

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

548 3-т-539.1

## ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА НЕКОТОРЫЕ АТОМНЫЕ И ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

*А. Ф. Тулинов*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросу взаимодействия быстрых частиц с монокристаллами посвящено значительное количество работ. На раннем этапе эти работы были связаны преимущественно с изучением катодного распыления различных веществ. В результате проведенных исследований был получен ряд важных результатов, наиболее интересным из которых, по-видимому, является открытие в 1954 г. Венером так называемых фокусированных столкновений<sup>1</sup>. К настоящему времени по этому поводу имеется достаточно обширная литература, которая, в частности, получила отражение в недавно опубликованной в журнале УФН обзорной статье<sup>2</sup>.

Значительно менее изученной, но в последнее время все более привлекающей внимание исследователей, является проблема влияния решетки на характер движения быстрых частиц в кристаллической среде. Уже первые исследования, проведенные в этом направлении, показали, что упорядоченное расположение атомов в решетке приводит к появлению ряда специфических явлений, не наблюдающихся при движении частиц в веществе, находящемся в аморфном или поликристаллическом состояниях. По характеру возникающих при этом закономерностей, а также по возможности их использования для различных физических приложений весь круг относящихся сюда проблем целесообразно разбить на две группы. К первой группе относятся вопросы, связанные с движением частиц, вводимых в кристаллический образец извне. Во вторую включены проблемы, относящиеся к частицам, возникающим в самом кристалле, в частности, вылетающим непосредственно из узлов решетки. Ниже эти группы вопросов рассматриваются раздельно, причем речь пойдет только о движении заряженных частиц.

### 2. ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ, ПАДАЮЩИХ НА МОНОКРИСТАЛЛ

Теоретическое рассмотрение характера движения тяжелых ионов относительно низких энергий (десятки кэВ) в твердом веществе привело ряд авторов<sup>3-4</sup> к выводу о том, что при падении пучка ионов на кристалл должен наблюдаться своеобразный эффект захвата частиц в каналы («channeling»). Суть этого эффекта заключается в следующем. Если частица впускается в канал (полость, ограниченная совокупностью соседних параллельных друг другу цепочек атомов кристалла) под достаточно

малым углом к его оси, она в течение относительно длительного времени будет двигаться вдоль канала, испытывая из-за электростатического взаимодействия с атомами попеременные отражения от его противоположных «стенок» (рис. 1). Поскольку описываемый эффект связывается с движением относительно тяжелых частиц ( $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$  и т. д.), их длина волны обычно мала по сравнению с постоянной решетки  $l$ , так что анализ многих явлений при этом можно проводить с использованием классических представлений. С их помощью удастся довольно легко выяснить условия, при которых должен наблюдаться описанный выше эффект. Важнейшим



Рис. 1. Схематичное изображение канала и траектории движущейся по каналу частицы (изображение траектории сильно сжато в горизонтальном направлении).

из этих условий является малость угла  $\varphi$ . Рассуждения, основанные на использовании классической траектории, позволяют получить величину предельного угла  $\varphi_{\max}$ <sup>5</sup>:

$$\varphi_{\max} = C \sqrt{\frac{b}{l}}, \quad (1)$$

где  $b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}$ ,  $Z_1 e$  и  $E$  — заряд и энергия движущейся частицы,  $Z_2 e$  — заряд ядра в решетке,  $C$  — константа, равная примерно 1,5. Выражение (1) получено для идеально жесткой решетки. Очевидно, учет колебаний ядер около положения равновесия приведет к некоторому уменьшению  $\varphi_{\max}$ . При  $\varphi > \varphi_{\max}$  частица покинет канал и характер ее движения не будет существенно отличаться от случая движения в аморфной среде.

В том случае, когда условия захвата частицы в канал выполняются, ее траектория в среднем располагается достаточно близко к оси канала. Эта «параксиальность» пучка захваченных частиц влечет за собой ряд следствий, важных для экспериментальных исследований деталей эффекта. Укажем на наиболее интересные из них.

а) Поскольку плотность электронов вблизи оси канала существенно ниже средней плотности электронов в образце, удельная потеря энергии частиц, движущихся в каналах, за счет электронных столкновений будет заметно снижена. Очевидно, у таких частиц должно наблюдаться значительное возрастание величины пробегов.

б) Электроны, относящиеся к различным атомным оболочкам внутри канала, располагаются своеобразными слоями. Так,  $K$ -электроны располагаются в периферийной области канала,  $L$ -электроны несколько ближе к оси канала и т. д. Очевидно, при определенной величине энергии  $E$  частицы, соответствующие различным значениям  $\varphi$ , отклоняясь от оси канала, будут проходить через различные оболочки. Это может найти отражение, в частности, в том, что зависимость выхода рентгеновских лучей от величины угла, скажем, для  $K$ -оболочки, будет отличаться от соответствующей зависимости для  $L$ -оболочки и т. д.

в) Поскольку захваченные в канал частицы движутся достаточно далеко от ядер, вероятность протекания реакций под действием таких частиц будет резко уменьшена.

К настоящему времени экспериментальной проверке подвергнуты все перечисленные группы фактов, причем во всех случаях получено их качественное подтверждение.

Рассмотрим некоторые примеры.

1) Уменьшение энергетических потерь. В работе<sup>6</sup> протонами с энергией 75 кэв облучалась тонкая монокристаллическая

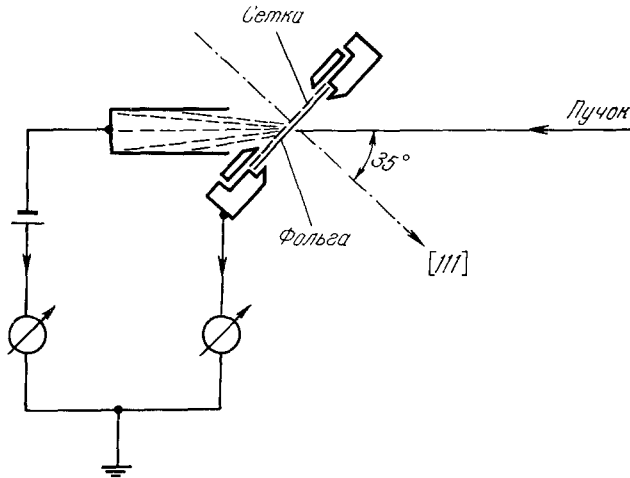


Рис. 2. Схема эксперимента по исследованию прохождения протонов с энергией 75 кэв через монокристалл Au.

пленка из золота, обладающего, как известно, кубической гранецентрированной решеткой. Измерялась зависимость количества проходящих через пленку протонов от направления падающего пучка по отношению

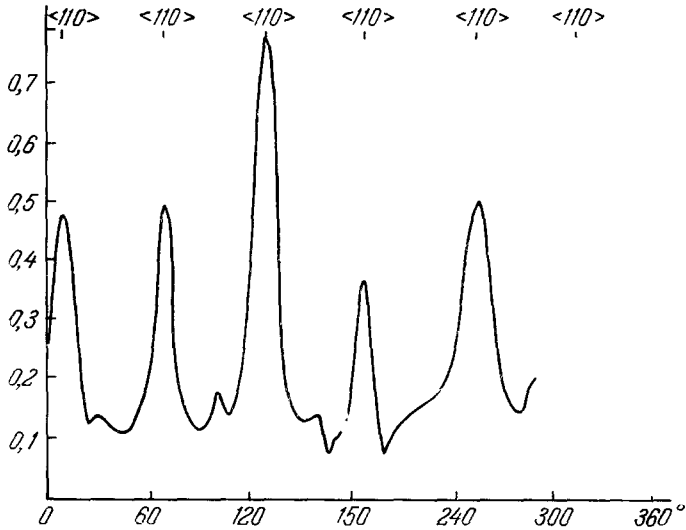


Рис. 3. Зависимость числа прошедших через монокристаллическую пленку Au протонов от азимутального угла поворота мишени вокруг оси [111].

Число протонов отложено по оси ординат в относительных единицах. Вверху указаны положения осей [110].

к кристаллографическим осям мишени (рис. 2). Мишень вращалась вокруг оси [111] таким образом, что с направлением падающих частиц попеременно совпадали различные оси [110]. Изображенная на рис. 3 зависимость показывает, что доля прошедших через мишень протонов резко

возрастает в тех случаях, когда направление падающего пучка совпадает с направлением оси [110]. Аналогичные опыты были проведены и для более энергичных протонов. Так, в работе<sup>7</sup> исследовалось влияние ориентации кристалла кремния на величину энергетических потерь протонов. Использовались протоны с энергией 3 Мэв. Кремниевый образец был достаточно тонким, так что через него проходили практически все частицы; при произвольной ориентации наблюдался лишь некоторый сдвиг соответствующей энергетической линии в сторону меньших

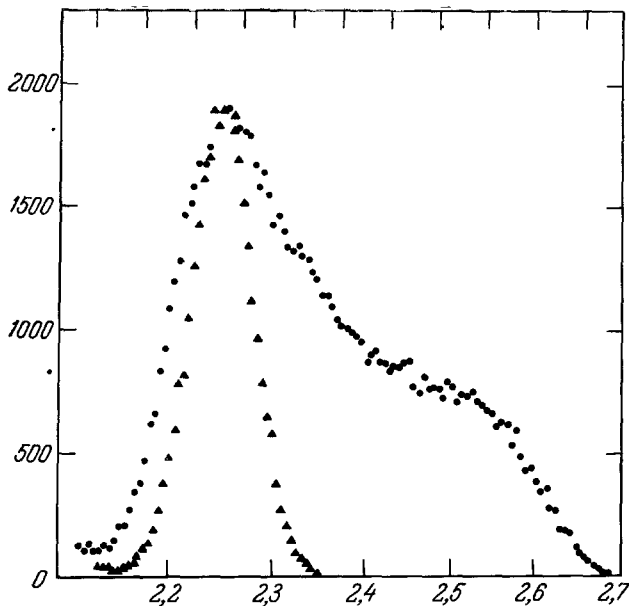


Рис. 4. Энергетические спектры протонов, прошедших через тонкую пластинку Si.

Первичная энергия протонов — 3 Мэв; ▲ — направление падающего пучка отличается от направления кристаллографических осей; ● — пучок падает в направлении оси [110].

энергий. В том случае, когда направление падающего пучка было совмещено с направлением кристаллографической оси (в данном случае оси [110]), наряду с этой линией появлялся высокоэнергичный хвост (рис. 4), указывающий на то, что протоны, захваченные в канал, испытывают меньшую потерю энергии по сравнению с остальными протонами.

Интересно отметить, что качественно такой же эффект наблюдался при движении частиц не только вдоль осей кристалла, но также вдоль его плоскостей<sup>8</sup>.

2) Выход характеристического рентгеновского излучения. В работе<sup>9</sup> протонами с энергией 75—115 кэв облучались образцы монокристаллов Al и Cu. Измерялся выход характеристических рентгеновских лучей, относящихся к K- и L-оболочкам, в зависимости от ориентации кристалла относительно направления падающего пучка. При совпадении оси [110] с этим направлением в обоих случаях выход квантов резко уменьшался, причем ширина полученных минимумов оказалась в согласии с простыми теоретическими оценками, выполненными на основе описанной в пункте б) схемы.

3) Уменьшение вероятности протекания ядерных реакций. Для экспериментального подтверждения указанного в пункте в) факта использовалась резонансная реакция ( $p, \gamma$ )

на монокристаллических образцах Al и Si<sup>10</sup>. Регистрировались  $\gamma$ -кванты, соответствующие образованию резонансных состояний в случае Al<sup>27</sup> при  $E_p = 405$  кэв и для Si<sup>29</sup> при  $E_p = 414$  кэв. Измерялась зависимость выхода  $\gamma$ -квантов от взаимной ориентации направлений падающего пучка и одной из кристаллографических осей. В качестве примера на рис. 5 приведена соответствующая зависимость, полученная для оси [110] на ядрах Al. Действительно, наблюдается резкое уменьшение выхода  $\gamma$ -квантов, свидетельствующее об уменьшении вероятности осуществления реакций при захвате протонов в каналы. Аналогичные, хотя и менее четко выраженные, результаты получены в реакции ( $p, n$ ) на ядрах Cu<sup>65</sup> (см. 11). В работе<sup>10</sup> получен еще один интересный результат. В опыте изменялась энергия падающих частиц. При этом, очевидно, реакция в силу ее резонансного характера осуществлялась на различных глубинах мишени. Оказалось при этом, что относительный выход  $\gamma$ -квантов в минимуме кривой (см. рис. 5) при увеличении глубины мишени заметно возрастает. Соответствующие данные приведены в табл. I.

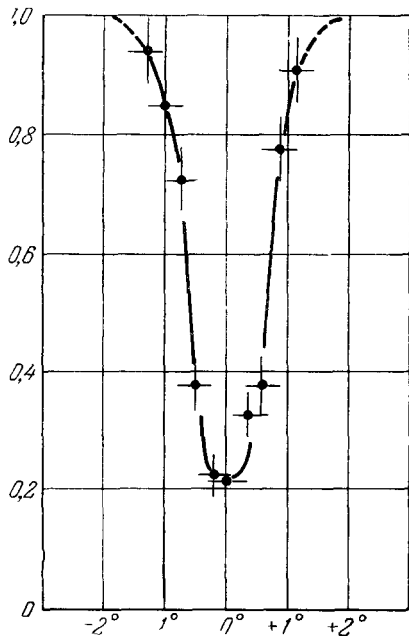


Рис. 5. Относительный выход  $\gamma$ -квантов в реакции ( $p, \gamma$ ) на монокристалле Al в зависимости от угла между осью [110] и направлением падающего пучка.

Угол 0° соответствует совпадению этих двух направлений.

Из этих данных можно сделать вывод о том, что доля частиц, захваченных в каналы, по мере их движения уменьшается, часть частиц из такого парааксиального пучка выбывает. Причины этого явления в настоящее время не изучены. В какой-то мере, по-видимому, это связано с колебаниями ядер решетки. Наличие таких колебаний приводит к заметной вероятности «внедрения» ядер в полость канала, что из-за уменьшения параметра столкновений вызывает отклонение частицы от оси канала на угол, превышающий  $\phi_{\max}$ . В этом отношении весьма

Таблица I

$E_p, \text{ кэв}$ . . . . .	410	420	435	465
Относительный выход при 0° . . . . .	0,21	0,25	0,38	0,60

интересным представляется осуществление описанных выше экспериментов при различных температурах кристалла. К настоящему времени такие эксперименты еще не выполнены.

### 3. ВЛИЯНИЕ РЕШЕТКИ НА ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ—ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

I. В том случае, когда заряженные частицы вылетают из узлов решетки (в частности, это могут быть продукты реакции или рассеяния на большие углы), возникает иная ситуация. Можно показать, что условия захвата таких частиц в каналы заведомо не выполняются; угол, под которым

пересекается ось канала, при этом слишком велик. Однако именно это обстоятельство приводит к появлению другого интересного эффекта, который можно назвать «эффектом теней»<sup>12-15</sup>. Идею этого эффекта можно понять из следующих рассуждений. Пусть частицы, падающие на монокристаллическую мишень, испытывают взаимодействие с ядрами, расположенными в узлах монокристалла. Заряженные продукты рассеяния или реакций будут разлетаться во все стороны, в том числе в направлениях, близких к направлениям кристаллографических осей. В этих последних случаях частицы будут испытывать дополнительное кулоновское рассеяние на ближайших ядрах, входящих в состав соответствующих цепочек.

Таким образом, для частиц, вылетающих из узлов решетки, направления, соответствующие кристаллографическим осям, будут закрыты; в этих направлениях будут наблюдаться своеобразные тени. Важно подчеркнуть, что в силу трансляционной симметрии кристаллической решетки данное кристаллографическое направление будет закрыто абсолютно, т. е. независимо от того, из каких углов вылетает частица — продукт рассеяния или реакции.

Вопрос о практической возможности наблюдения и использования для различных целей описанного эффекта связан с абсолютными значениями угловых размеров теней.

В работе<sup>13</sup> дана теоретическая оценка соответствующих величин для двух крайних случаев: в предположении абсолютно жесткой идеальной решетки и с помощью модели, описывающей ядра цепочки как совокупность трехмерных классических осцилляторов, которые колеблются друг относительно друга полностью независимо. Можно показать, что первая модель дает возможность оценить величину верхнего предела угловых размеров тени, вторую же удобно использовать для оценки среднего угла отклонения частиц цепочкой ядер.

Принимая в качестве потенциала взаимодействия частицы, вылетающей из узла решетки, с ядром, входящим в состав кристалла, выражение  $V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-r/a}$ , где  $a$  — известный параметр экранирования, для верхнего предела угловых размеров тени  $\psi$  получаем

$$\psi^2 = 2 \frac{b}{l} \left[ K_0 \left( \frac{\sqrt{bl}}{a} \right) + 2 \right], \quad (2)$$

где  $K_0(x)$  — цилиндрическая функция 3-го рода.

Для величины среднего угла  $\varphi$  отклонения частицы, испущенной из узла в направлении оси цепочки и многократно рассеянной на образующих эту цепочку ядрах, получаем

$$\varphi^2 = \left[ \frac{3}{2} \frac{l^2}{gl} \ln \frac{a}{b} \right]^{2/3} + 2 \frac{b}{l} K_0 \left( \frac{g}{a} \right). \quad (3)$$

Здесь принимается, что ядра колеблются с амплитудой  $g$ .

Для иллюстрации величин угловых размеров теней в табл. II приведены численные значения  $2\psi$  и  $2\varphi$  для энергий 1, 10 и 100 Мэв для легкого (Mg), среднего (Mo) и тяжелого (W) ядер (при комнатной температуре). Из приведенной таблицы видно, что при достаточно высоком угловом разрешении детектирующей системы эффект теней можно наблюдать.

Кратко опишем экспериментальное исследование описанного выше эффекта для случая упругого рассеяния протонов на ядрах вольфрама<sup>12, 13</sup>.

В качестве мишени использовался толстый (2 мм) образец монокристалла W. Угловое распределение протонов измерялось в окрестности оси [111], направление которой предварительно определялось

Таблица II

	1 Мэв		10 Мэв		100 Мэв	
	2ψ	2φ	2ψ	2φ	2ψ	2φ
Mg	1,8°	1,1°	1,0°	0,3°	0,3°	0,09°
Mo	4,2°	2,7°	1,5°	0,7°	0,5°	0,2°
W	4,6°	3,9°	1,7°	1,0°	0,6°	0,3°

с помощью рентгеновской методики. Измерения проводились на пучке протонов с энергией 3 Мэв, полученном на циклотроне НИИЯФ МГУ. Диаметр пучка в районе мишени составлял ~1 мм. Схема эксперимента изображена на рис. 6.

Протоны регистрировались полупроводниковым счетчиком. Для сравнения угловое распределение снималось также для поликристаллической мишени. Результаты измерений приведены на рис. 7. Светлые точки получены с поликристаллической мишенью, темные — с монокристаллом. По оси ординат отложено число импульсов, относящихся к высокоэнергичному концу сплошного спектра (порог составлял 80% от максимальной амплитуды сигнала). Как видно из рис. 7, расстояние между боковыми максимумами на кривой равно 4°. Для величины 2ψ с помощью соотношения (2) получаем ~3,3°. Экспериментальная полуширина оказывается равной ~2°; соответствующая этой полуширине величина 2φ при комнатной температуре в соответствии с выражением (3) также равна ~2°. Величина амплитуды колебаний ядер оценивалась при этом на основе дебаевской модели решеток. Таким образом, наблюдается неплохое согласие получаемых в опыте угловых размеров тени и соответствующих результатов простых теоретических оценок.

В работе <sup>16</sup> эффект теней был подвергнут дальнейшему экспериментальному изучению. В частности, было проведено исследование его зависимости от температуры кристалла. С этой целью мишень (тот же монокристалл вольфрама) охлаждалась до температуры жидкого азота ( $T \sim 80\%$ ). Соответствующие кривые приведены на рис. 8. Видно, что при понижении температуры эффект усиливается, соответствующий минимум становится глубже и шире. Причины такого уширения могут быть легко поняты на основе осцилляторной модели; более того, использование соотношения (3) дает для  $T \sim 80^\circ \text{K}$  величину, разумно согласующуюся с экспериментальной.

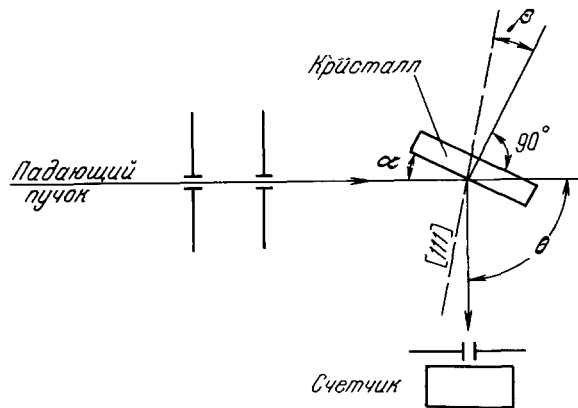


Рис. 6. Схема эксперимента по исследованию эффекта теней на монокристалле W ( $\alpha = 30^\circ$ ,  $\beta = 15^\circ$ ,  $E_p = 3-6 \text{ Мэв}$ ).

Было проведено также изучение зависимости параметров тени от энергии падающих протонов. При этом оказалось, что при увеличении  $E_p$  до 6 Мэв ширина тени уменьшалась практически в полном соответствии с тем, что дают соотношения (2) и (3).

Вопрос о глубине минимума в настоящее время до конца не ясен, однако некоторые экспериментальные факты в этом направлении получены<sup>16</sup>. Так, с помощью многоканального анализатора типа АИ-100 в различных точках тени снимались энергетические спектры вылетающих из кристалла протонов. Очевидно, в силу большой толщины кристалла

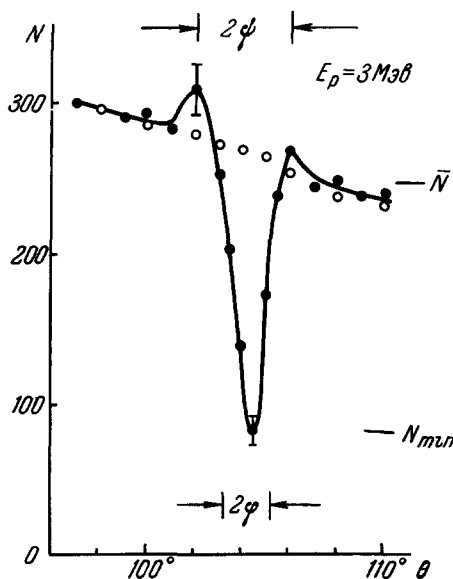


Рис. 7. Зависимость числа протонов, рассеянных монокристаллом  $W$ , от угла  $\theta$  (см. рис. 6).

Кристаллографическая ось [111] предварительно устанавливалась под углом  $\theta \approx 105^\circ$ .  
● — Монокристаллическая мишень; ○ — поликристаллическая мишень.

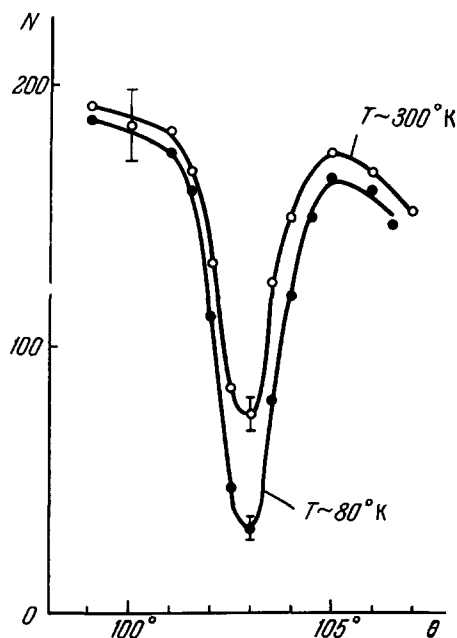


Рис. 8. Зависимость числа протонов, рассеянных на монокристалле  $W$  в окрестности оси [111], от угла при комнатной температуре ( $T \sim 300^\circ \text{K}$ ) и температуре жидкого азота ( $T \sim 80^\circ \text{K}$ ).

спектры при всех углах были непрерывными, однако характер их поведения при разных углах несколько различался. Поскольку различные энергетические участки спектров соответствовали различным глубинам расположения соответствующих рассеивающих центров, можно было проследить, как изменяется форма тени при рассеянии протонов на разных глубинах кристалла. Оказалось, что по мере возрастания глубины ширина тени несколько возрастала, а относительная глубина минимума заметно падала. На рис. 9 изображена относительная интенсивность рассеянных протонов в центре минимума в зависимости от их энергии, иначе говоря, от глубины рассеивающего слоя. Из хода кривых, полученных как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота, видно, что наиболее глубокий минимум соответствует рассеянию протонов на ядрах, расположенных достаточно близко от поверхности мишени. Уменьшение глубины минимума при возрастании глубины рассеивающего слоя напоминает описанную выше ситуацию с уменьшением доли частиц, захваченных в каналы по мере увеличения глубины их проникновения в кристалл.



Возможно, что причины этих двух явлений общие. Как уже говорилось, одной из них может быть наличие колебаний ядер в решетке. Применительно к эффекту теней эти колебания, в частности, могут проявляться в том, что при прохождении достаточно толстого слоя вещества частица имеет заметную вероятность столкновения с ядрами, вышедшими из цепочек в направлении осей каналов. Легко видеть, что рассеяние на таких ядрах может создать условия, при которых частицы будут захватываться в канал, что и приведет к частичному заполнению минимума. Температурный ход изображенных на рис. 9 кривых не противоречит такой картине.

Легко видеть, что описанные выше эффект захвата в каналы и эффект теней имеют ряд общих моментов.

Вместе с тем между ними имеется и существенное различие. Чтобы подчеркнуть это различие, обратим внимание на два момента: а) Минимум, изображенный на рис. 5, приводит к реальному уменьшению полного выхода продуктов реакции; в случае же рис. 7 полный выход продуктов рассеяния останется неизменным. Происходит лишь перераспределение направлений вылета частиц-продуктов из мишени. б) Для захвата частиц в каналы решающим моментом является многократность рассеяния частиц на ядрах цепочек. Именно, большое число практически тождественных однократных столкновений создают необходимые условия для длительного удержания частицы в канале. Легко видеть, что в случае эффекта теней участие большого числа ядер цепочки не обязательно. В принципе для каждого рассеивающего центра тень может быть создана всего одним соседним ядром.

Эффект теней в том виде, как он описан выше, по всей видимости, предоставляет интересные возможности его использования в различных физических исследованиях. Остановимся на некоторых из них.

а) Определение времени протекания ядерных реакций<sup>12, 13</sup>. Как известно, одной из основных трудностей, возникающих при изучении ядерных реакций, в настоящее время является отсутствие экспериментальных методов, позволяющих разделять механизмы реакций. Как правило, в опытах проявляется одновременно несколько механизмов, что затрудняет возможность их теоретического рассмотрения. В качестве примера можно указать на тот факт, что прямые реакции обычно идут в сопровождении процесса, связанного с образованием составного ядра, и хотя время протекания таких процессов существенно различное (для прямых реакций  $\tau \sim 10^{-22}$  сек, для составного ядра  $\tau \sim 10^{-16} - 10^{-20}$  сек), отсутствие методов измерения временных интервалов столь малой длительности не дает возможности воспользоваться этим различием.

Эффект теней, в принципе, по-видимому, дает возможность производить экспериментальную оценку таких малых временных интервалов.

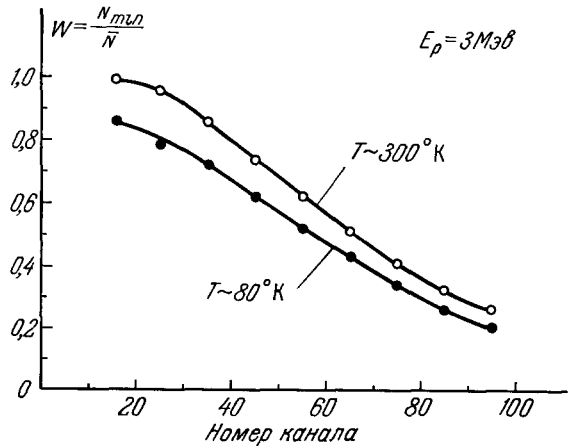


Рис. 9. Зависимость отношения  $W = N_{\min}/\bar{N}$  от номера канала анализатора (смысл  $N_{\min}$  и  $\bar{N}$  виден на рис. 7).

Идея метода весьма проста. Если время протекания реакции достаточно мало, составная система в момент испускания частицы-продукта будет находиться внутри области, определяемой тепловыми колебаниями ядер решетки, и эффект будет наблюдаться. В частности, такой случай мы имеем при резерфордском рассеянии заряженных частиц на ядрах, расположенных в узлах кристалла. Если же за время своей жизни  $\tau$  составная система под действием импульса, переданного ей падающей частицей, успевает переместиться на расстояние, большее амплитуды колебания ядер, эффект расстроится, соответствующая тень исчезнет. Поскольку амплитуда относительных колебаний ядер имеет порядок величины  $\sim 10^{-9} - 10^{-11}$  см, а скорость составной системы  $\sim 10^7 - 10^9$  см/сек, метод может быть чувствительным к значениям  $\tau$  в диапазоне  $10^{-16} - 10^{-20}$  сек.

б) Исследование некоторых свойств кристаллов. Модель жесткой решетки и модель независимых осцилляторов, т. е. полного отсутствия корреляций в движении ядер, соответствует крайнему упрощению реальной ситуации. В действительности движения ядер в значительной степени коррелированы, причем степень и характер корреляций определяются деталями фононных спектров. Известно, что исследование этих вопросов в настоящее время связано с определенными экспериментальными трудностями. По-видимому, эффект теней открывает в этом смысле дополнительные возможности. Можно показать, что форма тени существенным образом зависит от характера корреляций в движении ядер. Весьма четкое различие в форме тени будет, например, для акустических и оптических колебаний решетки, в связи с чем, в принципе, возможны измерения относительных интенсивностей соответствующих ветвей спектров.

Ряд интересных данных, связанных с эффектом теней, можно получить не только при изучении ядерных реакций, но и при исследовании  $\alpha$ -распада ядер, введенных в кристаллическую решетку. Соответствующая анизотропия  $\alpha$ -частиц была описана в работе <sup>17</sup>.

II. Проведенное выше рассмотрение относилось к изолированной тени, связанной с какой-то одной кристаллографической осью. В действительности же имеется большое количество таких осей, в связи с чем общая картина углового распределения, скажем, упруго рассеянных частиц, должна содержать множество теней. Угловые размеры теней зависят от расстояний между соседними ядрами в соответствующей цепочке, поэтому наиболее отчетливо будут проявляться тени, связанные с кристаллографическими направлениями низких индексов. По мере возрастания порядка индексов тени должны сужаться. Совокупности большого числа осей сравнительно высоких индексов, очевидно, дадут сливающиеся тени, которые в опыте будут восприниматься как сплошные линии теней. Для наблюдения такой картины, относящейся к широкому диапазону углов, была использована методика фотопластинок. Измерения проводились на каскадном ускорителе в области энергий протонов 200—500 кэв<sup>8</sup>. Мишенью по-прежнему служил толстый образец монокристалла вольфрама. Пучок протонов в области мишени имел диаметр 0,3 мм. Фотопластинка устанавливалась перпендикулярно к кристаллографической оси [100], которая в свою очередь составляла угол 90° по отношению к направлению падающего пучка. Для того чтобы фотопластинка регистрировала только часть протонов, относящихся к высокоэнергичному концу сплошного спектра, непосредственно перед ней в качестве фильтра располагалась органическая пленка. На рис. 10 приведен снимок, полученный при  $E_p = 200$  кэв. На снимке отчетливо видны тени, соответствующие цепочкам относительно низких индексов, а также линии, о которых шла

речь выше. Для сравнения на рис. 11 изображена схема расположения предполагаемых теней в виде точек и линий, построенных на основе чисто геометрического рассмотрения кубической объемноцентрированной решетки. Диаметр и толщина линий примерно соответствуют «густоте заселенности» соответствующих направлений и плоскостей ядрами. Для некоторых направлений указаны соответствующие индексы. Очень хорошее согласие между экспериментальной и «теоретической» схемами позволяет утверждать, что мы имеем дело с новым эффективным методом изучения структуры кристаллов. В отличие от широко используемых в настоящее время методов рентгено- и электронографии, в формировании точек и линий (см. рис. 10) волновые процессы практически не участвуют, все определяется лишь кулоновским взаимодействием частиц с ядрами. Это приводит к тому, что в данном случае не возникают ограничения на разрешающую способность метода, аналогичные тем, которые вызываются дифракционным размытием пятен. Кроме того, интерпретация получаемых результатов здесь крайне проста. Линии, изображенные на рис. 10 и 11, суть просто линии пересечения кристаллографических плоскостей с плоскостью фотопластинки.

Помимо опытов с вольфрамом были проведены также исследования с рядом других веществ. На рис. 12 и 13 приведены снимки, полученные с монокристаллами молибдена и кремния (в последнем случае ориентация была произвольной).

Обращает на себя внимание тот факт, что на снимках проявляются весьма тонкие линии; по-видимому, толщина их определяется исключительно размерами пучка. Достаточная четкость в изображении столь тонких линий дает возможность использовать описываемое явление для ориентирования кристаллов с высокой точностью. В связи с упомянутой выше возможностью изучения по форме теней деталей фоновых спектров, представляет интерес вопрос, в какой мере тень, соответствующая определенной кристаллографической оси, изолирована; не усложняется ли она наличием тонкой структуры, связанной с наложением на нее теней, относящихся к осям высоких индексов? Приведенные на рис. 10, 12 и 13 изображения теней на этот вопрос прямого ответа дать не могут, поскольку регистрируемые частицы на всех этих снимках относились к весьма широкой области энергетического спектра; следовательно, на форме теней сказывались последствия прохождения частицами достаточно толстых слоев вещества (от рассеивающих центров до поверхности мишени). Этот последний процесс, очевидно, сглаживает

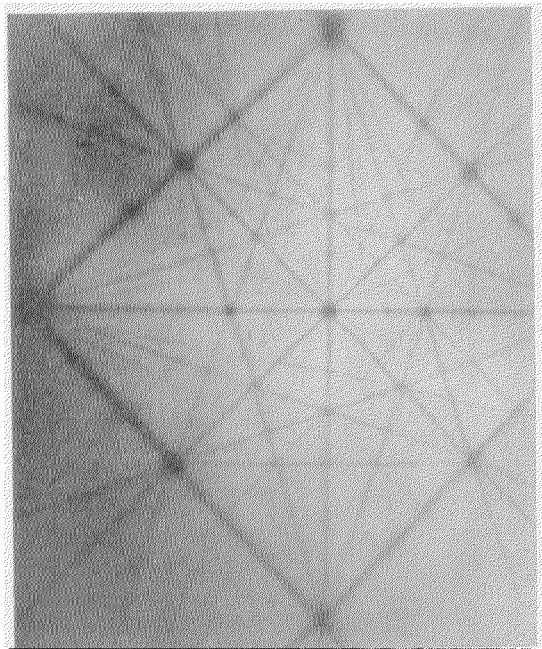


Рис. 10. Изображение совокупности теней от кристаллографических плоскостей  $W$  при упругом рассеянии протонов с энергией 200  $kэв$  на монокристалле  $W$ .

Пятно в центре является тенью, созданной совокупностью цепочек, выстроенных в направлении  $[100]$ . Фотопластинка устанавливалась нормально к этой оси.

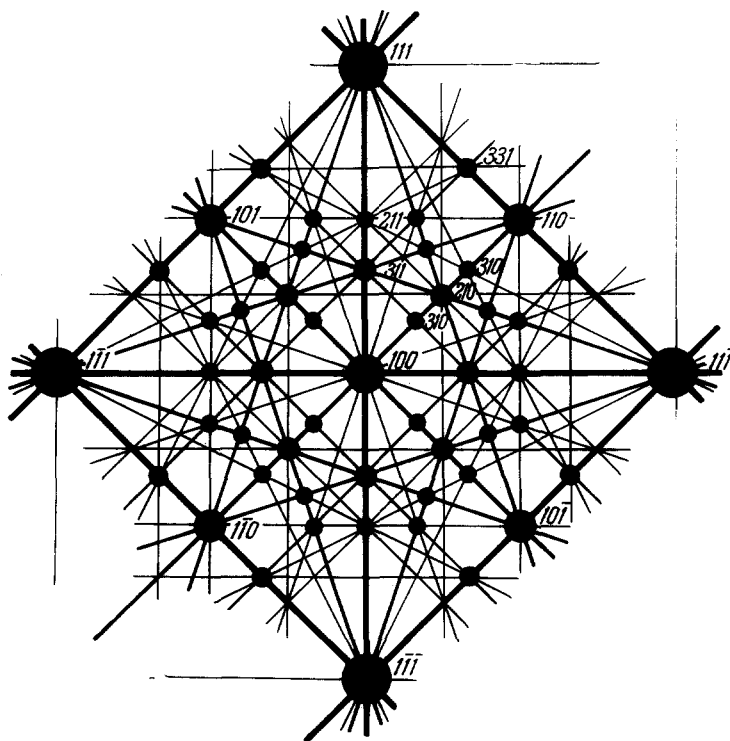


Рис. 11. Геометрическая схема, построенная на основе рассмотрения кубической объемноцентрированной решетки.

Линии — следы кристаллографических плоскостей на плоскости, параллельной оси  $[100]$ . Пятна — точки пересечения кристаллографических осей относительно низких индексов с той же плоскостью. Размеры пятен и толщина линий примерно соответствуют «заселенности» соответствующих осей и плоскостей.

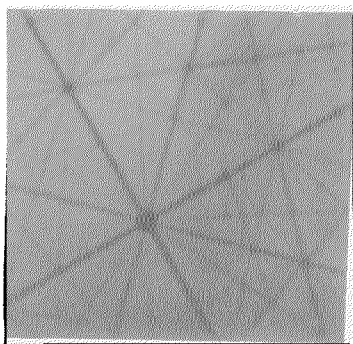


Рис. 12. Изображение совокупности теней, полученное для монокристалла молибдена при  $E_p = 500$  кэв; области с различным почернением соответствуют различным длительностям экспозиции; в центре видна тень от оси 4-го порядка  $[100]$ .

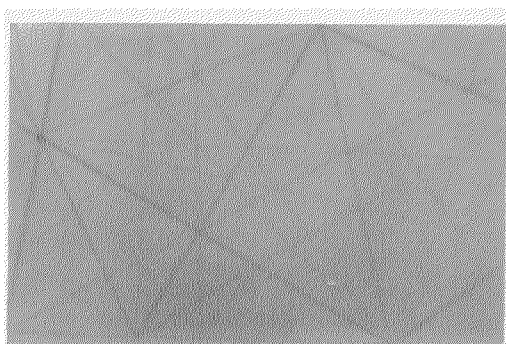


Рис. 13. Изображение совокупности теней, полученных при рассеянии протонов с энергией 500 кэв на монокристалле кремния при случайной его ориентации.

изображения линий. В случае снимков, полученных без поглотителя перед фотопластинкой, микрофотометрирование показывает высокую степень однородности линий тени. Вместе с тем по мере увеличения толщины поглотителя, т. е. уменьшения эффективного пробега рассеянных частиц в веществе, все более проявляется рельефная структура линий. При толщине поглотителя, обеспечивающем порог дискриминации 70% от величины энергии в падающем пучке, получается картина, изображенная на рис. 14. Более детальные исследования, проведенные при энергиях 3—6  $Mэв$ <sup>19</sup>, позволяют сделать вывод о том, что тень, соответствующую оси [111] при рассеянии протонов на сравнительно малой глубине кристалла, практически можно считать изолированной от проявляющихся теней, соответствующих осям высоких индексов.

Характер изображенных на рис. 10, 12 и 13 линий говорит о том, что при некоторых условиях совокупность ядер, входящих в состав одной плоскости, можно рассматривать как единую рассеивающую систему. В связи с этим уместно указать еще на одно явление, которое

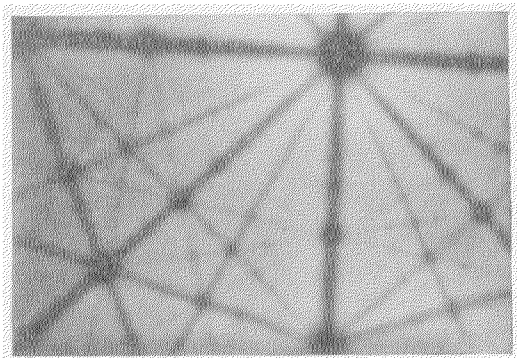


Рис. 14. То же изображение, что и на рис. 10, полученное, однако, при увеличенном расстоянии от мишени до фотопластинки и при наличии фильтра перед пластинкой, поглощающего все протоны, энергия которых не превосходит 150  $кэв$ .

должно наблюдаться при взаимодействии быстрых положительно заряженных частиц с монокристаллами. Если поверхность образца совпадает с одной из кристаллографических плоскостей, то при падении под достаточно малым углом к такой поверхности хорошо коллимированного пучка частиц должно наблюдаться полное отражение пучка от поверхностного слоя, как света от зеркала, при сохранении его моноэнергетичности. Очевидно, здесь будет действовать тот же механизм одностороннего многократного рассеяния, что и в случае эффекта захвата частиц в каналы. Однако при этом появляются некоторые новые моменты. В частности, из-за спин-орбитального взаимодействия протона с кулоновским полем ядер и многократного усиления этого эффекта за счет тождественности последовательных актов столкновений узкий пучок отраженных протонов, в принципе, должен расщепиться на компоненты, соответствующие различным спиновым состояниям. Это явление, видимо, представляет интерес с точки зрения получения пучков поляризованных частиц.

\* \* \*

Описанные выше вопросы, естественно, охватывают лишь часть проблем, связанных с взаимодействием быстрых частиц с монокристаллами. Работы в этой области интенсивно развиваются в целом ряде лабораторий, причем развитие исследований идет в различных направлениях. Так, в частности, недавно были опубликованы результаты весьма интересных исследований  $\beta$ -распада ядер, введенных в состав монокристалла<sup>20</sup>. Следует специально подчеркнуть большую важность исследований, связанных с прохождением быстрых электронов через монокристаллы. В ряде работ теоретически было показано, что электрон,

взаимодействуя с периодическим полем решетки, ведет себя как движущийся диполь, который может испускать квазимонохроматические линии тормозных  $\gamma$ -квантов. Такого типа излучение было недавно обнаружено при высоких энергиях ( $E_p \sim 1$  Бэв) во Фраскати<sup>21</sup> и при сравнительно низких энергиях ( $E_p \sim 30-80$  кэв) в Ленинградском политехническом институте<sup>22</sup>. Этот вопрос заслуживает того, чтобы ему посвятить отдельную обзорную статью.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Wehner, J. Appl. Phys. **25**, 270 (1954).
2. Р. И. Гарбер и А. И. Федоренко, УФН **83**, 385 (1964).
3. M. P. Robinson and O. S. Oen, Phys. Rev. **132**, 2385 (1963).
4. Ch. Lehmann and G. Leibfried, J. Appl. Phys. **34**, 2821 (1963).
5. J. Lindhard, Phys. Letts. **12**, 126 (1964).
6. R. S. Nelson and M. W. Thompson, Phil. Mag. **8**, 94, 1077 (1963).
7. C. Erginsoy and U. E. Wegner, Phys. Rev. Letts. **13**, 530 (1964).
8. W. M. Gibson, C. Erginsoy, H. E. Wegner, B. R. Appleton, Phys. Rev. Letts. **15** (8), 357 (1965).
9. W. Brandt, J. M. Khan, D. L. Potter, K. O. Werbey, U. P. Smith, Phys. Rev. Letts. **14**, 42 (1965).
10. E. Vøgh, J. A. Davies and K. O. Nielson, Phys. Letts. **12**, 129 (1964).
11. M. W. Thompson, Phys. Rev. Letts. **13**, 765 (1964).
12. А. Ф. Тулинов, Доклад на XV ежегодном совещании по ядерной спектроскопии (Минск, январь 1965)—см. Тезисы, М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 149
13. А. Ф. Тулинов, ДАН СССР, **162** (3), 546 (1965).
14. D. S. Gemell and R. E. Holland, Phys. Rev. Letts. **14** (23), 945 (1965).
15. C. Erginsoy, Phys. Rev. Letts. **15** (8), 360 (1965).
16. A. F. Tulinov, V. S. Kulikauskas, M. M. Malov, Phys. Letts. **18** (3), 304 (1965).
17. B. Domeij and K. Björkqvist, Phys. Letts. **14**, 127 (1965).
18. А. Ф. Тулинов, Б. Г. Ахметова, Л. А. Пузанов, А. А. Бедняков, ЖЭТФ (письма) **2** (1), 48 (1965).
19. А. Ф. Тулинов, Г. А. Иферов, В. С. Куликаускас, Б. Г. Ахметова, ЖЭТФ (письма) **3**, (1965).
20. G. Astner, I. Bergström, B. Domeij, L. Eriksson and A. Persson, Phys. Letts. **14**, 308 (1965).
21. G. Barbiellini, G. Bobogna, G. Diambrini and G. P. Murtas, Phys. Rev. Letts. **8**, 454 (1952).
22. Ю. С. Коробочко, В. Ф. Космар, В. И. Минаев, ЖЭТФ **48**, 1248 (1965).