УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.101

КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ*)

М. Томпсон

I. ВВЕДЕНИЕ

Около пятидесяти лет прошло с тех пор, как с помощью дифракции рентгеновских лучей было окончательно доказано существование кристаллической решетки. Первые эксперименты показали, что коллимированный пучок рентгеновских лучей, попадая на кристалл, разбивается на несколько пучков, образующих на фотографической пластинке так называемые пятна Лауэ. В то время У. Г. Брэгг и У. Л. Брэгг изучали фотонную модель рентгеновского излучения, считая фотоны во многом подобными частицам. По-видимому, их первой реакцией на эти эксперименты была попытка объяснения лауэграмм на основе представлений о том, что рассеянные фотоны выходят из кристалла легче всего вдоль открытых каналов, которые, как предполагалось, существуют между атомными рядами

в кристалле¹. Для проверки этой идеи они провели эксперимент, в котором кристалл поворачивался на некоторый угол. Если бы их предположение оказалось верным, то пятна на лауэграммах должны были бы повернуться на тот же угол. На самом же деле этот известный эксперимент показал вращение на угол вдвое больший, что привело к представлению о кристалле как о наборе плоскостей, действующих подобно зеркалам. Условия отражения при этом даются законом Брэгга **)

 $l\lambda = 2d\sin\psi \qquad (l = 1, 2, 3, \ldots).$

Первую же модель Брэггов мы теперь называем каналированием. Хотя каналирование и оказалось непригодным для описания рассеяния рентгенов-



Рис. 1. В явлении каналирования частица удерживается в открытом канале посредством последовательности скользящих столкновений с рядами атомов.

ских лучей, его существование для заряженных частиц было продемонстрировано экспериментально в течение последних шести лет.

На рис. 1 схематически показано, что имеется в виду под каналированием. Для того чтобы каналирование могло произойти, необходимо

^{*)} М. W. Thompson, The Channeling of Particles in Crystals, Contemp. Phys. 9 (4), 375 (1968). Перевод И. Н. Евдокимова, под редакцией Л. А. Арцимовича. **) В нашей литературе этот закон называется обычно законом Вульфа — Брэгга. (Прим. ped.)

⁹ УФН, т. 99, вып. 2

выполнение двух важнейших условий. Во-первых, как было ясно еще Брэггам, частица должна найти открытый канал между рядами атомов. Во-вторых, должна еще существовать некоторая спрямляющая сила, смещающая частицу к центру канала. Выполнение именно этого второго условия может способствовать прохождению каналированной частицей больших расстояний в кристалле.

Почти сразу же после выполнения Брэггами своих экспериментов Штарк обратил внимание на обе их модели и опубликовал работу² с предложением провести эксперимент с протонами, поразительно похожий на эксперименты, осуществленные в начале 60-х годов. Почему же за реализацию этой идеи не взялись немедленно? Может быть, потому, что первая мировая война сделала невозможным проведение каких-либо научных экспериментов, в том числе и этого, или потому, что в то время не было подходящих кристаллов? Какой бы ни была причина, идея Штарка была на долгое время забыта и каналирование появилось вновь как независимое предположение Робинсона и Оена, которые предсказали³, что при бомбардировке медного кристалла нейтронами часть атомов отдачи будет каналироваться в кристаллической решетке. К такому заключению они пришли в результате прямого моделирования процесса на электронносчетной машине (см. также ⁴).

Немедленно несколько групп экспериментаторов принялись за отыскание каналирования ионных пучков, получаемых на ускорителях, которые были разработаны для целей ядерной физики.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОНИКНОВЕНИЮ

Большинство экспериментов распадается на две основные категории. Либо ионы проходят тонкие монокристаллы насквозь и попадают в детектор, либо радиоактивные ионы останавливаются в кристалле и их пробег



Рис. 2. Типичный энсперимент по проникновению, в котором ионы проходят сквозь монокристаллическую пленку и попадают на электрод, измеряющий их ток ⁵.

измеряется путем последовательного снятия поверхностных слоев при одновременном измерении остающейся радиоактивности. В обоих случаях проникновение частиц сильно увеличивается, когда направление падения ионов близко к направлениям, по которым (111) в кристаллической структуре существуют каналы. На рис. 2 приведена схема типичного эксперимента по проникновению⁵, в котором протоны, ускоренные до энергии 50 кэв, проходили сквозь тонкий монокристалл и попадали на электрод, служивший для измерения тока. Вращая кристалл вокруг оси, перпендикулярной к его поверхности, можно было изменять ориентацию решет-

ки, не влияя на толщину слоя кристалла, проходимую протонами. Любые изменения тока должны поэтому указывать на эффекты, зависящие от структуры кристалла.

На рис. З показано, как изменялся ток прошедших частиц при вращении кристалла золота. Угол падения был выбран так, чтобы ионный пучок последовательно совпадал по направлению с наиболее плотноупакованными атомными рядами. Самые широкие каналы находятся, конечно, именно между наиболее плотноупакованными рядами. Обнаружено, что для протонов эти эффекты сохраняются вплоть до энергий, по крайней мере на два порядка бо́льших ^{6, 7}.

Измерения пробегов показали такое же увеличение проникновения при падении вблизи направлений каналирования ^{8, 9}. Увеличение проник-

новения происходит вследствие ряда причин. Во-первых, при прохожлении заланного расстояния по каналированной траектории теряется меньшая энергия, так как происходит меньсоударений сильных me С отдельными атомами. Эта траектория лежит к тому же в области низкой электронной плотности. Во-вторых, траектория каналированной частицы гораздо ближе к прямой линии, чем траектория любой другой частицы, движущейся в кристалле по зигзагообразному пути. На рис. 4 показано, как менялось распределение ионов криптона, остановившихся в кристалле алюминия, при изменении ориентации кристалла по отношению к направлению падения ио-



Рис. 3. Изменение тока прошедших ионов в эксперименте рис. 2 при вращении кристалла вокруг оси (111)⁵.

нов¹⁰. Эти результаты оказываются наглядной иллюстрацией к сделанному выше утверждению о том, что самые открытые каналы находятся



Рис. 4. Проникновение ионов Кг⁸⁵ с энергией 40 кэв вдоль главных кристаллографических направлений монокристалла алюминия и в аморфном Al₂O₃¹⁰.

между наиболее плотноупакованными рядами атомов в решетке, если учесть, что в г. ц. к. структурах наиболее плотноупакованным является направление (110).

III. ВЛИЯНИЕ НА ЯДЕРНЫЕ И АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ

На рис. 1 показано, что траектория каналированной частицы всегда обходит ядра, которые являются центрами отталкивания для положительных ионов и производят спрямляющее действие, необходимое для канали-



Рис. 5. Ориентационная зависимость выхода ядерной реакции типа (p, γ) при изменении направления падения пучка вблизи оси (110). Кристалл кремния бомбардировался протонами с энергией 1,4 Мэе ¹⁶.

рования. Можно ожидать, что каналированные частицы будут реже вызывать ядерные реакции, так как для осуществления реакции требуется,

чтобы частица приблизилась к ядру на расстояние, грубо говоря, в 10⁴ раз меньше ширины канала ¹¹⁻¹³. Было проведено несколько успешных экспериментов с использованием таких реакций, вызываемых протонами ¹²⁻¹⁴: Si²⁸ + *p* → P²⁹ + γ

или

$$\mathrm{Cu}^{65} + p \longrightarrow \mathrm{Zn}^{65} + n.$$

На рис. 5 показано, как изменяется выход ү-лучей из кристалла кремния при его вращении под протонным пучком ¹⁶. Минимум соответствует падению вдоль оси канала, ясно показывая, что увеличение проникновения связано с обходом ядер. Тем самым подтверждается схема каналирования, изображенная на рис. 1. Подобные эффекты наблюдаются и при из-

мерении выхода рентгеновских лучей под действием протонов, так как рентгеновские лучи зарождаются при столкновении протонов с электронами внутренней оболочки, лежащей близко к ядру¹⁷. Вообще говоря, эффекты каналирования проявляются в целом ряде экспери-

Рис. 6. Эффект блокировки, показывающий, что частица, вышедшая из области вблизи атомного ядра, не может покинуть кристалл точно в направлении атомных рядов или плоскостей. ментов, в которых некоторая измеряемая величина зависит от близких столкновений между бомбардирующим ионом и атомом в кристалле. Примерами являются интенсивность электронной эмиссии, степень разрушения поверхности, или распыление, и величина радиационных повреждений ¹⁸⁻²⁰. Вторая из этих работ появилась даже раньше теории Робинсона 1961 г., и полученные в ней результаты интерпретировались на основе представления о каналах, однако важное явление спрямляющего действия не принималось во внимание *). Эксперименты по распылению дают также и другое подтверждение существования каналирования, так как среди выбитых атомов наблюдаются отчетливые группы с более высокой энергией, выходящие из кристалла по направлениям каналирования ²¹.

В другом эксперименте, тесно связанном с ядерными реакциями, можно использовать кристалл, в решетке которого содержатся α-радиоактивные атомы. Эмиттированные α-частицы не смогут выйти из кристалла точно в направлении каналирования, так как в этом случае им пришлось бы пройти сквозь строй лежащих на пути ядер, как показано на рис. 6. Это вление часто называют эффектом блокировки, чтобы



отличить его от эффекта каналирования. Таким образом, если установить детектор так, чтобы он собирал α-частицы, эмиттированные из кристалла в определенном направлении, интенсивность счета частиц должна спадать до минимума, когда детектор расположен в направлении канала. На рис. 7 представлены результаты такого эксперимента^{21, 22},

IV. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РАССЕЯНИЮ НАЗАД

Предположим, что мы исследуем отражение, или рассеяние назад, ионов на кристалле, как показано на рис. 8. Можно ожидать, что в случае, когда происходит каналирование падающих ионов, вероятность рассеяния иона на большой угол и возвращения к поверхности сильно умень-

^{*)} Это утверждение не совсем точно. Авторы работы ¹⁹ объясняли обнаруженное ими влияние ориентации кристалла на величину распыления на основе так называемой «модели прозрачности». Эта модель учитывает затенение атомов кристалла атомами слоев, лежащих ближе к поверхности, и представление о каналах в ней не используется. (Прим. ped.)

шится. В случае быстрых легких ионов, таких, как протоны с энергией в несколько Мэв, уменьшение рассеяния можно рассматривать так же, как

уменьшение числа ядерных реакций, поскольку наиболее важным механизмом отражения на большие углы являются отдельные близкие столкновения с ядрами, или резерфордовские столкновения. Выше мы видели, что на каналированной траектории таких столкновений не бывает. На рис. 9 показано, как меняется ток отраженных ионов при изменении направления падения. Минимумы наблюдаются не только для каналов между рядами атомов, но и для каналов между атомными плоскостями ^{5, 23}. Это — естественное расширение представления о каналах в форме трубки, существовавшего ранее. Если в эксперименте, изображенном на рис. 8, использовать очень маленький детектор и вращать его вокруг неподвижного кристалла, то каждый раз, при приближении к направлению каналирования, будет наблюдаться минимум тока детектируемых ионов. Это является



Рис. 8. Эксперимент для измерения отражения, или рассеяния назад, ионов на толстом кристалле.

Направление падения пучка по отношению к кристаллографическим осям Изменяется, но угол падения на поверхность кристалла остается постоянным ⁸. Напряжение приложено лишь для того, чтобы электроны, выходящие из мишени, не могли попасть на коллектор.

100 50 a) Так отраженных ионов (в процентах от максимума, {111} {100} {[1]] {]]]} {100} {111} 0 б) 50 (111) <100> {111} {111} <100> {111} 0 100% -60 O 50 *b*) <110> {100} <110> <110> {100} <110> 360° O 0 180

Рис. 9. Изменение тока протонов, отраженных от кристалла меди, при изменении угла падения в эксперименте рис. 8⁶.

еще одним примером эффекта блокировки, так как рассеяние протона ядром на большой угол можно в какой-то степени считать похожим на эмиссию протонов ядрами, поскольку в этом случае требуется довольно сильное сближение с ядром.

КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

Простейший метод наблюдения эффектов блокировки состоит, по-видимому, в том, чтобы для регистрации интенсивности ионов, рассеянных на большие углы, поместить около кристалла флюоресцентный экран или фотографическую пластинку ²⁴. На рис. 10 показана фотография,



Рис. 10. Изображение, создаваемое отраженными протонами на флюоресцентном экране, помещенном вблизи облучаемого кристалла золота.

Темные полосы указывают на ослабление интенсивности за счет эффекта блокировки атомными плоскостями 25.

полученная таким способом ²⁵. Темные полосы обозначают области, где интенсивность рассеяния мала, и соответствуют линиям пересечения кристаллографических плоскостей с пластинкой. Тем самым ясно показывается существование блокировки атомными плоскостями кристалла.

Располагая кристалл или детектор так, чтобы одновременно происходило как каналирование падающих ионов, так и блокировка выходящих ионов, можно добиться значительного ослабления интенсивности, в отдельных случаях вплоть до такой впечатляющей величины, как 10⁻⁴. Это обеспечивает возможность создания чувствительного метода определения положения дефектов в кристаллической структуре, так как каждый атом рассеивается в среднем в 10⁴ раз реже, чем обычно. Таким образом, если даже один атом из 10⁴ будет смещен со своего места в решетке, интенсивность рассеяния возрастет, грубо говоря, вдвое.

В экспериментах такого рода уже удалось решить некоторые спорные проблемы физики твердого тела, такие, как вопрос о том, образуют ли определенные атомы загрязнений в кристалле дефекты замещения или располагаются в междоузлиях решетки ^{26, 27}.

V. «ЗВЕЗДЫ» И РАССЕЯНИЕ ВПЕРЕД

Наиболее интересный метод одновременного изучения эффектов каналирования и блокировки изображен на рис. 11. Кристалл в этом случае достаточно тонок, чтобы большинство падающих частиц прошли его насквозь и были зарегистрированы на фотографической пластинке или флюоресцентном экране. Это позволяет быстро определять угловое распределение частиц, прошедших некоторое расстояние внутри кристалла. Используя последовательно кристаллы с возрастающей толщиной, можно построить статистическую картину распределения направлений движения частиц на их пути внутри кристалла ²⁸⁻³⁰.



Фотопластинка

Рис. 11. Образование «звезды» при рассеянии вперед на тонкой кристаллической мишени.

В случае, когда падающий пучок ионов параллелен основной оси кристалла, на фотопластинке появляется изображение, такое, как показано на рис. 12. Подобные изображения благодаря своей форме получили естественное название «звезды». Основными особенностями такого изображения являются:

а) размазанный темный фон, интенсивность которого уменьшается с увеличением угла от направления падения;

б) совокупность темных полос, проходящих по линиям пересечения кристаллографических плоскостей с пластинкой; интенсивность этих полос спадает по мере увеличения угла от направления падения, пока, наконец, они не превращаются в

в) светлые полосы на темном фоне а).

Размазанный фон приписывается неканалированным частицам, так как они движутся по направлениям, лежащим далеко от кристаллографических плоскостей, и поэтому не ощущают влияния кристаллической структуры. Темные полосы, очевидно, соответствуют частицам, каналированным между кристаллическими плоскостями, но имевшим некоторый разброс по направлениям падения в плоскости, параллельной кристаллическим плоскостям. Светлые полосы еще раз показывают существование эффекта блокировки, благодаря которому неканалированные частицы не имеют возможности выйти из кристалла по направлению каналирования. При использовании протонов энергию частиц в любой точке звезды можно измерить с помощью маленького детектора пропорционального типа. Получаемые результаты подтверждают данную выше интерпретацию, так как оказывается, что темные полосы образуются протонами, потерявшими при прохождении кристалла гораздо меньшую энергию, чем протоны, образующие фон. Этого и следовало бы ожидать, поскольку траектория канали-

Рис. 12. «Звезда», образованная на фотопластинке протонами, прошедшими сквозь кристалл MgO толщиной 5·10⁻⁵ м. Темные полосы связаны с каналированием, светлые полосы с эффектом блокировки, а темное размазанное пятно получается от неупорядоченного рассеяния ³⁰.

очевидно, но, кроме того, как мы увидим ниже, из них можно почеринуть информацию и о пространственном распределении потенциальной энергии частицы в кристаллической решетке.

VI. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим вначале, используя рис. 13, скользящее столкновение между частицей массы M_1 , обладающей энергией E_1 , и атомом с массой M_2 , находившимся до столкновения в покое. Под скользящим столкновением мы подразумеваем такое, в котором изменение импульса налетающей частицы очень мало по сравнению с полной величиной этого импульса. Столкновение характеризуется прицельным параметром q, который определяет расстояние между невозмущенной траекторией налетающей частицы и первоначальным положением атома, а также потенциальной энергией

рованной частицы проходит в области низкой электронной плотности. Значение подобных изображений для определения кристаллической ориентации взаимодействия V (r) — функцией расстояния r между налетающей частицей и атомом в любой момент времени. Зная производную dV/dr от этой функции, легко найти силу, действующую между частицей и атомом на отрезке dx вдоль траектории частицы. Умножив составляющую этой



Рис. 13. Скользящее столкновение. Указаны величины, входящие в приближение, использованное при расчетах.

силы, перпендикулярную к траектории частицы, на интервал времени dx/V_1 , получим изменение импульса на интервале dx в точке x. Полное изменение импульса ΔP находится тогда интегрированием:

$$|\Delta \mathbf{P}| = \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{dV(r)}{dr} \frac{q}{r} \frac{dx}{V_1} = \frac{2}{V_1} \int_{q}^{\infty} -\frac{dV(r)}{dr} \frac{q}{\sqrt{(r^2 - q^2)}} \,. \tag{1}$$

Этот интеграл в дальнейшем мы будем обозначать через I(q), так как для данного потенциала V(r) он зависит только от прицельного параметра q.



Рис. 14. Траектория частицы, каналированной между двумя рядами атомов.

Если изменение импульса ΔP известно, то отклонение траектории налетающей частицы выражается просто как

 $\Delta \psi = \frac{\Delta P}{P}$,

или

$$\Delta \psi = \frac{1}{E_1} I(q). \tag{2}$$

Таким образом, отклонение обратно пропорционально энергии частицы.

Рассмотрим теперь простейший случай каналирования, изображенный на рис. 14, где частица проходит между двумя рядами атомов. Траектория частицы в любой момент времени характеризуется смещением y от оси канала и малым углом ψ , который она составляет с осью канала. Межатомное расстояние в ряду атомов D, а время, необходимое для преодоления расстояния nD, равно просто nD/v_1 . За это время угол ψ изменяется в n раз больше отклонения при одном соударении, если только y и ψ меняются *при малых углах медленно*. Таким образом, скорость изменения у дается выражением

 $\dot{\psi} = -\frac{V_1}{D}\Delta\psi,$

q = b - y

 $\dot{y} = V_{4}\psi$

или

 $\dot{\psi} = -\frac{2}{DM_1V_1}I(b-y). \tag{3}$

Из уравнения (2) при

имеем

и

$$y = V_1 \psi. \tag{4}$$

Отсюда, используя уравнения (3) и (4), получаем уравнение движения в направлении у

$$\dot{M}_{1}y = -\frac{2}{D}I(b-y) = -F(y),$$
 (5)

где F(y) — эффективная возвращающая сила, направленная в сторону, противоположную смещению y. Отметим, что эта сила не зависит от E_1 , т. е. мы имеем дело с консервативным силовым полем. Это является следствием принятого нами приближения о малости изменения импульса в отдельном соударении по сравнению с его полной величиной и означает, что мы можем заменить кристалл эффективной потенциальной ямой U(y)или потенциалом канала, определенным как

$$U(y) = \int_{0}^{y} F(y) \, dy = \frac{2}{D} \int_{0}^{y} I(b-y) \, dy \tag{6}$$

для случая двух рядов атомов, изображенного на рис. 14. Такая замена будет обоснованной при условии, что траектория частицы медленно меняется с увеличением числа столкновений и что прицельные параметры всегда достаточно велики для того, чтобы можно было использовать сделанное выше предположение о малости изменения импульса. Мы видим, что потенциал меняется обратно пропорционально межатомному расстоянию Dв атомных рядах и является поэтому наиболее сильным для плотноупакованных рядов. Подобный потенциал можно было бы определить и в том случае, если бы мы рассматривали каналирование частицы между двумя плоскостями, а не двумя рядами атомов. Тогда получилась бы обратная зависимость уже от плотности атомов на единицу площади плоскости, что опять показывает значение плотной упаковки. В случае быстрых легких частиц, таких, как протоны с энергией 100 кэе, потенциал V(r) может быть приближенно записан как экранированный кулоновский потенциал

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \qquad (7)$$

где радиус экранирования а равен

$$a = a_0 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{-1/2},$$

а a0--боровский радиус, и мы получаем приближенное выражение для

потенциала канала в случае двух рядов атомов

$$U(y) = \frac{2\sqrt{2\pi Z_1 Z_2 a_0 E_R}}{D} \frac{\exp\left[-(b-y)/a\right]}{\sqrt{(b-y)/a}},$$
(8)

где E_R — энергия Ридберга, равная 13,6 эв. Радиус экранирования а обычно много меньше, чем расстояние между рядами атомов 2b.

В качестве примера на рис. 15 приведена функция U(y) для протонов в кристалле меди, идущих между двумя рядами (110). Из рисунка видно, что на большей части канала на частицу действует очень слабая сила, однако, когда частица приближается к стенке канала, она попадает в область действия круто возрастающего потенциала. Для некоторых



Рис. 15. Сравнение потенциалов канала, образованного (110)-рядами кристалла меди, для протонов и атомов меди.

В случае протонов использовано уравнение (8), вычисления для атомов меди проведены на основе межатомного потенциала, учитывающего отталкивание электронных оболочек³¹. целей поэтому подобный случай можно аппроксимировать потенциалом прямоугольной ямы.

С другой стороны, в случае тяжелых ионов потенциал канала ведет себя совсем подругому в центре канала. В этом случае электронные облака ионов, движущиеся вместе с ними, способствуют тому, что потенциал взаимодействия простирается гораздо дальше от стенок канала и в результате частица каналируется в потенциальной яме, имеющей почти параболическую форму. На рис. 15 приведен типичный случай такого потенциала для атома меди, движущегося в медном кристалле между рядами (110).

Теперь мы в состоянии решить уравнение движения каналированной частицы или, по крайней мере, вычислить наиболее важные характеристики ее траектории. Например, если задан угол ψ_0 , под которым траектория частицы пересекает ось канала, то очень просто вычисляется максимальная амплитуда траектории y_0 . При пересечении оси кинетическая энергия, связанная с поперечным движением, равна просто $\psi_0^2 E_1$, а при достижении максимальной амплитуды y_0 вся кинетическая энергия превращается в потенциальную энергию $U(y_0)$. Таким образом,

$$\psi_0^2 E_1 = U(y_0),$$

или

$$\psi_0 = \sqrt{\frac{\overline{U}(y_0)}{E_1}} , \qquad (9)$$

что дает нам через потенциал канала простое соотношение между у о Фо.

До сих пор усилия теоретиков сосредоточивались на рассмотрении поведения траекторий частиц, захваченных в канал ^{32, 5, 4}. Однако одной из важнейших характеристик, получаемых из эксперимента, является угловая ширина наблюдаемых пиков и провалов, которая явно зависит от максимальной возможной амплитуды, при которой частица все еще будет каналироваться. Эта граничная траектория получается, когда развитые выше приближения уже перестают выполняться. Если отдельные столкновения становятся достаточно сильными для того, чтобы изменения импульса уже не были малыми по сравнению с его полной величиной, начинается рассеяние на большие углы и траекторию нельзя больше рассматривать как плавно изменяющуюся кривую, усредняя действия отдельных столкновений. В результате получается неустойчивая траектория, которая в конце концов выходит за стенки канала.

Линдхард ^{11, 33} сделал значительный вклад в теорию каналирования именно тем, что определил критерий неустойчивости.

Атомы в стенках канала находятся в состоянии вибрации из-за обычных колебаний решетки кристалла. Расстояние наибольшего сближения со стенкой канала должно, очевидно, некоторым образом зависеть от средней квадратичной амплитуды колебаний атомов x^2 . Оно должно также зависеть от наименьшего прицельного параметра q, при котором отдельные столкновения могут рассматриваться на основе приближения о малости изменения импульса, проиллюстрированного на рис. 13. Известно, что для экранированных кулоновских потенциалов это приближение перестает действовать, когда q становится примерно равным радиусу экранирования a. В рассматриваемом случае a^2 и $\overline{x^2}$ одного порядка величины, и в качестве основы для грубого расчета было сделано предположение, что расстояние наибольшего сближения со стенкой канала, при котором осуществляется устойчивое каналирование, может быть, для удобства принято равным $m \sqrt{a^2 + \overline{x^2}}$, где m — численная постоянная порядка единицы. Обозначим через у максимальную амплитуду устойчивой траектории

$$\hat{y}_0 = b - m \sqrt{a^2 + \overline{x}^2}. \tag{10}$$

Подставив это выражение в уравнение (9), получаем максимальный угол ψ_0 и, используя потенциал канала, соответствующий рядам атомов с экранированным кулоновским потенциалом, находим

$$\hat{\psi}_{0}^{2} = \frac{2\sqrt{2\pi Z_{1}Z_{2}a_{0}E_{R}}}{DE_{1}} \frac{\exp\left[-m\sqrt{1+(\overline{x^{2}/a^{2}})}\right]}{\sqrt{1+(\overline{x^{2}/a^{2}})}} .$$
(11)

Так как $\overline{x^2}$ и a^2 — величины одного порядка, порядок величины $\hat{\psi}_0$ дается выражением

$$\hat{\Psi}_0 \sim \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 a_0 E_R}{E_1 D_1}}$$
 (12)

Отсюда следует, что, например, для протонов с энергией 50 кэв в $\langle 110 \rangle$ каналах медного кристалла $\hat{\psi_0} \sim 3^\circ$, в явном соответствии с экспериментальными данными рис. 9. Предсказание о том, что угловая ширина эффектов каналирования уменьшается с увеличением энергии, также находится в хорошем согласии с экспериментом.

Более точное выражение (11) дает лучшее согласие с экспериментом при m между 1 и 3. Используемое значение зависит от природы эксперимента и от того, должно ли каналирование сохраняться на больших расстояниях, как в экспериментах по прохождению, или на малых расстояниях, как в случае эмиссии α -частиц. В первом случае m должно быть довольно большим, чтобы траектория частицы не возмущалась, в то время как во втором случае оно может быть совсем малым. В формуле (11) в \overline{x}^2 могут быть учтены также и температурные эффекты.

Вернемся теперь к форме траекторий каналированных частиц. Для быстрых легких ионов потенциал рис. 15 достаточно близок к прямоугольной яме, так что получается зигзагообразная траектория, по которой частица бо́льшую часть времени движется под углом $+\psi_0$ или $-\psi_0$ к оси канала. Для тяжелых ионов, однако, потенциальная яма имеет почти параболическую форму, т. е. поперечное движение будет близко к простому гармоническому и траектории будут почти синусоидальными. Про-

тем

 $U(y)^{-34}$.

моугольные

самым

водимые в настоящее время экспе-

рименты, по-видимому, позволят детально определить форму траекторий каналированных частиц и

плоскостями. Плоскости заменены

потенциальными барьерами высотой U_0 , примерно равной $U(\hat{y}_0)$, а

получающиеся в промежутках пря-

 $\hat{\varphi_0}$

Лучей нет

Здесь

= лучи. располага-

ются гище

ямы

потенциал

На рис. 16 приведена моделькристалла, особенно полезная для понимания процессов, приводящих к образованию «звезд», и всех эффектов каналирования атомными

канала

представляют





собой каналы шириной $2\hat{y}_0^{35, 30}$. Таким образом, кристалл разделяется на области двух классов: где потенциал равен нулю (1) и где потенциал равен U_0 (2). Легко теперь представить себе блокировку частиц, испущенных ядрами или рассеянных на ядрах, так как их траектории всегда начинаются в области с потенциалом U_0 . Отсюда следует, что в области 1 эти частицы всегда имеют поперечную кинетическую энергию, равную по крайней мере U_0 .

> Любые направления

> > 2

1

движения

и не могут поэтому в области 2 двигаться параллельно плоскостям или рядам атомов. Частицы, эмиттированные из кристалла, выходят либо из области 1, либо из области 2. Те, которые вышли из области 1, могут иметь любое направление вылета, а остальные будут всегда обладать некоторой поперечной энергией и будут, таким образом, исключены из углового интервала $\pm \psi_0$.

Оптический аналог кристалла вдоль этих направлений можно построить из пачки равноотстоящих стеклянных пластин, помещенных в Удесь реже Рис. 17. Траектории, имевшие в области высокого потенциала любые направления, образуют более интенсивный пучок вблизи $\psi = \hat{\psi}_0$ в области меньшего потенциала.

ванну, наполненную плотной жидкостью с показателем преломления несколько бо́льшим, чем у стекла. Полное внутреннее отражение не позволит лучам света проникнуть в стекло, если они попадают на поверхность пластин под углом меньше критического. Таким образом, будет существовать пучок каналированных лучей. При больших углах лучи проходят внутрь стекла, испытывая на поверхности преломление. Именно преломление ответственно за появление маленьких максимумов по обе стороны минимума в эффектах блокировки на рис. 5, 6, 9 и 12, так как в области 1 вблизи $\hat{\psi}_0$ лучи располагаются плотнее и образуют более интенсивный пучок. Это явление показано на рис. 17 и знакомо всем, изучавшим оптику. Приведенная аналогия показывает, как каналирование может быть связано с волновыми явлениями при длине волны, малой по сравнению с шириной канала, и поэтому служит полезным введением к следующему разделу, гдерассматриваются не световые волны, а частицы.

VII. ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ

До сих пор все рассмотрение проводилось без каких-либо объяснений или оговорок, на основе классической механики, однако была подготовлена почва и для волнового рассмотрения. Ниже будет показано, что классическая модель оказывается способной объяснить любой из до сих пор проведенных экспериментов с протонами или с более тяжелыми ионами и может быть применена даже к некоторым экспериментам с электронами и позитронами. Однако для этих более легких частиц, как известно-

из экспериментов по дифракции электронов, волновой подход действительно в необходим. Когда-нибудь в будущем при проведении более точных экспериментов может оказаться необходимым применять методы волновой механики и для протонов ^{36, 37}. Длина волны частицы дается соотношением де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2M_1E_1}} \,. \tag{13}$$

В случае протонов, даже при таких малых энергиях, как 10 кэв, эта длина волны порядка 10⁻³ Å (10⁻⁷ *мкм*), т. е. настолько мала, что ощущается оправданность классического рассмотрения. Однако каналированная частица движется



Рис. 18. Волны частиц в канале.

под малым углом к кристаллической плоскости и ее поперечное движение может быть поэтому связано с длиной волны, досгаточно большой для того, чтобы расхождения с классической теорией стали существенными. Ниже мы рассмотрим этот вопрос и на простом примере проиллюстрируем используемые понятия, хотя в настоящее время полного рассмотрения каналирования на основе волновой механики еще не существует.

Идеализированный потенциал канала может быть представлен в виде прямоугольной ямы шириной $2\hat{y_0}$ и глубиной U_0 , как показано на рис. 16 и 18. В подобном потенциале частица описывается волновой функцией вида $A(y) \exp(ik_x x)$, где A(y) — амплитуда, которая изменяется при изменении поперечного положения, а $\exp(ik_x x)$ описывает продольное движение. Волновое число k_x связано с длиной волны составляющей движения, направленной вдоль эси канала, и, значит, с импульсом P_x :

$$\hbar k_{\mathbf{x}} = P_{\mathbf{x}}.$$

Предположим теперь, что можно пренебречь прохождением барьера за счет туннельного эффекта; как мы увидим ниже, такое предположение вполне оправдано. Граничные условия тогда потребуют, чтобы A(y) исчезало

при $\pm y_0$, но на ехр ($ik_x x$) не наложится никаких ограничений, так как канал предполагается бесконечно длинным. Подходящей формой для A(y)является стоячая волна $A \sin \{l(\pi/2) [1 + (y/\hat{y}_0)]\}$, длина волны которой λ_y связана с шириной канала так:

$$2\hat{y}_0 = l\frac{\lambda_y}{2}$$
,

где $l = 1, 2, 3, \ldots, \hat{l}$. Для каждого значения l существует, таким образом, своя волновая функция. Волновое число поперечного движения

$$k_{yl} = l \frac{\pi}{2\hat{y}_0}$$
, (14a)

а поперечный импульс

$$P_{yl} = l \frac{\pi \hbar}{2\hat{y}_0} \,. \tag{146}$$

Если ψ_0 — угол, который полный импульс **P** составляет с осью канала, то, так как имеет место равенство

$$P_y = \psi_0 P = \psi_0 \sqrt[]{2M_1E_1},$$

ограничения, накладываемые на P_y , означают, что ψ_0 может принимать лишь значения

$$\psi_{0l} = l \frac{\pi \hbar}{2\hat{y}_0 \sqrt{2M_1 E_1}} \,. \tag{15}$$

Угловое расстояние между этими разрешенными значениями равно ψ_{0l}/l , и из уравнения (15) видно, что это расстояние уменьшается с увеличением либо $\sqrt{M_1}$, либо $\sqrt{E_1}$, но не зависит от U_0 и связано со структурой кристалла только через ширину канала $2y_0$.

Таким образом, существует набор волновых функций, l-я из которых соответствует углам $\pm \psi_{0l}$ между осью канала и импульсом частицы, а импульсы для последовательных значений l равномерно распределены по углу. Полное число волновых функций \hat{l} можно приближенно найти, если положить

$$\psi_{0\hat{l}} = \hat{\psi}_0 = \sqrt{\frac{U_0}{E_1}}$$
 ,

когда поперечная энергия достаточна для преодоления потенциального барьера U_0 , т. е.

$$\hat{l} = \frac{2\hat{y}_0}{\pi\hbar} \sqrt{2M_1 U_0}.$$
(16)

Для случая протонов вычислено, что эта величина порядка сотни, а в общем случае она возрастает с увеличением как $\sqrt{M_1}$, так н $\sqrt{U_0}$, но не зависит от E_1 . Многочисленность волновых функций, у большинства из которых длина волны много меньше размеров потенциальной ямы, а энергия значительно меньше U_0 , оправдывает как утверждение о том, что в случае протонов туннельным эффектом можно пренебречь, так и использованное ранее классическое приближение.

Вероятность того, что частица находится в *l*-м состоянии, зависит от условий эксперимента. Например, можно было бы ожидать, что угловое распределение частиц внутри канала будет выглядеть как на рис. 19, и обладать тонкой структурой, наложенной на классическую кривую. Мы видим, что по $\psi = 0$ не должны идти никакие частицы, в соответствии с тем, что в уравнении (14) $l \neq 0$, что является известным условием движения в нулевой точке. Кроме того, если длину волны λ из уравнения (13) подставить в уравнение

(15), то получается

 $l\lambda = 4\hat{y}_0\psi_{0l}.$ (15a)

Это выражение почти совпадает с законом Брэггов для малых углов; вместо межплоскостного расстояния 2b(или d) здесь фигурирует ширина канала $2\hat{y}_0$. Таким образом, установлена связь между каналированием и дифракцией.

С другой стороны, для каждого значения *l* волновая функция соответствует резкому энергетическому уровню, определяемому выражением

 $E_l = l^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{8 \dot{y}_0^2 M_1} \,. \tag{17}$

Ясно, что для протонов

при 100, или около того, уровнях расстояния между уровнями достаточно малы, чтобы большое число различных процессов вызывало переходы между ними. Например, столкновения с атомами в стенках канала будут приводить к образованию или аннигиляции фононов, и может даже оказаться возможным обнаружить электромагнитное излучение в инфракрасной области, происходящее в результате переходов между уровнями.

Такие распределения, как на рис. 19, *а*, никогда не наблюдались для протонов или более тяжелых частиц, и это не удивительно, даже если принимать во внимание одни экспериментальные причины, так как $\hat{l} \sim 100$ и требуется очень высокое угловое разрешение (лучше, чем 0,01°) и весьма совершенный кристалл. Однако даже при выполнении этих условий остается более существенная причина того, что тонкая структура не будет столь ярко выраженной, так как в любом эксперименте частица должна как войти в канал, так и выйти из него.

Частицы пучка подходят к кристаллу как плоские волны, и вход в канал для них является отверстием шириной $2\hat{y}_0$. Так же как в оптике, будет существовать дифракция на отверстии, которая размажет распределение направлений движения частиц до вида, показанного на рис. 20. Угловая ширина центрального пика будет, грубо говоря, λ/\hat{y}_0 , т. е. несколько больше, чем расстояние между разрешенными направлениями в канале: $\lambda/4\hat{y}_0$. Таким образом, вероятность обнаружения частицы внутри канала в одном из нескольких состояний с волновой функцией будет примерно одинаковой.





Рис. 19. Схема тонкой структуры, вносимой в угловое распределение каналированных частиц при волновом рассмотрении, в случае, когда $l \sim 10$:

a) внутри кристалла для илеализарованного случая нулевого разброса по энергии, б) вне кристалла с учетом влияния дифракции на отверстии при выходе из канала, небольшого разброса по энергии и правдоподобного потенциала (штриховые кривые соответствуют классическим результатам). Точно так же, когда частица, находившаяся в *l*-м состоянии, покидает кристалл, снова происходит дифракция на отверстии и получаются пики с центром примерно при $\pm \psi_{0l}$ и осциллирующими боковыми частями. Так как в любом эксперименте измеряется вклад от нескольких соседних значений *l*, результирующее угловое распределение вне кристалла будет суперпозицией нескольких пиков, ширина которых примерно равна расстоянию между ними. Нельзя поэтому ожидать появления вне кристалла резко очерченных пиков, соответствующих индивидуальным состояниям



Рис. 20. Интенсивность волны, бывшей первоначально плоской, после дифракции на отверстии шириной $2\hat{y}_0$.

внутри кристалла, хотя и могут наблюдаться небольшие отклонения от классических предсказаний, возможно, в форме, показанной на рис. 19, б. Наилучшие возможности обнаружения таких отклонений появляются R когда туннельный случае, эффект становится заметным эффективно увеличивает И ширину отверстия, уменьшая угловое уширение из-за дифракции на отверстии.

При использовании истинной формы потенциальной ямы появляется другой размазывающий эффект, обусловленный тем, что оказывается

невозможным определить волновую функцию, характеризуемую данным значением длины волны λy (к тому же k_{yl} , P_{yl} и ψ_{0l} перестают быть столь определенными). Это ведет к тому, что пики при $\pm \psi_{0l}$ внутри кристалла расширяются. Становятся возможными все значения углов между ними. В классическом случае это соответствует просто переходу от зигзагообразных траекторий к более гладким.

Еще один размазывающий эффект появляется, если не все частицы обладают одинаковой энергией, так как в уравнении (15) подразумевается, что положение *l*-го пика зависит от $1/\sqrt{E_1}$. Таким образом, если протоны обладают совсем небольшим разбросом по энергии, порядка одного процента, все пики внутри кристалла, кроме нескольких в центре, сольются друг с другом. Биения среди внешних пиков дадут, однако, осцилляции с бо́льшим периодом, что облегчит экспериментальное наблюдение, но если разброс по энергии не поддерживается постоянным, результаты окажутся крайне невоспроизводимыми и, возможно, заставят экспериментатора относиться с недоверием к любым наблюдаемым им эффектам! Суммируя, можно сказать, что обнаружить отклонения от классических результатов будет нелегко и, вероятно, даже вообще невозможно. На рис. 19, б показано, что предположительно, мог бы ожидать оптимист.

Для электронов и позитронов наблюдается совсем другой случай. Во-первых, из приведенной выше модели следует, что *l* заключено между 1 и 10, но, возможно, более важным является то, что длина волны частицы гораздо ближе к ширине барьера; туннельный эффект поэтому будет способствовать обнаружению частицы в классически запрещенной области, и существование когерентности волн в соседних каналах становится возможным. При этом не только изменяются волновые функции внутри кристалла, но и становится менее важной дифракция на отверстии. Эта проблема была решена теоретиками, занимающимися дифракцией электронов,

КАНАЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

в основном в приложении к электронному микроскопу ³⁸. Было обнаружено, что в электронном микроскопе угол падения может быть достаточно точно определен, так что возбуждается только один *l*-уровень, и это соответствует просто обычному брэгговскому отражению. В этом случае для полного описания наблюдаемых результатов требуются лишь две волновые функции. У одной из них максимумы располагаются в каналах, у другой — на стенках каналов (эти волновые функции похожи на две стоячие



Рис. 21. Изображение кристалла, согнутого в форме купола, полученное в электронном микроскопе при направлении падения вдоль оси (100).

«Звезда» соответствует каналированию электронов параллельно плотноупакованным плоскостям. В центре «звезды» — ось <100>. Энергия электронов равна 750 кже. (Эта фотография любезно предоставлена М. С. Спрингом из Кавендишской лаборатории.)

волны, являющиеся решениями уравнения Шрёдингера в модели металла Кронига — Пенни). На языке электронной микроскопии это называется двухволновым или двухпучковым приближением.

Важно помнить о различии между позитроном и электроном, так как отрицательный заряд электрона означает, что его волна, обладающая наименьшей потенциальной энергией, проходит между атомными рядами или плоскостями. Такая электронная волна будет поэтому иметь тенденцию к сильному взаимодействию с атомами, в отличие от дополнительной к ней волны, проходящей сквозь потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту. Так называемый эффект аномального прохождения Бормана получается просто благодаря сильному поглощению первой волны и слабому поглощению второй. В результате обе волны приобретают несколько разные скорости, что приводит к биениям, или эффекту «исчезающей толщины», знакомому всем, занимающимся электронной микроскопией. Этот эффект абсолютно не может быть объяснен на основе классической механики.

Каналирование можно наблюдать и с помощью электронов; на рис. 21 показано изображение с некоторыми отличительными особенностями «звезды». Это — полученное в электронном микроскопе увеличенное изображение кристалла, согнутого в форме купола, через который по направлению к наблюдателю проходят электроны. То, что кристалл согнут, означает, что каждой точке поверхности соответствует различный угол падения. Четырехлучевая «звезда», соответствующая области большей интенсивности, образована электронами, падавшими параллельно основным плоскостям кристалла; эти электроны шли, по-видимому, в пространстве между плоскостями. Отчетливо видна тонкая структура типа изображенной на рис. 19, а.

Были проведены эксперименты с радиоактивными источниками электронов, похожие на описанные в гл. III эксперименты с эмиссией α-частиц. Если эмиттирующие ядра находятся вблизи поверхности, в направлении рядов появляется пик каналированных электронов. Отличие от случая а-частиц, для которых наблюдается минимум, является явным и обусловлено тем, что электроны имеют минимум потенциала в той же области, откуда начинается их движение ³⁹. В случае, когда эмиттирующие ядра распределены по всему кристаллу, наблюдается очень сложная структура из пиков и провалов, не поддающаяся пока анализу, так как требуется рассмотрение очень большого числа волновых функций ⁴⁰.

Позитроны более похожи на легкие протоны, потому что их потенциальная энергия имеет минимумы в областях с низкой электронной плотностью. Экспериментов с позитронами было проведено относительно мало, так как с ними гораздо труднее работать. В тех экспериментах, в которых не требуется, чтобы позитроны проходили большие расстояния в кристалле, их оказывается возможным описывать, как легкие протоны. В таких экспериментах наблюдаются как блокировка, так и каналирование, причем классические уравнения приблизительно верно предсказывают истинную угловую ширину этих эффектов ⁸⁹. Однако в случае, когда толщина кристалла достаточно велика, для того чтобы могли установиться две или большее число волновых функций, эксперименты окажутся гораздо более сложными. Здесь лежит, по-видимому, заманчивая область для лальнейших исследований.

Теория каналирования в ее современном состоянии содержит несколько весьма интересных нерешенных задач. Классическая теория достаточно верна при описании любых проведенных до настоящего времени экспериментов с протонами и тяжелыми частицами, однако для всех, за исключением самых простейших, описаний экспериментов с позитронами и электронами оказывается необходимой волновая механика. Делаются попытки расширить многоволновой подход, развитый для электронов, на случай протонов ³⁷, однако требуется так много волновых функций, что метод оказывается громоздким, и надо надеяться, что может быть развит более простой подход. Во всяком случае, в этой области остается много интересного, и она не потеряла своей ценности от того, что с 1912 до 1961 г. оставалась неисследованной.

Автор благодарен доктору Д. В. Палмеру и доктору Дж. М. Рэдклиффу за полезное обсуждение гл. VII, а также доктору А. Хови и М. С. Спрингу за предоставление данных по каналированию электронов.

Школа математических и физических наук при Сассексском университете, Брайтон, Великобритания

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- M. von¹ Laue, Historical Introduction to «International Tables for X-ray Crystallography», v. 1, Kynoch Press, 1952.
 J. Stark, Phys. Zs. 13, 973 (1912).
 M. T. Robinson, O. S. Oen, Proc. of Conference «Bombardment Ionique» (CNBS Paris) 4064.
- (CNRS, Paris), 1961. 4. M. T. Robinson, O. S. Oen, Phys. Rev. **132**, 1385 (1963).

- 5. R. S. Nelson, M. W. Thompson, Phil. Mag. 8, 1677 (1963). 6. G. Dearneley, IEEE Trans. Nucl. Sci. 11, 249 (1964). 7. C. Erginsoy, H. E. Wegner, W. M. Gibson, Phys. Rev. Lett. 13 530 (1964).
- 8. G. R. Piercy, F. Brown, J. A. Davies, M. McCargo, Phys. Rev. Lett. 10, 399 (1963).
- H. Lutz, R. Sizmann, Phys. Lett. 5, 113 (1963).
 G. R. Piercy, M. McCargo, F. Brown, J. A. Davies, Canad. J. Phys. 42, 1116 (1964).
- L in d h ar d, Phys. Lett. 12, 126 (1964).
 M. W. T h o m p s o n, Harwell Conference on Collision Cascades, Unclass, U.K.A.E.A. Rept. A.E.R.E.-R-4694 (1964).
- 13. M. W. Thompson, Phys. Rev. Lett. 13, 756 (1964). 14. E. Bogh, J. A. Davies, K. O. Nielsen, Harwell Conference on Collision Cascades, Unclass. U.K.A.E.A. Rept. A.E.R.E.-R.-4694 (1964).
- 15. E. Bogh, J. A. Davies, K. O. Nielsen, Phys. Lett. 12, 129 (1964). B. B. B. B. M. Davies, K. O. Nielsen, Phys. Lett. 12, 129 (1964).
 J. U. Andersen, J. A. Davies, K. O. Nielsen, S. L. Andersen, Nucl. Instrum. and Meth. 38, 210 (1965).
 W. Brandt, J. M. Khan, D. L. Potter, R. D. Worley, H. P. Smith, Phys. Rev. Lett. 14, 42 (1965).
 E. C. Машкова, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, ФТТ 5, 3426
- (1963).
- (1960).
 19. Р. К. Rol, J. M. Fluit, F. P. Viehback, M. deJong, Proc. 14th Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, North Holland, 1959.
 20. Т. S. Noggle, O. S. Oen, Phys. Rev. Lett. 16, 395 (1966).
 21. R. S. Nelson, M. W. Tompson, Phys. Lett. 2, 124 (1962).
 22. B. Domeij, K. Bjorqvist, Phys. Lett. 14, 127 (1965).
 23. E. Bogh, E. Uggerhoj, Nucl. Instrumum. and Meth. 38, 216 (1965).
 24. А. Ф. Тулинов, В. С. Куликаускас, М. М. Малов, Phys. Lett. 18, 204 (1965).

- 18, 304 (1965). 25. R. S. Nelson, Phil. Mag. 15, 845 (1967). 26. J. A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, J. W. Mayer, Canad. J. Phys. 46, 663 (1968).

- 27. H. Matzke, J. A. Davies, J. Appl. Phys. 38, 805 (1967). 28. D. S. Gemmell, R. E. Holland, Phys. Rev. Lett. 14, 945 (1965). 29. B. R. Appleton, C. Erginsoy, W. M. Gibson, Phys. Rev. 161, 330 (1967).
- 30. G. Dearnaley, B. W. Farmery, I. V. Mitchell, R. S. Nelson, M. W. Thompson, Phil. Mag. 18, 985 (1968).
 31. M. W. Thompson, Defects and Radiation Damage in Metals, Cambridge, 1968.
 32. C. Lehmann, G. Leibfried, J. Appl. Phys. 34, 2821 (1963).
 33. J. Lindhard, CM. CTP. 249 этого выпуска УФН.
 34. H. Lutz, S. Datz, C. D. Moak, T. S. Noggle, Phys. Rev. Lett. 17, 2016 (1967).

- 285 (1966). 35. M. W. Thompson, Proc. of Brookhaven Solid State conference Unclass. BNL Rep. BNL 50083 (1967). 36. A. Howie, Solid State Physics with Accelerators, Unclass. BNL Rep. BNL
- 50083 (1967).
- 30085 (1967).
 37. R. E. de Wames, W. F. Hall, L. T. Chadderton, Solid State Physics with Accelerators; Unclass. BNL Rep. BNL 50083 (1967).
 38. P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson, D. W. Pashley, M. J. Whelan, Electron Microscopy of Thin Crystals, Butterworth, 1965.
 39. E. Uggerhoj, J. U. Andersen, Canad. J. Phys. 46, 543 (1968).
 40. B. Domej, Nucl. Instrum. and Meth. 38, 207 (1965).

ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

- 41. Полный список работ, опубликованных до марта 1967 г., можно найти в статье: S. Datz, C. Erginsoy, G. Leibfried, H. O. Lutz, Ann. Rev. Nucl. Sci. 17, 129 (1967).
- 42. Некоторые более поздние работы опубликованы в отчетах двух конференций, состо-явшихся в 1967 г.: а) Canad. J. Phys. 46, 449-722 (1968) работы, представленные на конференцию по атомным столкновениям и проникновению; б) работы, представленные на конференцию по изучению физики твердого тела с помощью ускорителей, опубликованы в отчете Брукхэйвенской национальной лаборатории BNL 50083.