

А. Ф. ТУЛИНОВ

ЭФФЕКТ ТЕНЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С МОНОКРИСТАЛЛАМИ

В настоящее время наблюдается весьма интенсивный процесс установления связей между ядерной физикой и физикой твердого тела. Общеизвестны фундаментальные результаты, достигнутые в этом плане, при использовании медленных нейтронов, а после открытия эффекта Моссбауэра также и относительно мягких γ -квантов. На этом фоне область ядерной физики, имеющая дело с быстрыми тяжелыми заряженными частицами (протонами, дейтронами, α -частицами и т. д.), до последнего времени занимала особое положение. Изучение как сугубо ядерных процессов с участием заряженных частиц, так и прохождения этих частиц через вещество, производилось фактически без учета структуры и состояния среды. По-видимому, важную роль в этом сыграл тот факт, что зависимость характера движения частиц от относительного расположения рассеивающих центров до последнего времени связывалась исключительно с явлением дифракции; в случае же быстрых тяжелых частиц из-за малости длины волны она практически не проявляется.

В последнее время, однако, было показано, что существуют явления, благодаря которым характер движения частиц при определенных условиях оказывается чувствительным к структуре вещества и в отсутствие дифракции. Наиболее ярко эта зависимость проявляется в двух эффектах: эффекте «каналирования» и эффекте теней.

Эффект каналирования был обнаружен несколько лет тому назад в связи с изучением прохождения заряженных частиц через монокристаллический образец [1]. Оказалось, что при движении заряженных частиц вдоль каналов решетки возникает ряд явлений, наиболее интересными из которых являются возрастание пробега частиц падающего пучка и существенное уменьшение выхода продуктов ядерных реакций [2]. В настоящее время исследование эффекта каналирования проводится во многих лабораториях различных стран. При этом изучаются как различные аспекты самого явления, так и его возможные приложения.

Если эффект каналирования в более или менее чистом виде может наблюдаться только при внешнем впуске частиц в монокристалл, то второй эффект, о котором пойдет речь ниже, — эффект теней, суще-

ственным образом связан с расположением источников частиц внутри кристалла, точнее, в его узлах.

Положительно заряженные частицы, вылетающие из узлов в направлениях осей и плоскостей кристалла, кулоновским полем ближайших ядер отклоняются от этих направлений. В результате — в угловых распределениях частиц возникают тени, т. е. области с резко пониженной интенсивностью частиц. Важно отметить, что наличие трансляционной симметрии кристалла приводит к своеобразной когерентности эффекта, в результате которой характер расположения теней оказывается однозначно связанным со структурой кристаллической решетки.

Эффект теней был обнаружен автором [3] и несколько позже Геммелем и Холландом [4] (США) при исследовании ядерных реакций на монокристаллах. Шведские физики Домейи и Бьорквист наблюдали его при изучении α -распада тяжелых ядер, введенных в состав монокристалла [5].

В течение 1964—1966 гг. в НИИЯФ МГУ был выполнен цикл работ, посвященных изучению самого явления, связи эффекта теней с эффектом каналирования, а также разработке метода определения времени протекания ядерных реакций с использованием эффекта теней. Основные результаты этих исследований кратко изложены в настоящей статье.

§ 1. Обнаружение эффекта теней

Первый эксперимент по обнаружению тени в направлении оси кристалла был выполнен на циклотроне при энергии падающих протонов ~ 3 Мэв [3, 6]. Схема эксперимента изображена на рис. 1.

В качестве мишени использовался монокристалл вольфрама. С помощью рентгеновской методики кристалл ориентировался так, что его наиболее плотно упакованная ось [111] располагалась в плоскости реакции под углом 105° к направлению падающего пучка. Упруго рассеянные протоны регистрировались полупроводниковым счетчиком. Результаты измерения углового распределения рассеянных протонов изображены на рис. 2 сплошной кривой. Светлыми точками помечено угловое распределение, полученное с поликристаллической мишенью. Из рисунка видно, что в направлении оси [111] проявляется глубокий минимум. На том же рисунке пунктиром изображено теоретическое угловое распределение, полученное в предположении, что протоны с энергией 3 Мэв, испущенные из узла решетки, рассеиваются кулоновским полем неподвижного соседнего ядра. Хотя форма тени, полученная с помощью такой простой модели, существенно отличается от экспериментальной, ее ширина находится в качественном согласии с результатами эксперимента.

Обнаружение тени в направлении выделенной кристаллографической оси позволило поставить вопрос о наблюдении общей картины анизотропии угловых распределений частиц, рассеянных на монокристалле в большой телесный угол. Соответствующий эксперимент был поставлен на каскадном ускорителе при энергии падающих частиц 500 Кэв [7]. В качестве детектора частиц на этот раз использовались фотопластинки. Схема эксперимента изображена на рис. 3. Было получено большое количество так называемых протонограмм, относящихся к различным кристаллам. В качестве примера на рис. 4 изображена протонограмма молибдена. На протонограмме выделяются пятна и линии, представляющие собой тени соответственно в направлениях осей и плоскостей кристалла. Обращает на себя внимание крайняя простота

расшифровки протонограммы. Легко видеть, что центральное пятно соответствует оси [100] решетки; линии, проходящие через это пятно, суть следы плоскостей (110), (100) и т. д.

Методика фотопластинок не является единственно возможной для наблюдения протонограмм. В процессе выполнения настоящей работы широко использовалось визуальное наблюдение системы теней на флуо-

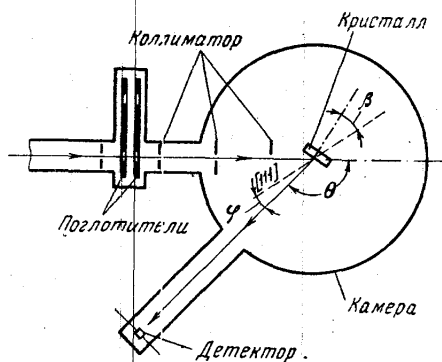


Рис. 1

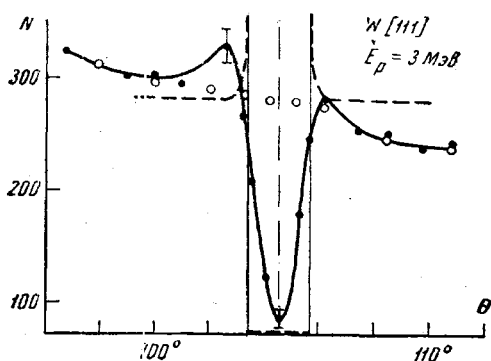


Рис. 2

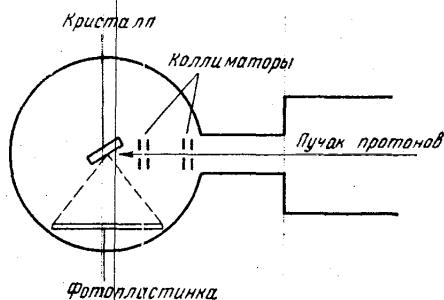


Рис. 3

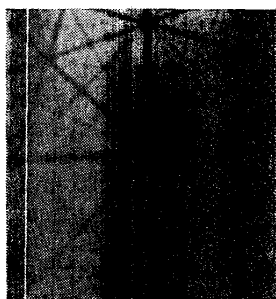


Рис. 4

ресцирующих экранах. Для экспрессного ориентирования кристаллов эта методика является весьма перспективной.

Простая связь системы теней на протонограмме со структурой кристаллической решетки позволяет утверждать, что эффект теней может служить основой для создания нового метода изучения структуры кристаллов — протонографии, который по своим физическим принципам существенно отличается от широко распространенных в настоящее время методов, использующих явление дифракции. Однако для реализации возникающих здесь возможностей необходимо предварительное исследование многих сторон явления, в частности, изучение зависимости эффекта от различных факторов.

§ 2. Зависимость эффекта теней от различных факторов

Эффект теней, очевидно, зависит от многих параметров, в частности, от плотности упаковки осей и плоскостей кристалла, заряда ядер, входящих в состав монокристалла, заряда частицы — продукта рассеяния, энергии падающих частиц, температуры мишени. Изучение характера этой зависимости проводилось в работах [6, 8—14].

Для исследования влияния на эффект указанных выше факторов необходимо разумным образом подобрать параметры, характеризующие интенсивность и форму теней. По ряду причин в качестве таких параметров удобно использовать величины $\gamma_{0,85}$, $\gamma_{0,5}$ и δ (см. рис. 5).

Измерение формы теней производилось с помощью двух методов: путем подсчета отдельных частиц полупроводниковым счетчиком (с выделением верхней части энергетического спектра) и методом фотопластинок (фотометрирование области тени и пересчет плотности почернения в интенсивность частиц с использованием соответствующих денситометрических характеристик). Было показано, что оба метода дают примерно согласующиеся результаты.

Полученная зависимость некоторых из указанных выше параметров от различных факторов для осевых и линейных теней, возникающих при рассеянии протонов на монокристаллах, приведена в таблице.

Осевые тени

Параметры формы тени	Расстояние между соседними ядрами в цепочке (l) 3—12 Å	Заряд ядер, входящих в состав монокристалла (z) 14—74	Энергия падающих частиц E 200 Кэв—6 Мэв
$\gamma_{0,85}$	$l^{-1/2}$	$z^{1/2}$	$E^{-1/2}$
δ	$l^{2/3}$	$z^{-2/3}$	$E^{2/3}$

Линейные тени

Параметры формы тени	Плотность упаковки плоскости (n) (0,6—1,5) · 10 ¹⁵	z 14—74	E 200—500 Кэв
$\gamma_{0,5}$	$n^{2/3}$	$z^{1/3}$	$E^{-1/3}$
δ	$1 - An^2$	$z^{-1/3}$	$E^{1/3}$

В таблице даны степенные функции, с помощью которых можно приближенно аппроксимировать экспериментальные кривые.

Следует сделать замечание об энергетической зависимости эффекта теней. При уменьшении энергии падающих частиц тени существенно расширяются. Этот факт качественно можно проиллюстрировать с помощью рис. 6, на котором изображен участок протонограммы Mo, полученной при энергиях 10, 45, 200, 500 Кэв. Однако количественно данные, полученные в области 10—45 Кэв, резко выпадают из общих закономерностей, указанных в таблице. Это, в частности, отчетливо проявляется на графике (см. рис. 7) зависимости ширины тени $\gamma_{0,85}$ от комбинации параметров $\sqrt{\frac{z}{El}}$, составленной с помощью таблицы. Из

графика видно, что большинство точек, полученных при варьировании параметров z , E , l в широких пределах, группируется вблизи прямой $\gamma_{0,85} \sim \sqrt{\frac{z}{El}}$. Вдали от прямой оказываются лишь точки, полученные при значениях энергии 15 и 40 Кэв.

Факт группирования основной массы точек около прямой $\gamma_{0,85} \sim \sqrt{\frac{z}{EI}}$ не является случайным. Если рассчитать ширину тени на основе упомянутой выше модели рассеяния частиц на одном закрепленном ядре, то эта ширина, деленная из соображений размерности на заряд электрона, оказывается равной $4\sqrt{\frac{z}{EI}}$. То обстоятельство, что все точки практически лежат несколько ниже прямой, качественно можно объяснить влиянием частичного экранирования поля ядра электронной

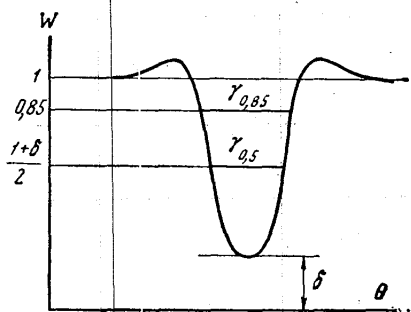


Рис. 5

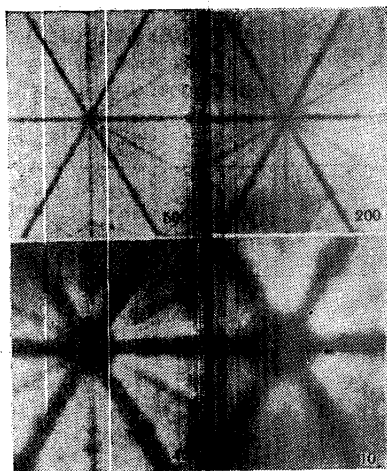


Рис. 6

оболочкой. Выпадение результатов, полученных при 15 и 40 Кэв, можно понять, поскольку протоны при таких низких энергиях испытывают интенсивную перезарядку в веществе, что наряду с обычной экранировкой приводит к резкому отличию потенциала их взаимодействия с атомами среды от кулоновского.

Весьма интересной является зависимость эффекта от температуры. Исследования, проведенные в диапазоне температур от 80 до 900° К показали, что чувствительность линейных и осевых теней к температуре различна. Если глубина и ширина осевых теней с ростом температуры заметно уменьшается, то линейные тени с температурой изменяются относительно слабо.

В качестве примера на рис. 8 изображена зависимость глубины тени от температуры для осевой и линейной тени, полученной с кристаллом W. Если величина delta для осевой тени в используемом диапазоне температур изменяется почти в 3 раза, то для линейной тени изменение едва достигает нескольких процентов.

§ 3. Некоторые вопросы теории эффекта [3, 8, 13, 15]

Последовательной теории эффекта теней в настоящее время нет. На пути ее создания имеются существенные трудности. Главная из них — отсутствие математического аппарата, позволяющего рассматривать кратное и многократное рассеяние заряженных частиц в анизотропных средах. Строго говоря, теория должна быть квантовой, поскольку даже в случае выполнения условия $\lambda \ll a$ при движении частиц

под малым углом к цепочке ядер интерференционные явления в отдельных деталях могут проявляться.

На настоящем этапе мы вынуждены использовать некоторые упрощенные классические модели, которые имеют, однако, отношение к эксперименту. Простые оценки показывают, что в той области энергии, при которой проводится эксперимент, осевая тень формируется при рассеянии на одном ядре, а линейная на паре ядер, лежащих в одной плоскости. На основе этого факта можно построить модели, позволяющие описать форму как осевой, так и линейной теней. Поскольку обе

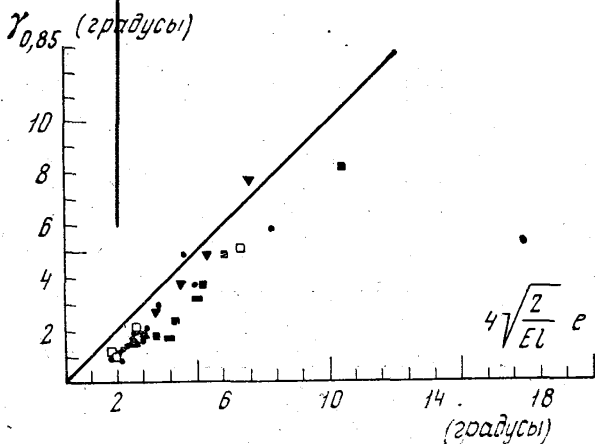


Рис. 7

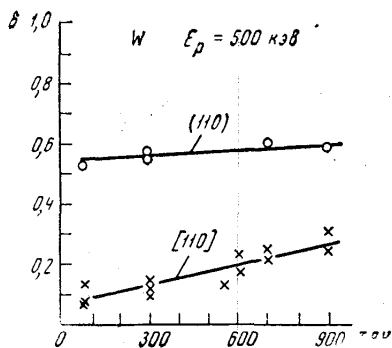


Рис. 8

модели строятся аналогичным образом, в настоящей статье остановимся лишь на модели, описывающей форму осевой тени.

Рассматривается задача об угловом распределении частиц, испущенных из узла A (см. рис. 9) рассеянных в экранированном кулоновском поле ядра B . Экранировка учитывается по теории Мольера, основанной на использовании модели Томаса—Ферми. Далее включаются тепловые колебания ядер. Нас интересуют относительные колебания соседних ядер. Существующие модели динамики решетки не позволяют их описать в общем виде, поэтому предполагается, что функцию распределения угла между осью цепочки и линией, проходящей через ядра A и B , можно представить в гауссовской форме; среднеквадратичное отклонение ξ^2 фигурирует в качестве свободного параметра. При этих предположениях приближенное выражение для результирующего углового распределения частиц относительно оси цепочки имеет вид

$$\Phi(\theta) = 1 + e^{-\alpha(\theta^2+1)} \left[\frac{\alpha}{2} I_0(2\alpha\theta) - Y_1(2\alpha, 2\alpha\theta) - Y_2(2\alpha, 2\alpha\theta) \right].$$

Здесь $I_0(x)$ — функция Бесселя, $Y_1(x, y)$ и $Y_2(x, y)$ — функции Ломмеля от двух мнимых аргументов. Угол θ выражен в единицах $\theta_T = 2\sqrt{\frac{b}{L}}$; величина α содержит информацию об интенсивности колебаний ядер $\left(\alpha = \frac{\theta_T^2}{\xi^2} \right)$. Параметр b определяется соотношением $b = \frac{z_1 z_2 e^2}{E}$, а ве-

личина L является некоторым эффективным расстоянием между ядрами A и B . Она определяется соотношением

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l} - \frac{\chi_a^2}{2b},$$

где χ_a — известный параметр экранирования Мольера [16].

На рис. 10 представлено семейство кривых, описывающих форму теней при различных значениях α . Из рисунка видно, что значение $\gamma_{0,85}$ не зависит от α . Этот факт является важным, поскольку возникает возможность сопоставления теоретических и экспериментальных значений ширины теней без привлечения свободного параметра.

Рассмотренная модель позволила провести систематизацию экспериментальных данных, касающихся зависимости $\gamma_{0,85}$ и δ от различных

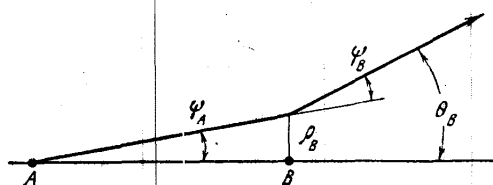


Рис. 9

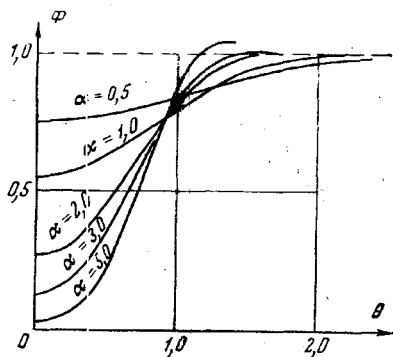


Рис. 10

факторов. На рис. 11 приведена зависимость $\gamma_{0,85}$ от $2\theta_T$. Сравнение рис. 7 и 11 показывает, что учет экранировки улучшает согласие экспериментальных и теоретических данных.

Глубина тени определяется свободным параметром $\bar{\xi}^2$, причем при данной температуре для теней, связанных с различными значениями величин z и l , параметр $\bar{\xi}^2$, строго говоря, различен. Однако если для грубой оценки определить $\bar{\xi}^2$ из данных, полученных для W ($l = 2,75 \text{ \AA}$), то оказывается, что рассчитанная для этого значения $\bar{\xi}^2$ кривая качественно неплохо описывает большинство экспериментальных данных (см. рис. 12).

Приведенные факты показывают, что при сравнительно небольших энергиях падающих частиц модель, учитывающая рассеяние лишь на одном соседнем ядре, в основном правильно передает зависимость формы теней от различных факторов. Аналогичная модель без учета экранирования рассматривалась также Оэном [13] и Аграновичем и др. [14].

Описанный подход не является единственно возможным даже в рамках классических представлений. В работе [3] показано, что при энергиях $\sim 3-6 \text{ Мэв}$ близкие результаты дает модель краткого рассеяния частиц внутри цепочки. По мере возрастания энергии такой подход неизбежен, так как тень при этом формируется рядом ядер, расположенных в одной цепочке. При высоких энергиях мы сталкиваемся с необходимостью использования статистических методов исследова-

ния. Интересная попытка в этом направлении недавно была предпринята Филипповым, который рассчитал форму линейной тени с использованием формализма кинетического уравнения для предельного случая высоких энергий.

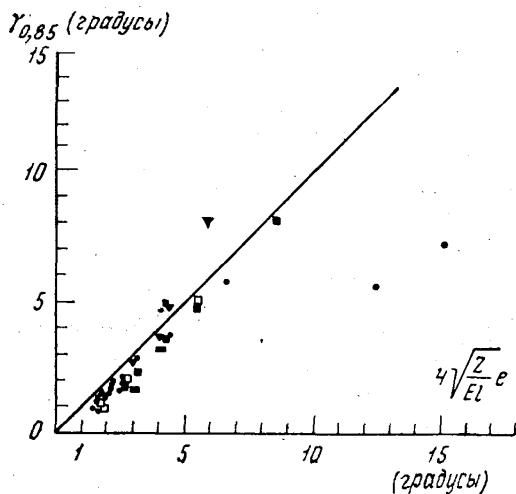


Рис. 11

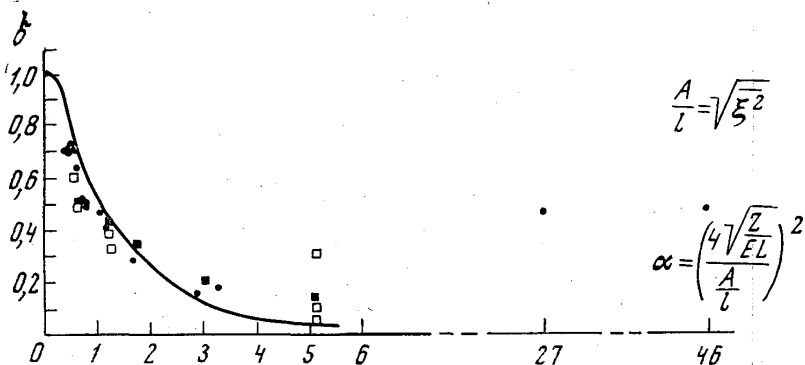


Рис. 12

§ 4. Связь эффекта теней с эффектом каналирования

Эффект теней и эффект каналирования представляют собой два крайних случая движения заряженных частиц в направлении оси кристалла. Между обоими явлениями имеется определенная связь, которая имеет несколько аспектов. Ниже мы кратко остановимся на двух из них.

В случае жесткой решетки оба эффекта являются взаимоисключающими в том смысле, что частицы не могут переходить из одного режима движения в другой. Это связано с тем, что критический угол тени θ_T существенно превышает критический угол каналирования θ_K . Наличие тепловых колебаний приводит к уменьшению средних значений углов θ_T и θ_K , причем θ_T уменьшается в большей степени, чем θ_K . Возникающее в результате этого сближение значений величин θ_T и θ_K приводит к конечной вероятности перехода частиц из одного режима движения в другой. Возможность перераспределения проявляется, в частности, в уменьшении глубины теней для частиц, рассеянных вдали

от поверхности кристалла. Экспериментальные данные подтверждают этот вывод [19].

В работах [6, 20] было показано, что скорость перераспределения частиц возрастает при уменьшении их энергии и увеличении температуры кристалла.

Второй аспект связи двух эффектов относится к случаю, когда условие каналирования выполнено для падающего пучка, а условие затенения — для рассеянного [20]. Эксперименты показывают, что при

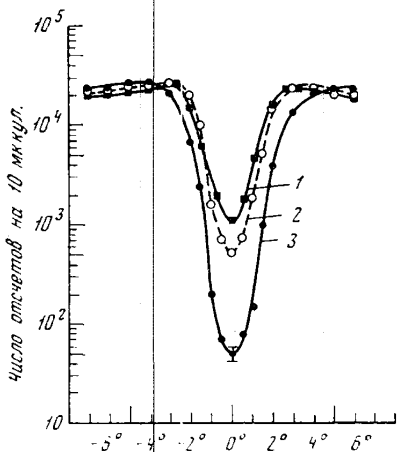


Рис. 13

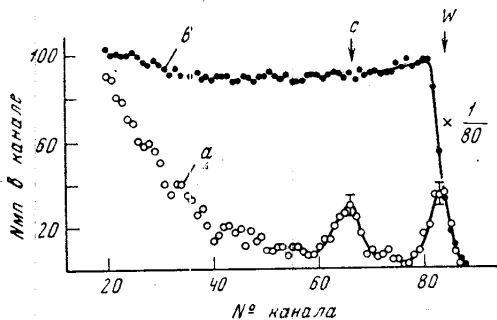


Рис. 14

этих условиях выход продуктов рассеяния уменьшается более чем на 3 порядка по сравнению со случаем использования аморфной мишени (см. кривая 3, рис. 13). (Кривая 1 описывает действие только эффекта теней, кривая 2 — только эффекта каналирования.) Столь существенное уменьшение выхода связано с тем, что в данных условиях опыта акты рассеяния на упорядоченно расположенных в решетке ядрах практически исключаются. При этом, очевидно, резко возрастает чувствительность метода к различного рода нарушениям структуры кристалла. Так, в энергетическом спектре продуктов рассеяния, измеренном в минимуме кривой 3, отчетливо проявляются пики, соответствующие актам рассеяния протонов на тонких аморфных поверхностных пленках *W* и *C* (кривая *a* рис. 14; кривая *b* получена вдали от минимума.)

§ 5. Исследование возможности определения времени протекания ядерных реакций с помощью эффекта теней

В работах [3, 4, 21] указывалось на то, что эффект теней может быть использован для определения времени протекания ядерных реакций. Оценки показывают, что данная методика чувствительна к диапазону значений τ (время жизни составного ядра) $\sim 10^{-16} \text{—} 10^{-19}$ сек. В работах [22, 23] рассматривалось два варианта использования эффекта для измерения величины τ . Один из них основан на измерении асимметрии осевых и линейных теней, рассматриваемых изолированно друг от друга. Этот вариант метода, по-видимому, чувствителен к значениям τ , относящимся к диапазону времен $10^{-16} \text{—} 10^{-18}$ сек.

Второй вариант основан на том факте, что при малом смещении источника частиц из узла решетки осевая тень смещается относительно линейных теней на угловую величину порядка $\psi = \frac{s}{l}$, где s — сдвиг составного ядра, l — расстояние между соседними ядрами в цепочке.

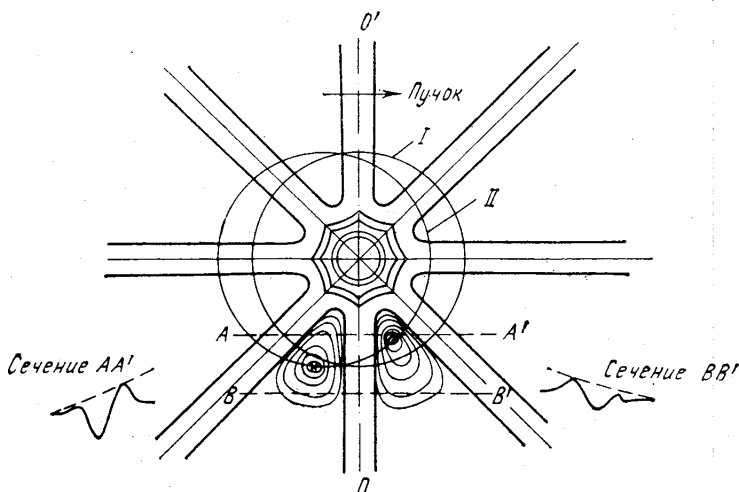


Рис. 15

При этом в области периферии осевой тени возникает дополнительная асимметрия линейной тени, расположенной нормально к плоскости реакции. Искажение рельефа тени в окрестности пятна схематично изображено на рис. 15. Из рисунка видно, что в сечениях AA' и BB' асимметрия формы линейной тени OO' должна иметь разный знак.

В работе [22] было показано, что при исследовании упругого рассеяния протонов с энергией 200 Кэв на монокристалле W такая асимметрия наблюдается экспериментально. Причиной асимметрии в данном случае является относительно большая величина параметра столкновения ($\sim 10^{-10}$ см). В работе [23] то же явление наблюдалось применительно к ядерной реакции $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$. При энергии протонов 340 Кэв эта реакция имеет резонанс с шириной $\Gamma \approx 3$ Кэв. ($\tau \sim 2 \cdot 10^{-19}$ сек). Эксперимент проводился с использованием монокристаллической мишени CaF_2 . Измерялась форма тени (110) вблизи следа оси [100]. Результаты измерения приведены на рис. 16. Кривая 1 получена для внутренней области бруствера пятна [100], кривая 2 — для наружной. Факт изменения знака асимметрии указывает на то, что рельеф периферии пятна «чувствует» сдвиг составного ядра из узла. Точную количественную информацию, касающуюся значения τ , из формы кривых 1 и 2 извлечь пока не представляется возможным, так как к настоящему времени не построена теоретическая модель, позволяющая описывать форму тени на периферии пятна. Ка-

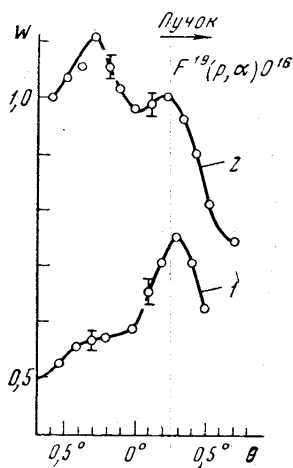


Рис. 16

чественное сопоставление указывает на то, что величина τ , полученная из анализа кривых 1 и 2, оказывается в несколько раз (3—4) большей, чем это следует из соотношения $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$. Выводы из этого факта пока делать рано. Необходимо провести дополнительные опыты, по возможности, при широком варьировании условий эксперимента. В настоящее время такие опыты в НИИЯФ МГУ проводятся.

ЛИТЕРАТУРА

1. Robinson M. T. Oen O. S. Phys. Rev., **132**, 2385, 1964; Nelson R. S., Thompson M. W. Phil. Mag., **8**, 1077, 1963.
2. Bosh E., Davies I. A., Nielsen K. O. Phys. Letts., **12**, 129, 1964.
3. Тулинов А. Ф. ДАН СССР, **162**, 546, 1965.
4. Gemmel D. S., Holland R. E., Phys. Rev. Letts., **14**, 945, 1965.
5. Domej B., Bjorkqvist. Phys. Letts., **14**, 127, 1965.
6. Tulipov A. F., Kulishauss V. S., Malov M. M. Phys. Lett., **18**, 304, 1965.
7. Тулинов А. Ф., Ахметова Б. Г., Пузанов А. А., Бедняков А. А. Письма ЖЭТФ, **11**, 48, 1965.
8. Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на VII Международном конгрессе кристаллографов, М., 1965.
9. Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966, стр. 155.
10. Ахметова Б. Г., Бормот О. В., Куликаускас В. С., Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966, стр. 157.
11. Куликаускас В. С., Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966, стр. 156.
12. Ахметова Б. Л., Плещ Ю. М., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, **51**, 1643, 1966.
13. Куликаускас В. С., Малов М. М., Тулинсв А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966, стр. 156.
14. Куликаускас В. С. Диссертация. МГУ, 1967.
15. Иферов Г. А., Куликаускас В. С., Пузанов А. А., Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966.
16. Molige G. Naturforsch. Z. Phys. Rev., **2a**, 133, 1941.
17. Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, **31**, 698, 1956.
18. Агранович В. М., Куркин С. А., Одинцов Д. Д., Препринт, ФЭИ, 1966.
19. Тулинов А. Ф., Куликаускас В. С., Малоз И. М. Препринт, НИИЯФ, 1965.
20. Куликаускас В. С., Малов М. М., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, (в печати).
21. Тулинов А. Ф. «Успехи физ. наук», **87**, 126, 1965.
22. Иферов Г. А., Куликаускас В. С., Пузанов А. А., Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVI Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1966, стр. 156.
23. Пузанов А. А., Куликаускас В. С., Тулинов А. Ф. Тезисы доклада на XVII Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. М.—Л., «Наука», 1967, стр. 107.