

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН.

В. Л. Грановский, Москва.

§ 1. Представление о волновых законах, управляющих движением элементарных частиц материи, было создано Де-Бройлем в 1924 г.¹ Основная идея этого учения состоит в том, что для определения движения потока частицы мы должны рассмотреть движения связанных с ними волн. Если масса каждой частицы m , и все они движутся со скоростью v , то с ними ассоциируется волна, длина которой

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1)$$

а скорость распространения (фазовая скорость)

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

В этих формулах h обозначает постоянную Планка c — скорость света в пустоте.

Развивая дальше эти идеи, Шрёдингер пришел к уравнению

$$\Delta\phi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (E - U) \phi = 0, \quad (3)$$

где E полная, а U — потенциальная энергия частицы в данной точке.

Переменная величина ϕ , определяемая из этого уравнения как функция точки, имеет тот смысл, что квадрат ее абсолютного значения — $|\phi|^2$ — дает нам меру вероятности

нахождения частицы в данной точке. Нетрудно видеть, что этому уравнению удовлетворяет волна, частота которой

$$\nu = \frac{E}{h}, \quad (4)$$

а скорость распространения

$$v = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}. \quad (5)$$

Читатели „Успехов физических наук“ знакомы с этими идеями по целому ряду статей²; это дает нам возможность не входить здесь в более подробное изложение.

§ 2. Наиболее простым и удобным объектом для проверки этой теории, получившей наименование „волновой механики“, является пучок электронов, движущихся с равными и параллельными скоростями. Получить такой пучок практически нетрудно; с теоретической же стороны ему отвечает плоская монохроматическая волна, поведение которой разобрать легче всего.

Опытное изучение волновых свойств материи вообще значительно облегчено тем, что вопросы распространения волнообразного движения уже давно хорошо разработаны. Отражение, преломление, диффракция, интерференция волн нам хорошо известны хотя бы по примерам волн звука и света. Поэтому физики, взявшиеся за изучение „волн материи“, имели возможность из большого числа волновых феноменов выбрать те, где специфически волновые свойства материи выступали бы наиболее ярко. Самые выгодные условия в этом отношении представляет прохождение волны через среду, обладающую свойствами, периодически меняющимися в пространстве, или отражение волны от такой среды. Обычная диффракционная решетка, употребляемая в оптике, представляет собою именно такую среду, свойства которой — например, коэффициент отражения — меняются периодически в одном направлении. Это направление, перпендикулярное к черточкам решетки, мы назовем X . Теория показывает, что если на такую решетку падает плоская

волна, нормаль к которой образует с осью x угол α_0 (рис. 1), то получится целый ряд диффрагированных волн в направлениях α , определяемых условием:

$$(\cos \alpha_0 - \cos \alpha) \cdot d = n\lambda, \quad (6)$$

где d — линейный период решетки, λ — длина волны, $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Равенство (6) означает, как известно, что элементарные волны, исходящие от соседних черточек, дают интерференционный максимум в том направлении α' , в котором разность фаз между ними будет равна $2\pi n$.

Заметим, что не все волны, которые даются нам урав-

нением (6), всегда действительно будут присутствовать; число реально наблюдаемых волн и их относительная интенсивность определяются характером решетки.

Свойства решетки могут быть периодической функцией двух направлений (X и Y).

Такой случай мы полу-

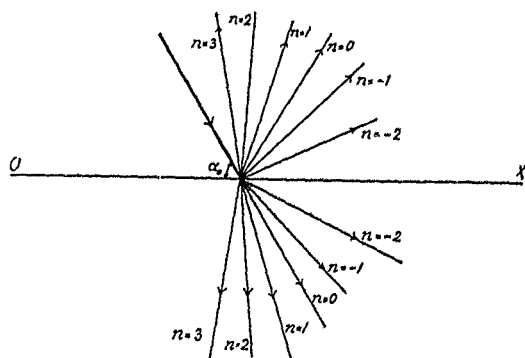


Рис. 1.

чим, например, если стеклянную пластинку прочертим двумя рядами параллельных линий, образующими между собой некоторый угол. В этом случае оказывается, что направления диффрагированных волн будут описываться двумя равенствами:

$$\left. \begin{aligned} (\cos \alpha_0 - \cos \alpha) \cdot d_1 &= n_1 \lambda, \\ (\cos \beta_0 - \cos \beta) \cdot d_2 &= n_2 \lambda, \end{aligned} \right\} \quad (6')$$

где α_0 и β_0 — углы, образуемые падающим лучом с осями X и Y , α и β — углы, образованные диффрагированным лучом с теми же осями, d_1 и d_2 — линейные периоды решеток в направлениях X и Y , n_1 и n_2 — независимо пробегают значения целых чисел 0, 1, 2, 3.

Каждое из уравнений (6') определяет семейство конусов с общей осью: первое — с осью X , второе — с осью Y . Экран, помещенный параллельно решетке на некотором расстоянии от нее, пересечет эти конусы по гиперболам. Получившиеся таким образом гиперболы будут взаимно пересекаться; точки пересечения будут представлять возможные интерференционные максимумы.

В обоих разобранных случаях речь шла о плоской решетке; волны, пройдя через нее (или отразившись от нее), распространялись в однородной среде. При математическом исследовании задачи мы должны были бы написать дифференциальное уравнение распространения волны в однородной среде; решетка задает только пограничные условия. Характерно здесь то, что при всяком падении волны любой длины мы получаем определенную диффракционную картину.

Иной случай мы встречаем в решетке трехмерной, т. е. пространственной. Здесь самое распространение волны происходит в неоднородной среде. Поэтому при строгом рассмотрении самое дифференциальное уравнение здесь будет иным. Результат вычислений в первом приближении имеет форму, аналогичную предыдущим; именно, направление диффракционных максимумов определяется тремя уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} (\cos \alpha_0 - \cos \alpha) d_1 &= n_1 \lambda, \\ (\cos \beta_0 - \cos \beta) d_2 &= n_2 \lambda, \\ (\cos \gamma_0 - \cos \gamma) d_3 &= n_3 \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (6'')$$

Здесь γ_0 и γ — углы, образуемые падающим и диффрагированным пучком лучей с осью z (направлением третьей периодичности); остальные обозначения понятны. Для величин α , β и γ мы имеем здесь три уравнения; кроме того, они связаны известным соотношением аналитической геометрии. При этих обстоятельствах система уравнений (6'') вообще не имеет решения. Другими словами, не при всяком падении монохроматической волны на трехмерную решетку получаются отчетливые диффракционные явления. Для того, чтобы они имели место, нужно, чтобы уравнение, связывающее α , β и γ , было удовлетворено тождественно, если

удовлетворены уравнения (6"). Это будет только при определенном соотношении между α_0 , β_0 , γ_0 , и λ .

Возьмем частный случай, когда направления X , Y и Z взаимно-перпендикулярны, и $d_1 = d_2 = d_3 = d$. Тогда условие возможности диффракции будет иметь вид:

$$n_1 \cos \alpha_0 + n_2 \cos \beta_0 + n_3 \cos \gamma_0 = \frac{\lambda}{2d} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2). \quad (7)$$

Если оно удовлетворено, то возможно получение диффракционного изображения; каждой комбинации чисел n_1 , n_2 , n_3 , для которой (7) удовлетворено, отвечает одно направление максимума. Если же ни для каких комбинаций n_1 , n_2 , n_3 (7) удовлетворено быть не может, то диффракционной картины с отчетливыми максимумами не получится вовсе.

Другой метод изложения тех же результатов был предложен Брэггом. Положим $n_1 = n_2 = 0$. Тогда первые два уравнения (6") дадут

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0, \quad \cos \beta = \cos \beta_0.$$

Из равенства

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = \cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 = 1$$

найдем, что

$$\cos \gamma = \pm \cos \gamma_0.$$

Случай $\cos \gamma = \cos \gamma_0$ дает неотклоненную волну (все три направляющих косинуса остались без изменения). Случай $\cos \gamma = -\cos \gamma_0$ дает нам правильное отражение от плоскости xy . В этом случае третье из уравнений (6") приводится к следующему:

$$\cos \gamma = n_3 \frac{\lambda}{2d_3}. \quad (7')$$

Очевидно, что аналогичные условия могут быть выведены для отражения от двух других плоскостей (ZX и YZ), только вместо индекса (n) у n и d будет стоять индекс, соответствующий данной плоскости. Таким образом от каждой плоскости в нашей решетке можно получить отражение, если только угол падения на нее принимает определенные значения; при других углах падения отражения нет.

Предыдущие рассуждения предполагают, что волна не испытывает заметного ослабления по мере распространения в кристалле. Другими словами, энергия волн, диффракгированных от одной плоскости, не должна быть значительной частью падающей на кристалл энергии. Если этого нет, то амплитуды волн, отраженных от последовательных плоскостей решетки, не будут равны; тогда даже при фазах, отличающихся на 180° , мы не получаем полного погашения их друг другом. При сильной поглощаемости лучей ограничивающее действие третьего из условий (6'') будет незначительным. Мы увидим все пучки, удовлетворяющие первым двум условиям (6''), т. е. эффект двумерной диффракции; эффект третьего измерения будет сказываться только в том, что пучки, удовлетворяющие и третьему условию, будут несколько сильнее остальных.

Очевидно, что аналогичный результат получится и при слабом поглощении волны, если только количество параллельных слоев (толщина решетки) мало. Тогда картина диффракции будет все более приближаться к двумерной по мере уменьшения толщины решетки.

§ 3. Из предыдущего ясно, что изучение длины волны, падающей на решетку, сводится к измерению углов, под которыми волна может давать диффракционные максимумы. Для того, чтобы точно измерять эти углы, нужно, чтобы они были не очень малы. Условие (6) и следующие говорят, что линейный период решетки должен быть одного порядка с длиной волны.

Формула де-Бройля (1) для волны, сопровождающей пучок электронов, может быть легко переписана в таком виде

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{v}} \text{ \AA}, \quad (1')$$

где v — энергия электрона, выраженная в вольтах. Для электрона, прошедшего на своем пути разность потенциалов в 150 V, мы получаем $\lambda = 1,00 \text{ \AA}$; если $v = 1000$, V $\lambda = 0,39 \text{ \AA}$ и т. д. Этот порядок длин волн в области электромагнитного излучения принадлежит рентгеновским волнам, а потому

естественно было перенести на электронные волны хорошо разработанную методику рентгеновской спектроскопии.

В качестве решетки рентгенологи пользуются по преимуществу кристаллами, которые с этой точки зрения представляют собой пространственные решетки. Расстояние между плоскостями — период решетки — имеет как раз нужные размеры — несколько $\text{\AA}$. Методы получения диффракционных картин можно, с точки зрения экспериментальной, разбить на три основных группы.

При работе методом Лауэ, пучок рентгеновых лучей направляется на кристалл параллельно одной из его осей. На экране, помещенном за кристаллом, мы увидим группу пятен, расположенных симметрично относительно падающего луча; симметрия изображения отвечает симметрии оси, параллельно которой шли лучи. При строго монохроматическом пучке лучей может оказаться, что равенства (6'') не удовлетворены; тогда изображений не получится вовсе. Но обычно пучок рентгеновых лучей неоднороден по спектральному составу. Поэтому всегда найдутся такие лучи, для которых равенства (6'') приблизительно удовлетворятся; эти лучи и дадут одно или несколько диффракционных пятен.

Метод Брэгга основан на избирательном отражении от плоскостей кристаллической решетки, о котором шла речь в предыдущем параграфе. Из пучка рентгеновых лучей, падающих на кристалл, отражается при данном угле падения γ_0 только луч, обладающий подходящей длиной волны. Вращая кристалл относительно падающих лучей, мы заставляем по очереди отражаться все лучи, и на экране перед нами пройдет постепенно весь спектр падающих лучей.

Если рентгеновские волны падают не на целый кристалл, а на кристаллический порошок или среду, обладающую микрокристаллической структурой, то среди беспорядочно-ориентированных кристалликов найдутся такие, в которых данная кристаллографическая плоскость будет образовывать с направлением падающих лучей углы, требуемые формулой Брэгга (7'). От всех таких кристалликов лучи будут отражаться, и легко видеть, что отраженные лучи образуют конус, осью которого будет направление падающих лучей. На

экране мы получим кольцо. Таких колец будет несколько, так как каждая грань кристалла, для которой $d > 2\lambda$, дает свое кольцо. Этот метод разработали Дебай и Шерер в Германии и Хель в Америке.

Применение кристаллов к „электронной спектроскопии“ возможно, если кристалл является действительно решеткой для электронных волн. В том, что это так, мы убедимся, если вспомним, что потенциал U внутри кристалла есть периодическая функция всех трех координат. Поэтому, по формуле (5), скорость распространения, а следовательно и показатель преломления электронных волн должны также периодически меняться. В таком случае теория трехмерных решеток, о которой говорилось в § 2, может быть целиком перенесена на этот случай. И действительно, все методы рентгеновской спектроскопии, примененные к электронным волнам, дали положительный результат.

Дэвиссон и Джермер⁴, изучая избирательное отражение пучка электронов от кристалла никеля, пользовались методом Брэгга. Г. П. Томсон⁵ и Е. Рупп⁶ наблюдали при прохождении катодных лучей через металлические пленки кольца Дебай—Шерера. Описание этих работ было дано в статье П. С. Тартаковского и статье Дэвиссона „Волны ли электроны?“⁷.

Японский физик Кикучи⁸ пользовался для обнаружения диффракции катодных лучей методом Лауэ. Его работа как бы включает собой эту серию применения классических методов рентгенологии к электронам. Большое количество наблюдаемых им явлений и чистота достигнутых результатов дают нам основание подробно остановиться на его работе.

§ 4. Прибор, которым пользовался Кикучи, изображен на рис. 2. Разрядная трубка A служила источником электронов. Через канал K , просверленный в аноде, они проходили в камеру B , где, под действием магнитного поля, вызывавшегося специальным соленоидом, они разлагались в магнитный спектр по скоростям. Две диафрагмы S_1 и S_2 , толщиной в 0,5 мм, выделяли узкий монохроматический пучок электронов, который затем попадал на листочек

слюды T . В этом листочке электроны и претерпевали диффракцию. Пройдя через него, диффрагированные лучи давали изображения на фотографической пластинке I' . Путь электронов между диафрагмами был 7 см; между слюдой и фотопластинкой — 14,9 см; от нижних электростатических действий он был защищен металлической защитой. Во избежание рассеяния электронов молекулами газа, камеры B и C откачивались до высокого вакуума трехступенным ртутным насосом. Разряд в трубке A питался трансформатором; да-

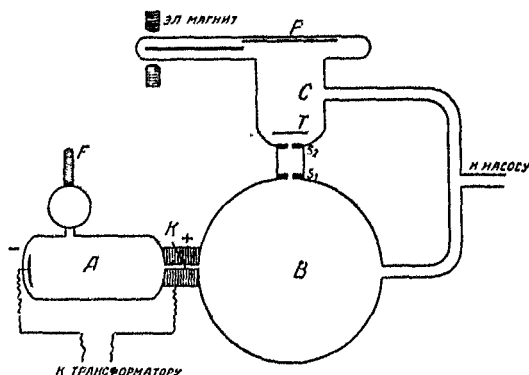


Рис. 2.

вление в ней поддерживалось палладиевой трубкой I' , пропускавшей при подогревании водород. Скорости электронов варьировались в пределах от 10.000 до 85.000 V; этим скоростям отвечают короткие волны: $\lambda = 0,12 \text{ \AA}$ до $= 0,0423 \text{ \AA}$. Вычисленные таким об-

разом длины волн служили только предварительными данными; более точные определения производились помощью магнитного поля. Из формулы, выражающей действие магнитного поля на электрон:

$$F = \frac{mv^2}{R} = e v H,$$

где R — радиус кривизны электронной траектории, H — напряжение магнитного поля, e — заряд электрона, находим:

$$mv = e H R.$$

Вставляя в формулу де-Бройля (1), получим:

$$\lambda = \frac{h}{e H R}.$$

Магнитное поле, созданное [соленоидом, пропорционально текущему в нем току. Положим, $H = Ki$ (K — постоянная); тогда окончательно найдем

$$\lambda i = \frac{h}{eKR} = \text{const.}$$

Пользуясь этой формулой, Кикучи отсчитывал длину волны прямо по силе тока в соленоиде. Чтобы раз навсегда определить значение λi для электронов, проходивших через обе диафрагмы, Кикучи помещал вместо слюды тонкую пластинку алюминия. На фото-
пластинке получались кольца, подобные тем, которые наблюдал Г. П. Томсон; из радиусов этих колец и констант кристаллической решетки алюминия можно было вычислить длину волны. Она оказалась действительно убывающей обратно пропорционально силе тока в соленоиде, и значение $\lambda \cdot i$ было найдено равным 0,310 для i , выраженного в амперах, и λ — в Å,

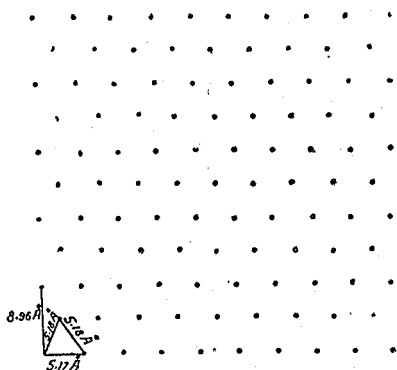


Рис. 3.

Как уже было указано, диффракционные явления вызывались листками слюды. Кикучи брал бесцветный экземпляр мусковита $\text{KH}_2\text{Al}_3(\text{SiO}_2)_3$. Его кристаллическая структура была предварительно изучена с помощью рентгеновых лучей. Оказалось, что в плоскостях спайности молекулы расположены в виде прямоугольной сетки, в центре каждой клетки которой также находится по молекуле. Стороны этих клеток: $a = 5,17 \text{ Å}$, $b = 8,96 \text{ Å}$. Эту сетку можно рассматривать и иначе: как сеть равносторонних (приблизительно) треугольников, стороны которых $5,17 \text{ Å}$ (рис. 3). Третья ось кристалла образует с плоскостью первых двух осей угол, близкий к прямому ($84^\circ 10'$); расстояние между плоскостями спайности $c = 20,05 \text{ Å}$.

Для получения хороших снимков Кикучи брал тонкие слои слюды в 10^{-4} — 10^{-5} см толщиной. Наиболее тонкие из этих листочков не давали вовсе явлений цветов тонких пластинок; работа с ними была очень трудна, так как нелегко было укрепить их, не изгибая. Однако именно эти наиболее тонкие листки дали очень любопытные диффракционные картины. На рис. 4 воспроизведены две фотографии, полученные Кикучи. Мы видим на них сетки, подобные выше-

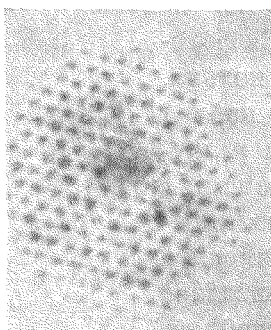
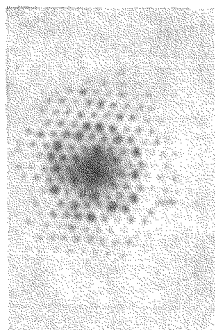


Рис. 4.

треугольников. Все точки такой сетки не могут удовлетворить трем условиям (6"), а потому эти снимки не являются диффракционной картиной Лауэ. Но их легко понять и истолковать, как результат диффракции электронов от дву-

мерной решетки; такую решетку образуют молекулы кристалла, лежащие в одной плоскости, например в плоскости спайности. В самом деле, мы видели, что пятна, получаемые от диффракции от двумерной решетки, должны лежать на двух взаимно-пересекающихся семействах гипербол. При $\lambda \ll d$, — а в нашем случае это именно и имеет место, — эти гиперболы почти не отличимы от прямых, и на фотографии мы должны увидеть сетку, образованную как бы пересечением двух пучков параллельных прямых, что и наблюдается. Измерив расстояние между точками на фотографии и зная λ , можно вычислить расстояние между молекулами d . Кикучи произвел такие измерения для разных длин волн; результаты приведены в таблице I. (См. табл. стр. 319.)

Среднее значение $d = 5,18 \text{ \AA} \pm 0,013 \text{ \AA}$, что находится в прекрасном согласии со значением $a = 5,17 \text{ \AA}$, измеренных помощью рентгеновских лучей; ошибка — 0,2%.

Ток i в А	Энергия электронов в кV	λ (Å)	d (Å) вычисленное
7,20	78,0	0,0432	5,15
6,80	69,9	0,0456	5,23
6,30	60,5	0,0492	5,18
5,50	46,5	0,0563	5,21
4,80	35,7	0,0646	5,19
4,40	29,8	0,0705	5,22
4,00	24,9	0,0775	5,10
3,80	22,4	0,0816	5,15
3,50	19,1	0,0886	5,13
3,00	14,1	0,1032	5,20

Таким образом, в этих фотографиях мы имеем несомненно дело с двумерным эффектом. Эффект Лауэ (трехмерный) здесь только намечается; мы узнаем его в тех намеках на круги, по которым группируются пятна одинаковой интенсивности. В листочках мусковита, с которыми были получены такие фотографии количество молекулярных слоев было порядка 50 ($1\,000\text{ Å}$ — толщина и 20 Å — расстояние между слоями). Кикучи указывает, что этого количества слоев недостаточно, чтобы заставить исчезнуть все пятна, не удовлетворяющие уравнению (6").

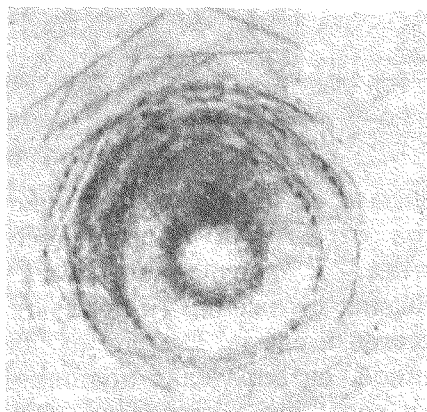


Рис. 5.

При переходе к более толстым листкам слюды двумерная картина исчезала, уступая место обычной картине Лауэ. Она выступает вполне законченно при толщине листка в 10^{-4} см; характерный пример дан на рис. 5. Мы видим здесь типичное для картины Лауэ расположение пятен, характеризующееся симметрией вращения относительно первичного пучка. Плоская параллелограмматическая сетка, так ярко выступающая на рис. 4, здесь отсутствует совершенно. Зато мы наблюдаем на этой фотографии еще одно любопыт-

ное явление: пары темных и светлых линий. Каждой отчетливо видимой темной линии отвечает параллельная ей светлая линия. Это явление аналогично наблюдавшемуся Рэзерфордом и Андраде⁹ при пропускании расходящегося пучка γ -лучей через кристалл каменной соли. Среди лучей, падающих на кристалл под различными углами, обязательно найдутся такие, которые с заданной кристаллографической плоскостью будут образовывать Брэгговские углы избирательного отражения (рис. 6). Эти лучи, отразившись, дадут на

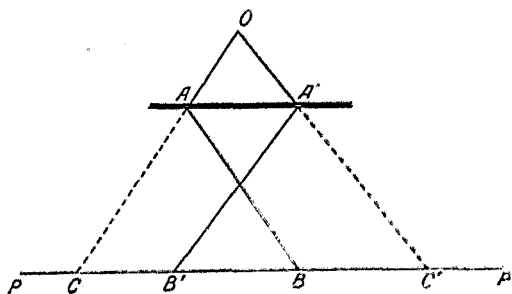


Рис. 6.

пластинке отражение (темное!) в точках B и B' ; в направлении же их первоначального распространения пройдет меньше энергии, чем в соседних направлениях, и мы получим на пластинках тень (светлую!). По расстояниям между изображением и

тенью и от пластинки до кристалла мы можем вычислить угол отражения; а зная постоянные кристаллической решетки — и длину волны. Кикучи различил в своих фотографиях отражения (и тени) от 30 с лишком различных плоскостей в слюде. Исходя из длины волны электронов, как данной, он определил постоянные для этих граней. Приводим часть его результатов. (См. табл. стр. 321.)

Поразительное совпадение с результатами измерения помощью рентгеновых лучей не оставляет никакого сомнения в правильности вышеизложенного толкования. Однако для того, чтобы такой эффект мог иметь место, нужен сильно расходящийся пучок лучей, а в опытах Кикучи расхождение падающего пучка было незначительно. Кикучи считает, что пучок становится расходящимся благодаря рассеянию электронов по мере движения их в кристалле. То обстоятельство, что эти пары линий получались со сравнительно толстыми листками слюды, подтверждает эту мысль. Кикучи сравнивает также относительные интенсивности различных

Таблица II.

Индексы граней	d (Å), измеренное:		Индексы граней	d (Å), измеренное:	
	по катодным лучам	по рентг. лучам		по катодным лучам	по рентг. лучам
(010)	9,00	8,98	(331)	1,50	1,49
(100)	5,16	5,13	(061)	1,48	1,48
(120)	3,43	3,39	(33 $\bar{1}$)	1,47	1,47
(130)	2,57	2,58	(161)	1,43	1,43
(131)	2,60	2,59	(261)	1,31	1,30
(201)	2,55	2,58	(171)	1,22	1,24
(132)	2,57	2,53	(333)	1,21	1,23
(20 $\bar{1}$)	2,49	2,52	(425)	1,23	1,22
(203)	2,50	2,49	(193)	0,97	0,97
(231)	1,95	1,96	(391)	0,88	0,86
(051)	1,78	1,79			

порядков для случаев электронных и рентгеновских волн; не приводя его таблицы, отметим только, что согласие качественное вполне удовлетворительное.

Нишикава и Кикучи⁹ повторили эти опыты, кроме слюды, также с кальцитом, топазом и цинковой обманкой. Во всех этих кристаллах наблюдались такие же явления, как и в слюде; совпадение результатов измерений с данными рентгеновского анализа также оказывалось полным.

Таким образом сейчас можно сказать, что с пучком электронов в кристаллах получены все те явления, какие мы наблюдали до сих пор с рентгеновскими лучами.

Более того, благодаря развитию и упрощению методики этих исследований, мы можем сейчас говорить о том, что в некоторых случаях для целей структурного анализа катодные лучи подходят не менее, если не более, чем рентгеновские. Гораздо более сильная поглощаемость катодных лучей по сравнению с рентгеновскими лучами той же длины волны дает возможность получать отчетливые „дебайеграммы“ с помощью электронов от таких тонких слоев вещества, которые вряд ли могли быть хорошо проанализированы рентгеновскими лучами. В этом отношении представляют интерес работы

М. Понта, напечатанные весной этого года¹¹. Этот ученый анализировал пучком катодных лучей тонкие слои окислов металлов 2-й группы, нанесенных на металлическую часть или край диафрагмы. Исследованы были ZnO , MgO и CdO ; скорости электронов вариировались от 7 до 18 kV. По диаметрам дифракционных колец и скоростям электронов Понт вычислял постоянную d для различных плоскостей. Приводим результаты для ZnO (гексагональная система):

Таблица III.

		Грань	1010	1012	1120	1013	1122
d , измеренное в Å	$\left\{ \begin{array}{l} \text{рентг. катодными} \\ \text{лучами} \end{array} \right.$	$V = 13,92 \text{ kV}$	—	1,918	1,604	1,487	1,387
		$\lambda = 0,1038 \text{ Å}$					
		$V = 17,75 \text{ kV}$	2,816	1,918	1,627	1,480	1,380
		$\lambda = 0,0934 \text{ Å}$	2,815	1,916	1,62	1,482	1,380

Совпадение результатов — полное; средняя погрешность не превышает 1%. Во второй своей работе Понт еще улучшил точность, снизив величину отклонений от среднего до 0,3%. При этом исследователь подчеркивает экспериментальную простоту и сравнительную экономность работы: экспозиция не превышала $1-1\frac{1}{2}$ часов, мощность трубки — 35 W при 17 kV. Любопытный результат одного из опытов Понта особенно ярко подчеркивает аналитические возможности катодных лучей. Именно, пропуская электроны через тонкий листочек золота, Понт получил дифракционное кольцо, отвечавшее $\lambda = 4,20 \text{ Å}$. Такой постоянной у золота нет. Она, однако, наблюдается при рентгеновском анализе парафина; и таким образом катодные лучи дали возможность обнаружить тонкий налет парафина, осевший в сосуде на золотой листочек.

В новой работе Джермера катодные волны также служат уже не целью, а орудием исследования. Именно, пользуясь ими, Джермер изучает структуру слоя газа, адсорбированного поверхностью металла. Как известно, такие

слои чрезвычайно сильно влияют на ясность диффракционной картины, полученной из решетки металла. Изложение этой работы, однако, выходит за пределы настоящей статьи.

§ 5. Во всех описанных выше опытах диффракционной решеткой для электронов служили кристаллы. Известно, что для получения явления диффракции рентгеновых лучей нет необходимости пользоваться обязательно теми естественными решетками, которые мы имеем в кристаллах. Комптон и Доан¹¹ показали, что можно получить диффракционный спектр рентгеновых лучей от обыкновенной оптической решетки, нарезанной на куске металла или стекла. Для этого нужно, чтобы лучи падали на решетку под очень малыми скользящими углами — меньшими, чем предельный угол полного внутреннего отражения.

Е. Рупп¹² использовал этот метод для измерения длин электронных волн. Условие (6) для очень малых углов принимает вид:

$$(\alpha^2 - \alpha_0^2) \frac{d}{2} = n\lambda \quad (8)$$

или, введя угол $\delta = \alpha - \alpha_0$ (угол между отраженным и диффрагированным лучами),

$$\frac{d}{2} \delta(\delta + 2\alpha_0) = n\lambda. \quad (8')$$

Из формул (8) и (8') видно, что при малой величине $\frac{\lambda}{d}$ выгодно, чтобы α_0 было как можно меньше. Поэтому Рупп пользовался скользящим падением: α_0 в его опытах не превышало нескольких минут. При таких обстоятельствах можно было работать с решеткой среднего качества. Рупп употреблял отражательную решетку из зеркального металла с 1300 линиями на 1 см ($d = 7,70 \times 10^{-4}$). Угол δ можно было определить, смерив на фотографии расстояние между изображениями отраженного и диффрагированного пучков электронов. Что же касается α_0 , то измерить его точно оказалось невозможным, а потому в уравнении (8) оказались неизвестными две величины: α_0 и λ . Если на снимках получалось только одно диффракционное изображение ($n = 1$), то

проверка формулы де-Бройля могла производиться только косвенно. Именно, λ вычислялась заранее по формуле (1'); варьируя напряжение, Рупп менял λ и δ , но α_0 должно было оставаться постоянным, так как положение решетки относительно падающего пучка электронов не менялось. Следовательно, критерием правильности формулы де-Бройля служило постоянство величины α_0 , вычисленной из данных опыта по формуле (8'). В тех случаях, когда на пластинке получалось более одного дифракционного изображения, для определения α_0 и λ Рупп имел более одного уравнения, и формула (1) могла измеряться непосредственно.

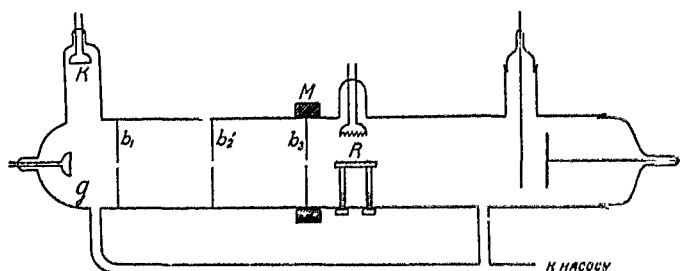


Рис. 7.

Прибор Руппа схематически изображен на рис. 7. Пучок электронов, испускаемых накалившимся катодом K , двигался под действием электрического поля ко второму катоду g ; между этим последним и первой диафрагмой b_1 было наложено главное напряжение, заставлявшее электроны устремляться к b_1 *. Пройдя вслед за b_1 еще две диафрагмы b_2 и b_3 , пучок электронов попадал на дифракционную решетку R . В расстоянии 38,5 см от нее помещалась фотографическая пластинка, сенсibilизованная для электронов маслом. Диафрагмы были сделаны в виде щелей в 8 мм высотой и 0,1—0,2 мм шириной. Опыт показал, однако, что для получения резкого пятна на пластинке этого было недостаточно. Поэтому над диафрагмой b_3 помещался соленоид M , игравший роль „электронной линзы“, т. е. собиравший пучок электро-

* Накаливать непосредственно катод K было нельзя, так как испускаемый им свет заставил бы почернеть фотографическую пластинку.

нов „в фокус“ на фотографическую пластинку. Рупп производил свои опыты с электронами, прошедшими разность потенциалов в 70, 150 и 310 V; опыты, сделанные при 40 V, не дали никаких результатов. Мы приведем только результаты, полученные Руппом при обработке снимков, содержащих спектры трех порядков, и где, следовательно, a_0 и λ могли быть вычислены и проверены (таблица IV).

Таблица IV.

$$V = 150 \text{ V} (\lambda = 1,00 \text{ \AA}).$$

a_1	a_2	a_3	δ_1	δ_2	δ_3	$(a_0)_1$	$(a_0)_2$	$(a_0)_3$	$\lambda (\text{\AA})$
1,30	2,05	2,60	3,38	5,34	6,80	2,15	2,20	2,30	$1,00 \pm 0,02$
1,16	1,9	2,5	3,00	4,95	6,5	} $\pm 0,05$	} $\pm 0,10$	} $\pm 0,10$	$1,00 \pm 0,03$
1,17	1,80	2,4	3,04	4,7	6,2				
1,12	1,80	2,47	2,90	4,7	6,4				
1,13	1,7	2,4	2,94	4,4	6,2				
1,08	1,8	2,4	2,7	4,7	6,2				

Полученное значение совершенно совпадает с вычисленным теоретически для 150 V; вероятная ошибка результата составляет всего 2% (во втором случае — 3%).

Описывая свои опыты, Рупп замечает, что отличие этих опытов от всех предыдущих заключается в том, что последние обнаружили диффракцию электронов от потенциальной решетки, тогда как у него была решетка, механически нацарапанная! Нам кажется, что такое противопоставление здесь неправильно. В обоих случаях „причиной“ диффракции служит периодический ход потенциала: в первом случае — в толще вещества, а во втором — на его поверхности.

Последнее обстоятельство привело Р. Гильша и Р. В. Поля²² к мысли — обнаружить диффракцию электронов от микроскопической модели потенциальной решетки. Для этой цели они натянули ряд проволок на равных расстояниях друг от друга; проволоки были заряжены поочередно плюсом и минусом. Такая решетка обладает полем электрического потенциала, периодически меняющегося в направлении, перпендикулярном к проволокам и лежащим в их плоскости. Толщина проволок была $2r = 0,1$ мм, расстояние

между ними $d=0,4$ мм; следовательно, период потенциальной решетки $D=2d=0,8$ мм. Разность потенциалов между соседними проволоками P варьировалась между 42—440 вольт; начальная скорость электронов была $E=670$ вольт. Если мы воспользуемся формулой (6) для определения первого угла диффракции электронной волны от такой решетки, то получим $\alpha=0,59 \cdot 10^{-7}$; такой ничтожный угол понятен, если вспомнить, что постоянная этой проволоочной решетки в миллионы раз отличается от постоянной кристалла. Однако, Гильш и Поль наблюдали на экране в расстоянии 15 см от решетки смещение пучка электронов на 34 мм, т. е. $\alpha=0,26$. Очевидно, что к волновым свойствам электричества это явление не должно иметь никакого отношения. И действительно, Бете⁽²³⁾ удалось дать естественный вывод этого явления из чисто классических представлений. Именно, рассчитав поле этой решетки по формуле Лапласа и движение в нем электронов, как заряженных частиц без всяких волновых свойств, просто по законам Ньютоновой механики, Бете нашел, что узкий пучок электронов, пройдя такую решетку, должен расщепиться на 2 приблизительно таких же узких пучка, отклоненных от первоначального на углы

$$\alpha = \pm \frac{\pi P}{4E \lg \frac{a}{\pi r}}.$$

Подстановка в эту формулу вышеприведенных данных дает, что $\alpha=0,315$.

Согласие количественно не вполне удовлетворительное, но несомненно, что качественное объяснение явления Гильша и Поля мы имеем. Так, например из формулы Бете следует, что угол отклонения не должен зависеть от линейных размеров решетки, а только от ее структуры, т. е. от отношения промежутков между проволоками к их толщине. Если это отношение постоянно, то будут ли самые промежутки порядка сантиметра или микрона—это не существенно, угол отклонения будет тем же. Как раз такое свойство было подмечено Гильшем и Полем у открытого ими феномена, конечно, в более узких пределах. Другой

характерной особенностью его является зависимость угла отклонения от амплитуды колебаний потенциала, что также было замечено экспериментаторами. Оба эти свойства резко отличны от тех, которые мы приписываем диффракции электронных волн. Здесь угол отклонения сильно зависит от линейных размеров решетки и очень мало — от амплитуды колебаний потенциала. Что в случае макроскопической решетки волновой эффект не играет никакой роли — это мы видели. Наоборот, при движении электронов через атомную решетку он играет доминирующую роль, тогда как эффект Гильша и Поля, в свою очередь ступшевуется, благодаря сравнительной малости колебаний потенциала.

§ 6. Успех, которым увенчались поиски диффракции и отражения электронов, естественно заставил думать об обнаружении с катодными лучами других волновых феноменов. Непосредственно из уравнения Шрёдингера (5) следует, что должно существовать *преломление* катодных волн; они преломляются каждый раз, когда входят в среду с другим потенциалом. Если энергия электронов в первой среде была E , и потенциал второй среды отличен от потенциала первой

на V_0 , то показатель преломления $\mu = \frac{w_1}{w_2} = \sqrt{\frac{E + V_0}{E}}$ (9).

Сам по себе факт изменения направления пучка электронов, переходящих в область другого потенциала, ничего специфически волнового не представляет. Из области оптики можно напомнить, что корпускулярная теория света так же непринужденно объясняла явления преломления света, как и волновая теория. Однако преломление волн, кроме изменения направления фронта, связано также с изменением длины волны: если в первой среде длина волны — λ , то во второй среде — $\lambda_1 = \frac{\lambda}{\mu}$. Проверка этого соотношения представляет несомненный интерес для волновой теории. С другой стороны, измеряя μ , мы можем вычислить V_0 ; это сильно обогащает наши сведения о внутренней структуре кристалла, так как позволяет вывести ряд важных заключений, например, о числе электронов проводимости.

И в этом вопросе мы можем провести параллель с лучами Рентгена. Открытие преломления последних явилось результатом работ Стенстрема, заметившего систематические отступления реально наблюдаемых углов отражения рентгеновских лучей от значений, даваемых формулой Брэгга (7'). Эти отступления оказываются особенно значительными для первых спектров и убывают с повышением порядка спектра. Простое объяснение этому было дано Эвальдом. При выводе формулы (7') предполагается, что оптическая разность хода лучей, выходящих из двух соседних плоскостей решетки, равна геометрической разности хода ($2d \cos \gamma$); другими словами, — что скорость волны в кристалле та же, что и в пустоте. Отступления от формулы Брэгга прямо указывают на неправильность этой гипотезы и приводят нас к представлению о преломлении рентгеновских лучей.

Дэвиссон и Джермер, изучая углы селективного отражения электронов, также установили систематические отклонения от ожидавшихся величин. Они интерпретируют их как результат преломления электронных волн. Зависимость показателя преломления от скорости электронов получается такой, какой ее следует ожидать по теории: при возрастании скорости μ уменьшается и уже около 600 вольт становится неотличным от единицы.

Е. Рупп в уже упоминавшейся работе над рассеянием электронов тонкими металлическими пленками нашел, что радиусы Дебай-Шереровских колец, наблюдаемых им, совпадают с вычисленными теоретически только при том условии, что мы учтем преломление электронов в металле. Из своих наблюдений он выводит величины показателя преломления для разных скоростей электронов и разности потенциалов между внутренностью кристаллической решетки и внешним пространством V_0 (так называемый внутренний потенциал решетки). Приводим некоторые из его результатов. (См. табл. стр. 329.)

Для Ni Дэвиссон и Джермер нашли как среднее — $V_0 = 15$ вольт.

Результаты Руппа подверглись критике со стороны Г. П. Томсона²⁴ в следующем отношении. Рупп, обра-

Таблица 4.

Металл.	E (Volt)	μ	V_0 (Volt)
Ag	150	1,06	18 $\pm$ 2
	180	1,05	18,5 $\pm$ 2
	220	1,04	18,5 $\pm$ 2
	280	1,03	18 $\pm$ 2
Al	180	1,05	18 $\pm$ 4
Cu	280	1,03	17 $\pm$ 4
Au	290	1,03	17 $\pm$ 3
Ni	220	1,05	20 $\pm$ 5
Pb	280	1,02	11 $\pm$ 5

бывая свои результаты, не учитывал преломления электронных волн при выходе их из пленки, а вводил показатель преломления только как фактор, укорачивающий длину волны при дифракционном процессе. По мнению Томсона, это непоследовательно. Рассматривая металлическую пленку как плоско-параллельную пластинку, он вывел формулу, которая давала численные результаты, неотличимые (в пределах погрешности опыта) от вычисленных без учета преломления вовсе. Этим подрывалось значение опытов Руппа, как доказательства преломления катодных волн металлов. Результаты Дэвиссона и Джермера критика Томсона, разумеется, не задевала. Однако в дальнейшей работе Рупп²⁵ выяснил, что те тонкие слои металлов, которыми Томсон и он пользовались для получения дифракционных картин, не обладают свойствами плоско-параллельных пластинок. В самом деле, при косом падении на такую пластинку, волны преломляются не только при выходе из нее, но и при входе в нее. В таком случае, при изменении угла падения все дифракционные углы должны смещаться определенным образом. Такие опыты Рупп производил; результат оказался отрицательным, т. е. правильного преломления у поверхностей металлической пленки не оказалось. Этот результат можно было интерпретировать

двойко: как доказательство отсутствия правильной поверхности у тонких металлических слоев или как доказательство отсутствия преломления электронов. Рупп встал на первую точку зрения и пытался в своих новых, более точных, наблюдениях, произведенных уже не фотографическим, а электрическим методом (в варианте, предложенном П. С. Тартаковским²⁷), определить внутренний потенциал металла. Результаты получились неясные: в одних случаях преломления не наблюдалось вовсе, в других получался внутренний потенциал порядка 12—17 вольт, но без всякой уверенности в действительности этой цифры. Таким образом из полемики между Руппом и Томсоном получился неоспоримый вывод, что для изучения преломления электронных волн поликристаллические пленки металла непригодны вследствие невыясненности их структуры. Как иллюстрацию этому можно привести результаты опытов М. В. Дэвиса²⁸, изучившего дифракцию электронов в слое кобальта и нашедшего для внутреннего потенциала явно неверное значение между 4—5 вольтами. Поэтому Рупп поступил совершенно правильно, отказавшись от этого пути и обратившись в следующей своей работе (26) к отражению от монокристаллических металлов, с которыми с самого начала работали Дэвиссон и Джермер.

Результаты этих опытов даны в извлечении в следующей таблице (см, стр. 331).

Результаты эти можно считать надежными с точностью до ± 3 вольта.

Обращаясь к их интерпретации, следует отметить, что введение показателя преломления в расчет углов селективного отражения представляет собой второе, более точное приближение к истинной картине движения электронов в кристалле. Стрэтт²⁰ и Бете²¹ решили более строго задачу о распространении электронной волны в кристаллической среде. Решение дается уравнением Шрёдингера (3), в котором потенциал V нужно выразить точно как функцию координат. Это можно сделать помощью уравнения Пуассона: $\Delta V = 4\pi\rho$. Но для этого нужно знать, как расположены: 1) заряды внутри атомов и 2) самые атомы друг относительно

Таблица 5.

Металл	Е (вольт)	μ	V_0 (вольт)	Металл	Е	μ	V_0	Металл	Е	μ	V_0
Ni	67	1,12	17	Ag	48	1,15	15	Al	46	1,17	17
"	142	1,05	16	"	96	1,08	15	"	92	1,09	17
"	218	1,03	14	"	166	1,04	13	"	158	1,05	18
"		Среднее .	16	"		Среднее .	14	"		Среднее .	17
Cu	65	1,10	14	Au	45	1,16	16	Pb	32	1,15	10
"	125	1,06	15	"	92	1,09	16	"	62	1,09	10
"	208	1,03	13	"	160	1,04	13	"	105	1,06	12
"		Среднее .	14	"	237	1,03	(12)	"		Среднее .	11
						Среднее .	14				

друга. Последнее известно из структуры кристалла. Что касается первого, то Бете пользуется результатами волновой механики и, кроме того, вводит две упрощающие гипотезы: а) что связанные электроны располагаются в каждом атоме с шаровой симметрией и б) что электроны проводимости равномерно распределены по всему кристаллу. Опираясь на них, Бете вычисляет среднее значение внутреннего потенциала V_0 и его колебания, а отсюда и движение электронной волны. Оказывается, что вычисленные таким образом углы отражения еще несколько отклонены от тех, которые получаются при учете преломления; кроме того, отражение происходит не точно под определенным углом, а в некотором интервале углов. Это значит, что отраженный пучок имеет определенную угловую толщину, и его середина смещена относительно прежде вычисленного угла. По углу отражения мы определяем длину волны; в зависимости от степени приближения мы получим разные результаты. Бете приводит следующий расчет. В одном из опытов Дэвисона и Джермера получалось при скорости электронов в 160 V диффракционное изображение (622). Волновое число (число волн, укладывающихся в длине равной 2π), вычисленное по формуле Лауэ, оказывалось $= 6,80 \text{ \AA}^{-1}$. Если учесть показатель преломления, то оно уменьшалось на $0,32 \text{ \AA}^{-1}$, т. е. 5%, следующее приближение давало еще уменьшение на $0,05 \text{ \AA}^{-1}$, т. е. 0,8%. Что касается ширины пучка, то выраженная в волновых числах, она оказалась равной $0,064 \text{ \AA}^{-1}$; следовательно, разрешающая способность кристалла для этих волн равна $\frac{6,80}{0,064} \approx 100$. Самую величину V_0 Бете находит равной 18,9V; при тех упрощенных предположениях, которые положены в основу вывода, совпадение с результатами Дэвисона и Джермера и Руппа нужно считать обнадеживающим.

Следует отметить, что в опытах Томсона, Кикучи и Понта влияния преломления и высших эффектов заметно не было, как и следовало ожидать при тех больших скоростях, с которыми работали эти исследователи.

Никакого влияния внутреннего потенциала металла не было заметно также в опытах Руппа с отражающей решеткой; это понятно, так как диффракция электронов здесь зависела от периодичности поверхностных свойств металла.

§ 7. Еще более интересным представляется вопрос о возможности обнаружить поляризацию электронных волн. Из первоначальной концепции волновой механики де-Бройля и Шрёдингера необходимость существования поляризации не следует. В уравнении Шрёдингера функция ψ — скаляр; следовательно, все направления для нее безразличны. Однако дальнейшее развитие квантовой механики привело к описанию движения электронов векторным полем. Новая формулировка этой теории, данная Дираком¹⁴, приводит непосредственно к выводу, что электрон, кроме заряда, обладает еще и магнитным моментом. Эта мысль, высказанная еще до появления квантовой механики, дала в применении к вопросам систематики спектров ряд хороших результатов. Но в таком случае пучок электронов, магнитные моменты которых распределены не хаотично по всем направлениям, а ориентированы в некоторых преимущественных направлениях, может в разных направлениях обладать различными свойствами, т. е. быть более или менее поляризованным.

Наиболее простой метод обнаружения этого эффекта поддается аналогии с оптикой. Пучок лучей естественного не поляризованного света, отразившись от какой-нибудь поверхности, оказывается частично (иногда полностью) поляризованным. Если отраженные лучи заставить отражаться вторично от другого зеркала, то, вращая последнее около падающего пучка, не меняя угла между ними, мы будем наблюдать периодические изменения интенсивности отраженных лучей; в течение одного полного оборота она два раза пройдет через максимум и два раза через минимум. Этот опыт и был проделан с пучком электронов целым рядом авторов.

Дэвиссон и Джермер¹⁵ заставляли пучок электронов падать под углом 45° на грань (111) кристалла никкеля. Отраженные от него электроны падали под тем же углом на вто-

рой кристалл. Вторично отраженные лучи собирались в фарадеев цилиндр, причем были приняты меры к тому, чтобы в него не попадали электроны, скорости которых заметно отличались от скорости исходного пучка, так как такие электроны могли иметь вторичное происхождение. Поэтому из 10^8 электронов, падавших на первый кристалл, в среднем только 2,5 электрона попадали в фарадеев цилиндр. Скорость электронов вариировалась от 10 до 150 V; селективное отражение получалось при 20,55, 75,103 и 120 V. При этих условиях отношение тока в коллекторе ($5 \cdot 10^{-12}$ А) к току на первый кристалл ($2 \cdot 10^{-4}$ А) не менялось даже на $\frac{1}{200}$ своей величины. Другими словами, поляризация электронного потока, если она и существует, в этих опытах не сказалась вовсе.

А. Ф. Иоффе и А. Н. Арсеньева¹⁶ проделали такие же опыты с зеркалами из стекла, латуни и стали — средами не монокристаллическими. Следовательно, в отличие от Дэвисона и Джермера эти исследователи работали не с селективным отражением. В коллектор собирались не только электроны, обладавшие скоростью, равной начальной, а все электроны, двигавшиеся под углом отражения, равным углу падения. Скорости электронов менялись в пределах от 80 до 6400 V. Иоффе и Арсеньева также пришли к отрицательному заключению.

Кокс, Мак Илрайз и Кэррельмайер⁽²⁰⁾ изучали поляризацию пучка β -лучей, испускаемых препаратом радия. Поляризатором и анализатором служили зеркала из поликристаллического золота; коллектором — счетчик Гейгера, в котором каждый попавший электрон вызывал изменение разрядного тока. Эти авторы нашли некоторый эффект поляризации, превышающий ошибки опыта. Однако самые источники ошибок довольно серьезны: 1) недостаточная защита от γ -лучей, испускаемых тем же препаратом, 2) сильное непостоянство характеристики разряда в счетчике; оба эти источника ошибок делают, по мнению Дэвисона и Джермера, ненадежными результаты названных трех авторов.

Ф. Вольф¹⁷ пользовался в качестве „поляризатора“ для пучка электронов не зеркалом, а магнитным полем. Квантовая механика требует, чтобы при движении электронов в магнитном поле их магнитный момент был ориентирован или по силовым линиям, или против силовых линий; ориентировка — наклонная или перпендикулярная к ним, — невозможна. Поэтому Вольф заставлял пучок электронов двигаться в магнитном поле, которое заодно служило и средством для их магнитного разложения, и часть, прошедшую через три диафрагмы, падать под углом в 45° на отражающую поверхность. Отражающий цилиндр с отшлифованной зеркальной поверхностью мог вращаться вокруг оси, совпадавшей с направлением падающего пучка; материалом для него служили: латунь, монокристалл меди и PS. Измерялось отношение числа воспринятых цилиндром электронов, вошедших в камеру D (это отношение, очевидно, дополнительно до единицы к коэффициенту отражения электронов). Никакой периодической зависимости от угла поворота цилиндра не получалось.

Наконец, Рупп¹⁸ объединил все эти опыты, проверив влияние трех факторов: 1) простого и селективного отражения, 2) отсутствия и наличия магнитного поля между зеркалами, 3) направления силовых линий магнитного поля (параллельно и перпендикулярно пути электронов). Только в одном из этих случаев получилась некоторая зависимость от поворота анализатора, которую можно было принять за ожидаемый эффект; но как раз в этом случае (избирательное отражение под углом 11° — третий порядок для 150 V) трудность точной центровки всей установки была настолько велика, что ошибки, происходившие от дефектов последней, могли вполне покрыть наблюдаемый эффект.

Как общий итог этих исследований, нужно признать, что отражение электронов от твердого тела не дает нам возможности судить о поляризации электронов. Я. И. Френкель¹⁹ указал на то, что в этом случае было бы неосновательно ждать аналогии с оптикой. При всем том общем, что найдено между распространением света и движением электронов, в явлениях отражения есть и момент существенного разли-

чия — это пограничные условия. В то время как для электромагнитных волн на границе двух сред наблюдается скачок нормальной слагающей электрического вектора, для волн электронных квантовая механика требует, чтобы все функции, определяющие движение электронов, оставались непрерывными. Произведенный при этом математический подсчет показывает, действительно, что амплитуда отраженной волны не должна зависеть от ориентировки вектора падающей волны; другими словами, что коэффициент отражения не зависит от поляризации падающей волны.

К аналогичному заключению пришел и Дарвин ⁽³⁰⁾.

Именно он показал, что, в отличие от оптики, неполяризованный пучок электронов, падающий на поверхность твердого тела, отразится также неполяризованным. Из этих двух теоретических работ следует, что для электронов поверхность

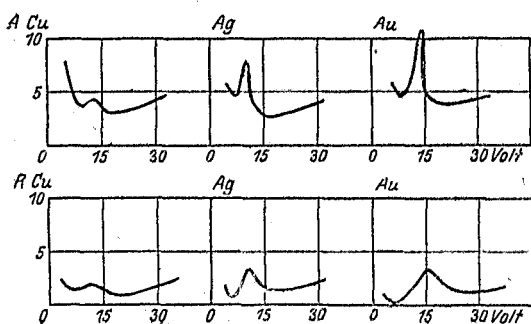


Рис. 8.

твердого тела не может служить ни поляризатором, ни анализатором.

§ 8. Предыдущее изложение охватило работы, изучавшие ряд характерных волновых феноменов: отражение, преломление, диффракцию и поляризацию. Этим, однако, не исчерпывается все, что было сделано для выявления волновых свойств электронного пучка. Новые интересные данные были добыты Руппом весной этого года ⁽³¹⁾. Исследованию было подвергнуто поглощение электронов различными металлами при разных скоростях электронов, которое затем сравнивалось с отражением их при тех же скоростях.

Рис. 8 дает нам представление о ходе этих явлений. По оси ординат в верхних кривых отложено $A = 1 - \frac{J}{J_0}$, где J_0 — количество электронов, достигших пластинки; J — коли-

чество электронов, прошедших пластинку без потери скорости; в нижних кривых отложено $R = \frac{J'}{J_0}$, где J' — количество электронов, отразившихся от пластинки без потери скорости. По оси абсцисс везде отложена скорость электронов в вольтах. Мы замечаем, что поглощение и отражение электронов имеют совершенно одинаковый ход в зависимости от скорости; максимумы обоих коэффициентов для всех изученных металлов совпадают. Этот факт соответствует известному в оптике закону, устанавливающему связь между селективным поглощением и отражением; так, например, максимум отражения для инфракрасных лучей („остаточные лучи“, Reststrahlen) есть в то же время максимум их поглощения.

Это предварительное сообщение Руппа добавляет новое звено к цепи тех доказательств, которыми современная экспериментальная физика подкрепила идеи де-Бройля и Шрёдингера.

ЛИТЕРАТУРА.

1. L. de-Broglie. Phil. Mag. 47, 446, 1924; см. также Ondes et mouvement.
2. Н. Н. Андреев. УФН, 7, 25, 1927.
3. E. Schrödinger. Ann. der Phys., 76, 1926; он же — Abhandlungen zur Wellenmechanik, Leipzig, 1928, 7 A. Berth.
4. Davisson and Germer. Nature, 119, 558, 1927; Phys Rev. 30, 705, 1927.
5. G. P. Thomson. Nature, 1928, Dec. 2, p. 802; Proc. Roy. Soc. A, 117, 600, 1928.
6. E. Rupp. Ann. der Phys., 85, 981, 1928.
7. Девиссон. УФИ, 8, 483, 1928; П. С. Тартаковский, там же, 338.
8. S. Kikuchi. Proc. Imp. Acad., 4, 354—356, 471—474, 1928, 5, 83—96, 1928; Japan. Journ. of Physics, V. 5, 83, 1928, № 2.
9. E. Rutherford and da C. Andrade Phil. Mag., 28, 263, 1914.
10. S. Nishikawa and S. Kikuchi. Proc. Imp. Acad., 4, 475, 1928.
11. M. Ponte. Comptes Rendus, 188, 1929, № 3, p. 241 и № 12, p. 909.
12. A. H. Compton and R. L. Doan. Proc. Nat. Acad. Science, 1925.
13. E. Rupp. Z. f. Physik, 52, 8, 1928, № 1—2.
14. P. A. M. Dirac. Proc. Royal Soc. Febr. and March, 1928.
15. Davisson and Germer, Nature, Nov. 1928, 809 (№ 3082).

16. A. Joffé et A. Arséniewa, Comptes Rendus, 188, p. 152, 1929, № 2.
 17. F. Wolf. Z. f. Physik, 52, 314, 1928, № 5-6.
 18. E. Rupp. Z. f. Physik, 53, 548, 1929, № 7-8.
 19. J. Frenkel. Comptes Rendus, 188, 153, 1929.
 20. M. J. O. Strutt. Ann. d. Phys. 1928.
 21. H. Bethe. Ann. d. Phys., 87, 55, 1928.
 22. R. Hilsch und R. W. Pohl. Göttin, 1928.
 23. H. Bethe. Z. f. Physik, 54, 703, 1929, № 19-10.
 24. G. P. Thomson. Phil. Mag., 1928.
 25. E. Rupp. Ann. d. Physik, 1, 773, 1929, H. 6.
 26. " " " " " " " " "
 27. И. О. Тартаковский, Изв. Академии наук СССР.
 28. Myrl. V. Davis. Nature, 123, 680, 1929, May 4.
 29. Cox, Mc. Ilwraith and Kurrelmayer, Proc. Nat. Acad. Sc., 14, 544, 1928.
 30. Darwin, Proc. Roy. Soc. 120, 631, 1928,
 31. E. Rupp, Naturwissenschaften, 17, 365, 1929, II. 20.
-