в некоторых отдельных местах пленки были значительно тоньше средней их толщины, либо, что отражение имело место от поверхности металла *внутри* дыроч (см. рис. 29) и следовательно явление проходило так же, как и в опытах Дэвиссона и Джермера с отражением.

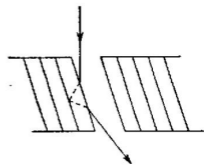


Рис. 29.

Впрочем, в связи с этим вопросом, сам Рупп произвел дополнительное специальное исследование поглощения и отражения медленных электронов различными металлами² и пришел к выводу, что при определенных малых скоростях электронов металлы обладают селективным поглощением для электронов. При этих же скоростях в опыте с отражением наблюдается селективная отражательная способность. Таким образом, получается аналогия известному оптическому закону. Причина наблюдаемых явлений, если они верны, в настоящее время остается невыясненной: характер кривых, полученных Руппом, связан с химической природой исследованных металлов (одинаков для одной группы периодической системы).

Основным преимуществом фотографического метода является то, что он дает всю диффракционную картину сразу. Однако, он не допускает более детального исследования механизма явления, в частности вопроса о распределении электронов по скоростям и углам. С этой целью Рупп³ произвел опыты с дифракцией электронов в тонких фольгах металлов куби-

¹ Proc. Roy. Soc (A) 125, 352, 1929.

² Zs. f. Phys. 58, 145, 1929.

³ Ann. d. Phys (5) 1, 773, 1929.

ческой системы (Ni, Al, Ag, Cr), пользуясь электрическим методом. Сперва им был применен кольцевой приемник, единственным существенным отличием которого от примененного Тартаковским¹ является то, что имелся еще и центральный приемник, позволявший параллельные измерения с центральным пучком. Как и в опытах Тартаковского наблюдалась сила тока в кольцевом приемнике при движении через него дифракционных колец (переменный вольтаж). Сетка перед приемниками (кольцевым и центральным) позволяла измерение распределения скоростей по методу задерживающего потенциала.

Угол $\frac{\Phi}{2}$ в этих опытах равнялся $9^{\circ}45'$, т. е. вдвое больше чем

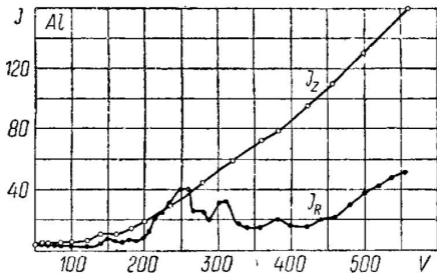


Рис. 30.

у Тартаковского. Пленки попережнему получались испарением, причем по расчету удавалось получить пленки до 10^{-7} см толщиной. Количество негодных пленок при этом доходило до 80%. Результаты с различными пленками не вполне воспроизводимы. Образцом полученных Руппом кривых может служить кривая для Al, рис. 30. Мы видим, что ток J_z в центральном приемнике непрерывно растет с повышением вольтажа, ток же J_r в кольцевом приемнике дает ряд четких максимумов. В этих опытах на сетку перед приемниками всегда прикладывалось задерживающее поле, равное 0,9 поля ускоряющего. Таким образом, в приемник попадали электроны, претерпевшие лишь небольшое изменение скорости при рассеянии. Табл. 9 дает список наблюдаемых максимумов.

¹ Л. с.

Таблица 9.

Металл	V	Индексы	Металл	V	Индексы			
Никкель . .	{	130	100	Серебро . .	{	80	100	
		240				110	160	110
		340				111	245	111
		295	200					
Алюминий .	{	50-60	100	Хром . . .	{	150-160	100	
		150-160				110	310	111
		250-260		111				
		310		200				

Следует отметить появление в этих опытах максимумов (100) и (110) со смешанными индексами, появление которых по теории невозможно для куба с центрированными гранями. Кроме перечисленных в таблице, наблюдались еще слабые максимумы, обусловленные, повидимому, загрязнениями.

Для исследования распределения электронов по скоростям между сеткой и приемниками прикладывалось переменное задерживающее поле. На рис. 31 дана кривая, полученная для Ag в максимуме $V = 240$ вольт (111). Начальная ордината как для кольца, так и для центрального приемника принята за 1. Характерно более резкое спадание кривой для кольца при малых задерживающих полях (мало медленных электронов) и с другой стороны большее относительное количество быстрых электронов в дифракционном кольце по сравнению с центральным пучком. Отсюда следует, как и из опыта Томсона, с отклонением дифракционной картины магнитным полем, что явление дифракции связано с упругим столкновением электрона. Электроны с малыми скоростями прегерпели, повидимому, многократное рассеяние.

Исследование распределения по углам было произведено в приборе, позволявшем менять угол падения первичного пучка на фольгу. Приемник в свою очередь мог вращаться вокруг оси, лежавшей в плоскости фольги. Кривая распределения в по-

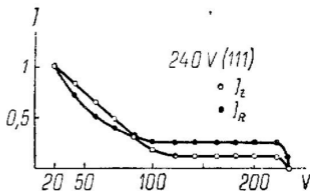


Рис. 31.

лярных координатах дана на рис. 32 для Ni. Максимумы (кольца) заметны не особенно резко. С повышением напряжения вся кривая раздувается, а максимумы приближаются к направлению первичного пучка, как и следовало ожидать. С этим же прибором было исследовано влияние на дифракционную картину изменения угла падения. Оказалось, что максимумы лучше выражены при нормальном падении; изменение угла падения не перемещает максимумов.

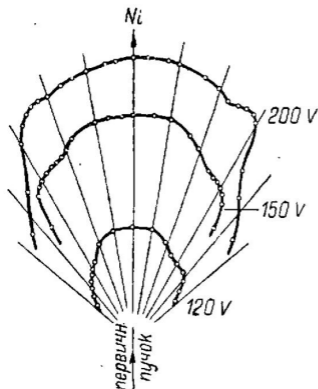


Рис. 32.

Разрешающая сила кристаллов и степень когерентности электронных волн. Опыты, описанные в этой и предыдущей главах, позволяют сделать некоторые заключения о когерентности электронных волн. Как известно, для возможности интерференции волн необходимо соблюдение некоторых условий: равенство частот, определенное соотношение фаз, задаваемое разностью хода интерферирующих лучей, с одной стороны, и естественной фазой, с другой. Если мы имеем две строго монохроматические волны одной и той же длины, например две плоские волны (параллельные пучки), то теоретически способность их интерферировать (когерентность) бесконечна, т. е. можно получать интерференционную картину при любой разности хода, если, конечно, начальные фазы лучей были одинаковы. Но на самом деле не существует строго монохроматических и строго параллельных пучков лучей. Всегда имеется некоторая неоднородность в длинах волн и некоторое расхождение лучей. В результате этих обстоятельств при некоторой определенной разности хода лучи уже перестают интерферировать. Этой величиной, измеренной в длинах волн, и определяют степень когерентности лучей. Если бы лучи были строго когерентны, то в результате диффракции мы получили бы бесконечно тонкие диффракционные полосы или круги. На самом деле наблюда-

даемые на фотографиях и измеренные электрическим способом диффракционные максимумы оказываются довольно размытыми и имеют значительную ширину. Ширина диффракционных кругов, а также максимумов при диффракции от монокристаллов, определяется целым рядом причин, прежде всего шириной отверстия приемника и шириной пучка, далее разрешающей силой кристаллической решетки и, наконец, степенью когерентности пучка. Хотя первая из этих причин и имеет большое значение, но все же уменьшение ширины щелей ниже известного предела, не дает уже дальнейшего сужения полос. В дальнейшем за ширину полос ответственны остальные две причины. Разрешающая сила кристалла тем больше, чем больше число слоев участвует в создании диффракционной картины; тем уже будут полосы.

Легко понять, что степень когерентности, как мы ее определили выше, выражается величиной $\lambda/\Delta\lambda$, если λ — длина волны для середины данной полосы, а $\Delta\lambda$ — разность длин волн на краях полосы.

Эту величину легко определить либо непосредственно измеряя ширину максимума, либо, точнее, если максимум очень размыт, замечая, какие наиболее близкие кольца еще можно разделить. Дифференцируя условие Брэгга ($n\lambda = 2d \sin \varphi$), найдем:

$$n \Delta \lambda = 2d \cos \varphi \cdot \Delta \varphi$$

Для опытов Томсона, где углы φ были очень малы, можно положить

$$\cos \varphi = 1, \sin \varphi = \varphi.$$

Отсюда легко найти:

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{\varphi}{\Delta \varphi}.$$

Так как мы здесь считаем $\Delta\lambda$ от середины полосы, то нужно положить еще $\Delta\varphi = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}$, если φ_1 и φ_2 соответствуют краям или наиболее близким еще разрешаемым кругам. Для Pt такие круги оказываются $\sqrt{11}$ и $\sqrt{12}$. Для этого случая мы легко найдем $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 48$.¹ Рупи² получил для Ag $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 20$. Дэвиссон и Джермер³ для Ni дают $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 14$. Тартаковский⁴ для

¹ Thomson, Proc. Roy. Soc. (A) 119, 651, 1928.

² Ann. d. Phys. (4) 85, 981, 1928.

³ Phys. Rev. 30, 705, 1927.

⁴ Zs. f. Phys. 56, 416, 1929.

$\Delta l - \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = 22$ (плоскость 111). Недавно Шёблиц¹ специально исследовал вопрос о резкости колец, получаемых при диффракции электронов в золоте, в зависимости от различных условий опыта. Для наиболее резкого из полученных им колец $\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = 50$ (точность 8%). Из всех причин, влияющих на ширину максимума, наибольшее значение имеет ширина пучка. Мы видим, что значения $\frac{\lambda}{\Delta \lambda}$ для электронов очень малы. В оптике для величины $\frac{\lambda}{\Delta \lambda}$ мы находим значения в сотнях тысяч.

Анализируя полученные ими результаты, Дэвиссон и Джермер считают, что разрешающая сила кристалла по отношению к электронным волнам очень мала. Последнее объясняется двумя обстоятельствами: во-первых малым числом слоев, участвующих в создании диффракционной картины; это в особенности имеет место при малых углах скольжения и связано с сильной поглощаемостью электронов в металле. Во-вторых, по мнению Дэвиссона и Джермера, в создании диффракционного пучка участвует лишь очень небольшая площадка кристалла — всего в 5—6 атомных рядов. Таким образом и ширина диффракционной решетки ничтожно мала.

Из рассмотрения полученных на результаты Томсон² приходит к выводу, что длина группы волн, участвующих в диффракции, — не менее $4 \cdot 10^{-8}$ см. Подсчет же ширины фронта дает величину в 30 Å. При тех значениях плотности тока, которые были в опытах Томсона, следует заключить, что вероятность одновременного пребывания внутри фольги более одного электрона ничтожно мала. Следовательно размеры группы волн одного электрона определяются 4 Å в длину и 30 Å в ширину. Если бы волновые пакеты де Бройля-Шредингера не расплывались, то указанные цифры и определяли бы величину такого пакета. Из изложенных соображений следует заключить, что при диффракции электронов нет взаимодействия группы волн различных электронов; иначе говоря, каждый электрон интерферирует *сам с собой*. Для окончательного разрешения этого вопроса опытным путем было бы интересно изучить распределение электронов по углам после прохождения их через фольгу при столь малых

¹ Phys. Zs. 32, 37, 1931.

² Wave mechanics etc, p. 71

интенсивностях, чтобы можно было считать отдельные электроны, например, счетчиком Гейгера.

Однако, недавно Кирхнер¹ значительно усовершенствовал методику получения электронограмм, нашел $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} > 1000$ (для слюды). Хотя эта цифра еще далека от того, что наблюдается в оптике, но все же значительно больше всех ранее найденных цифр. Этот результат несколько подрывает значение соображений, основанных на малости $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ для электронов.

Опытные факты, изложенные в этой и предыдущей главах, с несомненностью доказывают волновую природу электрона и правильность основного соотношения де Бройля. Порядок длины

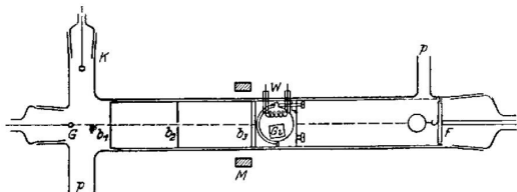


Рис. 33.

электронных волн сделал естественным то, что, как и в случае рентгеновых лучей, сперва были наблюдаемы дифракционные явления в кристаллах. Но, как было выяснено в главе III, при особых условиях возможно наблюдать дифракцию и для волн столь коротких, как рентгеновы, и в случае обыкновенной плоской решетки. Необходимо только работать с почти скользящим падением луча на решетку.

Подобного рода опыт был осуществлен для электронов Руппом.² На этой работе, стоящей несколько особняком от других работ, здесь описанных, мы и остановимся, заглаживая эту главу.

Прибор, примененный в этих опытах, изображен на рис. 33. Пучок электронов от катода K, помещенного сбоку, чтобы на пластинку не попадал свет, проходит через ряд диафрагм b_1, b_2, b_3 и попадает на установленную в центральной части прибора

¹ F. Kirchner, Ann. d. Phys. 11, 741, 1931.

² Zs. f. Phys. 52, 8 1928.

решетку G_1 . Загибание пучка достигается разностью потенциалов в 12 вольт, приложенной между K и дополнительным катодом G , служащим для установки прибора. Разгон электронов достигается полем, приложенным между G и b_1 . Над решеткой, устанавливаемой под очень малым углом к пучку, расположена вольфрамовая спираль W , дающая возможность прогревать поверхность решетки электронной бомбардировкой и таким образом освобождать ее от газа. Далее на шлифе устанавливается фотографическая пластинка, которая может быть прикрыта особой крышкой.

Следует еще отметить применение фокусирующей «магнитной линзы» M (короткой катушки), сжимающей пучок электронов.

Установка прибора происходит оптически, для чего служит платиновая проволока G ; на место шлифа с пластинкой вставляется фотоэлемент. Вращение решетки производится микрометрическими винтами, причем удается установить ее под очень малым углом к пучку.

Расчеты производятся по формуле:

$$n \lambda = \frac{d}{2} \alpha (\alpha + 2\varphi),$$

где φ — угол падения луча, а α — отклонение, соответствующее спектру определенного порядка. Постоянные решетки $d = 7,7 \cdot 10^{-4}$ см. Опыты были произведены со скоростью электронов в 70, 150 и 310 вольт при углах падения $\varphi = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $3 \cdot 10^{-3}$ и т. п. Удалось получить снимки диффракционных линий 1-го, 2-го и в одном случае даже 3-го порядка. Промер электронограмм был проведен в большинстве случаев относительным методом, когда определялся угол φ при разных скоростях электронов при предположении правильности соотношения де Бройля.

Постоянство полученных значений угла доказывало, что это соотношение действительно имеет место.

В одном случае оказалось возможным абсолютное определение (когда удалось наблюдать диффракцию до 3-го порядка¹); При $V = 150$ вольт для длины волны получилось $\lambda = 1,00 \pm 0,03 \text{ \AA}$ в полном согласии с формулой де Бройля.

¹ Независимое определение угла φ (например, оптическим методом) не удалось произвести с достаточной степенью точности.

Все описанные в предыдущих главах опыты относятся к металлам. В этом случае заряд, приносимый пучком электронов на металл, отводится к земле, не заряжая отрицательно поверхности исследуемого материала; таким образом не создается обратного поля, задерживающего дальнейшее приближение электронов к поверхности металла. В случае диэлектриков зарядение поверхности неизбежно и в большей или меньшей степени всегда должно иметь место. Поэтому опыты с рассеянием электронов от диэлектриков всегда были сопряжены со значительными трудностями, тем большими, чем хуже данный диэлектрик проводит ток. Несмотря на это в ряде случаев такие опыты все же удались.

Прежде чем перейти к изложению основного материала этой главы — опытов с диффракцией электронов в диэлектриках, мы скажем несколько слов о некоторых опытах с отражением электронов. Отражением электронов от диэлектриков в течение ряда лет занимались Венельт и его сотрудники.¹ В этих опытах пластинка диэлектрика (стекло, кварц, слюда и т. п.) ставилась под различными углами к пучку электронов. Можно было измерять как количество отраженных от пластинки электронов (пластинка окружена металлическим цилиндром, отведенным к земле), так и количество прошедших через нее электронов. Изменялись скорости электронов, а также температура пластинки. Основным результатом исследования является то, что начиная с известной скорости электронов (1300 вольт) резко меняется зависимость числа прошедших через пластинку электронов от угла падения. Тогда как при малых скоростях это число растет с увеличением угла падения непрерывно, при больших скоростях при некотором определенном угле всегда наступает резкое спадание кривой, сменяющееся затем дальнейшим нарастанием. Основываясь на работе Клемперера,² Венельт ставит это явление в связь с волновой природой электронов и видит в нем «полное внутреннее отражение» электронов. Именно такого хода кривой следует ожидать, если принять, что показатель преломления электронов меньше единицы. Однако, Иоффе³ указал, что эти явления вполне объяснимы с обычной электростатической точки зрения и не могут считаться доказательством существования преломления фазовых волн (действительно, по су-

¹ Сводная статья, А. Wehnelt, Zs. f. Phys. 48, 165, 1928.

² Zs. f. Phys. 47, 417, 1928.

³ Zs. f. Phys. 48, 7, 37, 1928.

шеству, Клемперер лишь вывел квантовым путем обычные электростатические формулы, не содержащие h). Аналогия электронов и волн в числе других вопросов ставит и вопрос о правильном отражении электронов. Оно было обнаружено Тартаковским и Родионовым¹ при исследовании отражения электронов от пленки из цапон-лака (целлулоза). Скорость электронов менялась от 75 до 1500 вольт. Опыты производились обычно так, что задавалось положение подвижного приемника электронов, а положение отражающей пленки менялось от скользящего угла в 0° до некоторой определенной величины, задаваемой положением приемника. При этом всегда наблюдался максимум числа отраженных электронов при положении отражателя, соответствовавшем правильному отражению. Скользящие углы правильного отражения менялись от 15° до 75° . Исследование распреде-

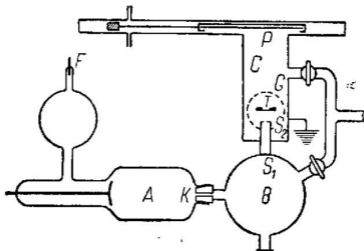


Рис. 34.

ления отраженных электронов по скоростям показало, что в направлении правильного отражения летит наибольшее относительное число быстрых электронов (подвергшихся упругому удару). Возможно, что наблюдаемые явления связаны со структурой целлулоза. Утверждать уверенно, что явление связано с волновой природой электрона, нельзя. Дальнейшее исследование отражения электронов от диэлектриков, производившееся Тартаковским и Кудрявцевой,² показывает, что в работах такого рода существенную роль может играть заряд поверхности. Однако, как выяснено, в описанных опытах это не могло иметь места, так как в случае заведомого заряжения поверхности явления происходят отличным образом.

Мы переходим теперь к диффракции электронов в диэлек-

¹ Ж. Р. Ф. О. 61, 385, 1929.

² Не опубликовано.

триках и прежде всего остановимся на опытах японского физика Сейши Кикучи,¹ представляющими наибольший интерес из всех опытов этой области.

Кикучи исследовал дифракцию электронов в тонких листках слюды. Схема его прибора изображена на рис. 34. Электронный пучок из разрядной трубки *A* с холодным катодом через диафрагму *K* выходит в пространство *B*, где магнитным полем, перпендикулярным к плоскости чертежа, заворачивается на 90° и попадает в диафрагмы *S*₁ и *S*₂. За этими диафрагмами в камере *C* расположен листок слюды *T* в особом держателе. При помощи шлифа *G* можно поворачивать пластинку и ставить ее под любым углом к пучку. За слюдой на расстоянии в 15 см расположена фотографическая пластинка *P* в касете, которую можно сдвигать в сторону при помощи магнитного приспособления и вынимать из прибора, снимая боковую крышку. Откачка разрядной трубки и камеры *C* производилась независимо. Постоянство давления в разрядной трубке поддерживалось регенератором *F*. Магнитное поле, создаваемое катушками с осями, перпендикулярными плоскости чертежа, служило для монохроматизации пучка электронов. Оболочка шара *B* вместе с диафрагмами и камерой *C* заземлялась, так что электроны «неподходящих» скоростей отводились к земле. Рассеянное магнитное поле от катушек в камере *C* и диафрагмах компенсировалось дополнительной катушкой, ось которой совпадала с направлением пучка. Скорости электронов менялись в очень широких пределах — от 10 до 85 киловольт. Скорости электронов весьма точно определялись следующим методом. Вместо слюды ставилась Al-фольга и получалась с нее дифракцион-

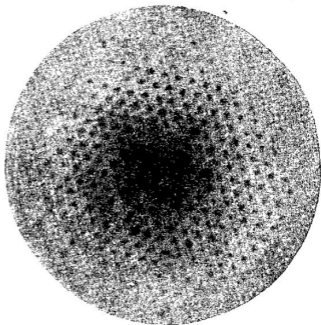


Рис. 35.

н-схема, перпендикулярными плоскости чертежа, служило для монохроматизации пучка электронов. Оболочка шара *B* вместе с диафрагмами и камерой *C* заземлялась, так что электроны «неподходящих» скоростей отводились к земле. Рассеянное магнитное поле от катушек в камере *C* и диафрагмах компенсировалось дополнительной катушкой, ось которой совпадала с направлением пучка. Скорости электронов менялись в очень широких пределах — от 10 до 85 киловольт. Скорости электронов весьма точно определялись следующим методом. Вместо слюды ставилась Al-фольга и получалась с нее дифракцион-

¹Jap. Journ. of Phys. 5, 83, 1928; Proc. Imp. Acad. Jap. 4, 271, 273, 354, 471, 1928. Обзорные изложения: E. Rupp, Naturwiss. 17, 174, 1929; S. Kikuchi, Phys. Zs. 31, 777, 1930.

ная картина. Из размеров колец определялась скорость электронов и сопоставлялась с силой тока в катушках, создавших магнитное поле. После такой «градуировки» скорость определялась непосредственно по силе тока в катушке.

Полученные электронограммы были трех типов, в зависимости от толщины листка. При очень тонких листках, казавшихся темными в отраженном свете, следовательно имевших толщину меньше длины волны видимого света, получалась картина, изображенная на рис. 35 (картина *N*). С листками, дававшими интерференционные цвета, получалась электронограмма, изобра-

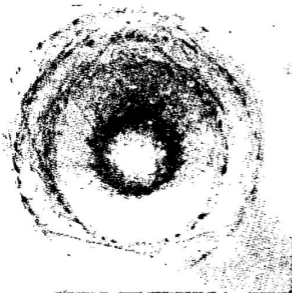


Рис. 36.

раженная на рис. 36 (картина *L*); наконец, с еще более толстыми листками получалась «картина *P*» (рис. 37). Уже беглое рассмотрение этих электронограмм показывает, что только *L*-картина представляет аналогию рентгенограмм Лауэ. Картины *N* и *P* не имели аналогов в рентгеновском анализе.

Характерной особенностью картины 1-го типа (*N*) являются пятна почти одинаковой интенсивности, расположенные по

прямым, пересекающимся под углом в 60° ; каждые три соседних пятна образуют приблизительно правильный треугольник. На самом деле мы, как легко видеть, имеем две системы треугольников (с вершинами обращенными в противоположные стороны). Если всмотреться в пятна, то они имеют приблизительно форму шестигульников. Что эта картина обязана своим происхождением дифракции электронов, следует из того, что с увеличением скорости электронов пятна сближаются, причем соблюдается условие $d\sqrt{V} = \text{const}$ (d — расстояние между пятнами), что, как мы видели, следует из основного уравнения де Бройля. При переходе к несколько более толстым листкам интенсивность пятен перестает быть равномерной; некоторые из них усиливаются, другие ослабевают. Когда толщина делается такой, что

появляются цвета тонких пластинок, электронограмма принимает вид рис. 36, на котором ясно видны пятна Лауэ, расположенные по окружностям. Кроме того заметны черные и белые прямые, причем каждая из черных прямых проходит через пятно Лауэ (*L*-диаграмма). Дальнейшее увеличение толщины постепенно уничтожает пятна Лауэ, на смену которым появляются сплошные черные круги, сопутствуемые черными и белыми прямыми. Эти прямые всегда идут параллельными парами (черная и белая), причем они направлены по касательным к кругам

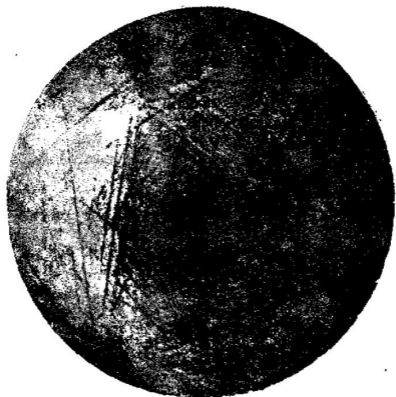


Рис. 37.

(*P*-картина). Еще большее увеличение толщины приводит к тому, что остаются только эти параллельные линии, а все остальное, даже центральный пучок исчезает. Из сказанного ясно, что деление электронограмм слюды на три типа является условным, так как резкой границы между этими типами провести нельзя.

Разберемся в описанных явлениях. Исследованная Кикучи слюда (мусковит) кристаллизуется в форме моноклинических призм. Дополнительно проведенное рентгенографическое исследование показало, что в элементарной призме находятся четыре молекулы $\text{K}_2\text{Al}_3 (\text{SiO}_4)_3$. Параллельно плоскости скола слюды

расположены прямоугольные (дегидрированные) основания призм со сторонами $a = 5,17 \text{ \AA}$, $b = 8,96 \text{ \AA}$; третье ребро $c = 20,05 \text{ \AA}$ наклонено к плоскости скола под углом в $84^\circ 10'$. Из сказанного следует, что в плоскости скола молекулы расположены в вершинах приблизительно правильных треугольников на расстояниях $5,17 \text{ \AA}$ друг от друга. Но рассмотренная нами электронограмма типа *N* как раз представляет такую картину. Легко понять, что этого и следует ожидать, если считать, что диффракция происходит от плоской решетки описанного типа. По аналогии с тем, что мы видели в опытах Дэвиссона и Джермера для *Ni* (гл. IV), плоская решетка для слюды также представляет систему трех линейных решеток, расположенных под углом в 60° . По формулам, относящимся к плоской решетке, можно рассчитать расстояния между узлами решетки, если измерить расстояния между пятнами и знать длину волны. Табл. 10 дает сводку результатов, полученных при различных скоростях.

Таблица 10.

V (киловольты)	λ (\AA)	a (\AA)
78,0	0,0437	5,15
69,9	0,0456	5,23
60,5	0,0432	5,18
46,5	0,0563	5,21
35,7	0,0646	5,19
29,8	0,0705	5,22
24,9	0,0775	5,10
22,4	0,0816	5,15
19,1	0,0886	5,13
14,1	0,1032	5,00

Среднее значение $a = 5,18 \text{ \AA}$ прекрасно совпадает со значением a , полученным рентгеновским анализом. Таким образом, мы здесь действительно имеем диффракцию от плоской решетки. В виду того, что толщина листов была порядка 10^{-5} см, а расстояние между соседними плоскостями порядка 20 \AA ($2 \cdot 10^{-7}$), выходит, что электронный пучок проходит приблизительно 50 атомных слоев. Возникает вопрос, почему при этих условиях не возникает диффракционная картина от пространственной решетки. В опытах Дэвиссона диффракция от плоской решетки возникает, когда в создании картины участвует, действительно, один-два слоя атомов. На первый взгляд казалось, что мы имеем здесь какое-то явление, специфическое для электронных

воли. Однако Линнику¹ удалось получить плоскую диффракцию и для рентгеновых лучей, причем для получения тонких листов слюды он сильно прокаливал довольно толстый кусок слюды, чем и вызывалось растрескивание ее. Рентгенограмма от такого расслоенного куска давала плоскую диффракцию.² В этом случае, хотя общее число слоев и было достаточно для получения пространственной диффракции, отдельные тонкие листки вследствие сдвигов не давали когерентных между собой пучков рассеянных лучей, что необходимо для получения рентгенограммы Лауэ; эффект плоских решеток просто суммировался. Печально аналогичное мы имеем в интересующем нас случае. Те тонкие листочки слюды, которыми пользовался Кикучи, невозможно монтировать на держатель, не подвергнув их механическим воздействиям (изгибам и т. п.). Благодаря этим воздействиям единая решетка разрушается и мы имеем целый ряд призм, основания которых почти параллельны плоскости скола. Но, благодаря значительно большей длине ребра c , уже самых незначительных углов между этими ребрами достаточно, чтобы создать сдвиги следующих слоев, вполне достаточные для нарушения условий, соблюдение которых необходимо для создания пространственной диффракции. Это обстоятельство, как показал Брэгг - отец,³ приводит к электронограмме того типа, который должна давать плоская решетка. Как мы уже видели в связи с опытами Дэвиссона, для создания пространственной диффракции необходимо соблюдение трех условий, два из которых выполняются так сказать автоматически для плоской решетки (один слой). Третье, вообще говоря, выполняется только при особых условиях и мы из всех возможных для плоской решетки пятен в этом случае наблюдаем лишь немногие пятна диаграммы Лауэ. В наших условиях, когда направления ребра c для разных призм несколько различны, появляется больше возможностей для осуществления третьего условия, практически с ним не приходится считаться и мы получаем плоскую картину диффракции, хотя фактически в создании ее участвует много слоев.⁴ Колебаний направления c по отношению к направлению первичного пучка

1 Zs. f. Phys. 55, 502. 1929.

2 От одного тонкого листка, как в опытах Кикучи, рентгенограмму получить нельзя в виду ничтожной интенсивности рассеянных лучей.

3 W. L. Bragg, Nature, 124, 123, 1929.

4 Если падающий луч образует с осями углы $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, а отраженный — углы α, β, γ , то три условия, эквивалентные условию Брэгга, запишутся в форме:

$$\begin{aligned} a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= l \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= m \lambda, \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= n \lambda, \end{aligned}$$

где l, m, n — целые числа.

в пределах 6° достаточно, как показал Брэгг, для получения «плоской» рентгенограммы слюды. Линник,¹ заставляя кристаллы слегка колебаться во все стороны, получал рентгенограммы плоского типа с кристаллами не подвергавшимися никаким деформациям. Таким образом, картина N не является результатом каких-то особых свойств электронных волн, отличающих их от волн рентгеновых.

Картина L , как мы видели, является обычной диаграммой Лауэ и анализ приводит к результатам вполне совпадающим с результатами рентгеновского анализа.

Переходя к картине P (круги), получаемой с толстыми листками, мы сперва остановимся на первоначальном толковании Кикучи. Рассмотрим «линейную» решетку, состоящую из атомов, лежащих в различных слоях на одной прямой (прямую эту можно, конечно, провести различными способами). Если пучок падает на эту линейную решетку под некоторым малым углом α , то может возникнуть «диффракция третьего измерения», если угол β , образованный диффракционным пучком, связан с α условием:

$$\cos \beta = \cos \alpha - \frac{n \lambda}{c},$$

где n — целое число, c — расстояние между атомами.

При $\alpha = 0$ получим:

$$\sin \frac{\beta}{2} = \sqrt{\frac{n \lambda}{2c}}.$$

Диффракционная картина будет представлять ряд кругов. Расчеты, произведенные по последней формуле, дают приблизительно правильный порядок величин c . Поворот кристалла, как и следовало ожидать, смещает круги в сторону, слегка искажая их (получаются эллипсы с малым эксцентриситетом). Возникает вопрос, каким образом диффракция «одного измерения» получается отдельно от пространственной диффракции. На первый взгляд здесь опять можно было видеть какое-то особое свойство волн материи, например считать, что они имеют очень узкий когерентный фронт волны. Нам кажется, однако, что дело не в этом. На диаграмме P , как и на диаграмме L , имеется ряд черных и белых прямых, сопровождающих пятна Лауэ и круги. Более внимательное рассмотрение диаграммы показывает, что круги являются только кажущимися. На самом деле это многоугольники с большим числом сторон. Таким образом, можно считать, что на самом деле мы имеем дело лишь с черными и белыми прямыми. С изменением угла наклона слюдяной пластинки

¹ Zs. f. Phys. 57, 667, 1929.

к направлению пучка эти прямые тоже перемещаются. Мы имеем таким образом не два явления, а одно, которому Кикучи дает следующее объяснение. Если кристалл достаточно толст, то короткие электронные волны кроме того рассеяния, которое мы уже рассмотрели (когерентное) претерпевают еще и диффузное рассеяние по всевозможным направлениям. Это рассеяние связано с неупругими соударениями электронов, но потери скорости, а следовательно и изменение длины волны так невелики, что ими можно пренебречь. В результате этого процесса внутри кристалла оказываются как бы новые источники электронных волн, дающие лучи по всевозможным направлениям. Пусть (рис. 38) AOA' направление первичного (падающего на кристалл) луча. NN' одна из кристаллических плоскостей. BO пусть будет один из рассеянных описанным выше образом пучков электронов. Если для него удовлетворяется условие Брэгга, то он отразится от плоскости NN' и вместо того, чтобы попасть на фотографическую пластинку PP' в точке B' , попадет на нее в точке C' . Отсюда ясно, что все лучи, отразившиеся от плоскости под данным углом, дадут на пластинке темную линию, проходящую через C' . Наоборот на общем фоне создаваемом диффузно рассеянными электронами через B' должна проходить светлая полоса. Однако другой луч CO , отразившись от плоскости NN' , пойдет по направлению OB' . Если мы не имеем взаимного уничтожения результатов действия лучей BO и CO , то это происходит потому, что пучок BO соответствует меньшему углу отклонения рассеянного луча от первичного, а CO — большему. Пучок BO интенсивнее, так как вероятность отклонения убывает с возрастанием угла. Таким образом, мы находим в B' светлую линию (ближе к центру) и в C' параллельную ей темную. Благодаря малости угла скольжения φ эти линии кажутся прямыми — на самом деле это части гипербол. След пересечения N' плоскости NN' с фотографической пластинкой должен проходить как раз посередине между темной и светлой линией. Каждый порядок отражения дает свою пару линий.

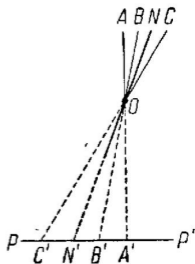


Рис. 38.

Легко видеть, что по расстоянию между линиями можно найти и расстояния между соответствующими плоскостями в кристалле. В самом деле, в виду малости угла φ , $C'B' = 2\varphi D$, где

D — расстояние от листка слюды до пластинки. Условие Брэгга дает: $2d\varphi = n\lambda$ откуда:

$$C'B' = \frac{n\lambda D}{d}.$$

Симметрия расположения линий на фотографической пластинке дает непосредственное отражение симметрии самого кристалла. Если луч BO будет совпадать с AO (первичным лучом), то мы получим в C пятно Лауэ. Это делает понятным, почему на диаграмме L черные линии проходят через пятна Лауэ. Если бы плоскость проходила через направление AO , то, как легко сообразить, соответствующая пара линий должна была исчезнуть. На самом деле между этими линиями проходит более темная, чем остальной фон широкая полоса. Происхождение этих полос пока не выяснено. На рис. 37 можно рассмотреть три таких полосы под углами в 60° . Они соответствуют вполне определенным плоскостям в кристалле.¹

Работа Кикучи со слюдой была продолжена целым рядом исследователей. Мацукава и Шинохара детально разобрали электронограммы типа L и P и сопоставили пятна Лауэ и прямые с определенными кристаллическими плоскостями. Нишикава и Кикучи² получили темные и светлые линии при отражении электронов от кальцита. Из расстояний между линиями удалось определить расстояния между атомными плоскостями. Томсон³ наблюдал такие линии при отражении электронов в 30 000 вольт от каменной соли. Томсон высказывает предположение, что этими линиями можно объяснить появление отражений от *запрещенных* плоскостей для куба с центрированными гранями в опытах Тартаковского и Руппа, отражения *полосинных порядков* в опытах Руппа (см. следующую главу). Эти отражения наблюдались всегда электрическим методом, на фотографиях их не удавалось наблюдать. Но как раз при электрическом методе нет возможности непосредственно различить дифракционный круг или пятно Лауэ от линии Кикучи.

Таким образом Томсон считает отражения от запрещенных граней кажущимися, плодом ошибки в идентификации отражений.

Рупп⁴ повторил опыты с получением плоской дифракции.

¹ Явление, аналогичное появлению темных и светлых линий при рассеянии электронов в слюде, уже давно наблюдали Резерфорд и Андраде при рассеянии γ -лучей в различных телах. Здесь также имеет место предварительное диффузное рассеяние.

² Proc. Imp. Acad. Jap. 4, 475, 1928; Nature 121, 1019, 1928.

³ Nature, июль 1930.

⁴ Zs. f. Phys 58, 766, 1929.

от слюды, применив калящийся катод. Оказалось, что картина плоской дифракции получается только при сильной нагрузке разрядной трубки (ток 5 мА при 15 000 вольт). В этом случае происходит сильное разогревание кристалла, вызывающее деформации и таким образом создающее условия, необходимые для появления картины N.

При слабом токе (10^{-8} А) тот же листок дал пространственную дифракцию.

Ряд авторов наблюдал дифракционные кольца с окисями металлов. При этом была применена дифракция от мелкокристаллического порошка, наносимого, например, на пленку из целлулоида. Например, Мито и Ямагучи¹ исследовали окись магния. Понт² работал с окисью цинка и окисью кадмия. Ряд исследований был произведен с диэлектрическими кристаллами по методу, представляющему электронную аналогию метода рентгеновского анализа по Брэггу. Рассмотрение этих работ мы откладываем до следующей главы и рассмотрим их в связи с вопросом о преломлении электронных волн.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН.

VII

Мы видели в главе четвертой, что наблюдаемые Дэвиссоном и Джермером длины волн дифракционных максимумов (пятен Лауэ) несколько отличны от тех значений длин волн, которые следовало бы получить, применяя теорию дифракции рентгеновых лучей (например, руководствуясь формулой Брэгга) и пользуясь известным значением постоянной решетки. Каждая фактически наблюдаемая длина волны лежит между двумя значениями длины волн для дифракции рентгеновых лучей. На рис. 22 главы IV можно видеть это расположение наблюдаемых точек, причем стрелками указано сопоставление наблюдаемых максимумов с пятнами Лауэ для рентгеновых лучей. Каждая наблюдаемая точка считается соответствующей ближайшей выше лежащей точке на прямой. Первоначальное объяснение этого сдвига, предложенное Дэвиссоном, заключалось в предположении, что поверхностные слои несколько сжаты по сравнению с остальной решеткой кристалла. При ближайшем рассмотрении оказывается, что это сжатие приходится считать не одинаковым для различных длин волн, поэтому это объяснение

¹ Proc. Imp. Jap. Acad. 5, 122, 1929.

² C. R. 188, 244, 909, 1929.

приходится отбросить. Другое объяснение было предложено Экартом,¹ а затем Бете.²

Объяснение это основано на предположении существования преломления электронных волн внутри тел.

В самом деле, из сказанного в главе первой следует, что скорость фазовых волн выражается формулой:

$$w = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}, \quad (1)$$

где E — полная, а U — потенциальная энергия электронов. Вне металла, очевидно, $U = 0$ и скорость фазовых волн равна:

$$W = \frac{E}{\sqrt{2mE}}. \quad (2)$$

Внутри металла, где на электрон действуют электрические силы, $U \neq 0$ и скорость волн выражается формулой (1). Назвав длину волны вне металла через Δ , а внутри λ , мы получим по определению показателя преломления:

$$\mu = \frac{W}{w} = \frac{\Delta}{\lambda} = \sqrt{\frac{E-U}{E}} = \sqrt{1 - \frac{U}{E}}, \quad (3)$$

где полная энергия предполагается не изменившейся. Таким образом μ представляет показатель преломления металла по отношению к пустоте.

Расположение дифракционных максимумов определяется условиями, в которых фигурирует длина волны. Очевидно, что в эти формулы следует подставлять длину волны λ в среде, где происходит диффракция. Непосредственному же измерению поддается лишь длина волны Δ в пустоте. Отсюда понятно наблюдавшиеся Дэвиссоном и Джермером, Рушом и др. расхождения с рентгеновыми лучами. Из предложенного Дэвиссоном сопоставления максимумов легко рассчитать и значения показателя преломления для различных скоростей электронов, которые при этом оказываются меньше единицы и растут, приближаясь к единице при увеличении скорости электронов в согласии с формулой (3). Вполне понятно, что преломления не наблюдается в опытах с быстрыми электронами (Томсон) $\left(\frac{U}{E} \text{ очень мало}\right)$, а также и в случае диффракции от плоской решетки (волны не входят в металл).

¹ С. Eckart, Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 460, 1927.

² Н. Bethe, Naturwiss. 15, 787, 1927.

Хотя на первый взгляд нет ничего удивительного в показателе преломления, меньшем единицы (как известно, это имеет место и в случае рентгеновых лучей), однако ближайшее рассмотрение вопросов приводит к заключению, что μ должно быть больше 1 и, следовательно, сопоставление Дэвиссона неверно. Эти соображения были высказаны Бете¹ и одновременно получены Руппом из его уже рассмотренной нами работы.²

В самом деле, если $\mu < 1$, то по (3) $U > 0$, т. е. средняя потенциальная энергия электронов внутри металла положительна. Это значит, что на электроны действуют отталкивательные силы, работа вырывания электронов из металла была бы отрицательна. Таким образом при U больше нуля электроны вообще не могли бы оставаться внутри металла, а самопроизвольно вылетали бы наружу. Такого явления не наблюдается. Далее, при $\mu < 1$ при выходе из металла луч должен приближаться к нормали к поверхности металла. Из значения показателя преломления $\mu = 0,8$ (вычисленного Бете по данным Дэвиссона) получается предельный угол выхода (полное отражение) $\theta_0 = 53^\circ$, тогда как на самом деле наблюдаются углы вплоть до 85° . Наконец, имеются и невязки количественного характера, на которых мы остановимся ниже.

В связи со сказанным, мы перепишем формулу (3), положив $E = eV$, $U = -e\Phi$, т. е. выражая энергию в вольтах.

Получается:

$$\mu = \sqrt{1 + \frac{\Phi}{V}}, \quad (4)$$

где *средний внутренний потенциал* Φ должен быть положительной величиной, если мы учтем, что U должно быть меньше нуля в согласии с данными целого ряда исследований в различных областях. Если $\mu > 1$, то отпадает затруднение с предельным выходным углом — скользкий выход луча из поверхности делается теоретически возможным — в полном согласии с опытом. Для получения $\mu > 1$ из опытов Дэвиссона и Джермера нужно сопоставить длины волн наблюдаемых максимумов не так, как это сперва было сделано (т. е. с ближайшей выше лежащей точкой на прямой), а, наоборот, с ниже лежащим отражением рентгеновых лучей. Табл. 11, заимствованная из статей Бете и составленная по данным Дэвиссона, дает понятие о получающихся числах.

¹ Naturwiss. 16, 333, 1928. Более подробно Ann. d. Phys. 87, 53, 1928.

² Ann. d. Phys. 85, 981, 1928.

Таблица 11.

J	Λ	Старое сопоставление			Новое сопоставление		
		λ	μ	Φ	λ	μ	Φ
54	1,67	2,03	0,82	- 18	1,49	1,118	+ 13
65	1, 2	1,84	0,82	- 21	1,35	1,123	+ 16,5
106	1,19	1,49	0,82	- 39	1,13	1,048	+ 11,5
126	1,08	1,35	0,81	- 44,5	1,04	1,047	+ 11
143	1,02	1,22	0,85	- 43	1,04	(0,979)	(-7)
160	0,97	1,05	0,83	- 26	0,92	1,045	+ 14
174	0,93	1,13	0,92	- 57	0,89	1, 38	+ 13
181	0,91	1,02	~ 1	- 27	0,88	1,036	+ 13

Мы выписали только часть данных проанализированных Бете. За правильность нового сопоставления говорит и сравнительно малое расхождение значений Φ . Среднее значение Φ , вычисленное из всех двадцати двух максимумов, наблюдаемых Дэвиссоном и Джермером, равно $+14,8$ вольт. Отрицательные значения Φ из старого сопоставления колеблются в значительно больших пределах (от -18 до -79 вольт). Наконец, при $\mu > 1$ выходящий из металла луч удаляется от перпендикуляра к поверхности, следовательно, вполне возможны пучки со скольльзящим выходом, а также и полное внутреннее отражение. Последним объясняется непоявление в электронограмме ряда максимумов, наблюдающихся при дифракции соответствующих рентгеновых волн. На это обстоятельство мы уже указывали при рассмотрении опытов Дэвиссона. Полное внутреннее отражение будет, очевидно, иметь место, когда $\Lambda = \lambda\mu > d$ (постоянной решетки).

Прежде чем переходить к рассмотрению дальнейших экспериментальных данных по вопросу о показателе преломления и внутреннем потенциале, остановимся на нескольких формулах, характеризующих влияние показателя преломления на дифракционную картину, а также на физическом смысле внутреннего потенциала Φ .

Влияние преломления на дифракцию от монокристалла ясно из рис. 39. Угол скольжения внутри кристалла φ' отличается от угла скольжения φ вне кристалла. Для φ' имеем условие Брэгга.

$$2d \sin \varphi' = n \lambda = n \frac{\Lambda}{\mu} \quad (5)$$

Кроме того имеем:

$$\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi'} = \mu \quad (6)$$

Из (5) и (6) получается:

$$\frac{\cos \varphi}{\mu} = \sqrt{1 - \frac{n^2 \Lambda^2}{4 \mu^2 d^2}}$$

и

$$\sin^2 \varphi = 1 - \mu^2 + \frac{n^2 \Lambda^2}{4 d^2} = \frac{n^2 \Lambda^2}{4 d^2} - \frac{\Phi}{V} \quad (7)$$

Из (7) вытекает условие возможности отражения

$$\mu^2 < 1 + \frac{n^2 \Lambda^2}{4 d^2}$$

В противном случае произойдет полное внутреннее отражение. Наконец, угол отражения θ определяется из формулы:

$$\mu^2 = \frac{n^2 \Lambda^2}{4 d^2} + \sin^2 \theta \quad (8)$$

Подставляя сюда

$$\Lambda^2 = \frac{150}{V} \text{ и } \mu^2 = 1 + \frac{\Phi}{V},$$

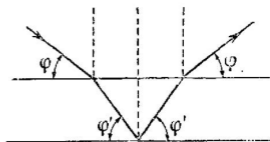


Рис. 39.

получим для определения внутреннего потенциала Φ непосредственно из опытных данных

$$\Phi = \frac{150 n^2}{4 d^2} - V \cos^2 \theta. \quad (9)$$

Формулами (8) и (9) особенно удобно пользоваться при работе по методу «постоянного угла», являющемуся электронной аналогией метода Брэгга. Таким именно образом произведен ряд исследований Дэвиссона и Джермера и Руппа с монокристаллами, которые разбираются в этой главе.

Гораздо менее ясен вопрос о влиянии преломления на дифракционную картину в случае поликристаллов. Рупп для анализа своих опытов¹ (нормальное падение) воспользовался простейшей формулой:

$$\sin \varphi = \frac{n \Lambda}{2 \mu d},$$

¹ Ann. d. Phys. 85, 981, 1928.

следовательно, для угла отклонения 2φ

$$\sin 2\varphi = \frac{n\Lambda}{\mu d} \sqrt{1 - \left(\frac{n\Lambda}{2\mu d}\right)^2} \quad (10)$$

Очевидно эта формула учитывает только изменение длины волны при входе в металл. Руин нашел ее совпадающей с данными опыта в пределах точности наблюдения (приблизительно 4%). Томсон¹ выставил против такой формулы то возражение, что она не учитывает преломления при выходе из металла, т. е. противоречит принципу Гюйгенса.

Учитывая и это обстоятельство, вместо (10) придется написать

$$\sin \theta' = \frac{n\Lambda}{d} \sqrt{1 - \left(\frac{n\Lambda}{2\mu d}\right)^2}; \quad (11)$$

здесь θ' — угол выходящего луча с нормалью.

Вычисление по формуле (11) дает, как показывает Рупп,² значения θ' на 4—5% больше значений 2φ , вычисленных по формуле (10). Это почти совпадает с пределом точности наблюдения. Томсон показывает, что при малых углах в этом случае θ приблизительно должно равняться 2φ . При больших значениях ν показатель преломления почти равен единице. Этими двумя обстоятельствами объясняется то, что в опыте Томсона, Кикучи и др. показатель преломления не играет никакой роли.

Наконец, если допустить, что диффракция может происходить при отражении в дырах, присутствие которых в столь тонких фольгах весьма вероятно, то этот случай не будет существенно отличаться от отражения от поверхности и расчет придется производить по формуле (7). К этим трем возможностям Рупп (l. c.) прибавляет еще случай наклонного падения пучка электронов и, принимая пленку за плоско-параллельную пластинку, учитывает также и преломление у входной поверхности. Опытный материал, полученный в приборе с вращающимся приемником (см. гл. V'), приводит к выводу, что это предположение не соответствует действительности. Полукристаллическую пленку нельзя считать плоско параллельной пластинкой. Анализ данных, полученных с этим прибором, приводит Руппа к выводу, что простейшая формула $\sin \varphi = \frac{n\Lambda}{2\mu d}$ все же вполне удовлетворительно выражает факты, наблюдаемые при диффракции медленных электронов в поликристаллах.

¹ Phil. Mag. 6, 939, 1928.

² Ann. d. Phys. (5) 1, 773, 1929.

Мы видим, таким образом, что вопрос в применимости того или иного представления относительно преломления при диффракции в поликристалле нельзя считать окончательно выясненным. Гораздо яснее и определеннее результаты, полученные с монокристаллами; в этом случае следует применять формулу (8).

В связи с соображениями, высказанными Бете, Дэвиссон и Джермер¹ произвели ряд измерений с несколько улучшенным прибором (большая точность отсчета углов); работа велась по методу Брэгга.

Электронная пушка и приемник устанавливались в положении правильного отражения и ток в приемнике исследовался как функция скорости первичного пучка. Задерживающего потенциала вследствие дефекта прибора приложить было нельзя, так что приемника достигали электроны всех скоростей. При

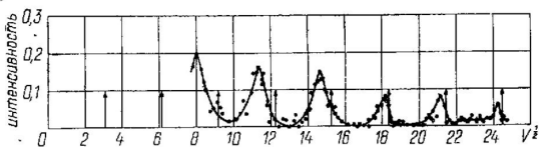


Рис. 40.

вполне определенных скоростях наблюдались максимумы тока в приемнике, соответствующие различным порядкам диффракции (рис. 40). На этом рисунке на оси абсцисс отложены значения $V^{1/2}$; стрелками обозначены положения максимумов, вычисленные по формуле Брэгга для данного значения угла падения ($\theta = 10^\circ$). Возникает вопрос о сопоставлении максимумов: является ли максимум при $V^{1/2} = 8$ вторым или третьим. Если считать его вторым, следующий третьим, и т. д., то значение показателя преломления μ все оказываются < 1 , считая его третьим, получим $\mu > 1$, что соответствует «новому сопоставлению» табл. 11. Несколько более точно промеренная кривая дана на рис. 41, где по оси абсцисс нанесены значения

$\frac{1}{\lambda}$ (в обоих случаях наблюдения ведется в азимуте A).

На этих кривых мы наблюдаем закономерное уменьшение μ

¹ Proc. Nat. Acad. Sc. 14, 317, 1928; 14, 619, 1928, Также Bell System, Sept. 1928.

с увеличением V . Кроме того на рис. 41 в малых порядках наряду со «сдвинутыми» максимумами наблюдаются такие, которые в точности удовлетворяют условию Брэгга. Дэвиссон объясняет их появление тем, что поверхность кристалла состоит из *ступеней*, сдвинутых друг относительно друга на целое кратное постоянной решетки d . Получается нечто вроде эшелона Майкельсона. Понятно, что здесь разность хода электронных волн создается в пустоте и преломления не наблюдается. Значение Φ из этих опытов получается несколько больше приведенного выше, именно $\Phi = +18$ вольт.

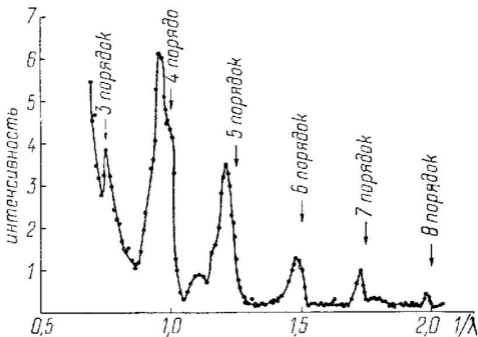


Рис. 41.

На рис. 42 дана зависимость μ от длины волны на основании всех произведенных наблюдений. Сплошной кривой дана зависимость μ от λ вычисленная по формуле (8) при $\Phi = 18$. Мы видим, что точки, соответствующие малым значениям λ , хорошо ложатся на кривую; при малых же скоростях (большое λ) наблюдаются заметные отклонения и даже наблюдается разрыв кривой, очень напоминающий разрыв в ходе кривой аномальной дисперсии в оптике: место разрыва соответствует $V = 90$ вольт. Однако, физическое толкование наблюдаемого хода кривой вызывает затруднения. Весь ход кривой является обратным ходом кривой дисперсии в оптике. В нашем случае $\frac{d\mu}{d\lambda} > 0$, тогда как в оптике всегда $\frac{d\mu}{d\lambda} < 0$. Кроме того, при $V = 90$ вольт

для Ni не наблюдается никакого характерного потенциала.¹ Да и вообще невозможно представить себе, какого характера резонансное явление могло-бы обусловить появление аномальной дисперсии для электронных волн. Разрешение вопроса об этой электронной аналогии оптических явлений быть может принесет науке какой-либо специально поставленный эксперимент.

Сопоставление значений λ для всех наблюдаемых Дэвиссоном и Джермером дифракционных пучков с соответствующими значениями $\cos \theta$ дает вместо прямых, которые должны были бы получиться для различных порядков по формуле

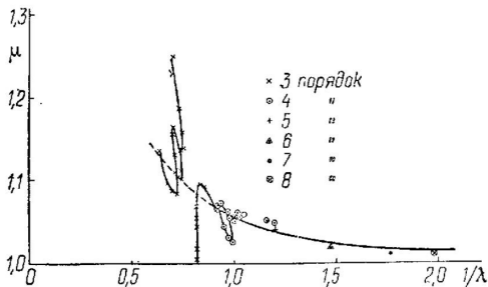


Рис. 42.

Брэгга, ряд довольно причудливых кривых, обусловленных, очевидно, какими-то неправильностями в значениях μ . Повидимому дело объясняется тем, что принятый способ описания явлений при помощи допущения существования однородного внутреннего потенциала Φ является слишком схематичным. На самом деле потенциал внутри металла отнюдь нельзя считать постоянным: несомненно, он должен быть довольно сложной периодической функцией координат, причем вид функции должен зависеть от формы кристаллической решетки. Морзе² произвел расчет явлений, в частности зависимости λ от $\cos \theta$ в предположении, что внутренний потенциал можно разложить в трой-

¹ Недавно Баас и Рупп (Ann. d. Phys. 13, 1, 1932) наблюдали аналогичную кривую для железа.

² Phys. Rev. 35, 1310, 1930.

ной ряд Фурье. Вычисление дало для зависимости λ от $\cos \theta$ прерывные кривые, напоминающие качественно то, что получается на опыте.

Принимая во внимание трудность вычислений, нужно считать этот результат удовлетворительным.¹

Прежде чем мы перейдем к рассмотрению дальнейшего экспериментального материала, остановимся на физическом смысле внутреннего потенциала Φ .

Как мы видели, положительное значение потенциала Φ соответствует тому, что при попадании электронов внутрь металла скорость их возрастает, иначе, работа вырывания электронов из металла положительна. На первый взгляд величина Φ и определяется работой вырывания, например величиной, фигурирующей в известной формуле Ричардсона.

Это было бы справедливо, если бы средняя кинетическая энергия электронов равнялась $\frac{3}{2} kT$, как того требует классическая теория. Последняя величина для комнатной температуры равна примерно $\frac{1}{30}$ вольта, т. е. мала сравнительно с работой вырывания χ , порядок величины которой приблизительно 2—4 вольта. Однако новая теория металлов, созданная Зоммерфельдом² на почве квантовой статистики Ферми приводит к иному результату. Дело в том, что в каждой ячейке фазового пространства (для свободных электронов проводимости это пространство шести измерений — соответственно трем степеням свободы) согласно принципу Паули может быть не более двух электронов. Принцип Паули требует, чтобы в системе не было более одного электрона с определенными значениями всех четырех квантовых чисел (три соответствуют поступательному движению, одно собственному вращению — спину). Таким образом в ячейке фазового пространства, учитывающего лишь поступательное движение (каждой ячейке, следовательно, соответствует определенная комбинация трех квантовых чисел) могут быть два электрона с противоположным направлением собственного вращения.³

¹ Расчет явлений при помощи разложения потенциала в ряд Фурье производился также и Бете в уже цитированной статье (Ann. d. Phys. 87, 55, 1928). Подсчет рассеяния электронов от металла, схематизированного в виде периодического ряда со сравнением с опытами Дэвиссона и Руппа, см. также у Kronig'a и Penney, Proc. Roy. Soc. (A) 130, 1931.

² Zs. f. Phys. 47, 1, 1928.

³ Эти соображения основаны на представлении об электроне, как частице, можно подойти к тем же результатам исходя из другой стороны дуализма волн и частиц (см. гл. I) и определяя число возможных волн ма-

При абсолютном нуле электроны стремятся к минимуму энергии. Поэтому, если объем рассматриваемого металла Ω содержит N электронов, то при абсолютном нуле необходимый объем фазового пространства:

$$\Gamma = \Omega \cdot \Omega' = \Omega \cdot \frac{4}{3} \pi p^3, \quad (12)$$

где $\Omega' = \frac{4}{3} \pi p^3$ — объем пространства импульсов ($p = mv$), определяется условием:

$$\Gamma = \frac{1}{2} N h^3, \quad (13)$$

так как объем ячейки, как известно, равен h^3 , а в каждой ячейке содержатся два электрона (здесь $p = p_{\max}$ — максимальному импульсу электрона в системе, который и задает радиус шара импульсов. Подавляющее большинство электронов обладает импульсом близким к p_{\max}).

Из (12) и (13) следует:

$$p^3 = \frac{3 N h^3}{8 \pi \Omega},$$

откуда максимальная кинетическая энергия электрона:

$$W_i = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3N}{\pi\Omega} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (14)$$

Повышение температуры лишь незначительно повышает величину W_i по сравнению со значением (14) представляющим энергию «абсолютного нуля». Если считать, что имеется всего по одному электрону проводимости на атом, то W_i оказывается равным приблизительно 6 вольтам. Полагая число атомов в единице объема равным \mathfrak{N} , а число отщепившихся от каждого атома электронов z , будем иметь $\frac{N}{\Omega} = \mathfrak{N}z$ и

$$W_i = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3\mathfrak{N}z}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (15)$$

Внутренний потенциал Φ следует очевидно положить равным:

$$\Phi = \chi + W_i \quad (16)$$

терик, длина волны которых больше некоторой заданной величины λ_0 . Подсчет этот аналогичен известному подсчету числа степеней свободы сплошной упругой среды, данному лордом Рэлеем и Джинсом (см. напр. J. H. Jeans, The Dynamical Theory of Gases, 1916).

Эта формула связывает величины из двух совершенно различных областей физики и позволяет на основании экспериментальных данных определить величину «внутренней кинетической энергии» W_i , а следовательно и число отщепившихся электронов z . Подсчет величины z для Ni делают Бете (l. с.) и Розенфельд и Витмер.¹ В этом случае $W_i = 7,4 \cdot z^{2/3}$. Полагая $\chi = 4$ вольта, а $\Phi = 14,8$ или, по более новым данным, $\Phi = 18$, получим $W_i = 10,8$ или $W_i = 14$. Первое число дает $z = 2$, второе — 2 или 3. Теоретически более понятно $z = 2$, так как у атома Ni имеется именно два электрона в наружном четырехквантовом слое.

Остается еще пояснить, почему для явлений изучаемой нами области имеет значение величина Φ , тогда как при вырывании электронов из металла играет роль лишь меньшая величина χ . Дело в том, что в последнем случае все дело определяется работой прохождения поверхностного слоя, тогда как при дифракционных явлениях электрон, влетевший в металл, оказывается в тех же условиях, что и свободные электроны внутри металла, т. е. приобретает и соответствующую кинетическую энергию.

Изложенные теоретические соображения придают, очевидно, исследованию преломления электронных волн при дифракции и определению величины Φ по значению показателя преломления μ совершенно особый интерес. Дальнейший экспериментальный материал мы и рассмотрим под этим углом зрения. Центральное место в исследовании этой области занимают работы Руппа.

Опыты с прохождением электронов через тонкие фольги не дают возможности точно определить величину Φ . Помимо сомнений относительно влияния показателя преломления на дифракционную картину (см. выше), основную роль здесь играет то, что необходимо применить относительно быстрые электроны, для которых показатель преломления очень близок к единице; следовательно, точность определения Φ очень мала. Действительно, значения $\mu = \frac{\Delta}{\lambda}$ из уже рассмотренных опытов Руппа² дают лишь ориентировочные значения Φ . Все эти значения близки к 18 вольтам. Для более точного определения Φ Рупп применил метод постоянного угла (метод Брэгга), отражая электроны от поверхности монокристаллов различных ме-

¹ Zs. f. Phys 49, 736, 1928.

² Ann. d. Phys. 85, 981, 1928.

таллов.¹ Эти измерения вполне аналогичны вышеописанным опытам Дэвиссона и Джермера и позволяли использовать и электроны совсем малых скоростей. Расчет показателя преломления ведется по формуле (8). Схема прибора дана на рис. 43. Электроны из пушки *G* падали на поверхность кристалла *E* под углом падения $\theta = 10^\circ$ и, отражаясь, попадали в приемник *A*. Между приемником *A* и сеткой *N* перед приемником прикладывалось задерживающее поле, так что в приемник попадали лишь электроны почти не потерявшие скорости при отражении. Нормально к поверхности кристалла располагался нож от бритвы, почти касавшийся поверхности. В результате такого расположения в приемник могли попасть лишь немногие электроны, отразившиеся в самом поверхностном слое как раз под углом 10° . По указанию Руппа этот метод дает довольно острые максимумы без применения тех приемов отстройки, которые стоят почти на границе экспериментально возможного. Впрочем, и в этих опытах вакуум был очень совершенным, что достигалось прогревом частей, испарением магния внутри

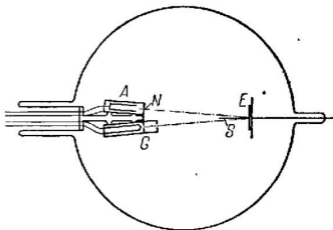


Рис. 43.

отпаянного от насоса прибора, а также применением поглотителя из угля, охлаждаемого жидким воздухом. Токи (порядка 10^{-12} амп.) измерялись струнным электрометром. Кристаллические поверхности получались испарением соответствующего металла на вольфрамовую жезь. В основном приборе металлическая поверхность сильно прогревалась катодной бомбардировкой. Такие поверхности всегда заключали ряд кристаллов, ориентированных так, что плоскость (111) лежала параллельно поверхности слоя. Кривые, полученные Руппом, напоминают приведенные выше кривые Дэвиссона, хотя и не так резки.

В таблице 12 приведены несколько данных для *Cu* и *Ag*. Угол $\theta = 10^\circ$, *n* — порядок отражения.

Расстояния между плоскостями принимались согласно данным рентгеновского анализа. Как видим, значения Φ довольно постоянны. В этой работе Рупп исследовал металлы, кристаллизую-

¹ Ann. d. Phys. (5) 1, 801, 1929.

Таблица 12.

Cu					Ag				
V	λ	n	μ	Φ	V	λ	n	μ	Φ
65	1,52	3	1,10	14	43	1,77	3	1,15	15
125	1,09	4	1,06	15	96	1,25	4	1,08	15
208	0,84	5	1,03	13	166	0,95	5	1,04	13
305	0,76	6	1,02	—	245	0,78	6	1,02	—
415	0,60	7	1,01	—	330	0,67	7	1,00	—

щиеся в кубической решетке с центрированными гранями: Ni, Cu, Ag, Au, Al, Pb.

Прежде чем дать общую сводку известных в настоящее время значений Φ и связать их с другими величинами, характеризующими металл, мы упомянем еще о некоторых исследованиях показателя преломления электронных волн.

По методу постоянного угла работал Щениевский,¹ исследовавший монокристаллы висмута. Фарнсворт² исследовал монокристаллы меди, работая по методу, аналогичному методу Дэвиссона (диффракция Лауэ). Он получил для Φ систематическое возрастание вместе со скоростью электронов (от 7,1 до 27,5 вольт). Этот результат, вероятно, обусловлен ошибкой опыта и измерениями Руппа не подтверждается. Розе³ исследовал алюминий, но вовсе не обнаружил заметного показателя преломления.

В табл. 13, заимствованной из сводной статьи Руппа,⁴ дана общая сводка результатов, полученных с металлами (главным образом Руппом).

В этой таблице с величинами Φ сопоставлены вычисленные по теории Зоммерфельда значения кинетической энергии W_e . Во втором столбце приведены положенные в основу вычисления W_e числа отщепившихся от атома электронов (в некоторых случаях приведены два возможных варианта). В последнем столбце дана работа вырывания, определенная как разность $\Phi - W_e$. Мы видим, что значения χ того порядка величины, который наблюдается в эффекте Ричардсона или при фотоэффекте. Численные же величины несколько расходятся

¹ C. R. 187, 106, 1928; C. R. Soc. Pol. phys 3, 405, 1929.

² Phys. Rev. 34, 678, 1929.

³ Phil Mag. 6, 712, 1928.

⁴ Leipziger Vorträge, 1930, Verl. S. Hirzel.

Таблица 3.

Металлы	Φ	s	W_1	γ
Ni	16	}	2	4,3
			3	(10,7)
Cu	13,5	}	2	2,3
Ag	14		2	5,2
Au	14	}	2	5,1
Al	17		3	5,4
Pb	11	}	3	3,2
			4	1,5
Fe	14	}	2	3,0
W	12		2	2,9
Mo	13,5	}	2	5,3
			3	2,7
Zr	10,2	}	2	3,9
			3	1,9
K	7,3	}	1	5,2
Bi	4		—	—

с экспериментальными данными. Это и не удивительно ввиду незначительной точности определения Φ . Кроме того более точная теория дает для W_1 несколько отличную величину (добавляется член, слегка зависящий от температуры). Впрочем, обнаружить на опыте зависимость Φ от температуры не удалось.¹

В предыдущей главе мы познакомились с опытами по диффракции быстрых электронов в диэлектриках. Опыты с медленными электронами представляют ряд затруднений, прежде всего с поверхностным слоем. Слой этот неизбежно заряжается. Тем не менее Рупцу удалось провести ряд опытов с диффракцией медленных электронов от различного типа диэлектрических кристаллов и некоторых полупроводников².

Во всех этих опытах работа велась по методу постоянного угла с той только разницей, что величина угла менялась ($\varphi = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$). Как и прежде, падающий луч отделялся от отраженного ножом, прижатый к поверхности кристалла. Основная цель исследования — определение внутреннего потен-

¹ Позднее Ласс и Рупп (Ann. d. Phys. 11, 611, 1931) произвели дополнительное исследование внутреннего потенциала для Zn, имея в виду разъяснение некоторых вопросов, оставшихся темными в предыдущих исследованиях. Они нашли для Zn два различных значения внутреннего потенциала: $\Phi = 15,3$ вольта и $\Phi = 0$ (?).

² E. Rupp. Ann. d. Phys. (5) 3, 497, 1929; M. v. Laue и E. Rupp. Ann. d. Phys. (5) 4, 1097, 1930; E. Rupp. Zs. f. Phys. 61, 587, 1930. Сводка результатов в уже дит. докладе в сборнике «Leipziger Vorträge» 1930.

циала Φ . В каждом опыте применялся особый прибор, тщательно откачиваемый. Поверхность кристалла освобождалась от газа при помощи бомбардировки быстрыми электронами (10—15 киловольт). Сперва были исследованы ионные кристаллы NaCl , KCl , KBr . Во время опыта кристаллы подогревались до 200° , чтобы создать некоторую проводимость. К ловушке прилагалось лишь незначительное задерживающее поле, так как исследование распределения скоростей рассеянных электронов показало, что в отличие от металлов значительная часть рассеянных электронов претерпевает заметные потери скорости (неупругие столкновения). Рис. 44 дает образец кривой, полученной с KCl при температуре 270°

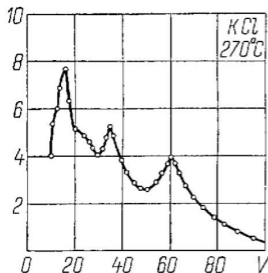


Рис. 44.

и угле скольжения 60° . Как видно из рисунка, максимумы очень резки.

Кроме отражений от граней (100), (111) и (110) (большой частью во 2-м порядке) для NaCl наблюдался еще сильный максимум неизвестного происхождения. Положение максимумов в первой работе удовлетворяется простой формулой Брэгга и не требует введения показателя преломления. Следовательно, $\Phi = 0$. Во второй работе (совместно с Лауэ) расчет велся по формуле (9). При этом

значение d бралось из данных рентгеновского анализа, а n подбиралось таким образом, чтобы для Φ , вычисленного для различных максимумов, получалась одна и та же величина (в пределах ошибок опыта). Исследован целый ряд кристаллов при различных температурах.

Кристаллы брались либо в виде монокристаллов, либо получался кристаллический слой испарением соответствующей соли на вольфрамовую жезь.

Следует отметить, что во многих случаях пришлось на ряду с целыми значепиями n принять и половинные значения, что вызывает ряд сомнений относительно толкования соответствующих максимумов. Соображения, высказанные по этому поводу Руппом, не кажутся нам убедительными.

Наиболее интересным результатом этих работ являются полученные значения Φ . Для всех кристаллов с ионной проводимостью Φ оказалось отрицательным. Кристаллы с электронной проводимостью обладают положительными значениями Φ .

В табл. 14 дана сводка полученных результатов.

Таблица 14.

	Кристаллы	Φ		Кристаллы	Φ
	Электронная проводимость	FeS ₂ , пирит . . .		+ 6,5	Ионная проводи- мость
PbS, свинцовый блеск		+ 2,6	PbCl ₂ "	- 1,4	
Fe ₂ O ₃ гематит . .		+ 3,5	TlCl "	- 0,5	
			TlCl (синтет.) . .	0*	
			LiF "	0*	
			CaF ₂ , голубой флуорит	+ 4,6*	
Ионная про- водимость	CuI	+ 2,8	CaF ₂ бесцв. . . .	- 4,5	
	NaCl (естест.) . . .	- 4,5	ZnS, цинковая об- мапка	- 5,8	
	NaCl (синтет.) . .	- 3,3	Al ₂ O ₃ , корунд . .	- 9,5	
	KCl "	- 3,6			
	KBr "	- 2,7*			

Все цифры относятся к температуре 20°C, кроме цифр, отмеченных звездочкой, которые относятся к температуре 80°C.

Характерны отрицательные значения Φ у ионных проводников. У кристаллов с электронной проводимостью значения Φ положительные, хотя они и меньше внутреннего потенциала металлов. Несомненно, знак Φ и его абсолютная величина зависят от характера и величины проводимости кристалла. Это вытекает хотя бы из следующих данных: абсолютные значения Φ для NaCl меняются с изменением температуры (табл. 15).

Таблица 15.

t° (C)	20°	80°	200°	270°	370°
Φ.	- 4,5	- 3,5	- 3,2	0	0

Диффракционные максимумы для окрашенной рентгеновыми лучами NaCl сдвинуты по сравнению с натуральной NaCl. Это обусловлено изменением величины Φ. При 80° для естественного кристалла Φ = - 3,5, для окрашенного Φ = - 2,8. По мере выцветания кристалла (под действием света) положения максимумов перемещаются за счет изменения величины Φ.

Недавно Дамес¹ исследовал диффракцию медленных электронов на ионных кристаллах и также получил отрицательные значения Φ.

¹ Dames, Ann. d. Phys. 12, 185, 1932.

Появление отрицательных значений Φ для ионных кристаллов нельзя с уверенностью приписать внутренним свойствам кристаллов.

Весьма возможно, что отрицательные значения Φ обусловлены отрицательным зарядом, образующимся на поверхности диэлектрика. В таком случае величина Φ является мерой поверхностной изоляции кристалла. Зависимость Φ от температуры ионного проводника делает это предположение довольно вероятным: с увеличением проводимости заряд на поверхности лучше рассасывается и абсолютное значение Φ убывает.

Хотя исследования диффракции медленных электронов от диэлектриков и дали интересные результаты, но все же их нельзя считать столь надежными, как опыты с металлами. Имеется ряд темных и сомнительных мест, которые еще требуют разрешения. В частности нам кажется сомнительным результат с перемещением максимумов при выцветании рентгеновской NaCl. Значение Φ в этом случае должно определяться суммой $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$, где Φ_1 отрицательная величина, характерная для ионного проводника, а Φ_2 определяется положительным W_i для электронов. Но концентрация электронов, от которой зависит W_i , в нашем случае очень невелика и ее изменения вряд ли могут особенно резко сказаться на величине Φ .

В одной из более поздних работ Томсон¹ подверг критике ряд результатов, полученных с медленными электронами (главным образом, с диэлектриками) и проделал серию опытов с отражением быстрых электронов (прибор см. в главе IX). Из металлов им исследованы Cu, Ag (монокристаллы). Анализ результатов подтвердил все основные выводы обычной теории диффракции коротких волн. При нагреве меди появляются линии Cu_2O . Линии Кикучи можно наблюдать лишь для диэлектриков. При исследовании NaCl Томсону удалось определить внутренний потенциал, оказавшийся равным +10,3 вольта (вопреки данным Руппа). Запрещенные отражения и половинные максимумы Томсон считает либо результатом загрязнений и порчи решетки, либо просто плодом ошибки в расчете. Следует отметить, что положительные значения внутреннего потенциала для ионных кристаллов соответствуют теории Лауэ.²

Мы закончим эту главу рассмотрением одного вопроса, тесно связанного с вопросом о показателе преломления электронных волн. Речь идет о явлении полного внутреннего отражения.

Мы уже видели, что полным внутренним отражением

¹ Proc. Roy. Soc. (A) 133, 1, 1931.

² Sitzungsber. d. Preuss. Akad. (Berlin), 1930.

можно объяснить отсутствие некоторых дифракционных максимумов в опытах Дэвиссона и других. Сейчас мы остановимся на одной из работ Руша,¹ в которой полное внутреннее отражение наблюдалось непосредственно.

В первой части работы автор ставит вопрос об интенсивности правильного отражения электронов. Производя опыты в приборе с подвижным приемником, он исследует правильное отражение для ряда металлов (Au, Cu, Al, Be) и приходит к выводу, что интенсивность отраженного пучка заметно возрастает с уменьшением угла скольжения. Тогда как при $\varphi = 45^\circ$ интенсивность очень мала, она делается весьма значительной, напр., при $\varphi = 5^\circ$, а при $\varphi = 20'$ почти все электроны отражаются правильно. Интенсивность правильно отраженного пучка поставлена также в связь со скоростью электронов и атомным номером отражателя.

Если луч из среды с показателем преломления μ_1 переходит в среду с показателем преломления μ_2 ($\mu_2 < \mu_1$), то при углах падения θ , для которого $\sin \theta > \frac{\mu_2}{\mu_1}$ луч во вторую среду не попадает, а подвергается полному внутреннему отражению. Из значений μ для меди и никкеля (14 и 18 вольт) легко найти например, для электронов со скоростью в 100 вольт:

$$\frac{\mu_{\text{Cu}}}{\mu_{\text{Ni}}} = \sqrt{\frac{1,14}{1,18}} = 0,98.$$

Отсюда для угла полного внутреннего отражения при переходе из Ni в Cu получается $\theta = 80^\circ$. Опыт осуществлен следующим образом. На поверхность меди нанесен очень тонкий клин из Ni (испарением). Место падения луча на пластинку меняется, причем оно подбирается так, чтобы слой Ni был столь тонок, чтобы электроны достигали меди. При $\theta = 50^\circ$ получается постепенный переход от значения отраженного тока от Ni к несколько большему значению для Cu. При $\theta = 80^\circ$ в области перехода наблюдается резкий максимум числа отраженных электронов: они вовсе не переходят в Cu, хотя и могут достигать ее поверхности через слой Ni. Когда таким образом найдено подходящее место клина, количество отраженных электронов исследуется как функция угла при различных скоростях. При $\theta = 80^\circ$ намечается резкое увеличение числа отраженных электронов, которое до этого значения θ остается почти постоянным.

¹ Phys. Zs, 30, 935, 1929.

В предыдущих главах мы рассмотрели целый ряд экспериментальных исследований, делающих волновую природу электронов несомненной. Важнейший результат этих исследований может быть сформулирован так, что полностью подтверждается основное положение теории де-Бройля, что длина волны фазовых волн выражается формулой

$$\lambda = \frac{h}{mv}.$$

Точное количественное подтверждение этого вывода — вот, собственно говоря, все, что дают нам рассмотренные опыты. Более глубоких сведений о волнах материи мы из них вывести почти не можем. Однако общая теория волн и оптические аналоги заставляют искать еще других характеристик волн. Одним из важнейших свойств всяких волн является направление колебаний в них. Волны, как известно, бывают продольные и поперечные. Оптика учит нас, что весьма характерным свойством поперечных волн является возможность их поляризовать, т. е. создать условия, при которых колебания оказываются происходящими лишь по одному направлению, перпендикулярному направлению распространения волн.

Совершенно естественно поэтому, что у ряда исследователей явилась мысль попытаться обнаружить *поляризацию электронных волн*.

Природа волн материи пока для нас темна; поэтому при выборе метода получения поляризованных волн естественно было руководствоваться лишь самыми общими свойствами волн, связанными с направлением колебаний в них.

Наиболее общим прототипом поляризационных опытов в оптике является опыт с поляризацией при отражении от двух зеркал. неполяризованный луч света, отражаясь от зеркала, поставленного (лучше всего) под некоторым вполне определенным углом, оказывается поляризованным; если на его пути поставить второе зеркало и наблюдать вторично отраженный луч, поворачивая второе зеркало вокруг направления отраженного (от первого зеркала) луча, то в двух определенных направлениях, лежащих в одной плоскости с падающим лучом, получается максимум интенсивности двукратно отраженного луча; в направлениях перпендикулярных этой плоскости получаются минимумы интенсивности. Таким образом, кривая распределения интенсивности отраженного луча, как функция азимута второго зеркала, имеет два максимума и два минимума.

Эта простейшая схема поляризационного опыта и была воспроизведена с электронами. Казалось, что если только направленность колебаний в электронных волнах существует, она должна проявиться при подобном опыте. Более детальные предположения о природе электронных волн оказываются излишними.¹

Первые по времени поляризационные опыты были произведены акад. А. Ф. Иоффе в Государственном физико-техническом рентгеновском институте весной 1928 г. (затем продолжены совместно с А. Н. Арсейевой).² Электронные пучки отражались от зеркал из стали, латуни и стекла под скользящими углами в 30° и 10° . Сперва при вращении второго зеркала совместно с приемником получалась некоторая асимметрия в распределении чисел электронов по азимуту. Но изменение конструкции прибора, устранившее возможность некоторого смещения пучка при вращении второго зеркала, уничтожило и эту асимметрию. Скорости исследованных электронов колебались от нескольких десятков до 6000 вольт. Поляризация в этих опытах не была обнаружена.

В том же 1928 г. были произведены исследования Руппа³ и необычайно тщательная работа Дэвиссона и Джермера.⁴ В обеих этих работах исследование производилось с медленными электронами при углах падения в 45° . Мы остановимся на работе Дэвиссона и Джермера.

Как и в опытах Дэвиссона и Джермера, описанных в главе IV, отражение электронов производилось от поверхностей монокристаллов Ni, срезы которых параллельно плоскости (111). Рис. 45 передает принципиальную схему опыта, являющегося

¹ Рассматривая волны электронов со статистической точки зрения Борна (ср. гл. I), мы, признавая существование электронов как дискретных частиц, должны, в случае существования поляризации электронных волн, допустить наличие в электроме некоторой *аксиальной симметрии*. Такой осью электрона можно считать направление его *магнитного момента* (или направление спина — собственного вращения электрона). Предположение о магнитном моменте электрона было высказано в виде особой гипотезы Гаудсмитом и Уленбеком (Nature, 1925). В настоящее время наличие у электрона магнитного момента является одним из надежнейших следствий теории Дирака (Proc. Roy. Soc. (A) 118, 351, 1928), дающей обобщение уравнения Шредингера на случай учета теории относительности. Таким образом, обнаружение поляризации электронных волн можно было бы рассматривать, как непосредственное подтверждение одного из основных выводов квантовой механики. Конечно, здесь неуместно грубое представление об электроме как о вращающемся шарике.

² Ж. Р. Ф.-Х. О. ч. физ. 61, 1, 1929, С. R. 188, 152, 1929.

³ Zs. f. Phys. 53, 548, 1929.

⁴ Phys. Rev. 33,760, 1929; Bell System Techn. Journal, June, 1929; Nature 122, 809, 1928.

аналогом опыта с зеркалами Перреиберга и некоторых опытов с поляризацией лучей Рентгена. Левый кристалл вместе с прием-

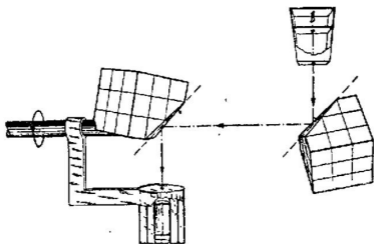


Рис. 45.

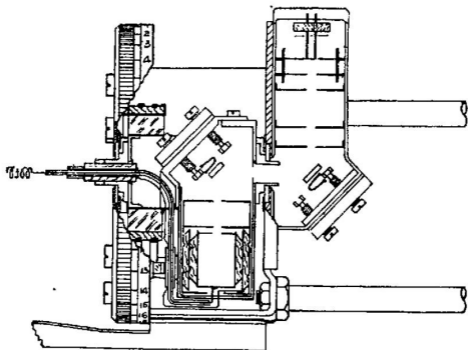


Рис. 46.

ником вращается вокруг горизонтальной оси. Рис. 46 представляет подробное изображение внутренней части прибора, служившего для выполнения этой работы: видна (справа наверху) электронная пушка с рядом диафрагм. Левая вращающаяся часть прибора (второй кристалл с приемником) снабжена от-

счетным кругом. При производстве опытов применялась вся высокая вакуумная техника Дэвиссона и Джермера (см. гл. IV). Поверхности кристаллов тщательно освобождались от адсорбированных газов при помощи электронной бомбардировки. Для опытов применялись электроны со скоростями от 10 до 200 вольт. Ввиду того, что для электронов, как и для рентгеновых лучей, правильное отражение получается только в том случае, если соблюдается условие Брэгга (иначе говоря лишь для определенных длин волн), скорость электронов подбиралась так, чтобы был максимум интенсивности при двукратном отражении. Очень малая интенсивность дважды отраженного пучка потребовала особой усилительной схемы для измерения тока.

При различных азимутах были произведены многочисленные измерения тока. Если бы здесь действовал обычный оптический закон, то интенсивность отражения определялась бы формулой

$$J = J_0(1 + p \cos 2 \varphi), \quad (1)$$

где φ — азимут, отсчитываемый от «параллельного» положения кристаллов. Однако, величина отклонения гальванометра оказалась для всех азимутов одинаковой с точностью до сотых долей, что видно из табл. 16.

Таблица 16.

Угол φ	Отклонение	} Общее число измерений 124. Скорость электронов 77 вольт, $\lambda = 1,39 \text{ \AA}$
0°	3,023 ± 0,026	
90°	3,057 ± 0,022	
180°	3,116 ± 0,027	
270°	3,104 ± 0,032	

Тщательный анализ всех измерений привел авторов к выводу, что поляризации электронных волн для исследованного случая не существует.

К тому же выводу пришли и некоторые другие авторы, работавшие как с медленными электронами, так и с быстрыми.

Вольф,¹ работая со скоростями в 10 вольт, пытался поляризовать электроны магнитным полем. Результаты работы нельзя толковать вполне однозначно. Однако, положительного эффекта автор не наблюдал.

¹ Zs. f. Phys. 52, 314, 1928.

С быстрыми электронами (β -частицами) работали Кокс, Мак-Ильрэс и Кёррельмейер¹. Однако опыты эти нельзя считать безупречными, и мы на них не будем останавливаться.

Гораздо лучше произведены опыты Чэза.² Пучок β -частиц из радиоактивного препарата проходил через ряд диафрагм и падал под углом в 45° на латунную пластинку. Вторая пластинка вместе со счетчиком Гейгера, служившим для регистрации дважды отраженных электронов, могла вращаться вокруг отраженного луча. Как и во всех предыдущих случаях результат опытов оказался отрицательным и поляризации электронов в случае больших скоростей не обнаружено.

В связи с отрицательными результатами этих исследований Френкель³ рассмотрел вопрос теоретически, с точки зрения теории Дирака. Он пришел к выводу, что при отражении волн от поверхности разрыва непрерывности (однородной) поляризация волн не должна иметь места. Однако, принятая Френкелем схема вряд ли соответствует действительным условиям на поверхности кристалла. В виду весьма малой длины фазовых волн нельзя считать такую поверхность за однородную поверхность разрыва непрерывности.

Дальнейшее теоретическое исследование вопроса на почве теории Дирака было произведено Моттом.⁴

Учитывая так называемое собственное вращение электрона (спин), Мотт пришел к выводу, что интенсивность дважды рассеянного в кулоновом поле ядра пучка электронов должна определяться не оптической формулой (1), а формулой:

$$J = J_0 (1 - A \cos \varphi) \quad (2)$$

где φ — азимут (отсчитывается от положения, когда оба зеркала повернуты в одну сторону), J_0 и A постоянные, при чем A зависит от скорости электронов и атомного номера Z рассеивающего ядра атома:

$$A \cong 11,2 \frac{(1 - \beta^2) \beta^2}{2 - \beta^2} \left(\frac{Z}{137} \right)^2 \left(\beta = \frac{v}{c} \right). \quad (3)$$

Эта формула показывает, что эффект должен быть асимметричным по отношению к азимутам $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 180^\circ$; далее, эффект тем больше, чем выше атомный номер, и чем больше скорость электронов. Эти соображения были использованы

¹ Proc. Nat. Acad. Sci. 14, 544, 1928.

² Phys. Rev. 34, 1069, 1929.

³ C. R. 188, 153, 1929.

⁴ Proc. Roy. Soc. (A) 124, 425, 1929. См. также Fues & Hellmann, Phys. Zs, 31, 1931.

Руппом¹ при повторении попытки обнаружить поляризацию электронных волн. При этом он еще пользовался весьма малым скользким углом (около 20 мин.) вместо углов в несколько десятков градусов, имевших место в других опытах. Скорости электронов изменялись от 10 до 80 киловольт. В качестве отражателей служили кусочки вольфрамовой жести, на которую поочередно можно было испарением нанести либо слой золота, либо слой бериллия. Таким образом, опыт был произведен как с тяжелым элементом, так и с легким. Общая схема опыта дана на рис. 47. Зеркало s_2 с приемником A может вращаться вокруг направления луча. Это осуществляется при помощи соединительного шлифа из латуни, помещенного внутри прибора с большим стеклянным шлифом. Против зеркал s_1 и s_2 помещаются лодочки, из которых на зеркала испаряются золото или бериллий. Сперва был нанесен слой золота и проделано измерение числа дважды отраженных электронов, как функции φ при скоростях в 100 вольт, 10, 38 и 80 киловольт. В результате этих измерений оказалось, что тогда как при скоростях в 100 вольт

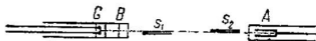


Рис. 47.

и 10 киловольт ток в приемнике в пределах ошибок постоянен для всех φ , при скоростях 38 и 80 киловольт наблюдается заметный ход с углом. Это ясно видно из цифр табл. 17, дающей относительное значение тока (при $\varphi = 0^\circ$, ток всегда принимается за 100).

Таблица 17.

φ	J (при 38 kV)	J (80 kV)
0°	100	100
45°	97,4	97,0
90°	96,3	94,0
135°	95,6	90,8
180°	94,2	88,2
225°	95,4	91,6
270°	96,8	93,7
315°	98,6	95,4

Максимальное отклонение получается при $\varphi = 180^\circ$, при 90° и 270° токи одинаковы.

¹ Zs. f. Phys. 61, 158, 1930.

Затем на поверхность золота (без всяких изменений в аппаратуре) был испарен слой бериллия и измерения повторены. Даже при скорости в 75 киловольт никакой зависимости от угла не обнаружено. Новое испарение на поверхность бериллия слоя золота опять дало возможность наблюдать ранее замеченную зависимость. Для величины A Рупп находит значения $A = 0,045$ (при 38 kV) и $A = 0,11$ (при 80 kV). Из своих опытов автор делает вывод, что в отличие от обычной оптики поляризация, наблюдаемая у быстрых электронов, имеет аксиальный характер.

Продолжая свое исследование двукратного рассеяния быстрых электронов (β -частиц) от латуни, Чэз¹ в улучшенном приборе получил неравные значения числа рассеянных электронов не только при $\varphi = 0^\circ$ и 180° , но и при $\varphi = 90^\circ$ и 270° . Это явление наблюдалось лишь для электронов, скорость которых приближалась к скорости света. При переходе к менее быстрым β -частицам этот эффект исчезал и сохранялась лишь асимметрия при $\varphi = 0^\circ$ и 180° . Существующие теории рассеяния электронов не предвидят подобного рода явлений.

В недавнее время Рупп опубликовал² опыт, в котором асимметрия двукратного отражения электронов регистрируется фотографически. Быстрые электроны отражаются от поверхности золота под углом в 45° и затем проходят через золотую фольгу и падают на фотографическую пластинку, где дают дифракционные круги. Вместо колец, повсюду одинаковой ширины, в этих условиях Рупп получил кольца, ширина которых меняется с углом φ . При $\varphi = 0$ она максимальная, при $\varphi = 180$ она наименьшая.

Исследования поляризации электронных волн обоими методами были затем продолжены Руппом³ далее. Методом двукратного отражения под малым углом кроме Be и Au были исследованы и другие металлы, причем для Ni и Al, как для Be, результат получился отрицательный; для W и Th—результат положительный. Характер асимметрии тот же, что и в предыдущей работе. Максимальные различия наблюдались для W (12—14%). Скорость электронов—80 kV. Опыты с отражением под углом в 45° , а затем дифракцией дали четкие результаты (асимметрия интенсивности колец) для W, Pt, Au, Te, Th. В этой же работе автор наблюдал воздействие магнитного поля на поляризацию электронов. Пропуская пучок,

¹ Phys. Rev. 36, 1060, 1930; предварительное исследование методов счета: Phys. Rev. 35, 984, 1930.

² Naturwiss. 19, 109, 1931.

³ Phys. Zs. 33, 158, 1932.

отраженный от поверхности золота через продольное магнитное поле, а затем подвергал его диффракции в золотой фольге, Рупп наблюдал вращение плоскости поляризации (смещение максимума и минимума) на 90° (поле 270 гаусс). Изменение направления поля изменяло направление вращения. Поперечное магнитное поле (500 гаусс), перпендикулярное к плоскости поляризации, никакого действия не вызывало (отклонение пучка компенсировалось электрическим полем). Будучи параллельно плоскости поляризации оно сперва вызывало исчезновение поляризации (до 380 гаусс), а затем давало изменение знака. Автор считает, что этими опытами доказывается связь поляризации электронных волн с наличием магнитного момента у свободных электронов.

Тибо, Трилла и Гирт¹ произвели также опыты с поляризацией электронных волн; несмотря на тщательность экспериментальной методики, обнаружить поляризацию им не удалось.² В настоящее время вопрос о существовании поляризации электронных волн нельзя еще считать вполне разрешенным. С одной стороны мы имеем целый ряд исследований, часто очень тщательных, приведших к отрицательному ответу; с другой — работы Руппа с положительным результатом, полученным в несколько исключительных условиях. Особенно убедительным в этих работах кажется различие результатов с тяжелыми и легкими металлами. Однако, работа эта вызвала ряд возражений. Отто Гальпери³ подробно разобрал вопрос с теоретической точки зрения. Он указал на то, что опыты Руппа совершенно нельзя считать подтверждением формулы Мотта. Эта последняя относится к случаю рассеяния под углом в 90° . Для рассеяния электронов с $\beta = 0,75$ от ядра атома урана получается различие для направлений $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 180^\circ$ примерно в двадцать раз. При уменьшении скользящего угла эффект должен быстро убывать и при скользящем угле в $20'$ он практически не должен быть заметен.

Таким образом, по теории Мотта, ожидаемый эффект должен быть во много раз меньше наблюдаемого различия примерно в 15% .

Наконец, и чисто качественно случай, рассмотренный Моттом, не подходит к условиям опыта Руппа. Мотт рассматривает рассеяние электронов на изолированных атомных ядрах, тогда

¹ Journ. de physique 3, 314, 1932.

² См. также Langstroth, Proc. Roy. Soc. 136, 558, 1932 (отрицательный результат); Dymond, Proc. Roy. Soc. 133, 638, 1932 (положительный результат $1,7\%$).

³ Zs. f. Phys. 67, 320, 1931.

как в опытах Руппа имеет место правильное отражение. Как мы видели, поляризации при отражении электрона Дирака от потенциального барьера ожидать нельзя.¹ Но это представление нельзя считать вполне соответствующим условиям на поверхности кристалла. Гальперн рассматривает плоскую решетку (точечную) и приходит к выводу, что при отражении от такой решетки должна наблюдаться поляризация, причем эффект возрастает с увеличением атомного номера отражателя. Но сделать количественные выводы относительно эффекта невозможно, так как наши сведения о силах в решетке вблизи поверхности кристалла совершенно недостаточны. Поэтому вопрос о том, имеет ли наблюдаемый Руппом эффект отношение к явлению, предсказываемому Гальперном,² остается в настоящее время открытым.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МЕТАЛЛОВ.

IX

Экспериментальный материал, рассмотренный нами в предыдущих главах, с одной стороны является решительным доказательством волновой природы электрона, с другой — дает ряд приложений дифракции электронов к определению кристаллических структур и некоторым смежным вопросам. Но за редкими исключениями изученные при помощи электронных волн структуры были уже известны и ранее из данных рентгеновского анализа. Выбор этих объектов вполне понятен, когда цель заключалась в доказательстве определенных свойств электронов. В настоящей главе мы коснемся таких опытов с дифракцией электронных волн, в которых получены результаты новые, неизвестные из рентгенографического анализа.

Первый вопрос, который мы рассмотрим, касается структуры поверхностных слоев металлов и в частности адсорбции ими газов.

Уже в основной работе Дэвиссона и Джермера³ было обнаружено, что наряду с дифракционными пучками, происхождение которых непосредственно связано с решеткой кристалла Ni, наблюдаются еще «посторонние» пучки, интенсивность и резкость которых связана с обработкой поверхности кристалла. Посторонние пучки получались тогда, когда не были приняты меры к безусловному обезгаживанию металла. Прогрев катод-

¹ Френкель, I. с. Александров, *Zs. f. Phys.* 60, 387, 1930.

² Несколько раньше Гальперна к тому же выводу пришел Дарвин (*Proc. Roy. Soc. (A)* 120, 681, 1928).

³ *Phys. Rev.* 30, 705, 1927.

ной бомбардировкой в течение многих часов (температура не менее 800°) при непрерывной откачке удалит адсорбированный газ совершенно, и основные пучки получают наиболее резкими. Этим с несомненностью устанавливается связь этих посторонних пучков с адсорбцией газа поверхностью металла. Из факта, что влияние адсорбированного газа сказывается не только в том, что уменьшается резкость основных дифракционных пучков, а также и в появлении дополнительных дифракционных пучков, следует, что молекулы или атомы адсорбированных поверхностью кристалла газов располагаются не беспорядочно, а в строго определенном порядке. Анализ этих пучков приводит Дэвиссона и Джермера к выводу, что атомы газа располагаются между

атомами металла, как показано на рис. 48 (кружки с крестиками обозначают атомы газа, черные точки атомы Ni). Таким образом каждый атом газа связан с тремя атомами Ni, входящими в его сферу действия. Газ, если можно так выразиться, образует плоский кристалл, постоянная решетки которого вдвое больше, чем постоянные решетки Ni. Интересно отметить, что хотя для полного удаления газа с поверхности металла необ-



Рис. 48.

ходим длительный его прогрев, дополнительные дифракционные пучки исчезают уже при нагревании до 150°C . «Газовый кристалл» при этой температуре «плавится», и расположение атомов его перестает быть правильным. Более подробно покрытие поверхности газом рассмотрено Джермером.¹

Систематическое исследование явлений, связанных с адсорбцией газов поверхностью различных металлов, произведено Руппом.² При этом он пользовался описанным в главе VII методом постоянного угла, меняя скорость падающих электронов и наблюдая получаемые при отражении дифракционные максимумы. Применяемые Руппом медленные электроны оказались очень

¹ Zs. f. Phys 54, 403, 1929.

² Ann. d. Phys. 5, 453, 1930; сокращенное изложение. Zs. f. Elektrochem. 35, 586, 1929.

чувствительными к изменениям поверхности металла. Десять или двадцать атомных слоев, на глубину которых проникают электроны, дают сведения о структуре поверхностного слоя, и затамиия ее сведениями о внутренней структуре кристалла, как это имеет место для рентгеновых лучей (глубина проникновения — тысяча и более слоев).

В рассматриваемой работе Рупп ставил себе целью изучение тех изменений, которые вызываются поглощением газа, в строении поверхностного слоя металла. Вопросы о расположении атомов газа на самой поверхности он не касается.

Прибор, примененный в этом исследовании, прежнего типа. Для каждого металла изготовлялся особый прибор. Углы падения θ равнялись 10° , 30° , 60° , 75° . На держатель прикреплялся кусок тщательно очищенной жести из исследуемого металла. Против этой пластинки располагалась вольфрамовая лодочка с кусочком того же металла, который и испарялся на жель. После этого поверхность металла бомбардировалась быстрыми электронами (10 — 20 киловольт), источником которых служила та же вольфрамовая лодочка. Весь прибор не имел никаких шлифов и тщательно откачивался с применением металлического поглотителя посторонних газов и вымораживанья жидким воздухом. Вся работа ведется под непрерывной откачкой. Сперва прибор откачивается и металл обезгаживается возможно более тщательно, затем в него на некоторое время впускается тот или иной газ. При снятии кривых, на сетку приемника дается задерживающий потенциал, равный 0,9 ускоряющего, так что в приемник попадают лишь электроны, подвергшиеся рассеянию без потери скорости.

Исследовано влияние аргона, водорода и азота на следующие металлы: никкель, железо, медь, молибден, циркон. Особенно тщательно исследован Ni.

Работа с Ni велась при $\theta = 10^\circ$. На чистом Ni получены [поверхность (111)] три максимума согласно табл. 18.

Таблица 18.

V	67	133	215
n	3	4	5
Φ	16	16	17

Расчет, как всегда, велся по формуле:

$$\Phi = \frac{150}{4} \left(\frac{n}{d} \right)^2 - V \cos^2 \theta \quad (1)$$

Для d принято рентгенографическое значение $3,54 \text{ \AA}$. После снятия кривой для чистого металла в прибор был на 10 мин. впу-щен аргон до давления $0,01 \text{ мм}$, и затем прибор был вновь эва-куирован. Единственным результатом впуска аргона оказалось небольшое снижение высоты максимумов, не выходящее, впрочем, из пределов ошибок. После того как прибор постоял два дня без нового прогрева металла, между старыми максимумами появились маленькие новые; положение их совпадает с дополнительными максимумами, появляющимися при работе с водородом. Вероятно последний продифундировал в прибор из металлических частей. Таким образом, аргон не дает изменения структуры поверхност-ного слоя.

Совершенно иное действие оказывает водород. Последний был впу-щен в прибор (давление 10^{-4} мм) при помощи на-ладившего регенератора. Через 10 мин. он был вновь откачан и через полчаса произведено измерение. Ре-зультаты видны из табли-цы 19 и рис. 49 (черные кружки).

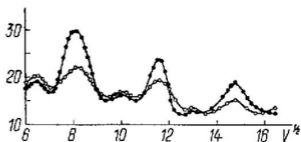


Рис. 49.

Таблица 19.

V	41	67	96	132	170	215
n	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Φ	17	16	17	16	16	17

К трем прежним максимумам присоединились три новых, которым пришлось приписать *половинные* порядки, чтобы получить постоянные значения Φ . Согласно формуле (1) это равносильно удвоенным значениям величины для решетки «газового кри-сталла». Вторая кривая рис. 49 (светлые кружочки) снята после того, как прибор постоял два дня (с высоким вакуумом, но без прогрева). Видно, что дополнительные «водородные» максимумы почти не изменились, тогда как основные максимумы Ni стали гораздо ниже (менее резки). Следовательно, водород подействовал на самую решетку никкеля, сделав ее *менее правильной*. Что эти изменения связаны с водородом, следует из того факта, что новый прогрев металла восстанавливает заметно максимумы Ni и вовсе удаляет половинные максимумы. Наоборот, впуск водо-рода до давления 10^{-3} мм и пропускание тлеющего разряда

в течение 1 сек. почти совершенно уничтожает максимумы — решетка при этом подвергается резкой порче. Дальнейшее исследование показало, что искажение решетки Ni прогрессирует с течением времени: максимумы делаются все ниже. Например, высота максимума при $V = 67$ непосредственно после откачки равна 29 (произвольных единиц), через 5 часов — 23, через сутки — 21. То же влияние имеет подогрев поверхности во время действия водорода. Нагревание до 200°C сразу дает снижение максимума при $V = 67$ до 21, а нагревание до 350° еще больше снижает высоту максимумов. Таким образом, нагревание, как и время способствует порче решетки. Но оба эти фактора совсем не влияют на половинные максимумы.

Если после действия H_2 (давление 10^{-4}) в течение двух дней впустить в прибор, нагретым азидом калия, азот до 10^{-3} мм (на 20 минут), то в результате получается резкое снижение максимумов Ni и полное уничтожение половинных максимумов.

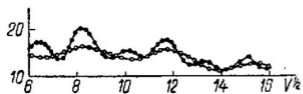


Рис. 50.

Кривые рис. 50 передают ход явлений. Кривая с черными кружками дает результат измерений после действия одного водорода; кривая со светлыми кружками получена после дополнительного действия N_2 . Эти результаты

указывают, повидимому, на то, что испорченная водородом решетка действует как катализатор на реакцию N_2 и H_2 , в результате которой получается на поверхности слой газа, вероятно аммиака, который гасит резкость дифракционной картины. На правильность такого толкования указывает еще и то обстоятельство, что измерения, производившиеся после совместного действия N_2 и H_2 при разных температурах, показали заметное уменьшение резкости картины с повышением температуры. Максимум $V = 67$ при 20°C имеет высоту 26, при 150° — 17, при 250° почти не выделяется на кривой: повышение температуры ускорило ход реакции и увеличило газовый слой на поверхности металла. Что необходимой предпосылкой для реакции является порча решетки водородом, явствует из того обстоятельства, что если сперва впустить в прибор N_2 , то получаются те же результаты, что и с аргоном: через два дня появляются слабые половинные максимумы, которые дальнейшим впуском H_2 только усиливаются. В чем именно заключается «порча» решетки никкеля водородом, из этих опытов заключить нельзя.

Исследование влияния H_2 и N_2 на железо привело к результатам, аналогичным полученным с Ni. Водород опять вызывает появление половинных максимумов (см. табл. 20).

Таблица 20.

Fe (110); $\theta = 10^\circ$

У		70		138		220	} чистое
n		3		4		5	
Ф		15		14		16	
У	45	70	100	138	178	220	} с погл. H_2
n	2,5	3	3,5	4	4,5	5	
Ф	14,5	15	15	14	13	16	

Впуск N_2 (давление 10^{-3} , на $1/2$ часа) совершенно уничтожает половинные максимумы и почти сглаживает основные. Уже при комнатной температуре реакция идет так быстро, что отдельные стадии ее проследить невозможно. Один азот не вызывает почти никакого действия, совместный впуск азота и водорода уничтожает половинные максимумы независимо от порядка, в котором впущены газы. Это связано с быстротой, с которой H_2 портит решетку Fe.

Действие H_2 на Cu вызывает появление половинных максимумов.

Несколько отличны от рассмотренных результаты действия H_2 и N_2 на молибден в циркон. Уже для чистого, полученного испарением слоя Mo наблюдаются на ряду с максимумом $V=68$ ($\theta=60^\circ$, $n=2$) два половинных максимума $V=15$ ($n=1,5$) и $V=134$ ($n=2,5$). Эти максимумы вызваны, вероятно, следами H_2 . Адсорбция H_2 (давление 10^{-3} , тлеющий разряд) вызывает резкое увеличение этих максимумов. Адсорбция же N_2 (те же условия) не оказывается безразличной, как в случае Ni и Fe, а дает заметное расплывание максимума $n=2$ и увеличение максимумов $n=1,5$ и $n=2,5$, которые получаются в виде заметных, хотя и не острых бугров. Таким образом, в случае Mo азот, как и водород дает решетку с удвоенным по сравнению с Mo параметром. Резкость основных максимумов в случае поглощения H_2 указывает на то, что внедрение маленьких ядер водорода мало искажает правильность решетки металла; наоборот, большие атомы азота дают заметное искажение решетки Mo, что и сказывается на виде максимумов. Аналогичные результаты получены с цирконом.

С рассмотренными только что явлениями имеет тесную связь вопрос так называемой пассивации металлов, особенно железа.

Это явление, заключающееся в том, что металл делается химически пассивным, например, не растворяется в кислоте, имеет весьма существенное практическое значение (например, в электрохимии). Повидимому оно связано с изменением структуры поверхностного слоя металла; поэтому естественно исследовать пассивированные металлы методом дифракции электронов.

Это было сделано при помощи медленных электронов Руппом с сотрудниками,¹ а при помощи быстрых электронов Томсоном.² Остановимся сперва на работах Руппа.

Работая с пассивированным железом, Рупп и Шмид поставили себе целью получить указания на правильность одной из двух основных точек зрения на природу пассивирования. Согласно первой точке зрения — дело заключается в образовании на поверхности металла покрова (пленки) из плохо растворимых окислов железа или тонкой пленки кислорода, образующей *двухмерный* слой оксидов или гидроксидов. Противоположная точка зрения утверждает образование структурных изменений самого металла. Хотя за первую точку зрения говорит ряд фактов, тем не менее ее нельзя считать установленной. Например рентгенографическое исследование пассивированного слоя не установило наличия линий окислов.

Работая по методу постоянного угла, Рупп и Шмид установили прежде всего ряд максимумов для монокристаллов чистого железа (от плоскостей (100) и (110): углы падения $\theta = 30^\circ$ и $\theta = 60^\circ$, среднее значение внутреннего потенциала $\Phi = 13,3$ вольт). Кроме максимумов чистого железа наблюдаются намеки на максимумы Fe_2O_3 . Затем монокристалл был погружен в серную кислоту и промыт дистиллированной водой. После такой обработки кристалл дал ряд новых максимумов, расположение которых оказалось независящим от того, от какой плоскости кристалла происходит отражение. Иногда к этим максимумам присоединяются максимумы Fe_2O_3 . Анализ найденных максимумов, произведенный при помощи обычных формул при значении $\Phi = 13,3$, привел к значению постоянной решетки $d = 3,4$ А. Нагрев пассивированного железа до 400° (электронной бомбардировкой) уничтожает эти максимумы и выявляет максимумы чистого железа.

Если окислить поверхность железа водяным паром, а затем сильно прогреть катодной бомбардировкой, то наблюдаются максимумы, которые характерны для гематита Fe_2O_3 и магнетита Fe_3O_4 , но не совпадают с максимумами пассивированного

¹ E. Rupp и E. Schmid, Naturwiss 18, 459, 1930. E. Rupp и W. Boas, Ann. d. Phys. 7, 983, 1930.

² G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. (A) 128, 649, 1930.

железа. Из этих опытов повидимому следует заключить (хотя и без полной достоверности), что пассивирование заключается в образовании поверхностного слоя кислорода или гидроксидов; но какая из этих двух возможностей имеет место в действительности нужно еще выяснить дополнительно.

Для разрешения этого вопроса Рунц и Боас исследовали покрывание вольфрама слоем кислорода. Выбор вольфрама вместо железа основан на том, что в случае пассивирования железа кислотой приходится иметь дело с комбинациями слишком большого числа атомов. Вольфрам же, покрытый кислородом, согласно исследованиям Лангмуира, имеет все свойства пассивированного железа. При этом имеет место покрывание мономолекулярным слоем кислорода, настолько прочным, что он может быть удален лишь прогреванием до 1800°C .

Работа велась попрежнему методом постоянного угла ($\theta = 85^{\circ}, 80^{\circ}, 75^{\circ}, 60^{\circ}, 30^{\circ}$), причем точность в определении угла (оптический метод) достигала 1° . Большие углы, при которых и критические значения ускоряющего потенциала должны быть велики, были выбраны для того, чтобы выяснить возможность пользоваться простой формулой де Бройля (без введения показателя преломления) в области от 500 до 5000 вольт. Сперва были проведены измерения на чистом вольфраме (жесть) причем устройство прибора позволяло не только прокалывать полоску вольфрама до 2500° до опыта, но и нагревать ее током во время опыта. Некоторые опыты проведены при температуре отражателя 500° и даже 2100° . При различных углах был наблюден ряд максимумов, причем максимальное значение V (для макс.) $= 1970$ вольт. Эти максимумы относятся к плоскостям (100), (110), (111), причем в некоторых случаях пришлось воспользоваться половинными порядками отражения. В основу расчета положено рентгенографическое значение ребра элементарного куба: $a = 3,155 \text{ \AA}$.

В результате расчетов получился странный факт, что тогда как для ряда максимумов получились значения внутреннего потенциала, дающие в среднем $\Phi = 10,5$ вольт, при $\theta = 85^{\circ}$ и 80° получились еще значения $\Phi = 0$. Сильный прогрев отражателя (300°) и измерение при 2100° уничтожают, повидимому, отражения половинных порядков.

Для покрывания вольфрама кислородом к прибору был припаян отросток с KMnO_4 . Нагревом этой соли достигалось выделение кислорода (давление 0,05 мм), который действовал на вольфрам, нагреваемый в то же время до 400° (5 минут). Произведенные затем наблюдения дифракции электронов дали ряд новых максимумов. Расчет, в основу которого было положено значение $\Phi = 10,5$, дал для постоянной решетки $d = 4,46 \text{ \AA}$. Про-

грев покрытого кислородом вольфрама до 2100° удаляет новые максимумы.

Обсуждение результатов, полученных с вольфрамом, покрытым кислородом, приводит к выводу, что в этом случае между атомами газа и атомами металла действуют те же силы связи, что и в случае пассивированного железа. То обстоятельство, что в случае вольфрама, как и в случае железа, новые максимумы дают лишь одно значение постоянной решетки, а не несколько, указывает на отсутствие в слое соединений. Возможность рассчитывать положения максимумов, пользуясь значением Φ для чистого вольфрама, указывает на то, что мы имеем дело с мономолекулярным слоем кислорода. Этот результат находится в согласии со взглядом Лангмюра.

Работа была авторами продолжена,¹ причем исследованию опять подверглось чистое и пассивированное железо. Наблюдено 12 новых максимумов, причем значения Φ найдены следующие: $\Phi = 14,1$ вольт и $\Phi = 0$.

Тем же методом постоянного угла Руш с сотрудниками воспользовался для изучения других явлений в поверхностных слоях. Руш и Бюль² исследовали структуру мономолекулярных слоев различных масел. В значительном числе случаев оказалось, что «длинные» молекулы масел стоят «торчком» на поверхности металлической подкладки. Удалось из диффракции рассчитать и размеры таких молекул; например, для масляной кислоты получилась величина в 12 \AA .

Руш и Клузе³ применили диффракцию медленных электронов для исследования роли состояния поверхности металлов в появлении селективного фотоэффекта. Наблюдение диффракции и фотоэффекта производилось с одной и той же поверхности (калий), которую можно было обрабатывать впусканием в прибор водорода и пропусканием тлеющего разряда. Обработка H_2 дала ряд диффракционных максимумов, принадлежащих КН, причем одновременно усилился фототок. Тлеющий разряд резко усиливал все максимумы и фотоэффект, причем поверхность приняла зеленоватую окраску. Тлеющий разряд в H_2 давал красноватую и фиолетовую окраску. Авторы приходят к выводу, что в образовании селективного фотоэффекта, в согласии с мнением Поля, играет существенную роль обработка поверхности калия водородом и коллоидная структура поверхности. Попутно определен внутренний потенциал для К ($\Phi = 7,3$ вольт) и постоянная решетки КН (куб, $a = 5,4 \text{ \AA}$).

¹ Ann. d. Phys. 13, 1, 1932.

² Zs. f. Phys. 67, 572, 1931.

³ Phys. Zs. 32, 163, 1931.

Позже авторы распространили это исследование на другие щелочные металлы.¹

Хотя пользование медленными электронами при исследовании поверхностных слоев имеет ряд важных преимуществ (например малая глубина проникновения и следовательно особая чувствительность к изменениям поверхностного слоя), все же можно выдвинуть и некоторые возражения против этого метода. Прежде всего расчет результатов иной раз вызывает существенные сомнения, в виду того, что здесь нельзя пользоваться простой формулой де Бройля. Затем невозможно применение фотографического метода, по крайней мере без применения громадных выдержек. Наконец, необходимо применение очень высокой вакуумной техники.

Руководствуясь этими соображениями Томсон и Фрэйзер² построили прибор для изучения дифракции быстрых электронов при отражении от поликристаллических пластинок. Прибор этот был затем применен Томсоном³ к изучению структуры поверхностных слоев. Как и в прежних работах Томсона, в новом приборе разряд получался в трубке с холодным катодом (в трубке протекал водород). Через узкую диафрагму-канал электронный пучок попадал в центральную часть металлической камеры и под очень острым углом падал на исследуемую металлическую поверхность; образец закреплялся на особом столике, позволявшем менять угол падения, а также азимут, в котором падали лучи, что особенно важно при работе с монокристаллами. Калящийся катод, помещенный против поверхности металла, позволял прогревать ее электронной бомбардировкой. Отразившись от поверхности металла, электроны попадали в третью часть прибора, в конце которой помещался флуоресцирующий экран или фотографическая пластинка, на которой наблюдались дифракционные кольца. Для того, чтобы не приходилось компенсировать земного магнитного поля (что важно при больших размерах прибора), весь прибор на особой стойке устанавливается наклонно, по направлению земного поля. Разряд получался от индукционной катушки, ток которой выпрямлялся кенотроном с несколькими лейденскими банками. Напряжение 30 000 вольт. Углы скольжения были всегда меньше 4° . Обработка результатов производилась, как всегда, с помощью формулы Брэгга, куда для длины волны вставлялось выражение де Бройля с учетом поправки на теорию относительности.

Непосредственно измерялись диаметры колец на пластинках.

¹ Zs. f. Phys. 17, 82, 1932.

² Proc. Roy. Soc. (A) 128, 641, 1930.

³ Proc. Roy. Soc. (A) 128, 649, 1930.

Схема прибора дана на рис. 51.

Из результатов, полученных Томсоном с этим прибором, мы отметим следующие.

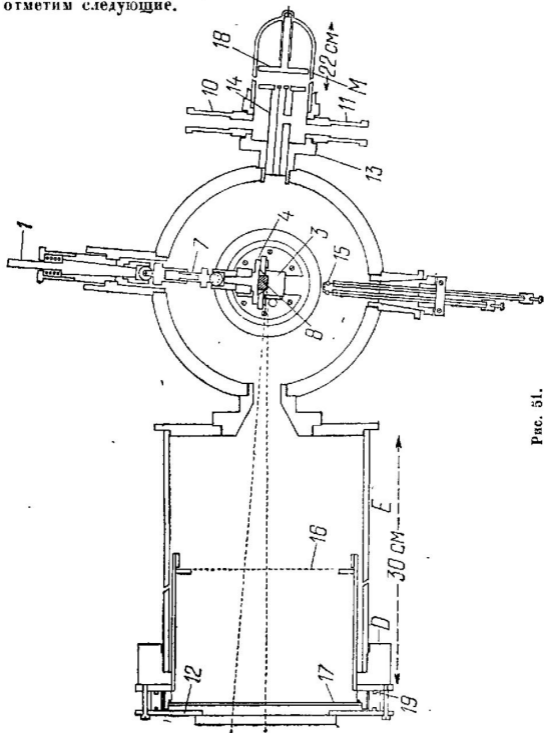


Рис. 51.

Полированные металлы (золото, железо, свинец, медь), а также полученные электролитически, совершенно не дают дифракционных колец. Повидимому при полировке образуется аморфный поверхностный слой. Золото, испаренное на кварцевую

пластинку, дает яркие кольца, такие же, как в опытах с проходящим пучком. Платиновая чернь, осажденная на разных металлах, ведет себя по-разному: на цинке и алюминии получаются слабые кольца чистой платины (куб с центрированными гранями, обычное значение постоянной). На меди платиновая чернь дает кольца, не соответствующие кубу с центрированными гранями. Повидимому это какой-то сплав платины с медью.

Интересно отметить, что в первых двух случаях платиновая чернь дает каталитическое действие, тогда как на меди последнее отсутствует. Далее исследован ряд соединений.

Медь, подвергнувшись окислению в воздухе, дала кольца, соответствующие известной по рентгеновским исследованиям структуре Cu_2O . Железо подвергшееся ржавлению в воде дает кольца Fe_2O_3 . Полированное железо, протравленное азотной кислотой и промытое затем дистиллированной водой, дает кольца Fe_2O_3 . Однако, последующие опыты показали, что в этом случае железо не оказывается пассивированным.

Если пассивирование имеет место, то при этом кольца не наблюдаются. Быстрые электроны не дают указаний на структуру поверхностного слоя. Он, повидимому, слишком тонок. Это находится в хорошем соответствии с данными Руппа, полученными с медленными электронами.

Этими примерами мы и закончим рассмотрение приложений диффракции электронов к изучению структуры поверхностных слоев.

Мы видели (гл. IX и VII), что при изучении поверхностных слоев, а также и в некоторых других случаях диффракции медленных электронов, наблюдаются некоторые аномалии и странности; например, появление половинных максимумов, а также одновременное существование двух значений внутреннего потенциала: $\Phi = 0$ и $\Phi \neq 0$.

Уже было указано, что наличие половинных максимумов может быть объяснено наличием поверхностного слоя газа с «двойной» постоянной решеткой. Рупп посвятил вопросу о половинных максимумах специальное исследование,¹ в котором пришел к выводу, что это явление, а также и наличие двух значений Φ может быть объяснено ступенчатой структурой поверхности кристалла. Разбор всех возможных случаев интерференции лучей, отраженных от различных ступенек, причем учитываются пространственная и плоская диффракция, приводит к простому объяснению обоих явлений. Объяснение двух значений Φ по существу то же, что объяснение «сдвинутых» максимумов в опытах Дэвиссона и Джермера.

¹ Ann. d. Phys. 13, 101, 1932.

В вопросах, которые мы до сих пор рассматривали, основную роль играли лишь размеры диффракционных колец или расположение пятен диаграммы Лауэ. Эти данные позволяют судить о расположении элементов той диффракционной решетки (пространственной или плоской), которая создает наблюдаемую картину диффракции. Однако, существует ряд вопросов, решение которых оказывается достигнутым лишь при учете не только расположения, но и интенсивности наблюдаемых колец. Это обстоятельство играло существенную роль в решении ряда вопросов рентгеновского анализа. Применение этих соображений к диффракции электронов также позволяет прийти к важным выводам.

Интенсивность рассеянного в данном направлении пучка (рентгеновых лучей или электронов) определяется прежде всего интенсивностью первичного пучка. Затем она зависит от структурного фактора, о котором мы говорили в конце главы III. Структурный множитель зависит от закона расположения атомов в элементарной ячейке и определяет *благоприятное* или *неблагоприятное* соотношение фаз рассеянных атомами плоскостями данного кристалла лучей. Отличие этого множителя от нуля определяет действительное существование рассеянного пучка, для которого условие отражения от данной системы кристаллических поверхностей (в форме Брэгга или Лауэ) осуществляется. Наконец, интенсивность данного отражения пропорциональна еще так называемому *фактору повторяемости* данной системы плоскостей. Это число показывает относительное количество плоскостей данного типа, а, следовательно, относительное число рассеивающих центров, создающих данное диффракционное кольцо.

Очевидно, что все эти факторы относятся к структуре самой решетки и к общим свойствам воли, а потому совершенно тождественны как для диффракции рентгеновых лучей, так и для диффракции электронов.

К этим факторам присоединяется еще один, так называемый *атомный фактор*: интенсивность рассеяния лучей определяется, очевидно, и *рассеивающей* способностью отдельных атомов, составляющих решетку, а эта последняя зависит от строения самого атома и от способа его взаимодействия с данными волнами. Здесь уже должна сказаться природа волн: атомный фактор для

рассеяния электронов отличен от атомного фактора для рассеяния рентгеновых лучей. Экспериментальное определение атомного фактора может дать нам непосредственные указания на строение рассеивающего центра. Теория рассеяния приводит к выводу, что тогда как атомный фактор для рентгеновых лучей определяется преимущественно распределением электронных зарядов в атоме, для рассеяния электронов основную роль играет силовое поле, распределение потенциала. Последнее называется, как мы видели, уже и на том, что показатель преломления электронных волн зависит только от внутреннего потенциала.

Теория рассеяния рентгеновых лучей¹ дает для случая диаграмм Дебая следующую формулу для полной интенсивности лучей, рассеянных под скользящим углом φ (угол при вершине конуса лучей 4φ):

$$J = kF^2 \lambda^3 \frac{1 + \cos^2 2\varphi}{2 \sin 2\varphi} \cos \varphi \frac{\rho V}{2}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, ρ — фактор повторяемости, V — объем кристалла, k — величина, определяющая рассеяние лучей на отдельном электроне и зависящая от угла рассеяния; наконец, F — атомный фактор. Так как в рассеянии рентгеновых лучей ядро атома заметно не участвует, то F представляет число электронов, которыми можно было бы заменить данный атом, чтобы получить такое же рассеяние. Очевидно, что максимальное значение $F = Z$ (атомному номеру данного элемента). Вообще же F зависит от угла рассеяния. Для случая малых значений λ , что всегда имеет место при работе с быстрыми электронами, формулу (1) можно переписать в виде:

$$J = k' F^2 \frac{\rho}{2} \frac{\cos \varphi}{\sin 2\varphi} \quad (2)$$

и далее:

$$J = k'' F^2 \frac{\rho}{\varphi^2}, \quad (3)$$

где k'' оказывается постоянным для данной диаграммы. Применяя эту формулу к электронной дифракции, мы будем ставить F^* вместо F , чтобы подчеркнуть различие этих величин для рентгеновых и электронных лучей.

Первые определения атомного фактора F^* были произведе-

¹ Например, Compton, X-Rays and Electrons, 1927.

дены Томсоном в одной из уже рассмотренных нами работ.¹ С этой целью были профотометрированы четыре особенно надежные электронограммы золота. Для того, чтобы можно было делать необходимые выводы, нужно быть совершенно уверенным, что степень почернения строго пропорциональна интенсивности действовавшего на пластинку пучка и времени его действия. Для случая световых лучей это не всегда оправдывается. К счастью, для электронов этот закон справедлив, что показало специальное исследование. Мы не будем останавливаться на методах измерений интенсивности. На основании полученных значений J для различных кругов вычислены значе-

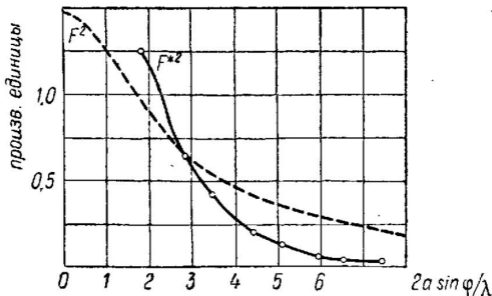


Рис. 52.

ния F^{*2} . При этом интенсивность для круга с суммой квадратов индексов δ принималось за 100; таким образом измерения имеют лишь относительный характер. Значения F^{*2} совпадают с значениями $\frac{\sin \varphi}{\lambda}$. Как видно из кривых рис. 52, значения F^{*2} (сплошная кривая) сильно отличаются от значений F^2 , чего конечно и следовало ожидать.

Весьма тщательное определение атомного фактора было произведено Марком и Вирлем.² Авторы пользовались быстрыми электронами (от 10 до 60 кВ), пропуская их через тон-

¹ Proc. Roy. Soc. (A) 125, 352, 1929; также Wave mechanics of free electrons, p. 110.

² Zs f. Phys. 60, 741, 1930; реферат см. в обзоре авторов в Усп. физ. наук. 10, 737, 1930.

кую металлическую фольгу (толщина 10^{-6} см, получена испарением). Таким образом по сути дела метод, примененный авторами, не отличался от метода Томсона. Однако были произведены некоторые существенные улучшения в деталях, о которых мы скажем несколько слов.

Разряд получался в трубке с холодным катодом (охлаждение маслом) в атмосфере водорода. После прохождения ряда каналов и диафрагм (ширина диафрагмы 0,2 мм) катодный пучок проходил через фольгу и давал дифракционную картину на флуоресцирующем экране. Когда необходимая резкость была достигнута, электроны отклонялись в сторону магнитным полем особой катушки и на место экрана ставилась фотографическая пластинка (разряд при этом не прекращался). Особое реле выключало ток в электромагните во время экспозиции (от 0,1 до 0,02 сек.) и затем автоматически его опять включало. Это приспособление позволило получить дифракционные картины поразительной резкости, на которых измерению оказалось доступно большое число кругов (рис. 52а).

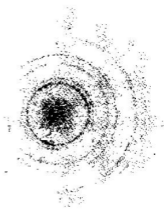


Рис. 52а.

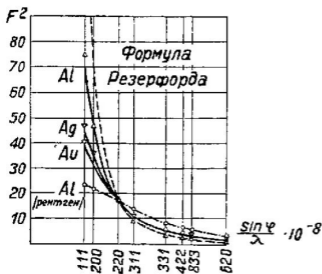


Рис. 53.

Были исследованы Al, Ag и Au. Даже поверхностное рассмотрение полученных снимков и особенно кривых фотометрирования показывает, что для Al спадание интенсивности при переходе к более высоким порядкам гораздо резче, чем для серебра. Это находится в соответствии с тем, что атомная рассеивающая способность растет с атомным номером элемента, вероятно пропорционально Z^2 .

Даже поверхностное рассмотрение полученных снимков и особенно кривых фотометрирования показывает, что для Al спадание интенсивности при переходе к более высоким порядкам гораздо резче, чем для серебра. Это находится в соответствии с тем, что атомная рассеивающая способность растет с атомным номером элемента, вероятно пропорционально Z^2 .

Кривые значений F^2 как функции $\frac{\sin \varphi}{\lambda}$, полученные Марком и Вирлем, даны на рис. 53. На этом же рисунке дана кривая для рентгеновых лучей и кривая для рассеяния α -частиц (по Резерфорду). Экспериментально полученные точки хорошо ложатся на кривые, полученные расчетом. В основу расчетов положены соображения динамической теории рассеяния электронов кристаллом, развитой Бете.¹ Аналогичные результаты получаются на основании теории рассеяния электронов, предложенной Моттом.² Обе теории ставят в связь атомный фактор для электронов с атомным фактором для рентгеновых лучей. Что это должно иметь место, видно хотя бы из следующих элементарных соображений.

Рассеяние рентгеновых лучей зависит от распределения зарядов в атоме и в решетке. При этом играют роль лишь электроны. В решетке имеет место периодическое распределение зарядов, которое можно изобразить в виде тройного ряда Фурье:

$$\rho^e = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \rho_{\alpha\beta\gamma} e^{2\pi i g_{\alpha\beta\gamma}} \quad (4)$$

В этой формуле α, β, γ — координаты точек решетки, $\rho_{\alpha\beta\gamma}$ — коэффициенты разложения, $g_{\alpha\beta\gamma}$ — функция, вид которой для нас не важен (зависит от $\frac{\lambda}{2a} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}$).

Для рассеяния электронов играет роль такое же разложение для потенциала Φ , который определяется не только зарядами электронов, но и зарядами ядер. Уравнение Пуассона дает:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi (\rho^e - \rho^k), \quad (5)$$

где ρ^k — плотность распределения ядерных зарядов. Отсюда легко найти зависимость между коэффициентами тройного ряда для потенциала ($\Phi_{\alpha\beta\gamma}$) и коэффициентами ряда для зарядов:

$$\Phi_{\alpha\beta\gamma} = f(\alpha, \beta, \gamma) (\rho_{\alpha\beta\gamma}^k - \rho_{\alpha\beta\gamma}^e), \quad (6)$$

здесь $f(\alpha, \beta, \gamma)$ — функция координат решетки. Так как ядра можно рассматривать как точечные заряды, то вместо $\rho_{\alpha\beta\gamma}^k$ можно всюду поставить атомный номер Z , умноженный на e . Величина же $\rho_{\alpha\beta\gamma}^e$ определяет атомный фактор для рентгеновых лучей F .

¹ Ann. d. Phys. 87, 55, 1928.

² Proc. Camb. Phil. Soc. 25, 306, 1929.

Таким образом делается понятным, что атомный фактор для электронов пропорционален разности $Z - F$. Теория Бете дает:

$$F^* = \frac{Z - F}{\sin^2 \varphi}$$

и

$$F^{*2} = \frac{(Z - F)^2}{\sin^4 \varphi}, \quad (7)$$

здесь φ — половина угла рассеяния. При больших углах рассеяния F стремится к нулю и из общего закона для интенсивности

$$J = k \frac{(Z - F)^2}{\sin^4 \varphi} \quad (8)$$

получается закон рассеяния ядрами:

$$J = k \frac{Z^2}{\sin^4 \varphi} \quad (9)$$

Формула (9) представляет закон Резерфорда для рассеяния α -частиц. При больших углах рассеяние происходит преимущественно благодаря действию силового поля атомного ядра. Мы видим, что в формуле (8) величина F играет роль экранирующей постоянной, т. е. величины, зависящей от расположения зарядов в атоме. Как мы видели в главе I, последнее определяется согласно волновой механике пространственным распределением величины $\psi\bar{\psi}$, которую в некоторых частных случаях действительно удается вычислить. Особенно много вопросом о распределении зарядов в атомах в связи с квантовой теорией, в том числе и с точки зрения волновой механики, занимался Гартри.¹ Недавно Рунп² исследовал атомный фактор для очень быстрых электронов (скорости до 250 kV). Наблюдалась диффракция в золоте. Ход кривой F^{*2} для 220 kV несколько круче кривой для 60 kV. Более точное рассмотрение явлений требует, по видимому, учета собственного вращения электронов. Мы видим, что изучение диффракции электронных волн может дать ряд экспериментальных данных по этому важному вопросу.

Закон распределения интенсивности и зависимость его от

¹ См. ряд работ в *Cambr. Soc. Proc.*, также В. Фок, Труды Гос. Оптического Института. Томас и Ферми наиболее просто рассматривают электроны в атоме, как вырожденный газ, и получают хорошее приближение для распределения плотности зарядов. См. напр. доклад Ферми в *Leipziger Vorträge*, 1928.

² *Ann. d. Phys.* 10, 927, 1931.

структуры рассеивающего центра позволяет решить еще один очень важный вопрос. Речь идет о строении молекул.

В последние годы рядом исследователей было показано, что возможно наблюдать диффракцию рентгеновых лучей в жидкостях и даже газах, где ни о какой правильности пространственного расположения молекул не может быть и речи. Если все же наблюдаются диффракционные кольца, то это очевидно обусловлено внутримолекулярной диффракцией и, следовательно, возникает возможность судить о внутренней структуре молекул. Теорию внутримолекулярной диффракции разработал Дебай еще в 1915 г.,¹ экспериментальные исследования диффракции рентгеновых лучей в газах и жидкостях ведутся главным образом сотрудниками Дебая начиная с 1927 г.

Естественно применить к изучению строения молекул и диффракцию электронных волн. В этом случае возникает целый ряд важных преимуществ по сравнению с рентгеновыми лучами: благодаря гораздо большей рассеивающей способности ядер по отношению к электронам можно применять ничтожно малые экспозиции (десятые доли секунды вместо часов; здесь играет роль еще и сильное фотографическое действие быстрых электронов), кроме того удается находить расположение атомов, которые рентгеновых лучей почти не рассеивают благодаря малому числу электронов. Благодаря тому, что получающиеся в таких опытах диффракционные кольца довольно расплывчаты, при анализе результатов существенно пользоваться и законом распределения интенсивностей. Систематическим исследованием структуры молекул занимался Вирль,² на работах которого мы и остановимся.

Схема прибора Вирля дана на рис. 54. Холодный разряд происходит в кварцевой трубке (60 см длины); катод охлаждается маслом. Благодаря малому диаметру трубки (3 см, в части, где расположен катод, 9 см) стенки ее заряжаются, что делает пучок электронов очень узким. Нагрузка трубки 10 мА при 45 киловольтах. Электронный пучок проходит через узкий канал в аноде (длина канала 10 см, выходное отверстие 0,1 мм) у самого выхода из канала расположен конец узкого сопла, из которого поступает газ или пар. Попадая в металлическую камеру, где происходит диффракция, в виде молекулярного пучка, пар не успевает рассеяться по прибору благодаря интенсивной откачке диффузионным насосом и затем падает на дно трубки, в которую налит жидкий воздух; здесь пар немедленно конденсируется (вымораживается). Подвергшись

¹ Ann. d. Phys 46, 809, 1915.

² Phys. Zs. 31, 366, 1930; Ann. d. Phys. 8, 521, 1931.

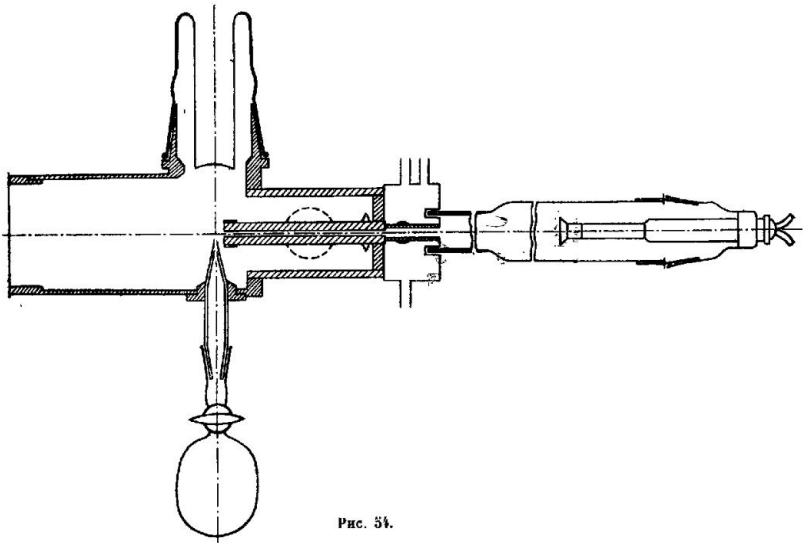


Рис. 54.

диффракции в молекулах в месте столкновения катодного пучка с молекулярным, электроны затем попадают на фотографическую пластинку, расположенную в конце камеры. Для получения молекулярного пучка нужной плотности сосуд с газом подогревается или охлаждается до подходящей температуры. Если исследуются пары жидкости, то предварительно воздух из сосуда откачивается (во время этого процесса жидкость замораживается). Когда нужно получить пар твердого вещества, вместо изображенного на рисунке сосуда помещается электрическая печь, в которой и испаряется исследуемое вещество. Место впазки разрядной трубки в метиллическую камеру тщательно охлаждается проточной водой. Длина диффракционной камеры менялась. Для определения длины волны применяемых лучей сперва была снята диффракционная картина в золотом листке при разных напряжениях на трубке. Полученные снимки тщательно фотометрировались.

В основу расчета результатов кладется теория рассеяния коротких волн в молекулах, данная Дебаем. Согласно этой теории интенсивность рассеянных лучей выражается формулой:

$$J = k \sum_i \sum_j \psi_i \psi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}}, \quad (10)$$

где:

$$x_{ij} = 4 \pi l_{ij} \frac{\sin \varphi}{\lambda} \quad (11)$$

Здесь ψ_i, ψ_j — рассеивающие способности отдельных атомов, l_{ij} — расстояния между двумя атомами, φ — половина угла рассеяния, k — постоянная, значение которой зависит от типа лучей. Для электронов она значительно больше, чем для рентгеновых лучей. Суммирование происходит по всем атомам, входящим в данную молекулу. Формула (10) учитывает только когерентную часть. Выбором вещества можно сделать влияние некогерентной части малым.¹

В первом приближении можно положить, что величины ψ пропорциональны атомным номерам соответствующих атомов. В этом предположении, например, для двухатомной молекулы мы получили бы:

$$\frac{J}{k} = Z_1^2 + 2 Z_1 Z_2 \frac{\sin x_{12}}{x_{12}} + Z_2^2 \quad (12)$$

¹ Heisenberg (Phys. Zs, 32, 737, 1931) показал (см. также Bewilogua, там же, стр. 740), как можно учесть некогерентную долю при рассеянии рентгеновых лучей от атома, представленного в виде распределения заряда по Тоиясу — Фермю.

Если кроме того $Z_1 = Z_2 = Z$, то

$$\frac{J}{k} = 2Z^2 \left(1 + \frac{\sin Z}{Z} \right) \quad (13)$$

Однако, кривые этого типа на самом деле не соответствуют действительности. Нужно еще учесть влияние атомного фактора, т. е. считать ψ пропорциональным $\frac{Z - F}{\sin \varphi}$. Величина F , как было указано, может быть вычислена в некоторых частных случаях.¹ Значение F_z можно вычислить по значениям F_{Cs} ($Z = 55$) при заданных $\frac{\sin \varphi}{\lambda}$ по формуле:

$$F_z = F_{Cs} \cdot \frac{Z}{55} = \left(\frac{\sin \varphi}{\lambda} \right)_{Cs} \left(\frac{Z}{55} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Эта формула справедлива при не очень малых Z . Таким образом мы можем внести поправку в формулу (10) и получить распределение интенсивностей. Разумеется при этом нужно еще сделать определенные предположения о размещении атомов в данной молекуле, чтобы получить значения (относительные) расстояний l_{ij} входящих в величины x_{ij} . На рис. 55 дан для молекулы Br_2 (гантель) ход кривых (13), атомного фактора и «исправленной» кривой интенсивности в зависимости от $\frac{\sin \varphi}{\lambda}$. Максимумы на исправленной кривой гораздо менее резки, чем на неисправленной кривой. Во всех исследованных Вирлем случаях он сперва на основании химических и иных предположений строил модель молекулы и производил расчет интенсивностей, подчас довольно сложный. Сравнение теоретических кривых с опытными позволяло судить о

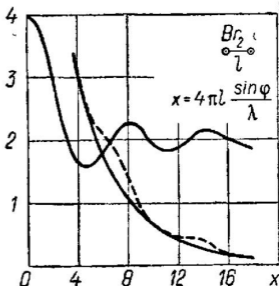


Рис. 55.

исследованных Вирлем случаях он сперва на основании химических и иных предположений строил модель молекулы и производил расчет интенсивностей, подчас довольно сложный. Сравнение теоретических кривых с опытными позволяло судить о

¹ По Гартри $\frac{F}{r} = \int U(r) \frac{\sin kr}{kr} dr$, где $k = 4\pi \frac{\sin \varphi}{\lambda}$, r — расстояние от центра атома, $U(r)$ плотность зарядов на расстоянии r .

правильности или неправильности принятой модели и определить расстояния между атомами.

Автор исследовал всего 20 молекул различных типов: двухатомные Br_2 , трехатомные CO_2 , CS_2 , SO_2 , N_2O , тетраэдрические CCl_4 , SiCl_4 , GeCl_4 , TiCl_4 , SnCl_4 , BCl_3 , PCl_3 ; наконец, ряд органических молекул. Выбор материала был произведен с целью проверки определенных химических предположений. Сводка результатов дана в табл. 21.

Таблица 21.

Молекула	Расстояние между атомами Å		Форма молекулы
Br_2	Br—Br	2,28	гантель
CO_2	O—O	2,26	линейная
CS_2	S—S	3,16	✕
SO_2	S—O	1,37	
N_2O	N—N	2,38	линейная
CCl_4	Cl—Cl	2,98	тетраэдр
SiCl_4	Cl—Cl	3,29	"
GeCl_4	Cl—Cl	3,43	"
TiCl_4	Cl—Cl	3,61	"
SnCl_4	Cl—Cl	3,81	"
CHCl_3 хлороформ	Cl—Cl	3,04	—
CH_2Cl_2 метилен-хлорид	Cl—Cl	3,16	✕ 110° — 115°
CBr_4	Br—Br	3,35	—
BCl_3	Cl—Cl	3,03	—
PCl_3	Cl—Cl	{ 3,18	пирамида
	P—Cl		
C_6H_6 бензол	C—C аром.	1,39	плоское кольцо
C_6H_{12} циклогексан	C—C	1,51	изогнутое кольцо
C_5H_{10} диклопентан	C—C	1,52	плоское кольцо (пятиугольн.)
C_8H_{14} гексан	C—C	}	{ цепочки с углом
C_5H_{12} пентан			

Отсылая читателя, который захочет познакомиться с детальным анализом результатов, к оригинальной статье, мы ограничимся лишь следующими общими указаниями.

1. Порядок величин межуатомных расстояний хорошо согласуется с результатами, полученными косвенным путем. Например, для Br_2 из полосатых спектров получается 2,26 Å. Для CO_2 расстояние O—O равно 1,95 Å. Для N_2O расстояние N—N = 2,32 Å.

2. У тетраэдрических молекул (пятиатомных) расстояния между атомами Cl, расположенными в вершинах тетраэдра, увеличиваются с увеличением размеров центрального атома.

3. Сравнение расстояний Cl—Cl для CCl_4 , CHCl_3 обнаруживает увеличение этого расстояния при нарастании гидрирования молекулы. Это идет частью за счет увеличения угла Cl—C—Cl, частью за счет непосредственного увеличения расстояния C—Cl.

4. Изучение циклических органических соединений прежде всего непосредственно подтвердило правильность моделей, которыми пользовалась с давних времен органическая химия; далее установлено, что расстояние между атомами углерода для соединений ароматического ряда меньше того же расстояния для соединений жирного ряда. Для соединений жирного ряда это расстояние одинаково независимо от вида молекул (циклическая или цепочечная).

5. При изучении цепочечных молекул и качестве основного вопроса был поставлен вопрос о возможности свободного вращения частей цепочки, имеющий важное значение для органической химии. Анализ электронограмм приводит к положительному ответу на этот вопрос.

Впоследствии Вирль продолжил свое исследование органических молекул,¹ причем в числе прочих вопросов им выяснено, что расстояние между атомами углерода зависит от характера связи. Во всех соединениях с простой связью получилось $d = 1,52 \text{ \AA}$, с двойной $d = 1,30 \text{ \AA}$, с тройной $d = 1,22 \text{ \AA}$.

Работа Вирля представляется нам имеющей исключительно большое значение как с точки зрения методической, так и с точки зрения ее результатов. Подтверждение этой работой ряда стереохимических моделей² является прежде всего блестящим оправданием интуиции органической химии, создавшей эти модели тогда, когда вопрос о непосредственном проникновении внутрь молекулы и атома даже и не мог ставиться.

Несколько особняком от других исследований, рассмотренных в этой главе, но в наиболее непосредственной связи с теоретическими расчетами рассеяния электронов, в которых учитывается преимущественно влияние отдельных атомов и распределение зарядов в них, стоят исследования рассеяния электронов в одноатомных газах и парах. Опыты подобного рода с одной стороны связаны со всей цепью исследований электронных ударов (Франк и Герц и др.), с другой стороны — с эффектом Рамзауэра (см. гл. II). После первых опытов Даймонда

¹ Ann d. Phys. 13, 453, 1932.

² Некоторые непосредственные данные по вопросу о стереохимических моделях были получены из рентгенографического анализа органических кристаллов, например, о структуре бензольного кольца. Но в случае кристаллов молекулы не независимы. Поэтому исследование строения органических молекул в парах имеет особенно важное значение.

(рассеяние электронов в He), оказавшихся ошибочными, исследование рассеяния электронов пошло по другим путям и только недавно возобновились работы, изучающие распределение по углам электронов, рассеиваемых в газах. При этом учитываются лишь электроны, не претерпевшие потери энергии. Опыты подобного рода произведены, главным образом, Ариотом, а также Баллардом и Массей.

Ариот пользовался прибором с вращающейся электронной пушкой, «стреляющей» на ось вращения. Приемник, снабженный рядом диафрагм,¹ оставался неподвижным. Такое устройство позволяло исследовать число рассеянных электронов как функцию угла рассеяния. Электроны во всех подобных опытах естественно было применять медленные (от нескольких десятков до нескольких сот вольт). Сначала Ариот исследовал рассеяние в парах ртути.² Затем он продолжал работу и исследовал рассеяние электронов в Хе, Кг, Аг, Не, Н₂, N₂, СН₄, СО.³ Как у ртути, так и у ряда исследованных газов (особенно Хе, Кг, Аг) удается наблюдать наряду с центральным пучком целый ряд очень четких дифракционных максимумов, причем максимумы эти делаются особенно резкими при скоростях, характерных для данного газа (напр., у Хе максимумы появляются при 122 вольтах, а при 800 вольтах исчезают совсем). Как и в случае эффекта Рамзауэра, газы с аналогичным устройством электронной оболочки дают кривые одинакового типа. Этим обстоятельством устанавливается связь данных явлений с внутриатомной дифракцией электронных волн. Повидимому, опыты подобного рода можно использовать для исследования электронных оболочек. Ариот, а также Баллард и Массей⁴ сопоставили свои результаты с опытами Рамзауэра и др. С этой целью ординаты кривых рассеяния по углам умножались на соответствующие значения синусов углов рассеяния, что приводило к единичному телесному углу. Интегрирование таких кривых дает, очевидно, полное число электронов, рассеянных при данной начальной скорости. По полученным данным были построены кривые рассеяния, а также кривые эффективного поперечного сечения, как функции скорости или \sqrt{V} . Полученные таким образом кривые дают прекрасное совпадение с кривыми Рамзауэра. Таким образом, эффект Рамзауэра можно рассматри-

¹ Определенной комбинацией электрических полей между диафрагмами внутренняя часть приемника предохранялась от попадания в нее ионов и медленных электронов.

² Arnot, Proc. Roy. Soc. (A) 129, 361, 1930; 130, 655, 1931.

³ Proc. Roy. Soc. (A) 133, 615, 1931.

⁴ Proc. Roy. Soc. (A) 130, 579, 1931.

вать как диффракционный эффект внутри атомов, лишь наблюдаемый более суммарно. Следует отметить, что в опытах Рамзауэра принимаются в расчет и электроны, потерявшие скорости. Анализ полученных Ариотом результатов приводит его к выводу, что они достаточно хорошо соответствуют ряду теоретических расчетов, особенно Гольдмарка.¹ Более старые работы, не учитывавшие искажения первичной электронной волны в поле атома, давали правильные результаты лишь в случае больших скоростей (Борн).

Мы видим, что приложение диффракции электронов к ряду принципиальных вопросов физики обещает дать много ценных результатов. Уже и то, что сделано в этом направлении до сих пор имеет большое значение.²

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПОСТАНОВКЕ ОПЫТОВ С ДИФФРАКЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ.

XI

В предыдущих главах мы описали ряд методов работы с диффракцией электронов и остановились довольно подробно на некоторых установках. При этом мы уделяли наибольшее внимание тем приборам, с которыми получены наиболее важные в принципиальном отношении результаты. За последнее время число исследований в интересующей нас области все растет. В связи с этим появляются новые конструкции приборов, в принципе не отличающиеся от описанных нами, но заключающих те или иные усовершенствования. Так, Кирхнер³ описал удобный в конструктивном отношении прибор для наблюдения диффракции быстрых электронов, в котором к центральной металлической части, где располагается исследуемый объект, присоединяются разрядная трубка и широкая камера с экраном или фотографической пластинкой. Соединение уплотняется не замазкой, а свинцовыми кольцами, зажимаемыми особыми гайками. Прибор работает как с холодным, так и с горячим катодом и дает очень интенсивные и четкие диффракционные картины, которые не только можно наблюдать визуально, но и демонстри-

¹ Zs. f. Phys. 55, 437, 1929; 66, 49, 1930. См. также Allis & Morse, Zs. f. Phys. 70, 567, 1931.

² См. еще диссертацию L. Bewilogna, Phys. Zs 32, 265, 1931, где приведена и литература вопроса.

³ Phys. Zs. 31, 772, 1930; более подробно, см. Ann. d. Phys. 11, 741; 1931. В этой статье дан подробный анализ экспериментальной методики. Методика экспериментов с медленными электронами (т.е. образом метод постоянного угла) проанализирована Домесом (Ann. der Phys. 12, 185, 1932).

ровать аудитории. Шёблиц¹ при исследовании резкости дифракционных колец воспользовался прибором с калящимся катодом, в котором пучок электронов монохроматизировался магнитным полем, в связи с чем часть прибора до держателя с фольгой изогнута под тупым углом.

Несколько пластинок расположены на боковых гранях шестиугольной призмы, что позволяет сделать ряд снимков, не раскрывая прибора.

Трилла и Гирш² разработали конструкцию прибора Полта,³ в которой фотографические пластинки помещены на вращающемся в вакууме диске. На том же диске помещен и флуоресцирующий экран для визуальных наблюдений.

Независимо аналогичное приспособление для фотографической регистрации разработано в лаборатории автора В. М. Кудрявцевой.

В этой главе мы сделаем ряд кратких указаний относительно конструкции приборов и методов работы для тех из читателей, которые сами пожелают заняться работой в этой области. Эти указания частью заимствованы из уже рассмотренных работ, частью являются результатом опыта автора.

1. Источник электронов. При холодном разряде катод должен быть плоским, так как фокусировка лучей вогнутым катодом не только не полезна в этих опытах, но вредна, давая за диафрагмой расходящийся пучок. Катод лучше делать массивным, а при значительной нагрузке — с охлаждением проточной водой или маслом. Трубку для откачки разрядной трубки (и для выпуска газа) не следует присоединять между катодом и анодом, а лучше всего за анодом; если это невозможно — за катодом. Это предохраняет от проскакивания разряда в насосы. Диафрагму или канал, через который лучи проникают в дифракционную камеру, нужно охлаждать водой, особенно если она замазана на замазке. В самую разрядную трубку замазка (например пицци) никоим образом не должна попадать. Под действием катодных лучей она «кипит».

2. Электронная пушка. Горячий катод рекомендуется делать из одной прямой проволоки (Рупа), так как это лучше всего гарантирует от искажений при изменении накала. В этом случае проволока должна быть тонкой (не более 0,1 мм), чтобы ток накала был не слишком велик (2—4 ампера). Однако, автор применял катод в виде спиралей, а также и плоские спирали (рентгеновский тип катода), которые при достаточно аккурат-

¹ Phys. Zs. 32, 37, 1931.

² Zs. f. Phys. 75, 784, 1932, также Journ. de phys. 3, 185, 1932.

³ Ann. de physique 13, 395, 1930.

ной монтировке оказывались вполне пригодными. Менее всего надежны плоские спирали.

Диафрагмы, служащие для выделения параллельного пучка, представляют обычно либо *сплошной узкий канал* в несколько сантиметров длины (для быстрых электронов), либо широкую трубку с рядом перегородок (две или три), в которых высверлены узкие дырочки (в последнее время обычно 0,1 — 0,2 мм). Канал дает возможность независимой откачки разрядной трубки и камеры. Однако приготовление его связано с техническими затруднениями. Легкое искривление канала может заметно исказить картину. При работе с рядом узких отверстий иногда затрудняется откачка промежуточных пространств. При работе с медленными электронами эти затруднения отпадают, так как нет надобности в очень длинных каналах. Обычно в этих случаях пользуются несколькими диафрагмами. Края диафрагм лучше делать сглаженными, так как острые края дают большое количество вторичных электронов и пучок оказывается очень неоднородным. Вообще состав пучка, даваемого данным катодом, лучше всего предварительно исследовать. Наилучшим способом монохроматизации является, конечно, заворачивание электронов магнитным полем.

Зарядание стенок трубки часто является благоприятным фактором, сжимая пучок. Однако, при некоторых конструкциях зарядание стенок может совершенно воспрепятствовать прохождению пучка сквозь диафрагму. Дополнительное сжатие пучка удобно осуществлять при помощи магнитных линз, т. е. небольших катушек, создающих магнитное поле, параллельно направлению пучка.

3. Ускоряющее поле обычно дается просто между катодом и первой диафрагмой. Дальше электроны летят в пространство без поля. Такой способ вполне пригоден при работе с достаточно большими скоростями, когда заведомо достигнут ток насыщения. При работе с небольшими скоростями электрическим методом общее возрастание тока с увеличением потенциала часто смазывает резкость максимумов. Поэтому желательно устройство катода, обеспечивающее постоянство тока при различных ускоряющих потенциалах. Этого можно достигнуть, например, прикладывая небольшое постоянное ускоряющее поле между катодом и первой диафрагмой, и создавая дополнительный разгон между следующими диафрагмами.¹

4. Приемник. При работе электрическим методом играет существенную роль устройство приемника. Основным требованием является надежность изоляции между внутренней частью,

¹ См. об этом Техника физического эксперимента, ГИЗ, 1929.

отводимой к электрометру или гальванометру, и наружной оболочкой, обычно заземленной. В качестве изоляции лучше всего применять янтарь или кварц. Ловушка должна быть приспособлена так, чтобы можно было прикладывать задерживающее поле для устранения медленных электронов или для анализа скоростей. Это поле можно прикладывать непосредственно между наружной и внутренней частью. При такой схеме одна из частей оказывается при потенциале отличном от нуля, что особенно неудобно для внутренней части (тогда и измеритель тока стоит на высоком потенциале).

Этот дефект легко устранить, если ловушка состоит из трех хорошо изолированных оболочек: внутренней, отводимой к электрометру, наружной, заземленной, и средней, на которую подается задерживающий потенциал. Рис. 56 дает схему ловушки, применяемой автором. Средняя оболочка прикрыта сеткой. Все металлические части тщательно зачернены для устранения вторичных электронов. При устройстве ловушек следует иметь в виду, что края щелей часто дают вторичные электроны, что может вызвать искажения кривой распределения скоростей.

5. Измерение тока. Для измерения тока лучше всего пользоваться струнным электрометром, работая по методу зарядки при очень малых силах тока и по Броусонову методу при несколько больших токах. Последний метод особенно удобен и позволяет работать очень быстро. Большая чувствительность не нужна. Полезно иметь набор сопротивлений различных порядков.

6. Вакуум. Вакуум лучше всего получать стальным диффузионным насосом Геде (трех- или четырехступенчатым).

7. Получение тонких пленок удобнее всего производить распылением или испарением в вакууме. При распылении, которое обычно производят в атмосфере водорода, могут получаться водородные соединения металлов, искажающие электронограммы. Поэтому следует предпочесть испарение в вакууме. Для работы на отражение это не вызывает никаких осложнений: слой металла испаряется непосредственно на металлическую подкладку, причем нет необходимости в особой тоикости слоя. Для работы и проходящем пучке необходимо получать очень тонкие свободные пленки металлов. Рупп получал такие пленки, испаряя металл на поверхность полированной пластинки каменной соли, которая затем растворялась водой. Получившуюся свободную пленку вылавливают из воды непосредственно той диафрагмой, на которой она затем помещается в прибор. Пленки, получаемые таким образом, часто оказываются с дырами. Процент брака доходит до 80. Томсон и независимо

от него автор этой книги получали пленки испарением металла на очень тонкую пленку целлулоида. Последнюю легко получить, пустив каплю чистого цапон-лака (раствор целлулоида в амил-ацетате или ацетоне) на поверхность воды. Получившаяся пленка вылавливается особой проволочной рамочкой или диафрагмой, и на нее испаряется слой металла. Таким образом получается полупрозрачная металлическая пленка, которую можно исследовать на ее целлулоидной подкладке. При известной осторожности можно еще растворить часть целлулоида каплей ацетона. Тогда в этом месте получается «свободная» пленка. Следует отметить, что иногда полученные таким способом пленки дают плохую дифракционную картину или дают структуру, отличную от общеизвестной. Так, Томсон нашел для Ni структуру, отличную от куба с центрированными гранями.

В большинстве работ Томсона тонкие пленки получались травлением более толстого листка кислотой или щелочью. Однако, это очень трудный процесс, и пленки обычно получают с дырами. Испарение в вакууме, особенно на целлулоид, следует безусловно предпочесть этому способу.

Измерение толщины этих пленок производится *приблизительно* по времени, в течение которого происходило испарение, причем сравнение производится со временем, необходимым для получения толстого слоя, толщина которого может быть определена взвешиванием; более точный метод основан на измерении поглощения в такой пленке света определенной длины волны. Применение этого метода подробно разобрал Уайт,¹ давший также удобный и надежный метод для определения относительного числа электронов, попавших в данное место пластинки, по степени почернения. За подробностями отсылаем читателя к этой статье. Вообще задача фотометрирования спимков и анализ кривых фотометрирования представляет серьезные затруднения, особенно потому, что характер фотографического действия электронов недостаточно изучен.

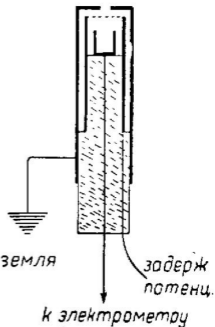


Рис. 56.

¹ Phil. Mag. 9, 641, 1930

Согласно теории де Бройля фазовые волны должны быть связаны с любыми материальными частицами, а не только с электронами, при этом всегда длина волны определяется основной формулой:

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

Если существование волн материи для протонов не вызывает никаких сомнений, так как протон отличается от электрона лишь знаком заряда и большей массой, то не так просто обстоит дело по отношению к более сложным частицам, состоящим из многих протонов и электронов. Дело в том, что волновое уравнение Шредингера для системы со многими степенями свободы определяет распространение волн не в обычном пространстве трех измерений, а в пространстве конфигураций, число измерений которого равно числу степеней свободы. Для отдельного электрона или протона пространство конфигураций совпадает с обычным физическим пространством. Таким образом, вопрос о том, можно ли рассматривать сложную частицу в ее поступательном движении как целое и, следовательно, наблюдать для нее те же явления, что и для электронов, не является совершенно тривиальным и подлежит экспериментальному разрешению. Число работ с дифракцией *больших* материальных частиц в настоящее время очень невелико. Это объясняется значительной трудностью эксперимента в этой области. Благодаря большой массе частиц значения λ оказываются очень малыми. Кроме того большие трудности представляет и самое фиксирование частиц, особенно незаряженных. Электрические методы оказываются непригодными.

Первые по времени опубликованные опыты с отражением атомов от кристаллов принадлежат Эллету и Ольсону.¹

Основной руководящей идеей этих опытов было желание выяснить применение теории де Бройля к свободно движущимся атомам. В этих опытах, как и во всех остальных опытах, описанных в этой главе, основой служит метод молекулярных пучков. Пары кадмия из особой печки через несколько узких щелей, выделявших узкий пучок, выходили в прибор, в котором поддерживался очень высокий вакуум. Падая на пластинку NaCl, которая подогревалась для устранения возможности конденса-

¹ Phys. Rev. 31, 643, 1928.

саци, атомный пучок рассеивался пластинкой и затем попадал на поверхность, охлаждающуюся жидким воздухом (шаровую или плоскую), на которой и образовывался осадок. Пространственное распределение плотности осадка позволяет судить о распределении отраженных атомов по углам. Вопреки тому, что было известно из старых опытов, на холодной поверхности в случае кадмия (и ртути) появлялось довольно резко очерченное пятно под углом правильного отражения. Возможно, что дифракционные максимумы не были отделены от правильно отраженного пучка. Это может быть обусловлено малой разрешающей силой кристалла. Интересно отметить, что кристалл, с поверхности которого предварительным прогреванием не был удален слой газа, не давал столь резкого пятна, а более или менее равномерное покрытие холодной поверхности. Эти опыты нельзя считать вполне удовлетворительным доказательством существования дифракции атомов. С Na такие опыты совершенно не удавались.

Вполне удовлетворительное доказательство существования дифракции атомов было произведено в лаборатории Штерна в Гамбурге, где в течение ряда лет работали с молекулярными пучками, причем была выработана очень тонкая методика работы, позволявшая довести эксперимент до высокой степени совершенства. Работа в интересующем нас направлении началась давно, в начале 1927 г., когда не были известны опыты с дифракцией электронов.

Первые исследования были произведены Штерном и Кнауэрром,¹ которые работали с водородом и гелием. Прежде всего они выработали очень тонкий метод для определения интенсивности пучка, сводящийся к определению давления (манометром с калящейся нитью) и узкой диафрагме, через которую проходит пучок. Ширина щели в этих опытах была порядка 0,04 мм. После того как была выработана методика определения интенсивности, Кнауэрр и Штерн исследовали отражение H₂ и He. Длина фазовой волны в этих опытах ничтожна. Для водорода при комнатной температуре она $1 \cdot 10^{-8}$ см.

Результаты опытов Штерна и Кнауэрра можно считать пред-

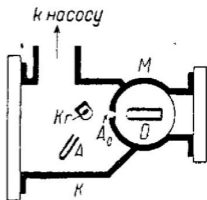


Рис. 57.

¹ Zs. f. Phys. 53, 766, 1929 (метод определения интенсивности пучков).
Zs. f. Phys. 53, 779, 1929 (отражение).

варительными, так как они не настолько четки, чтобы делать окончательные заключения.

Но основная методика в этих опытах была выработана удачно. Рис. 57 воспроизводит схему опыта с отражением от кристалла (горизонтальный разрез прибора).¹

Центральная вертикальная труба M посажена на шлиф четырехступенчатого диффузионного насоса Геде. Исследуемый газ (H_2 , He) подается к печке O по узкой трубочке, охлаждаемой особым вставленным в прибор сосудом с жидким воздухом. В печке газ подогревается до необходимой температуры (500—600° C) и через узкое отверстие выходит из нее в виде атомного пучка. Через отверстие A_0 пучок входит в боковую камеру K , откачиваемую вторым насосом, и здесь попадает на кристалл Kr , закрепленный на вращающемся при помощи шлифа столике. Столик может подогреваться особой печкой; кристалл можно устанавливать под разными углами к пучку. Снизу в камеру K входит второй шлиф, на котором расположен приемник A , могущий вращаться вокруг оси, проходящей через поверхность кристалла. Приемник соединен с особым манометром, измеряющим давление, создаваемое в приемнике молекулярным пучком, отразившимся под данным углом и попавшим в приемник. Измеряемое манометром давление и является мерой интенсивности отражения под данным углом. Перед приемником расположена еще крышка, которой можно прекращать доступ пучка в приемник. Весь прибор сделан из латуни. Откачка обоими насосами производилась в особый сосуд так, что газ не пропал, а поступал в прибор вновь. Давление в приборе было 10^{-5} мм. При производстве измерений необходимо было вносить поправки на дополнительное рассеяние различными частями прибора. Вычитав отсчеты, произведенные по манометру в отсутствие молекулярного пучка, из результатов, полученных, когда пучок попадал в приемник, можно было найти истинную интенсивность отражения при данных условиях. Измерения производились в зависимости от угла падения и температуры печи, определяющей скорость частиц, а следовательно и длину фазовой волны. Разумеется, в этих опытах получение монохроматического пучка невозможно. Максимальная интенсивность отраженного пучка равна 80% интенсивности падающего пучка. Был испробован ряд газов и отражателей (кальцит, свинцовый блеск, каменная соль). Удачными оказались лишь опыты с H_2 и He при отражении от NaCl. Все же, хотя

¹ Предварительно была сделана попытка наблюдать дифракцию от обыкновенной решетки. Результаты оказались неудачными.

на кривых интенсивности в зависимости от температуры и наблюдаются определенные максимумы, но они настолько расплывчаты, что на разборе результатов мы останавливаться не будем, а перейдем непосредственно к работе Штерна и Эстермана,¹ результаты которой дают вполне четкую картину явлений, не оставляющую места для каких-либо сомнений.

Прибор, которым пользовался Штерн сперва один, затем совместно с Эстерманом, включает ряд усовершенствований (рис. 58), по сравнению с предыдущим прибором. В отличие от прежнего прибора поверхность отражающего кристалла здесь расположена горизонтально, а не вертикально, так что ось вращения приемника перпендикулярна к поверхности кристалла. Как печь *O*, из которой выходит молекулярный пучок, так и приемник наклонены к поверхности кристалла под углом в $11\frac{1}{2}^\circ$. Прибор позволяет производить наблюдения в различных азимутах (вращая кристалл в его плоскости). Кроме того приемник можно наклонять в обе стороны от его среднего положения для наблюдения различных порядков отражения. Ряд технических деталей позволял производить очень точную установку печи, столика с кристаллом и приемника. Предварительно вращением кристалла в его плоскости производилась установка на максимальную интенсивность отражения. Длина фазовых волн изменялась либо изменением температуры (печь либо подогревалась, либо охлаждалась жидким воздухом), либо изменением массы частиц (H_2 , He). В первых опытах в качестве кристалла была применена каменная соль. При этом на ряду с резким максимумом, соответствующим правильному отражению, при опреде-

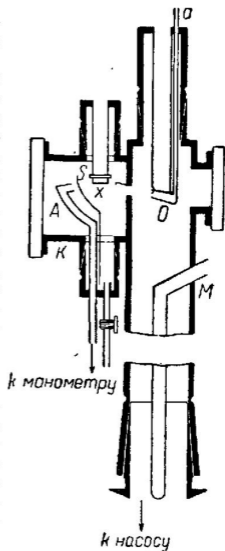


Рис. 58.

¹ Zs. f. Phys. 61, 95, 1930.

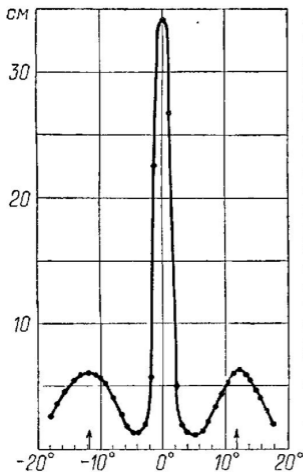


Рис. 59.

дифракционных максимумов не оставляет никаких сомнений.

В табл. 22 приведены несколько цифр, иллюстрирующих точность полученных результатов.

Все результаты, полученные Штерном и Эстерманом, полностью подтверждают формулу де Бройля $\left(\lambda = \frac{h}{mv}\right)$ для атомов.

Таблица 22.

Газ	Температура пучка в °К	Место максимума	
		вычислено	найдено
He . . {	290	$11\frac{3}{4}^\circ$	12°
	580	$8\frac{1}{2}^\circ$	$8\frac{3}{4}^\circ$
H ₂ . . {	290	$16\frac{3}{4}^\circ$	$14\frac{1}{2}^\circ$
	580	$11\frac{3}{4}^\circ$	12°

ленном положении кристалла наблюдались еще боковые дифракционные максимумы. Повышение температуры, вызывающее уменьшение длины волны, дает приближение дифракционных максимумов к отраженному пучку, как это и должно быть. Интересно отметить, что соотношение интенсивностей максимумов различных порядков меняется с температурой, т. е. со скоростью частиц (He). Это, вероятно, связано с тем, что частицы разных скоростей проникают в поверхность на разную глубину и «форматрихов» решетки оказывается для них неодинаковой.

Наилучшие результаты были получены при работе с LiF в качестве кристалла. Одна из полученных кривых воспроизведена на рис. 59. Она относится к отражению He при температуре 295° К. Реальность

Кроме кристаллов LiF испробованы кристаллы KCl и KBr, которые дали для He положительные результаты, но не такие четкие, как LiF. С He наблюдать правильное отражение и диффракцию не удалось. Что касается общего характера диффракционной картины, получаемой при отражении молекулярного пучка He, то она соответствует случаю плоской «скрещенной» решетки (Kreuzgitter). Положения диффракционных максимумов определяются двумя уравнениями:

$$\cos \alpha - \cos \alpha_0 = h_1 \frac{\lambda}{d}$$

$$\cos \beta - \cos \beta_0 = h_2 \frac{\lambda}{d},$$

причем за постоянную решетки можно принять расстояние между ионами одного знака на поверхности. Что касается длины волны, то здесь мы должны пользоваться тем ее значением, которое соответствует максимальной интенсивности. Закон Максвелла для молекулярного пучка дает следующее распределение по скоростям (α значение наиболее вероятной скорости для покоящегося газа):

$$dn = c e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} v^3 dv \quad (1)$$

Из этой формулы, пользуясь соотношением де Бройля и полагая $\lambda_\alpha = \frac{h}{m\alpha}$, находим распределение по длинам фазовых волн:

$$dn = c' e^{-\frac{\lambda_\alpha}{\lambda^2}} \frac{1}{\lambda^5} d\lambda = f(\lambda) d(\lambda) \quad (2)$$

Для длины волны наибольшей интенсивности $-\frac{dn}{d\lambda} = f(\lambda)$ есть максимум, т. е. $\frac{df(\lambda)}{d\lambda} = 0$; отсюда находим для длины волны максимальной интенсивности:

$$\lambda_{\max} = \lambda_\alpha \sqrt{0,4},$$

а вставляя сюда значение α из кинетической теории газов, найдем окончательно:

$$\lambda_{\max} = 19,47 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{TM}}, \quad (3)$$

где M - молекулярный вес газа.

Разумеется, монохроматизация молекулярного пучка упростила бы условия опыта и дала бы еще более четкие результаты.

Особенно тщательно последнее и было осуществлено при продолжении этих опытов в лаборатории Штерна,¹ при чем исследованию подверглось отражение молекулярных пучков He и H₂⁺ от кристаллов LiF. Монохроматизация пучка сперва производилась путем предварительного его отражения от вспомогательного кристалла (следовательно, всего наблюдалось два отражения). При этом получились гораздо более четкие максимумы, положение и высота которых менялись с изменением угла наклона первого кристалла. Это, очевидно, связано с тем, что смещение кристалла выделяет новую длину волны, иначе говоря — атомы другой скорости. Замечательно, что огибающая всех этих максимумов хорошо воспроизводит кривую распределения скоростей Максвелла. Этого, конечно, и следовало ожидать.

Результаты других опытов по диффракции и отражению атомов от кристаллов, производившихся за последние годы главным образом в Америке, можно суммировать следующим образом: для легких атомов диффракционную картину наблюдать удастся, результаты с тяжелыми атомами — совершенно неопределенны. В виду того, что при выполнении этих опытов были применены в некоторых случаях очень тонкие и остроумные методы исследования, мы остановимся на некоторых из этих работ.

Первые опыты Эллета и Ольсона были продолжены Эллетом, Ольсоном и Цалем.² Они работали с Cd и As, отражая молекулярные пучки от кристаллов NaCl и KCl. В этих опытах молекулярный пучок отражался от двух кристаллов (от первого под углом в 45°) и затем фиксировался на поверхности, охлаждаемой жидким воздухом. Первое отражение несколько монохроматизировало пучок. Существенным в этих опытах было непосредственное определение скоростей атомов, которое было произведено по методу, предложенному Эльдриджем.³ После первого отражения (в некоторых опытах непосредственно из печи) молекулярный пучок проходил через узкую щель и затем попадал на систему дисков, насаженных на быстро вращающуюся ось. На периферии первого диска был ряд щелей, на следующих двух тоже имелось несколько щелей. Скорость вращения дисков можно было менять. За дисками помещалась пластинка, охлаждаемая жидким воздухом. Очевидно, что только атомы определенной скорости (которую легко рассчитать из

¹ Эстерман, Фрит и Штерн, *Zs. f. Phys.* 73, 348, 1931.

² *Phys. Rev.* 34, 493, 1929.

³ *Phys. Rev.* 30, 931, 1927.

скорости вращения и расстояния между дисками) пройдут через все щели и попадут на пластинку, где и будут зафиксированы. По плотности осадка можно судить о количестве атомов данной скорости. Таким образом можно было выделять атомы определенной скорости. Оказалось, что распределение атомов по скоростям до и после отражения неодинаково. До отражения оно соответствует закону Максвелла, после отражения каждому углу соответствует своя превалирующая скорость. При этом $1/v$ пропорционально $\sin \theta$, как и должно быть. Однако, количественно подтвердить правильность соотношения де Бройля не удалось.

Эстериан, Фриш и Шгерн (l. c.) также использовали метод монохроматизации молекулярного пучка при помощи быстровращающихся дисков. Высокая техника этих опытов позволила не только качественно подтвердить выводы теории, но и провести количественную проверку применимости формулы де Бройля. Совпадение получилось с точностью до 1%.

Цаль¹ продолжал эти опыты с Cd и Zn. Вполне ясного изменения скорости с углом отражения наблюдать не удалось. С тяжелыми атомами вообще опыты выходят плохо и судить о наличии дифракции нельзя (работа велась со щелочными металлами, которые отражались от NaCl и LiF).

Цаль и Эллет² продолжали опыты с тяжелыми атомами, поставив себе задачей исследовать рассеяние при обмене энергией между атомами пучка и атомами решетки. Они использовали молекулярный пучок ртути, отражая его от кристаллов NaCl, KCl, KBr (с KJ получилось только равномерное рассеяние). Прибор допускал вращение кристалла и приемника вокруг общей оси. После учета равномерного рассеяния получились максимумы, несколько сдвинутые сравнительно с положением правильного отражения. Изменение температуры кристалла слегка изменяет положение максимума (уменьшение температуры приближает к правильному отражению). Увеличение температуры пучка сдвигает максимум в сторону, соответствующую уменьшению длины волны. Авторы приходят к заключению, что наблюдаемые явления аналогичны рассеянию света слегка матовой поверхностью, а также находят показатель преломления исследуемых волн, который оказывается меньше единицы.

Тэйлор,³ работая со щелочными металлами (Li, K, Cs), отражал их от NaCl и LiF (углы менялись от 2° до 60°). Методика

¹ Phys. Rev. 36, 893, 1930.

² Phys. Rev. 38, 977, 1931.

³ Phys. Rev. 35, 375, 1930.

его работы очень тонка. Вместо фиксирования отраженных атомов на охлажденной поверхности, Тэйлор применил описанный им ранее¹ метод, заключающийся в том, что молекулярный пучок проходил в узкую щель приемника, представлявшего платиновый цилиндр, по оси которого была натянута вольфрамовая проволока, которая нагревалась током. Благодаря этому атомы, проходившие вблизи этой проволоки, ионизовались, и ионизационный ток между проволокой и цилиндром измерялся гальванометром. Точность метода — 0,01%.

Весь прибор был построен очень тщательно и позволял хорошо отсчитывать углы. Форма первичного пучка предварительно промерялась. Несмотря на то, что метод мог бы обнаружить правильное отражение, даже если бы число правильно отраженных атомов не превышало долей процента, в рассеянном пучке правильного отражения наблюдать не удалось. Число рассеянных электронов точно следует закону косинуса.

Исследованием отражения водорода, главным образом атомного, занимался Джоисон.² Атомный водород получался в этих опытах при помощи интенсивного электрического разряда и затем через узкую щель попадал в прибор, где отражался от кристалла LiF. При этом приходилось принимать особые меры против попадания на кристалл быстрых ионов из разрядной трубки, так как они вызывали разрушение поверхности кристалла. Распределение отраженных атомов фиксировалось пластиной, покрытой трехокисью молибдена (MoO_3). В местах, куда попадает водород, происходит восстановление; получившаяся полоса затем фотографируется. Полученные таким образом диффракционные картины, как и в опытах Штерна и Эстермана, говорят о диффракции от скрещенной решетки.

При этом оказалось, что наряду с решеткой LiF дает диффракцию еще какая-то поверхностная решетка с большей постоянной. Ввиду того, что глубина проникновения атомов водорода в кристалл очень мала, Джонсон полагает, что при помощи пучков атомного водорода можно исследовать структуру поверхностных слоев, как это делается при помощи медленных электронов.

Мы видим, что исследование диффракции атомов представляет область, значительно хуже разработанную, чем изучение диффракции электронов. Надо надеяться, что ближайшие годы дадут и в этой новой и трудной области эксперимента новые и важные результаты.

¹ Zs. f. Phys. 57, 242, 1929.

² Phys. Rev. 33, 293, 1929; 35, 1432, 1930; 37, 87, 1931 (краткие сообщения); более подробно: Phys. Rev. 37, 847, 1931.

В предыдущем изложении мы касались, где это было нужно, теоретических вопросов, связанных с определенными группами экспериментальных проблем. В этой главе мы сделаем небольшие дополнения, касающиеся общей теоретической постановки вопросов рассеяния электронов. Мы будем ограничиваться лишь самыми краткими указаниями.

1. Рассеяние электронных волн единичным атомом. Задача в подобной постановке впервые разрешена Вентцелем¹ для α -частиц. Мы рассмотрим ее непосредственно для электронов.

Пусть электронная волна распространяется вдоль оси x . Тогда часть ψ_0 функции Ψ , зависящая от координат [см. ур-ние (8) гл. I], может быть написана в форме:

$$\psi_0 = e^{2\pi i \frac{x}{\lambda}} = e^{ikx}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (1)$$

Мы будем считать энергию E постоянной, так как нас интересуют лишь упругие столкновения электрона с атомом. Решение задачи должно заключаться в нахождении значения функции ψ , когда электрон вступает во взаимодействие с атомом. Для этого нужно найти решения уравнения Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0 \quad (2)$$

в предположении, что E есть заданная величина. Искать решение мы будем в форме:

$$\psi = \psi_0 + \psi_1, \quad (3)$$

где ψ_1 определяет возмущающее действие атома. Прежде всего нужно найти выражение V как функции расстояния r от ядра атома, заряд которого мы считаем равным Ze (Z — атомный номер). Очевидно, должно быть

$$V = 0 \quad \text{при } r = \infty$$

$$V = -\frac{e^2 Z}{r} \quad \text{при } r \text{ малом}$$

¹ Zs. f. Phys. 40, 590, 1927; см. также A. Sommerfeld, Wellenmechanischer Erganzungsband, 1929.

Последнее выражение даст взаимодействие с одним ядром. Можно положить:

$$V = -\frac{e^2 Z}{r} e^{-2r \frac{Z}{a}}, \quad (4)$$

где a — радиус первого Борковского круга ($a = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см). Показательный множитель выражает экранирующее действие электронной оболочки атома. Зоммерфельд выбирает несколько более сложное выражение, исходя из следующих предположений. Распределение электронных зарядов в атоме атомного номера Z в первом приближении можно выразить формулой:

$$\rho = \frac{e Z^4}{\pi a^3} e^{-2r \frac{Z}{a}}, \quad (5)$$

представляющей обобщение формулы для распределения зарядов в атоме водорода, находящемся в нормальном состоянии. Для потенциальной энергии V мы имеем уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rV) = e \cdot 4 \pi \rho \quad (6)$$

Подставляя в (6) значение ρ из (5) и интегрируя, легко можно получить:

$$V = -e^2 Z \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a} \right) e^{-2r \frac{Z}{a}} \quad (7)$$

Это значение V мы и подставим в (2).

Подставляя $\psi = \psi_0 + \psi_1$, пренебрегая членом, заключающим произведение $V\psi_1$ и учитывая, что ψ_0 удовлетворяет уравнению:

$$\nabla^2 \psi_0 + k^2 \psi_0 = 0,$$

мы получим для ψ_1 уравнение:

$$\nabla^2 \psi_1 + k^2 \psi_1 = k^2 \frac{V}{E} \psi_0, \quad (8)$$

в котором правая часть представляет известную функцию координат. Положив правую часть равной $-4\pi z$ найдем, как известно, решение этого уравнения в форме:

$$\psi_1 = \int \frac{z}{r} e^{ikr} d\tau, \quad (9)$$

где $d\tau$ — элемент объема. Подстановка в это выражение значения z и вычисление интеграла даст для ψ_1 :

$$\psi_1 = C_1 J_1 + C_2 J_2,$$

где

$$C_1 = -\frac{2\pi^2 e^2 Z}{\lambda^2 E} \frac{e^{ikr}}{r}, \quad C_2 = \frac{2\pi^2 e^2 Z^2}{\lambda^2 Ea} \cdot \frac{e^{ikr}}{r},$$

интегралы же J_1 и J_2 зависят от угла рассеяния Θ . Первая часть функции ψ_1 получается в следующем виде:

$$\psi_1 = \frac{4\pi^2 e^2 Z}{\lambda^2 Er} \cdot \frac{1}{4k^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} + 4\frac{Z^2}{a^2}}, \quad (10)$$

а для квадрата отношения $\left| \frac{\psi_1}{\psi_0} \right|^2$, определяющего вероятность рассеяния под данным углом, ввиду того, что $\psi_0 = 1$ в начале координат, где расположен рассеивающий атом, получим:

$$\left| \frac{\psi_1}{\psi_0} \right|^2 = \left(\frac{e^2 Z}{4Er} \right)^2 \frac{1}{\left(\sin^2 \frac{\Theta}{2} + \alpha^2 \right)}, \quad (11)$$

где:

$$\alpha = \frac{\lambda}{a} \frac{Z}{2\pi}$$

В случае α -частицы получается формула, в которой можно пренебречь величиной α^2 (α порядка 10^{-3}).

Таким образом получается формула Резерфорда, выведенная прежде классическим путем. Для электронов величина α^2 оказывается порядка единицы и ею нельзя пренебречь. Особенное значение имеет поправка для малых углов рассеяния; в этом случае поправка совершенно изменяет порядок величины $|\psi|^2$. Точно также только в первом приближении можно пренебречь вторым членом в выражении ψ_1 , который пропорционален α^2 . Величина α^2 в наших формулах выражает эффект экранирования центрального заряда электронами. Получаемые формулы имеют тесную связь с рассмотренными нами в главе X (атомный фактор). Один из последних выводов формулы Резерфорда дал в большой работе А. Sommerfeld, *Ann. d. Phys.* **11**, 257, 1931, где и приведена литература вопроса.

2. Рассеяние электронных волн от кристаллической решетки. Наиболее полная и детальная теория этого случая дана Бете.¹ На эту работу мы уже не раз ссылались. В первом

¹ *Ann. d. Phys.* **87**, 55—129, 1928. Отметим, что согласно современной теории (см. напр. Kronig & Penney, *Proc. Roy. Soc. (A)*, **130**, 499, 1931) некоторые значения энергии являются запрещенными для электронов в кристалле; т. е. при падении электрона с такой энергией на кристалл он

приближении Бете схематизирует действие кристалла введенным постоянным внутренним потенциалом (см. об этом в гл. VII). Случае приближение выражается *динамической теорией* рассеяния электронных волн. При этом принимается, что в момент рассеяния электрон взаимодействует со всем кристаллом в целом. В выражение потенциальной энергии в уравнении Шредингера нужно подставить периодическую функцию координат атомов кристалла, которую представляют в виде тройного ряда Фурье (см. гл. VII и X); этим учитывается правильность строения кристалла. В случае кристаллической системы с прямыми угловыми осями выражение потенциальной энергии принимает вид:

$$V(x, y, z) = \sum_{g_1, g_2, g_3} v_{g_1, g_2, g_3} e^{2\pi i \left(\frac{g_1 x}{a_1} + \frac{g_2 y}{a_2} + \frac{g_3 z}{a_3} \right)} \quad (1)$$

В этом выражении a_1, a_2, a_3 размеры элементарного параллелепипеда, g_1, g_2, g_3 целые числа. Коэффициенты v_g определяются природой атомов, составляющих решетку. Суммирование производится по всем значениям чисел g . Решение задается по методу возмущений, причем первичная волна принимается плоской. Бете предположил сперва, что кристалл конечен, затем нашел условия на пределах для конечного кристалла. Им рассмотрены все важнейшие случаи дифракции электронных волн в кристаллах, изученные экспериментально. К сожалению, ввиду слишком большого объема работы Бете мы должны ограничиться этими общими указаниями и не можем входить в более подробное рассмотрение этой теории.

3. Рассеяние электронов с учетом собственного вращения. Мы видели в главе VIII, что спин (spin) — собственное вращение электрона (следовательно собственный магнитный момент) — должен проявляться в поляризации электронных волн. Если направление осей вращения электронов совершенно беспорядочное, то фазовая волна, соответствующая данному пучку электронов, оказывается неполяризованной. На почве волновой механики явление собственного вращения электрона следовательно его магнитный момент учитывается без всяких дополнительных гипотез теорией Дирака. Явления рассеяния электронов по теории Дирака рассмотрены Моттом¹ и Гаперном.² Мотт дал общие принципы теории и указал

должен, вообще, отразиться от него (ибо не может попасть внутрь — учесть только упругие акты). Для больших скоростей условие отражения совпадает с условием Брэгга, при малых скоростях максимумы отражения размыты.

¹ Proc. Roy. Soc. (A) 124, 425, 1929.

² Zs. f. Phys. 67, 320, 1931.

какие величины характеризуют появление поляризации, а также и то, что для обнаружения поляризации может служить опыт с двойным рассеянием. Конкретно он изучил рассеяние атомными ядрами и пришел к выводу, что эффект поляризации сказывается в несимметричном рассеянии электронов от второго ядра. Гальцери показал, что рассеяние кристаллической решеткой не может выражаться простым наложением эффектов рассеяния отдельными ядрами, составляющими решетку. Далее он рассмотрел рассеяние электронов от плоской двумерной решетки (скрещенной) и нашел, что явление поляризации должно иметь место при двойном рассеянии. Однако, количественно оно не соответствует тому, что наблюдал Рунп.

Исходным уравнением является линейное уравнение Дирака, взятое при том или ином выборе матричных коэффициентов, например:

$$(\rho_0 + \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3 + \alpha_4 mc) \psi = 0 \quad (13)$$

где ρ_k — известные дифференциальные операторы $\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_k}$, а α — Дираковы четырехрядные квадратные матрицы. Решение этого уравнения, как известно, представляется совокупностью четырех функций $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$.

Как указал Дарвин, можно вместо (13) рассматривать четыре обычных нематричных уравнения (исключив предварительно время, если нужно):

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{E}{c} + mc + \frac{e}{c} V \right) \psi_1 + (\rho_1 - i\rho_2) \psi_4 + \rho_3 \psi_3 &= 0 \\ \left(\frac{E}{c} + mc + \frac{e}{c} V \right) \psi_2 + (\rho_1 + i\rho_2) \psi_3 - \rho_3 \psi_4 &= 0 \\ \left(\frac{E}{c} - mc + \frac{e}{c} V \right) \psi_3 + (\rho_1 + i\rho_2) \psi_2 + \rho_3 \psi_1 &= 0 \\ \left(\frac{E}{c} - mc + \frac{e}{c} V \right) \psi_4 + (\rho_1 - i\rho_2) \psi_1 - \rho_3 \psi_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

V — потенциал, E — полная энергия. Как и прежде рассматриваются лишь упругие столкновения (неизменное E). Если рассматривать первичную волну в качестве плоской, то можно положить, например:

$$\begin{aligned} \psi_3 &= A_3 e^{\frac{2\pi i}{\hbar} (\rho_1 x + \rho_2 y + \rho_3 z)} \\ \psi_4 &= A_4 e^{\frac{2\pi i}{\hbar} (\rho_1 x + \rho_2 y + \rho_3 z)}; \end{aligned}$$

Величины ρ_1, ρ_2, ρ_3 представляют, как известно, квантовый аналог импульсов, соответствующих координатам x, y, z .¹ Зная ψ_3, ψ_4 легко найти ψ_1 и ψ_2 (без интегрирования). Вектор, определяющий поляризацию волны, зависит от отношения $\frac{A_4}{A_3}$ (этим определяется направление электронных осей). Соответствующие амплитуды в рассеянной (или отраженной волне) A'_3, A'_4 на основании уравнений (14) и граничных условий получаются в форме линейных комбинаций:

$$\left. \begin{aligned} A'_3 &= \alpha A_3 + \beta A_4 \\ A'_4 &= \gamma A_3 + \delta A_4 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

причем A'_1 и A'_2 также легко выразить через A'_3 и A'_4 . Интенсивности падающей и отраженной (рассеянной) волн как всегда определяются выражениями:

$$\sum_{i=1}^4 A_i A_i \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^4 A'_i A'_i$$

где $\bar{A}_i A'_i$ — величины комплексно-сопряженные с A_i и A'_i . Так как A_1 и A_2 выражаются через A_3 и A_4 , то отношение

$$\frac{A'_3 \bar{A}'_3 + A'_4 \bar{A}'_4}{A_3 \bar{A}_3 + A_4 \bar{A}_4} = R \quad (16)$$

по существу представляет коэффициент отражения. Если R не зависит от $\frac{A_3}{A_4}$ при постоянном знаменателе, то поляризации при рассеянии не наблюдается. В соединении с (15) это дает условие:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= \delta \\ \bar{\beta} &= -\gamma \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Мы здесь следовали изложению Гальперна; аналогичные условия получены и Моттом. Следуя рассмотренному нами

¹ Следовательно, например, $\psi = A e^{\frac{2\pi i}{h} p x}$, если учесть соотношение де Бройля $p = \frac{h}{\lambda}$, действительно представляет волну вдоль оси x ,

$\psi = A e^{2\pi i \frac{x}{\lambda}}$.

методу Вентцеля, Мотт рассчитывает рассеяние двумя ядрами с зарядом Ze под углом в 90° и приходит к упомянутому в главе VIII выводу, что интенсивность рассеянного дважды луча определяется формулой:

$$J = J_0 (1 - A \cos \varphi),$$

где:

$$A \cong 11,2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{r^2}{c^2} \alpha^2, \quad \alpha = \frac{2\pi Ze^2}{hc} = \frac{Z}{137}$$

Максимальное значение получается при $\frac{v}{c} = 0,764$; при этом $A = \left(\frac{Z}{96} \right)^2$. Таким образом, эффект более выражен для тяжелых элементов. Для числа рассеянных ядром электронов (неполяризованного пучка) Мотт получает формулу, обобщающую приведенную выше формулу Резерфорда, не учитывавшую магнитного момента электронов и релятивистских поправок.¹

Показав, что эффект решетки не определяется простым наложением действий отдельных ядер, Гальперн рассматривает случай отражения от скрещенной решетки, полагая по аналогии с (12):

$$V = \sum_{g_1} \sum_{g_2} r_{g_1, g_2}(z) e^{2\pi i \left(\frac{g_1 x}{a_1} + \frac{g_2 y}{a_2} \right)} \quad (18)$$

Здесь предполагается, что ось z нормальна к решетке. Подставляя это значение в уравнения (14), интегрируем их по методу возмущений, полагая:

$$\psi_i = \psi_i^0 + \gamma_i + \varphi_i \quad (i = 1, 2, 3, 4),$$

где ψ_i^0 — падающая волна.

Вычисление приводит к выводу, что эффект поляризации сказывается лишь во втором приближении и примерно пропорционален Z^2 .

¹ Недавно Мотт показал (Proc. Cambridge Phil. Soc. 1931), что влияние излучения для быстрых электронов не так значительно и не смазывает эффекта поляризации.