

ВОЛНЫ ЛИ ЭЛЕКТРОНЫ?

К. Дэвисон, Нью-Йорк ¹⁾

Уже самое заглавие, выбранное мною для сегодняшнего сообщения: „Волны ли электроны“, показывает, что возникли определенные сомнения относительно природы электронов. И, действительно, были обнаружены явления, в которых электроны ведут себя вовсе не как частицы, а скорее как волны.

В качестве примера такого поведения я опишу простейший тип тех опытов, которые мы с д-ром Джермером (Germer) производили в течение последних нескольких месяцев. Мы направляли узкий пучок электронов на грань кристалла никеля и обнаружили, что при известных условиях из кристалла начинает выходить резко очерченный пучок электронов в направлении правильного отражения, т. е. сообразно закону „угол отражения равен углу падения“.

На первый взгляд может показаться, что в этом нет ничего странного. В самом деле, почему бы электронам не испытывать правильного отражения от поверхности металла? Мы знаем, что Ньютон и другие сторонники корпускулярной теории света ничуть не смущались фактом правильного отражения света от плоского зеркала. Это явление может быть легко объяснено. Хорошо известно, что при упругом ударе между частицей и плоской поверхностью, частица отскакивает по закону правильного отражения, —

¹⁾ Доклад, читанный в заседании Франклиновского института в Филадельфии 21 марта 1928 г. Journ. of the Franklin Institute, May, 1928, 597.

отсюда по корпускулярной теории и следовало правильное отражение света. Почему же таким путем не может быть объяснено и правильное отражение электронов?

Дело здесь в том, что давая такое описание отражения, сторонники корпускулярной теории находились в более благоприятных условиях, чем находимся мы сейчас. Они совершенно не были связаны представлениями о размерах корпускул и ничего не знали о структуре поверхности металла. Мы же имеем основания считать, что диаметр электрона — величина порядка 10^{-13} см. Мы знаем, далее, что порядок величины диаметра атома — 10^{-8} см и что наименьшее расстояние между атомами в кристалле никеля есть $2,48 \cdot 10^{-8}$ см. Если принять 10^{-13} см за единицу длины, то диаметр электрона будет равен 1, диаметр атома никеля — 100 000, а наименьшее расстояние между атомами в кристалле никеля — примерно 250 000.

Ясно, что дать объяснение правильного отражения таких маленьких частиц, как электроны, от поверхности, образованной такими относительно большими телами, как атомы, весьма затруднительно. Если бы мы выстрелили дробью по пирамиде, составленной из пушечных ядер, то, конечно, нельзя было бы ожидать правильного отражения дроби от поверхности пирамиды. Поверхность, образованная пушечными ядрами, слишком грубо шероховата для того, чтоб правильно отражать такие маленькие частицы, как дробинки.

Приведенная аналогия не является хорошей, потому что нельзя, конечно, уподоблять отскакивание электрона от поверхности атома отскакиванию дробинки от пушечного ядра. Мы привыкли смотреть на атом скорее как на солнечную систему: массивное ядро «солнце», окруженное планетарными электронами, движущимися по замкнутым орбитам. С точки зрения этих представлений электрон нужно уподобить комете, попадающей в область, довольно густо наполненную солнечными системами.

Могло бы казаться, что электрон, ударившись об атом вблизи поверхности металла, поворачивается им подобно комете и отбрасывается от металла без потери энергии. При

этом, направление отлета электрона, должно бы, казалось, быть делом случая и зависеть только от столкновения электрона с данным атомом, по крайней мере совершенно неясно, какую роль здесь могли бы играть соседние атомы. А между тем оказывается, что быстро движущиеся рассеянные электроны движутся предпочтительно в направлении правильного отражения от плоскости, образующей поверхность металла. Положение этой плоскости определяется минимум тремя атомами, следовательно направление отлета электрона зависит не от одного, а по крайней мере от трех атомов.

Можно без преувеличения сказать, что в рамках обычных представлений о взаимодействии атомов и электронов правильное отражение электронов от поверхности металла является необъяснимым.

Конечно, если бы электроны были волнами, то все эти затруднения отпали. Мы ведь можем объяснить правильное отражение света и рентгеновских лучей, — точно так же можно было бы объяснить и правильное отражение электронов, если бы они были не частицами, а волнами. Но хотя это замечание и верно, вряд ли оно является особенно ценным. Оно похоже на то, как если бы кто-нибудь, увидев кролика, влезющего на дерево, сказал: „Правда, для кролика это несколько странно, но в конце концов тут нечему удивляться. Ведь кошки могут влезать на деревья; так что, если бы кролик был кошкой, то мы прекрасно понимали бы его поведение“. Единственным выходом здесь остается только признать, что то, что мы до сих пор принимали за кролика, в действительности — вовсе не кролик, а кошка. Но возможно ли, что мы допустим подобную ошибку по отношению к электрону? Возможно ли, что мы все время ошибались, считая электроны частицами, тогда как в действительности они суть волны? Мне, конечно, незачем повторять здесь перед вами все те доводы, которые позволяют нам думать, — скажу резче: утверждать, — что электроны действительно являются частицами.

Эти доводы достаточно многочисленны, отметим, что к их числу принадлежит и тот самый метод, которым мы об-

наружили правильно отраженный пучок. Правильно отраженный пучок обнаруживается следующим образом: перед кристаллом передвигается небольшой цилиндр, причем оказывается, что когда этот цилиндр совпадает с направлением правильного отражения, в него попадает наибольшее количество электронов.

Диаграмма экспериментальной установки показана на рис. 1.

Нить, помещенная в металлическом сосуде, представляет собой «электронную пушку», доставляющую постоянный поток электронов. Скорость электронов известна, и ей может

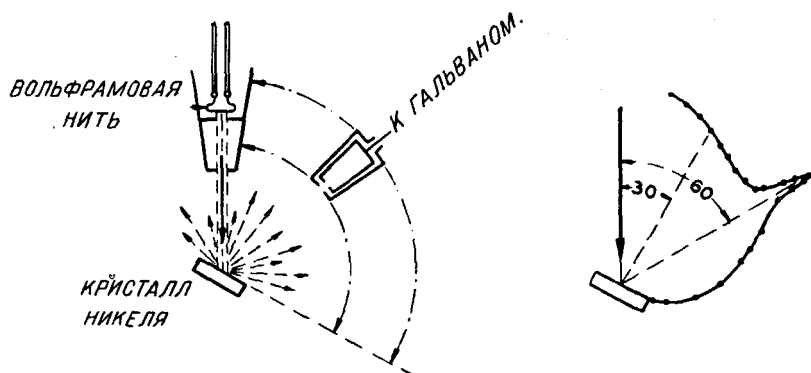


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования рассеяния электронов кристаллом и типичная кривая, показывающая пучок правильно отраженных электронов. — Бомбардирующий потенциал 83 вольта; угол падения 30 градусов.

быть придано любое значение в зависимости от разности потенциалов между нитью и стенками сосуда. Этот поток направляется на кристалл, и электроны с различными скоростями отлетают от бомбардируемой поверхности.

Чтобы исследовать, как они распределяются по различным направлениям, мы передвигаем коллектор, т. е. наш цилиндр, и смотрим, сколько в него попадает электронов при различных его положениях. Чтоб попасть во внутренний сосуд, электроны должны пройти через отверстие во внешнем сосуде. Если им это удастся, они попадают в гальванометр, отклонение которого указывает количество попавших в сосуд электронов.

Такой же метод в основном можно было бы применить при измерении рассеяния дробинки пирамидой пушечных ядер. Он принципиально отличен от методов, употребляемых при изучении рассеяния рентгеновских лучей.

При наблюдениях коллектор передвигается перед кристаллом и строится кривая тока в коллекторе как функция угла. На правой стороне рис. 1 показана такая кривая для угла падения в 30° и бомбардирующего потенциала в 83 В. На этой кривой ясно замечен резкий горб в точке, соответствующей направлению правильного отражения. Возникает вопрос об электронах, вылетающих из кристалла по другим направлениям. Оказывается, что почти все они принадлежат к числу медленных вторичных электронов, тогда как большинство правильно отраженных электронов обладают теми же скоростями, что и падающие электроны.

Нет никакого сомнения в том, что падающие электроны, сообразуясь с положением поверхности кристалла, предпочитают двигаться в направлении правильного отражения.

Следующий опыт, который я вкратце опишу, еще более прост, чем первый. Мы направляли пучок электронов на листок обыкновенного никеля, — т. е. не на один большой кристалл, а на множество маленьких кристалликов. При этом никогда, ни при каких условиях, не наблюдалось и следа правильного отражения. Таким образом от листка обычного поликристаллического никеля, электроны отражаются неправильно.

Этот факт — что электроны правильно отражаются только от грани кристалла, — весьма любопытен. То же самое имеет место и для рентгеновских лучей. Рентгеновские лучи испытывают правильное отражение только от грани кристалла, а не от поликристаллического зеркала. Известно, что это различие в поведении обычного света от рентгеновских лучей объясняется разницей в их длинах волн. Длины световых волн велики по сравнению с расстоянием между атомами в твердых телах, тогда как длины волн рентгеновских лучей сравнимы с этими расстояниями.

Оба эти результата — и правильное отражение электронов от поверхности кристалла и отсутствие такого отраже-

ния от поликристаллической поверхности — были бы понятны, если бы электроны представляли собою волны, длина которых была бы сравнима с расстояниями между атомами в твердых телах.

Напомним, что отражение рентгеновских лучей характеризуется очень резкой избирательностью. Когда на поверхность кристалла направляется пучок монохроматических рентгеновских лучей, интенсивность пучка, отраженного в данном направлении, почти всегда равна нулю, если только длина падающей волны не лежит очень близко к одному из ряда определенных дискретных значений. Дело здесь обстоит так, как если бы мы имели зеркало, которое отражало бы красный цвет определенной длины волны и синий цвет определенной длины волны, но не отражало бы света ни одной из промежуточных длин волн.

Это наводит на мысль об одном интересном опыте. Электроны похожи на рентгеновские лучи в том смысле, что они правильно отражаются от грани кристалла и неправильно отражаются от поликристаллической поверхности. Может быть они похожи на рентгеновские лучи и в избирательности отражения? Можно было бы, например, ожидать, что если у электронов отражение идет действительно так же, как и у рентгеновских лучей, то оно должно обладать свойством избирательности по отношению к скорости бомбардировки. Замечательно, что это оказывается именно так. Измеряя интенсивность отраженного пучка в зависимости от скорости бомбардировки, мы нашли, что при росте этой скорости интенсивность проходит через ряд максимумов. Кривая, характеризующая это поведение, показана на рис. 2.

По ее ординатам отложены интенсивности отраженного пучка, а по абсциссам — корни квадратные из бомбардирующего потенциала, пропорциональные скоростям электронов в падающем пучке. Наблюдения сделаны для угла падения в 10° — кривая на левой стороне чертежа дает отраженный пучок при втором максимуме кривой интенсивности.

Явление избирательного отражения рентгеновских лучей было весьма детально исследовано и объяснено. При объяснении его все время приходится пользоваться фактом вол-

новой природы рентгеновских лучей. Именно это явление дает нам наиболее удобное средство для измерения длины волны рентгеновских лучей. Поэтому очень существенно что и в данном отношении отражение электронов напоминает отражение рентгеновских лучей.

Я постараюсь в несколько минут вкратце изложить теорию отражения рентгеновских лучей от кристалла, объясняющую его избирательный характер.

Когда, как показано на левой стороне рис. 3, пучок рентгеновских лучей падает на один слой атомов, он проходит через этот слой со слегка ослабленной интенсивностью. При

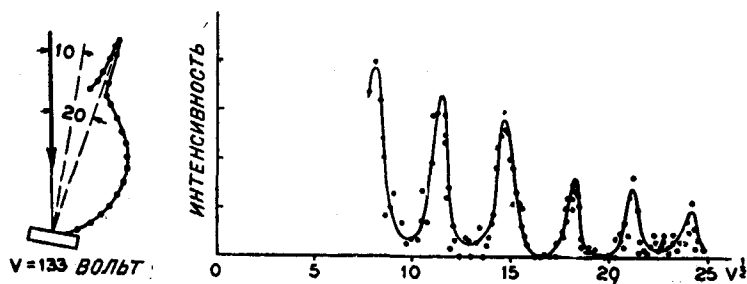


Рис. 2. Селективный характер отражения электронов. Угол падения 10 градусов.

этом в атомах возникают вынужденные колебания, и они начинают излучать сферические волны, находящиеся в определенных фазовых соотношениях друг с другом. Результатом их наложения является волна, удаляющаяся от кристалла в направлении правильного отражения. Таким образом отражение рентгеновских лучей от одного слоя атомов не является избирательным.

Избирательность появляется только при отражении от целого ряда параллельных слоев атомов, как мы это имеем в кристалле. Этот случай иллюстрирован на правой стороне рисунка. Отраженные пучки, возникающие в различных слоях, накладываются друг на друга, причем интенсивность результирующего пучка имеет резкий максимум тогда, когда эти элементарные волны выходят из кристалла в фазе, как это показано на рисунке. Очевидно, такой максимум дости-

гается в том случае, когда разность хода от плоскости AA к плоскости BB для различных слоев атомов различается на целое число длин волн. Эта разность хода равна удвоенному произведению расстояния между двумя соседними слоями атомов на косинус угла падения. Следовательно, интенсивность отраженного пучка имеет максимум когда

$$2d \cos \theta = n\lambda.$$

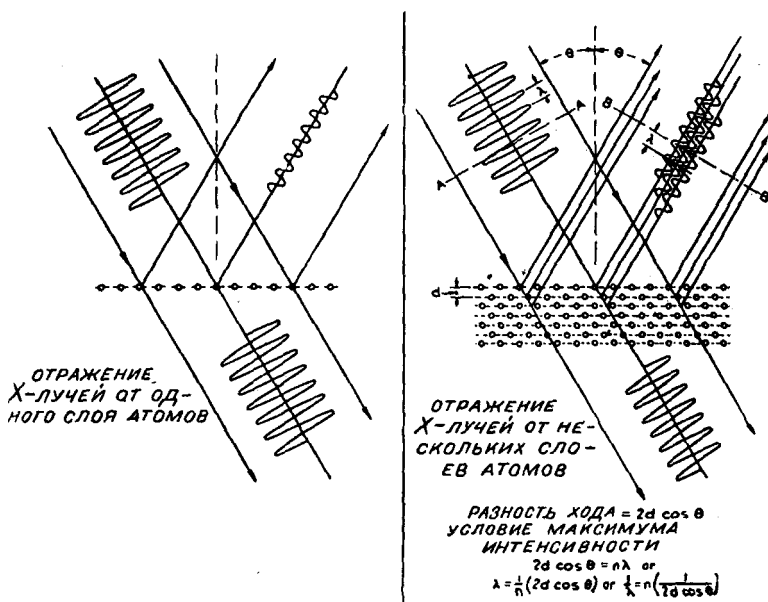


Рис. 3. Диаграмма, иллюстрирующая селективное отражение рентгеновских лучей от кристалла.

Это условие можно словами выразить так: интенсивность отраженного пучка имеет максимум, когда длина волны падающего пучка принимает одно из значений

$$\lambda = \frac{1}{n} 2d \cos \theta$$

или когда ее обратная величина имеет одно из значений

$$\frac{1}{\lambda} = n \frac{1}{2d \cos \theta}.$$

Таким образом зависимость интенсивности отраженного пучка от величины $\frac{1}{\lambda}$ должна выражаться кривой с равноотстоящими друг от друга максимумами. Подобного рода кривая дана в верхней половине рис. 4.

В нижней половине рисунка дана для сравнения кривая интенсивности отраженного пучка электронов в функции $V^{1/2}$, т. е. корня квадратного из бомбардирующего потенциала.

Как видим, максимумы этой кривой разделены почти равными интервалами. На этом основании можно сказать,

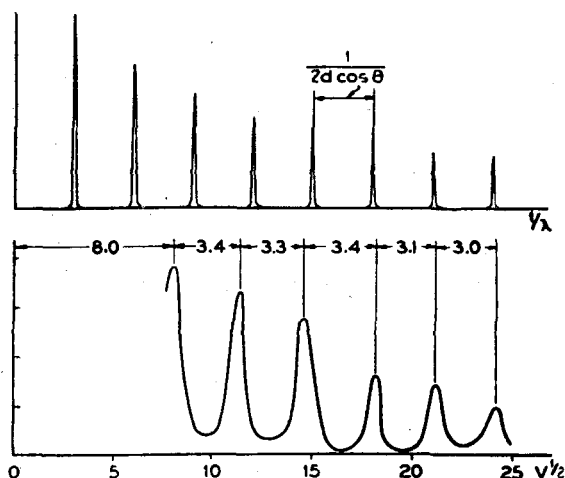


Рис. 4. Селективное отражение рентгеновских лучей и селективное отражение электронов.

что явления, связанные с отражением электронов, в том числе и избирательность, были бы объяснены с достаточной точностью, если бы можно было рассматривать электроны как волны, длина волны которых обратно пропорциональна корню квадратному из бомбардирующего потенциала, т. е. обратно пропорциональна скорости электронов. Повидимому, такое объяснение было бы не абсолютно точным, поскольку интервалы между максимумами на электронной кривой только приблизительно равны друг другу. Но все же оно достаточно хорошо объяснило бы опыты.

Таким образом мы уже чуть не дошли до того, чтобы начать вычислять длины волн электронов — зная прекрасно, что электроны — это частицы. Наше изложение дошло до того пункта, когда нужно стать на определенную точку зрения в этом вопросе, и я предлагаю пока не отказываться от известного нам факта, что электроны — это частицы, а просто принять, что они ведут себя так, как если бы они были волнами — точнее говоря, что мы можем описать наблюдаемые нами явления, принимая электроны за волны, и не знаем как это сделать, если принимать их за частицы. Станем пока на эту точку зрения и посмотрим, как долго ее еще можно будет сохранить.

При рассеянии рентгеновских лучей кристаллом, отраженные пучки возникают не только в направлении правильного отражения, но и в других направлениях. Это становится понятным, если представить себе, что атомы в кристалле можно считать расположенными не только в плоскостях параллельных поверхности кристалла, но и в плоскостях не параллельных этой поверхности, причем по отношению к рентгеновским лучам все эти ряды атомных плоскостей равноценны (см. рис. 5).

Если пучок X-лучей падает на поверхность кристалла под углом θ_1 , то правильно отраженный пучок появляется тогда, когда длина волны имеет одно из значений

$$\lambda = \frac{1}{n} 2d_1 \cos \theta_1.$$

Этот пучок обуславливается правильным отражением от атомных плоскостей параллельных поверхности кристалла и обычно носит название отраженного пучка Брэгга. Но, как показано на рисунке, атомы можно представлять себе расположенными и в других плоскостях, которые тоже дают отраженные пучки. Напримёр, мы получим пучок, правильно отраженный от атомных плоскостей, показанных на рис. 5 справа вверху, когда длина волны имеет одно из значений

$$\lambda = \frac{1}{n} 2d_2 \cos \theta_2.$$

Такие пучки обычно называют диффракционными пучками Лауэ.

Мы видели, что электроны походят на X-лучи тем, что они правильно отражаются от поверхности кристалла и обнаруживают при этом свойство избирательности. Возникает вопрос: доходит ли это сходство и до образования электронных диффракционных пучков? Действительно, благодаря

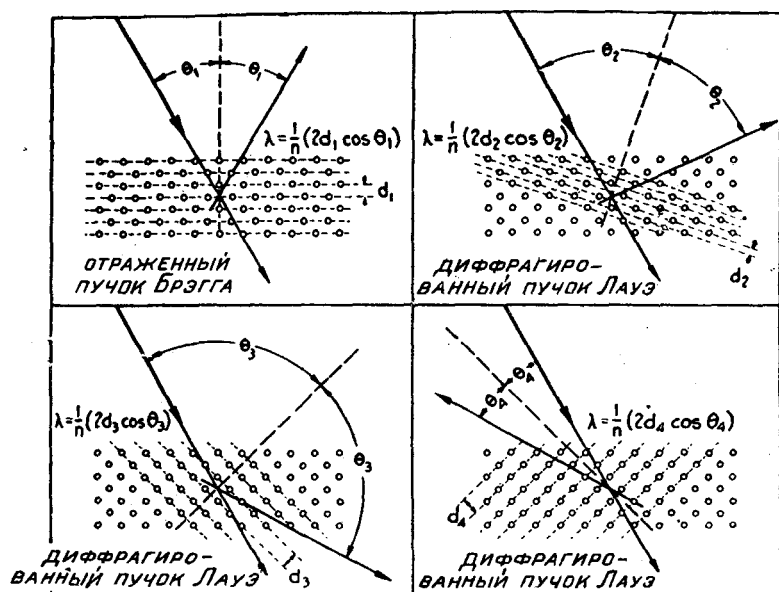


Рис. 5. Отражение рентгеновских лучей от различных плоскостей в кристалле: иллюстрация к образованию диффрагированных пучков Лауэ.

своеобразной случайности, мы наблюдали эти диффракционные пучки еще примерно за год до того, как начали искать правильно отраженные пучки.

Эти диффракционные пучки не так легко поддаются описанию, как отраженные пучки. Между поведением электронных пучков и поведением рентгеновских лучей имеется существенная разница, так что на первый взгляд может показаться, что электроны не так-то уж хорошо ведут себя с волновой точки зрения. Оказывается, однако, что эта разница может быть объяснена и что данные диффракции

приводят к определенным цифровым значениям электронных длин волн. Я сперва опишу те условия, в которых производились наблюдения, и те результаты эксперимента, которых нужно было бы ожидать, если бы мы имели дело с рентгеновскими лучами, а затем перейду к результатам, полученным при наблюдении над электронами.

Напомним сначала, как расположены атомы в кристалле никеля. Никель образует кристаллы типа куба с центрированными гранями. Основой его структуры является кубик — с ребром в $3,51 \text{ \AA}$. — в котором в каждой вершине и в центре каждой грани имеется по атому. Большой куб, показанный

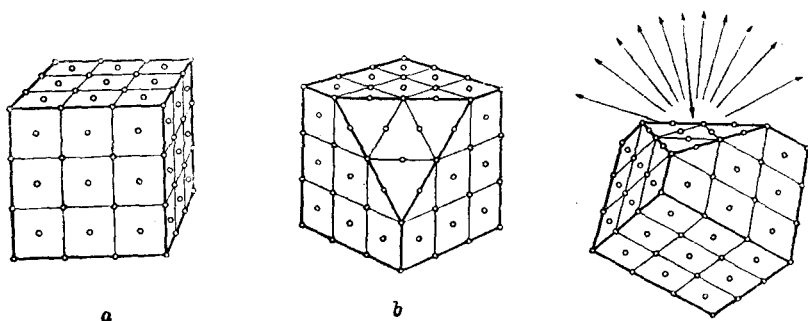


Рис. 6. Схематическое изображение кристалла никеля: куб. с центрированными гранями.

на левой стороне рис. 6, состоит из 27 таких маленьких кубиков. На рисунке показаны только атомы, находящиеся на поверхности этого большого куба. В дальнейшем этот большой куб будет на рисунках изображать тот кристалл никеля, с которым мы начали наши опыты. Верхушка кристалла была срезана под прямым углом к одной из его диагоналей, так что образовалась треугольная поверхность, показанная в центре рисунка. На эту поверхность перпендикулярно к ней направлялся пучок электронов (см. правую часть рисунка) и измерению подвергалось число электронов, вылетающих из кристалла как функция направления и скорости бомбардировки. Схема самой экспериментальной установки дана на рис. 7. Коллектор можно было передвигать в одной плоскости — плоскости чертежа, а кристалл — вра-

щать вокруг вертикальной оси, так что любой азимут кристалла мог быть приведен в плоскость вращения коллектора.

Ясно, что кристалл имеет симметрию 3-го порядка. Если мы, например, измерим пучок, выходящий из кристалла, когда одна из вершин треугольника совпадает с плоскостью коллектора, то, естественно, будет ожидать найти такой же пучок, когда кристалл будет повернут на 120° , так что

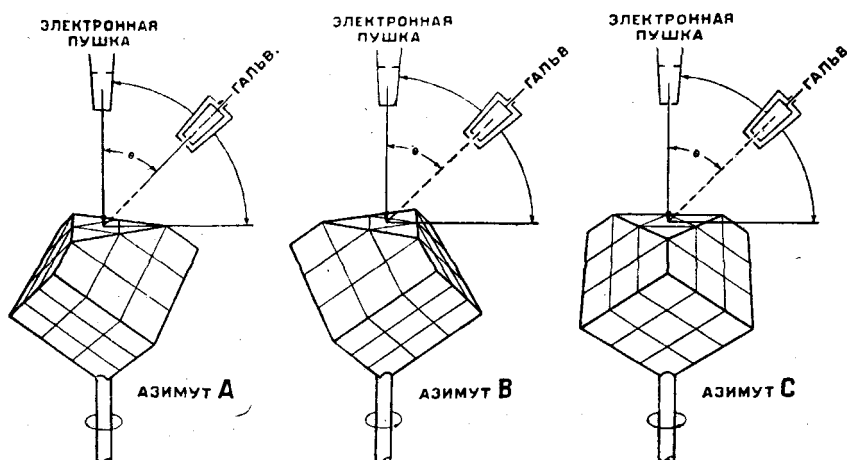


Рис. 7. Схематическое изображение экспериментальной установки для исследования дифракции электронов.

другая его вершина попадает в плоскость коллектора, или когда он будет повернут на 240° . Назовем азимуты кристалла, включающие одну из вершин треугольника, азимутами А, азимуты, включающие одну из середин его сторон, азимутами В и, наконец, азимуты параллельные одной из сторон треугольника, азимутами С.

На рис. 8 показано сечение кристалла плоскостью А-и В-азимутов. Кружки обозначают цепочки атомов кристалла, перпендикулярные плоскости чертежа. Кристалл можно считать построенным из атомных плоскостей, параллельных его поверхностям. Расстояние между этими плоскостями равно $2,03 \text{ \AA}$, расстояние между атомными цепочками

в каждой плоскости — $2,15 \text{ \AA}$. Нужно отметить, что цепочки атомов в данной плоскости не находятся непосредственно под соответственными цепочками в предыдущей плоскости, а смещены направо по отношению к последним на расстояние, равное примерно $\frac{1}{3}$ расстояния между цепочками.

После этого краткого описания кристалла мы можем уже приступить к вычислению длин волн и положения тех диффракционных пучков рентгеновских лучей, которые могут

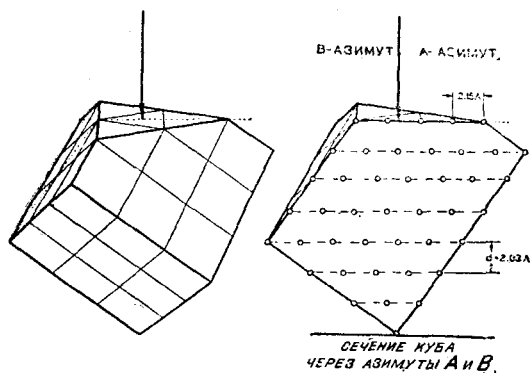


Рис. 8. Сечение кристалла никеля плоскостью А- и В-азимутов.

появляться в плоскости А- и В-азимутов. Атомы можно считать расположенными в плоскостях, показанных на левой стороне рис. 9. Расстояние между этими плоскостями есть

$1,24 \text{ \AA}$. Угол падения равен 35° , следовательно, диффракционный пучок X-лучей появится

под углом $\theta' = 70^\circ$, если длина волны имеет одно из значений

$$\frac{1}{n} 2d \cos \theta = \frac{1}{n} 2 \cdot 1,24 \cos 35^\circ = \frac{2,87}{n} \text{ \AA}.$$

Три пучка в А-азимуте, показанные на верхней части рисунка, обладают наибольшими значениями величины $2d \cos \theta$, т. е. наибольшими длинами волн. На нижней части рисунка показаны пучки в В-азимутах с наибольшими длинами волн. Из этого рисунка видно, что если постепенно уменьшать длину волны падающего пучка рентгеновских лучей, то диффракционные пучки будут появляться в следующем порядке: сначала при 70° в азимуте А, потом при 59° — в азимуте В, потом при 44° — в азимуте А и, наконец, при 39° — в азимуте В.

Такова была бы картина, если бы мы имели дело с рентгеновскими лучами. Судя по правильному отражению элек-

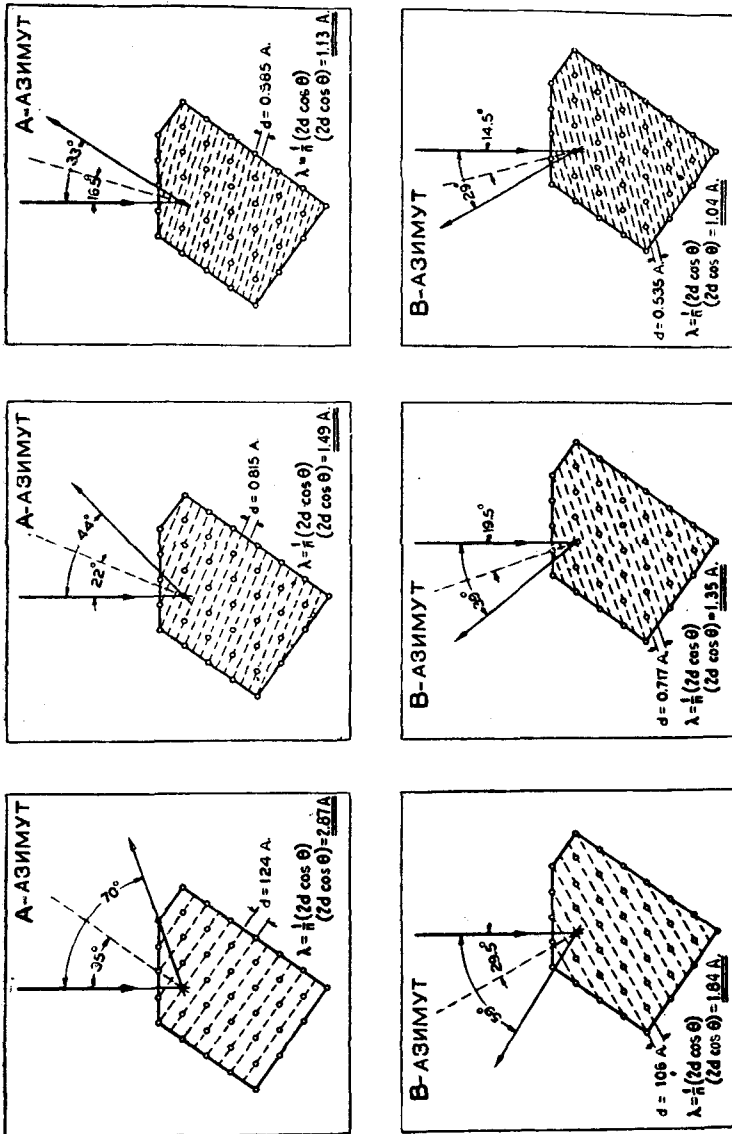


Рис. 9. Главные дифракционные пучки, которые должны бы появиться в А- и В-азимутах, если бы падающий пучок был пучком рентгеновских лучей.

ктронов от атомных плоскостей, параллельных поверхности кристалла, можно было бы ожидать, что при определенных

скоростях бомбардировки и электроны дадут дифракционные пучки в только что указанных направлениях. Однако, хотя при известных критических скоростях бомбардировки

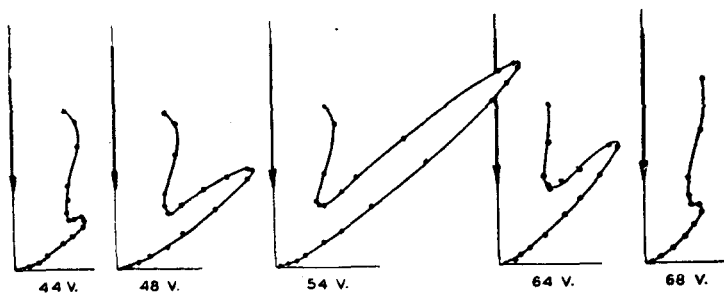


Рис. 10. Кривые, показывающие нарастание и исчезновение дифракционного пучка электронов „54 вольт“ в азимуте А. Поверхность кристалла чистая.

из кристалла действительно начинают появляться дифракционные пучки электронов в главных азимутальных плоскостях, направление этих пучков не совпадает ни с одним

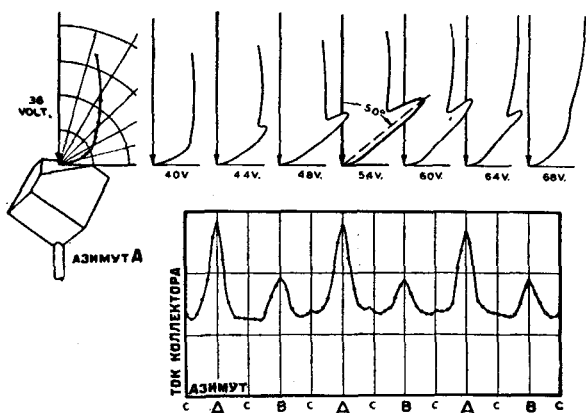


Рис. 11. Дифракционный пучок „54 вольт“, ослабленный вследствие загрязнения поверхности кристалла. Кривая внизу показывает максимумы в азимутах А.

из направлений пучков Лауэ. Они как будто не испытывают правильного отражения ни от одной из главных атомных плоскостей. При возрастании скорости бомбардировки от нуля, — первый из этих пучков появляется в А-азимуте, но

не при 70° или при 44° , а при 50° , второй появляется в В-азимуте, но не при 59° или 39° , а при 44° . Кривые для первого из этих пучков показаны на рис. 10. Пучок впервые появляется при 40 V, исчезает при 70 V и достигает наибольшей интенсивности при бомбардирующем потенциале в 54 V. На рис. 11 показан тот же пучок, несколько ослабленный благодаря адсорбции газа поверхностью кристалла. Кривая, расположенная ниже, получается, если установить

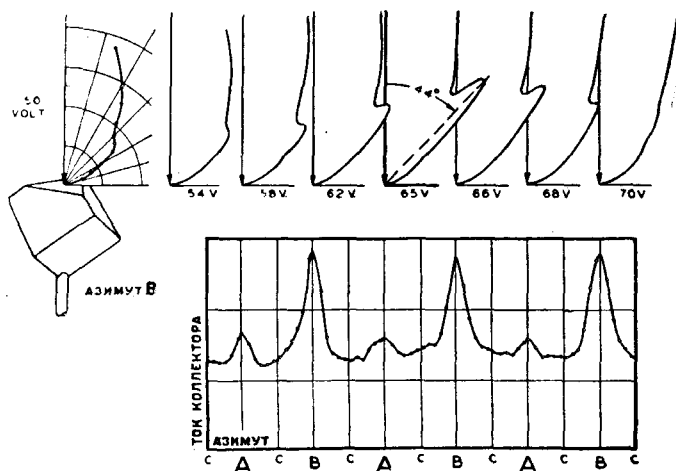


Рис. 12. Нарастание и исчезновение пучка „65 вольт“ в В-азимуте. Поверхность запачкана газом. Нижняя кривая показывает максимумы в В-азимутах.

коллектор вдоль по оси пучка в его максимуме и измерить силу тока в нем, вращая кристалл вокруг вертикальной оси. По ней видно, что, как это и следовало ожидать, резкий максимум появляется в каждом из А-азимуты.

Соответственные кривые для первого пучка в В-азимуте показаны на рис. 12. Максимальная интенсивность достигается при 65 V по направлению в 44° . Существует интересная возможность объяснения этого расхождения между направлениями дифракционных пучков электронов и рентгеновских лучей. Она основывается на представлении о кристалле как о преломляющей среде для электронов, т. е. среде, с показателем преломления отличным от единицы.

Я постараюсь вкратце развить эту мысль. Представим себе пучок излучения, падающий нормально на поверхность кристалла с показателем преломления μ . Длина волны пучка вне кристалла есть λ , внутри его $\lambda' = \frac{\lambda}{\mu}$. При входе в кристалл пучок не меняет своего направления и встречает определенный ряд атомных плоскостей под углом θ (рис. 13). Если

$$\lambda' = \frac{1}{n} 2d \cos \theta,$$

то от этих плоскостей начинает двигаться правильно отраженный пучок. Он падает на поверхность кристалла под углом 2θ , но, проходя через нее, преломляется и выходит из кристалла в направлении θ' . Таким образом пучок, выходящий из кристалла, не кажется отраженным ни от одной из главных атомных плоскостей.

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{\sin \theta'}{\sin 2\theta} \\ \lambda' &= \lambda \frac{\sin 2\theta}{\sin \theta'} = \frac{1}{n} (2d \cos \theta) \\ \lambda &= \frac{1}{n} \left(\frac{2d \cos \theta}{\sin 2\theta} \right) \sin \theta' \\ \lambda &= \frac{1}{n} \left(\frac{2d \cos \theta}{2 \sin \theta \cos \theta} \right) \sin \theta' \\ \lambda &= \frac{1}{n} \left(\frac{d}{\sin \theta} \right) \sin \theta'. \end{aligned}$$

Но $\frac{d}{\sin \theta} = D$.

След. $\lambda = \frac{1}{n} D \sin \theta'$

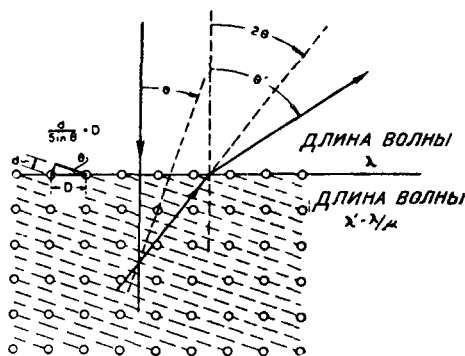


Рис. 13. Диффракция преломляющим кристаллом.

Теперь я попрошу вас проследить за кратким математическим выводом на левой стороне рис. 13, который приводит к интересному и важному соотношению. Будем рассматривать электронное излучение как свет и напомним:

$$\mu = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{\sin \theta'}{\sin 2\theta}.$$

Разрешая это относительно λ' , имеем $\lambda' = \lambda \frac{\sin 2\theta}{\sin \theta'}$. Но по закону Брэгга $\lambda' = \frac{2d \cos \theta}{n}$. Приравнявая эти два выражения для λ' и разрешая относительно λ , получаем:

$$\lambda = \frac{1}{n} \frac{2d \cos \theta}{\sin 2\theta} \sin \theta'.$$

Заменяв $\sin 2\theta$ через $2 \sin \theta \cos \theta$ и сократив на $2 \cos \theta$, имеем отсюда

$$\lambda = \frac{1}{n} \frac{d}{\sin \theta} \sin \theta'.$$

Но из построения рис. 13 видно, что $d/\sin \theta = D$ — расстояние между двумя соседними цепочками атомов на поверхности кристалла¹. Отсюда

$$\lambda = \frac{1}{n} D \sin \theta'.$$

Это соотношение полезно тем, что из него можно, зная расстояние между цепочками атомов на поверхности кристалла и угол, под которым выходит данный диффракционный пучок, вычислить его длину волны (если известен порядок n). При этом не нужно знать ни той атомной плоскости, от которой отражается пучок, ни показателя преломления кристалла.

Мысль рассматривать кристалл как преломляющую среду для электронов принадлежит д-ру Э к к а р т у из Калифорнийского технологического института, хотя мы уже и раньше применяли вышенаписанную формулу для вычисления длин волн диффракционных пучков.

Подставим в эту формулу данные для электронных диффракционных пучков. Расстояние между цепочками атомов, нормальными к А- и В-азимутам, равно $2,15 \overset{\circ}{\text{А}}$. Пучок, на-

¹ Вообще говоря, $\frac{d}{\sin \theta} = \frac{D}{m}$, где m — целое число. Окончательный

результат от этого, однако, не меняется.

блюдаемый в А-азимуте при бомбардирующем потенциале в 54 V, направлен по $\theta' = 50^\circ$. Следовательно, длина волны „54-вольтового“ электрона есть

$$\lambda = \frac{2,15}{n} \sin 50^\circ = \frac{1,65}{n}.$$

Так как этот пучок — первый в азимуте А, то для него, конечно, $n = 1$ и $\lambda = 1,65 \text{ \AA}$. Аналогичное вычисление для 65-вольтового пучка в азимуте В, дает $\lambda = 1,50 \text{ \AA}$. Тот факт, что можно таким простым и непосредственным путем вычислить длину волн потока электронов, кажется, конечно, весьма удивительным. Однако в настоящее время он удивляет нас меньше, чем удивил бы, скажем, 5 лет тому назад. За последние 4—5 лет быстро развилось мнение, что известные нам до сих пор в различных формулировках принципы механики служат только, так сказать, первым приближением к истине. Для целого ряда областей это приближение является удивительно точным и, например, в практической механике и астрономии вряд ли его нужно будет когда-либо заменить чем-нибудь другим. Однако теперь мы все-таки убеждены, что классическая механика является как бы вырожденной формой истинной механики и обладает ограниченным полем приложения. Она служит первым приближением к истинной механике и применима только для тех систем, в которых произведение импульсов на линейные размеры велики по сравнению с планковской константой действия h , т. е. по сравнению с 10^{-26} эрг/сек . Поэтому, имея дело с солнечной системой, можно без колебаний употреблять классическую механику, поскольку там линейные размеры — величины порядка больших осей планетных орбит, импульсы суть количества движения планет и, следовательно, произведения этих величин огромны по сравнению с h . Но, с другой стороны, нельзя думать, что приближенная форма истинной механики, применяемая к солнечной системе, применима и к системе типа боровского атома. Здесь произведения линейных размеров на импульсы невелики по сравнению с h , они того же порядка, что и h , и,

следовательно, законы механики в известной нам до сих пор форме не применимы. Область их приложения ограничена, и данный случай под нее не подходит.

Это убеждение выросло на основе растущей неудовлетворительности и искусственности модели атома Бора как средства для описания и обобщения фактов спектроскопии. Оно привело к различного рода попыткам создания новой системы механики, которая превращалась бы в обычную для случая больших систем и одновременно с этим была бы применима к системам, содержащим атомы и электроны. Одна из этих попыток была сделана Л. де-Бройлем, который примерно 3 года тому назад выдвинул идею, что каждое механическое явление есть, в известном смысле, явление волновое, что, следовательно, каждая проблема механики есть своего рода проблема оптики и что при строгом решении всех проблем такого типа необходимо принимать во внимание распространение и интерференцию волн. Эта идея была с большим энтузиазмом встречена теоретиками — в особенности Шрёдингером — и получила быстрое и замечательное развитие. Она то и составляет сущность новой волновой механики, которая, возможно, и является столь долго отыскиваемой истинной механикой. Пока она еще находится в состоянии развития и неизвестно, какова будет ее окончательная форма. Ее форма и интерпретация все время меняются, однако основная идея де-Бройля, что с каждой свободной движущейся частицей с количеством движения mv связан пуг волн длины $\frac{h}{mv}$ — осталась до сих пор в силе.

Существует ли сама частица только в виде этой группы волн, имеют ли сами волны реальное физическое существование — как например волны света — или они представляют собой только математический аппарат, — пока еще нельзя сказать.

До сих пор эта теория развивалась только в направлении новой модели атома и нового менее произвольного установления правил для описания и интерпретирования данных спектроскопии. На периодические явления, с которыми мы в данном случае имеем дело, обращалось значи-

тельно меньше внимания. И все же за несколько месяцев до начала наших опытов и больше чем за год до получения первого из изложенных мною результатов немецкий физик Эльзассер предсказал, что подтверждение волновой механики будет найдено во взаимодействии потока электронов с кристаллом.

Большинству из вас, вероятно, известно, что значения длин волн электронов, получаемые из наших измерений, хорошо совпадают с величинами $\frac{h}{mv}$, даваемыми новой механикой. Мы имеем:

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

причем для электронов с не очень большими скоростями (такими мы и пользовались)

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ve}{300},$$

где e — заряд электрона в электростатических единицах, а V — бомбардирующий потенциал в вольтах. Исключая из этих уравнений скорость v , получаем:

$$\lambda = \left(\frac{h^2}{me} \right)^{1/2} \left(\frac{150}{v} \right)^{1/2} \text{ см.}$$

Величина $\left(\frac{h^2}{me} \right)^{1/2}$ отличается от 10^{-8} , примерно, на 2 тысячные доли, следовательно с большой точностью можно написать:

$$\lambda = \left(\frac{150}{V} \right)^{1/2} 10^{-8} \text{ см} = \frac{150^{1/2}}{V^{1/2}} \text{ Å} = \frac{12,25}{V^{1/2}} \text{ Å}.$$

Значение $\frac{h}{mv}$ для электронов, находящихся в поле с разностью потенциалов в 54 V, есть

$$\frac{12,25}{54^{1/2}} \text{ Å} = 1,67 \text{ Å},$$

что близко совпадает с найденным из наших измерений значением $1,65 \text{ \AA}$. Для „65-вольтового“ электрона теоретическая длина волны есть $1,52 \text{ \AA}$, измеренная — $1,50 \text{ \AA}$.

В общем, мы произвели определение более чем двадцати электронных длин волн. Все эти значения приведены на рис. 14 в функции обратного значения корня квадратного

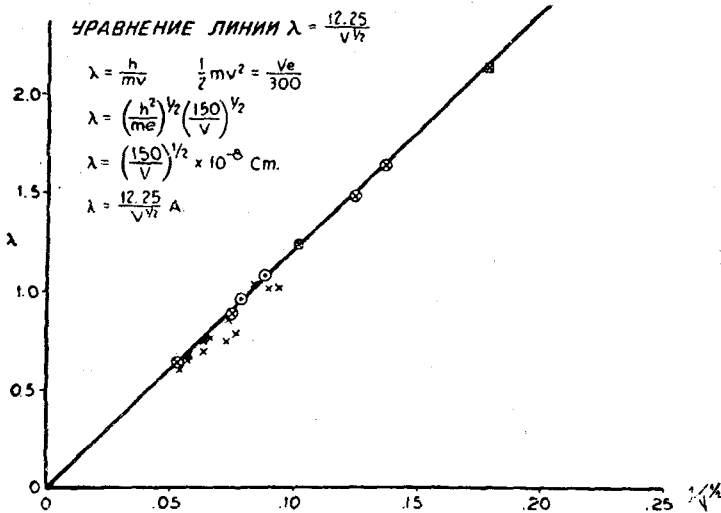


Рис. 14. Графическое сопоставление всех экспериментально найденных значений длины волны электрона с величинами, вычисленными из соотношения $\lambda = \frac{h}{mv}$.

из ускоряющего или бомбардирующего потенциала. Значения, которые мы имеем основания считать наиболее достоверными, помещены в кружки или квадратики. Прямая линия, проходящая через начало, есть график уравнения

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{V}}.$$

Если бы наблюдаемые значения длин волн точно совпадали с величинами $\frac{h}{mv}$, то все точки уложились бы на этой

прямой. Получающиеся отклонения не больше тех, которых нужно было бы ожидать в силу неточности измерений. Следовательно, можно сказать, что, в некоторых случаях поток электронов скорости v ведет себя как пучок волн длины волны $\frac{h}{mv}$, в соответствии с постулатами волновой механики.

Вернемся на несколько минут снова к правильно отраженному пучку.

Я уже указал, что если построить кривую интенсивности отраженного электронного пучка при угле падения в 10° как функции корня квадратного из бомбардирующего потенциала, то мы получим ряд максимумов на равноотстоящих друг от друга интервалах.

Вычислим, каково должно было бы быть положение этих максимумов, если бы показатель преломления никеля по отношению к электронам равнялся 1. Мы имеем:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{mv}{h} = \frac{V^{1/2}}{12,25} = n \frac{1}{2d \cos \theta}$$

(мы принимаем длину волны электрона равной $\frac{h}{mv} = \frac{12,25}{V^{1/2}}$

и затем пользуемся формулой Брэгга для нахождения тех значений $V^{1/2}$, при которых интенсивность отраженного пучка имеет максимум). Подставляя для d и θ из значения — $2,03 \text{ \AA}$ и 10° , находим:

$$V^{1/2} = n \cdot 3,06.$$

Это те значения $V^{1/2}$, при которых находились бы максимумы, если бы показатель преломления был равен 1. Они показаны на рис. 15.

Наблюдаемые максимумы лежат левее вычисленных, при чем это смещение уменьшается с увеличением порядка. Такого типа смещения нужно было бы ожидать, если бы показатель преломления никеля по отношению к электронам был

больше 1. Поэтому этими смещениями можно воспользоваться для определения показателя преломления. Более общая форма брэгговской формулы, применимая и к случаю μ , отличного от 1, имеет вид:

$$U^{1/2} = n \frac{12,25}{2d(\mu^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}$$

Применяя эту формулу к имеющимся данным, мы получаем значения показателя преломления для различных скоростей электронов, нанесенные на нижней диаграмме рис. 15. Зна-

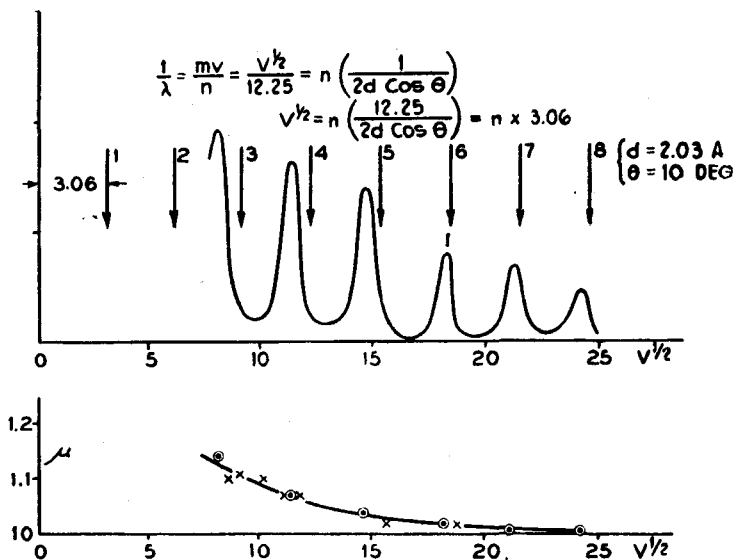


Рис. 15. Верхняя кривая показывает положения максимумов, вычисленных в предположении, что показатель преломления равен единице. Нижняя кривая изображает зависимость „показателя преломления“ никеля для электронов в зависимости от их скорости.

чения, отмеченные кружочками, взяты из наблюдений при угле падения в 10° , остальные значения взяты из других наблюдений.

Мы видим, что по мере роста скорости электронов показатель преломления приближается к 1. Таким образом при больших скоростях наблюдающееся чисто геометрическое различие в отражении и диффракции рентгеновских лучей,

с одной стороны, и электронов — с другой, исчезает. Справедливость такого заключения подтверждается опытами проф. Дж. П. Томсона в Эбердинском университете, изучавшего дифракцию пучков быстро-летающих электронов (от 15 000 до 60 000 V) от очень тонких металлических листков. Проф. Томсон обнаружил, что электроны таких скростей диффрагируются поликристаллическим металлом совершенно так же, как рентгеновские лучи в „методе порошков“, открытом Хеллем одновременно с Дебаем и Шеррером. Поперечное сечение прошедшего пучка состоит из центрального пятна, окруженного концентрическими кольцами. Эти кольца в точности совпадают с теми, которые наблюдались бы, если бы мы вместо электронов имели пучок рентгеновских лучей длины волны $\frac{h}{mv}$. Отсюда видно, что для таких быстрых электронов показатель преломления в металле близок к единице.

Волны ли электроны? На этот вопрос проще всего ответить, задав другой вопрос: волны ли рентгеновские лучи? Если они волны, то и электроны тоже волны. Но теперь мы далеко не так уверены, как раньше, в том, что рентгеновские лучи — волны. Комптоновский и фотоэлектрический эффекты проще всего поддаются описанию, если считать, что рентгеновские лучи в некотором смысле и частицы.

Все это несколько парадоксально и неясно. Оказывается, что в некоторых отношениях не только кролики — кошки, но и кошки — кролики.

Я не хочу, однако, сказать, что это неясно для всех. Существует много теоретиков, для которых это вовсе не неясно. В своей последней статье проф. Дарвин пишет по этому поводу:

„Центральным затруднением квантовой теории все время был конфликт между волнами и частицами. С одной стороны, мы имеем законы сохранения материи, энергии и т. д., которые говорят нам, что материя сохраняется, и наделяют каждую частицу энергии индивидуальностью, так что мы можем проследить ее историю. С другой стороны, мы имеем теоремы интерференции света, а теперь, если угодно, и мате-

рии, которые также определенно говорят нам, что те вещи, которые мы раньше считали частицами, должны расплываться, теряя при этом свою индивидуальность. Последняя работа Бора показывает, как можно, хотя бы в общих чертах, снять это противоречие. Эти два рода представлений не противоречат, а дополняют друг друга. Для проверки законов сохранения мы обязательно должны иметь замкнутую систему, а это исключает возможность наблюдения над тем, что делается внутри ее. Если же ничего не наблюдается, то можно сказать, что ничего и не происходит: система находится в стационарном состоянии вне времени и пространства, вне нашей интуиции. Если же мы захотим узнать, что в ней происходит, то нужно будет сделать отверстие в заключающем ее замкнутом сосуде и посмотреть, что произойдет. Но уже самым этим актом мы уничтожим законы сохранения и получим взамен их явления интерференции, которые повлекут за собой введение геометрии и связь с пространством и временем. Это, разумеется, несовершенное рассуждение показывает, что говоря о событиях, происходящих в пространстве и во времени, мы можем свободно пользоваться волновой теорией, не смущаясь затруднениями, связанными с законами сохранения, так как в действительности этих затруднений не существует“.

Как видите все это очень просто.
