

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

K-212

P7-88-73

С.А.Карамян

**ЭФФЕКТЫ ТЕНЕЙ И КАНАЛИРОВАНИЯ
ДЛЯ ЯДЕР ОТДАЧИ
В МОНОКРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

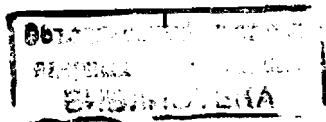
ВВЕДЕНИЕ

При облучении монокристалла Ge ионами ^{20}Ne и ^{40}Ar с энергией 5,5 МэВ/нуклон и регистрации продуктов упругого и неупругого взаимодействия ядер наблюдается ^{1-3/} существенное изменение рефлексов кристаллографических направлений за счет двух причин: вторичного каналирования частиц, выходящих из глубины кристалла, и влияния длительности распада возбужденных продуктов неупругого взаимодействия. Значительная роль реканалирования тяжелых частиц после торможения в кристаллической среде является новой особенностью взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Влияние длительности распада возбужденных продуктов на теневые минимумы представляет интерес как в отношении изучения механизма ядерных реакций, так и в плане развития метода, основанного на эффекте теней. Поэтому представляло интерес продолжить эксперименты в данном направлении с использованием монокристалла кремния.

В настоящей работе зафиксированы и изучены рефлекс кристаллографических направлений в угловых распределениях продуктов взаимодействия ионов ^{27}Al (90 - 150 МэВ), ^{40}Ar (90 - 220 МэВ) и ^{129}Xe (121 МэВ) с монокристаллом кремния.

1. НАБЛЮДЕНИЕ РЕФЛЕКСОВ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЙ

Полированные монокристаллические пластины ориентации (111) из детекторного Si p-типа толщиной около 1 мм использовались в качестве мишеней. Облучения проводились на выведенном пучке циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ. Его параметры после прохождения коллиматора следующие: диаметр 1 мм, угловое расхождение не более $0,5^\circ$, интенсивность не более $2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Направление пучка не совпадало с главными кристаллографическими направлениями. Макроскопический нагрев области энерговыделения пучка согласно расчету повышал температуру не более, чем на 5°C выше комнатной. Мишенеподобные продукты упругого и неупругого ядерных взаимодействий регистрировались стеклянными трековыми детекторами, расположенными в области углов $32 \div 74^\circ$ по отношению к пучку. Толщина работающего слоя мишени определяется энергией падающих частиц и продуктов реакции, потерями энергии на торможение в мишени и порогом детек-



тора; в работе /4/ дана формула для расчета толщины слоя при регистрации ядер отдачи.

Контрольные эксперименты проведены с использованием упругого рассеяния ионов ^{40}Ar (24 МэВ) и зафиксирована высокая степень совершенства монокристаллов как вначале, так и после умеренной дозы облучения. Хорошая радиационная стойкость кремния была подтверждена и в экспериментах на пучках с более высокой энергией. При описании результатов измерений роль радиационного повреждения кристалла можно не учитывать, т.к. доза экспозиции выбиралась небольшой и одинаковой для сравниваемых опытов.

После химического проявления треков на стеклянном детекторе визуально наблюдалась картина рефлексов кристаллографических направлений при условии достаточно высокой плотности треков ($10^5 - 10^6 \text{ см}^{-2}$). Интенсивность регистрируемых продуктов реакции зависит от угла вылета по отношению к пучку. Выход убывает к малым углам из-за приближения к плоскости поверхности мишени, убывает он и при углах $\theta_L > 70^\circ$ за счет уменьшения кинетической энергии продуктов ниже порога регистрации $P \approx 5 \text{ МэВ}$. Положение максимума выхода и угловой интервал, в котором регистрируются продукты, зависят от энергии ионов E_L и угла поворота мишени к пучку. Кинематические особенности приведенных выше реакций дают возможность наблюдать в определенной области углов мишенеподобные продукты реакции отдельно от снарядоподобных. Например, для случая $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$ максимальный угол вылета снарядоподобного продукта в л.с. составляет $\theta_L = 44,5^\circ$, т.е. область $\theta_L > 45^\circ$ свободна от снарядоподобных продуктов. То же относится и к столкновению $^{129}\text{Xe} + \text{Si}$, но в реакции $^{27}\text{Al} + \text{Si}$ вылет снарядоподобного продукта кинематически не запрещен во всей области углов.

Тонкая структура выхода, связанная с кристаллографическими направлениями в окрестности оси $\langle 111 \rangle$, показана на рис. 1. Картина рефлексов геометрически обусловлена симметрией кристаллической решетки. Ось $\langle 111 \rangle$ образуется пересечением трех плоскостей типа (011) и трех плоскостей типа (112) . Характер и интенсивность рефлексов связаны с особенностями прохождения частиц в монокристаллической среде и с длительностью ядерной реакции. Структуры, показанные на рис. 1, соответствуют двум наиболее интересным случаям, когда в одном эксперименте удалось наблюдать сосуществование двух типов рефлексов – теневого минимума и максимумов каналирования. Это происходит только при определенном выборе энергии пучка E_L и области углов.

Максимумы каналирования возникают в результате вторичного захвата в режим каналирования рассеянных частиц, выходящих из глубины кристалла /2/. Здесь важно, чтобы заглубление источника частиц было немалым (по направлению регистрации) и чтобы интенсивность частиц, рожден-

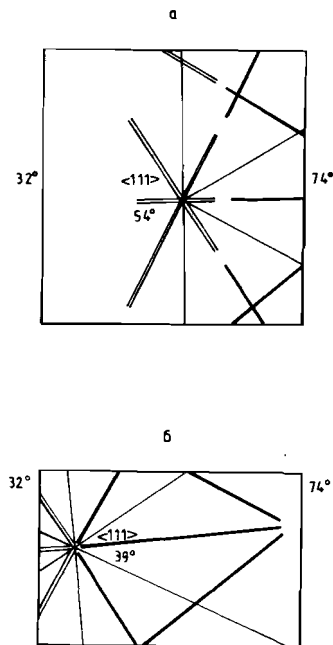
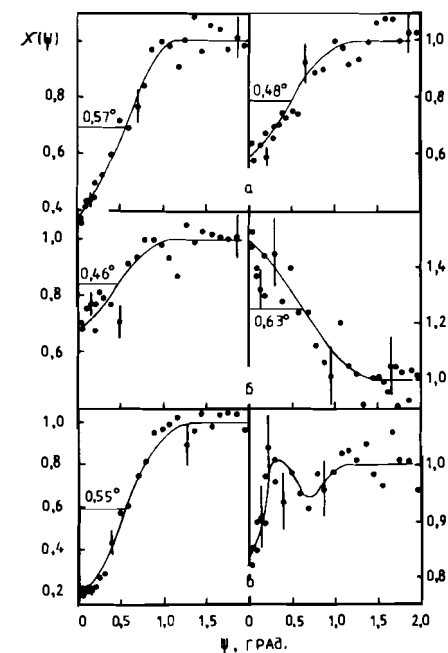


Рис. 1. Структура рефлексов кристаллографических направлений, зафиксированная в угловом распределении продуктов при облучении монокристалла Si ионами ^{40}Ar с энергией 151 МэВ (а) и ^{129}Xe – 121 МэВ (б). Значения угла рассеяния в л.с. отмечены цифрами. Жирной линией показаны хорошо выраженные плоскостные минимумы, тонкой – слабые теньевые минимумы, двойной – максимумы каналирования.

Рис. 2. Профиль рефлекса кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ Si, измеренный в следующих случаях: а) при регистрации продуктов под углом $\theta_L = 64^\circ$ к пучку ионов ^{27}Al с энергией 91 и 148 МэВ; б) при $\theta_L = 54^\circ$ на пучке ^{40}Ar с энергией 92 и 151 МэВ; в) на пучке ^{129}Xe с энергией 121 МэВ при $\theta_L = 69$ и 39° .



ных в глубине, была намного больше, чем выходящих из приповерхностных областей. Такие условия могут возникать при умеренной энергии пучка в связи с тем, что сечение упругого рассеяния на порядок превосходит сечение неупругих реакций. Если энергия пучка ниже барьера взаимодействия, то имеет место упругое рассеяние во всей толщине работающего слоя мишени. При большой энергии область упругого рассеяния погружается глубоко внутрь кристалла и работающий слой соответствует только неупругому взаимодействию. В этих двух случаях наблюдаются теневые минимумы, не сильно искаженные за счет вторичных процессов. А при промежуточной энергии создаются условия для преобразования распределения частиц. Наблюдение максимумов каналирования при взаимодействии ядер отдачи с кремнием $\text{Si} + \text{Si}$ находится в хорошем соответствии с результатами [2], полученными при регистрации ионов, рассеянных в германии, ^{20}Ne , $^{40}\text{Ar} + \text{Ge}$. Длина пути, после прохождения которой теневые минимумы трансформируются в максимумы каналирования, примерно одинакова (около 10 мкм) для кремния и германия.

В настоящих экспериментах выявились еще две особенности: 1. Формирование максимумов реканалирования зависит от индексов кристаллографических направлений. На рис. 1 показано, что максимумы хорошо видны для плоскостей типа (011) и (111), но не выявляются для плоскостей типа (112). 2. Переход от теневых минимумов к максимумам происходит достаточно резко - при изменении угла регистрации всего на 3 - 4° и, следовательно, энергии ядер отдачи на 19 - 25%. Объяснение этих особенностей - дело дальнейшего анализа.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ РЕФЛЕКСОВ

Путем сканирования стеклянного трекового детектора в окрестности его пересечения с кристаллографической осью <111> получена зависимость относительного выхода $\chi(\psi)$ от угла разориентации ψ между осью и направлением регистрации. Полуширина аппаратной линии (угловое разрешение) составляет около 0,15°. Профиль $\chi(\psi)$ рефлекса <111>, измеренный в разных случаях, показан на рис. 2. Результаты даны в натуральном виде, без учета поправок на угловое разрешение опыта и без сглаживания точек. Видно, что при изменении энергии ионов и угла регистрации меняется глубина теневых минимумов и даже происходит трансформация минимумов в максимумы. Угловая ширина профиля рефлекса не противоречит выводам, полученным в работе [5] на основе измерений для кристаллов Ge и GaP.

На рис. 3 дана зависимость относительного выхода χ_0 частиц вдоль кристаллографической оси <111> от энергии ионов для двух реакций ^{27}Al , $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$. В случае угла регистрации $\theta_L = 64^\circ$ в обеих реак-

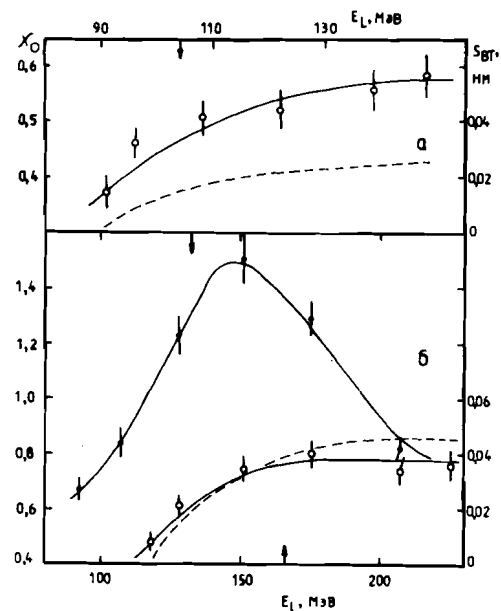


Рис. 3. Зависимость относительного выхода χ_0 частиц вдоль кристаллографического направления <111> Si от энергии ионов ^{27}Al (а) и ^{40}Ar (б). Точки соответствуют: \circ - углу наблюдения 64° , \triangle - 54° . Сплошная линия соединяет точки, штриховая - дает значения $S_{\text{вт}}$. Стрелками отмечены значения грейзинг-энергии.

циях наблюдается увеличение выхода в теневом минимуме с ростом энергии ионов. Вместе с тем, при $\theta_L = 54^\circ$ зависимость $\chi_0(E_L)$ более драматична. Значение $\chi_0 < 1$ (теновый минимум) сменяется величиной $\chi_0 > 1$ (максимум), а затем снова $\chi_0 < 1$. Причины такого поведения качественно объяснены выше. Сильная трансформация зависимости $\chi_0(E_L)$ при изменении угла объясняется изменением энергии ядер отдачи упругого рассеяния $E_{\text{до}}$. Уменьшение θ_L на 10° приводит к возрастанию $E_{\text{до}}$ в 1,8 раза и к соответствующей разнице в полной толщине работающего слоя мишени. В случае $\theta_L = 64^\circ$ толщина слоя недостаточна для создания условий заглупленного источника частиц.

Влияние энергии ядер отдачи и, следовательно, толщины слоя на форму теневых минимумов моделировалось в упругом рассеянии ^{129}Xe (121 МэВ) + Si. Энергия Xe в 4 раза ниже кулоновского барьера ядерного взаимодействия, поэтому другие реакции, кроме резерфордовского рассеяния, не имеют места. Максимальный угол рассеяния ^{129}Xe в л.с. равен $12,5^\circ$. Следовательно, однозначно известен тип регистрируемых частиц (ядра отдачи Si), их энергия, толщина слоя и распределение вероятности рассеяния по толщине.

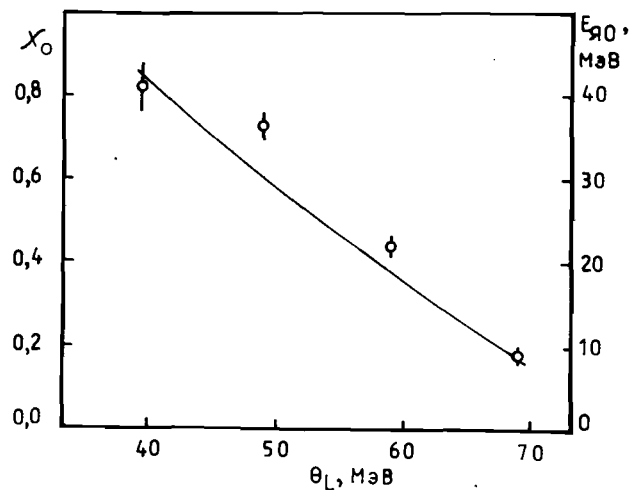


Рис. 4. Зависимость выхода ядер отдачи вдоль оси <III> от угла наблюдения, измеренная на пучке ^{129}Xe с энергией 121 МэВ. Сплошной линией даны вычисленные значения энергии ядер отдачи.

На рис. 4 показана зависимость относительного выхода X_0 в тенево-минимуме <III> от угла наблюдения, измеренная для взаимодействия $^{129}\text{Xe} + \text{Si}$. Видно, что выход X_0 возрастает практически параллельно с ростом энергии ядер отдачи. При $E_{Я0} \approx 40$ МэВ на фоне теневого минимума уже начинает выявляться максимум каналирования (см. рис. 2в). Сложный профиль рефлекса в этом случае связан с интегрированием выхода по всей (немалой) толщине слоя \dagger , которому соответствуют потери энергии Хе около 60 МэВ. Результаты рис. 4 можно использовать для оценки степени искажения теневого минимума за счет толщины слоя.

3. РОЛЬ ДЛИТЕЛЬНОСТИ РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННОГО ПРОДУКТА

Рассмотрим более подробно случай регистрации ядер отдачи под углом $\theta_L = 64^\circ$ к пучку в реакциях ^{27}Al , $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$, соответствующие функции $X_0(E_L)$ показаны на рис. 3. Стрелками отмечены значения грейзинг-энергии E_R , которая отделяет область упругого рассеяния от неупругих ядерных столкновений. При $E_L < E_R$ доминирует вклад упругорассеянных ядер отдачи. Их кинетическая энергия составляет 15-20 МэВ, толщина слоя по пучку равна 1,5 - 2,2 мкм Si и потери энергии пучка 4 - 8 МэВ на толщине \dagger . Таким образом, в пределах толщины слоя сече-

ния ядерных процессов не сильно варьируются из-за небольшого интервала энергии. Следовательно, не могут быть созданы условия заглубленного источника частиц. С другой стороны, влияние толщины слоя на теньевые минимумы можно оценить с помощью рис. 4. Видно, что при энергии ядер отдачи 15 - 20 МэВ наблюдаются неискаженные теньевые минимумы с выходом $X_0 \approx 0,4$. Эта величина соответствует значениям X_0 для реакций ^{27}Al , $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$ при $E_L < E_R$.

С ростом энергии ионов в области $E_L \geq E_R$ толщина слоя не может заметно увеличиваться, т.к. ядра отдачи неупругих процессов имеют кинетическую энергию намного меньше, чем при упругом рассеянии. Убывание $E_{Я0}$ за счет увеличения неупругости процесса полностью компенсирует рост, пропорциональный энергии пучка. Поэтому в данном случае условия "тонкой" мишени сохраняются, и нет оснований для существенного изменения выхода в тенево-минимуме X_0 с ростом энергии. Тем не менее, такое изменение $X_0(E_L)$ наблюдается, см. рис. 3. Возрастание $X_0(E_L)$ при $E_L \geq E_R$ следует приписать влиянию длительности распада возбужденных продуктов неупругого взаимодействия.

Испускание нейтронов, протонов и других частиц из возбужденного продукта реакции приводит к возникновению смещения самого продукта от кристаллографической оси или плоскости. Причина состоит в изменении направления движения фрагмента за счет импульса отдачи при испускании вторичной частицы. Смещение $S_{вт}$ влияет на выход в тенево-минимуме X_0 . Существенная роль $S_{вт}$ была экспериментально зафиксирована при регистрации мишенеподобных продуктов $^{1,3,6/}$, испущенных из монокристалла Ge, и в случае снарядоподобных продуктов $^{7,8/}$ реакций на монокристаллических мишенях алмаза и германия. В настоящей работе выявлен тот же эффект для реакций с кремнием. В области $E_L \geq E_R$ вклад неупругих продуктов постепенно нарастает и становится доминирующим, что ясно из измеренной функции возбуждения регистрируемых продуктов. Увеличение средней энергии возбуждения продуктов приводит к появлению смещения $S_{вт}$, связанного с испусканием вторичных частиц, и, соответственно, к возрастанию $X_0(E_L)$.

Значение X_0 при наименьшей энергии ^{27}Al или ^{40}Ar взято в качестве эталонного значения $X_{эт}$, соответствующего нулевому смещению $S_{вт}$. При других энергиях выделен вклад в тенево-минимум X_S , связанный с ненулевым значением $S_{вт}$, по формуле $I - X_{экс} = (I - X_{эт}) \times (I - X_S)$. С использованием соотношения перехода $X(S)$ получены численные значения $S_{вт}$. Связь между теньевым выходом и смещением $X(S)$ предполагалась в виде аналитической аппроксимации, предложенной в работе $^{9/}$. Параметр обрезания атомного потенциала Γ_c для оси <III> Si считался равным $\Gamma_c = 2a_{TF}$, где a_{TF} - параметр экранирования Томаса-Ферми. Полученные таким образом численные значения $S_{вт}(E)$ показаны на рис. 3, они могут быть использованы для оценки длительности

распада возбужденного продукта τ_2 , поскольку величины S_{BT} и τ_2 связаны соотношением ^{16/}:

$$S_{BT} = v_2^L \tau_2 \sin \bar{\theta},$$

где v_2^L - скорость фрагмента в л.с., $\bar{\theta}$ - средний угол отклонения фрагмента в результате испускания вторичной частицы. С помощью приведенной формулы извлечены значения $\tau_2 \approx 3,5 \cdot 10^{-17}$ с и $\tau_2 \approx 6 \cdot 10^{-17}$ с для реакций $^{27}\text{Al} + \text{Si}$ и $^{40}\text{Ar} + \text{Si}$ в области насыщения функций $S_{BT}(E_L)$.

Детальное сравнение измеренных значений τ_2 с расчетом затруднено, т.к. в эксперименте возможен только отбор мишенеподобного продукта, но не дифференцированы ни отдельные нуклиды, ни их энергия возбуждения. Дифференциация в принципе осуществима, но требует более совершенной техники эксперимента. При обсуждении различия значений τ_2 нужно иметь в виду, что спектр нуклидов и их возбуждений не одинаков в двух реакциях.

Таким образом, в работе изучены особенности взаимодействия с монокристаллом кремния продуктов ядерных реакций под действием тяжелых ионов, и выявлен эффект, связанный с длительностью распада возбужденных продуктов ядерных столкновений.

Автор благодарен А.В.Рыжук за предоставление монокристаллов Si, В.Н.Бугрову за помощь в проведении эксперимента и группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С.А. Письма в ЖЭТФ, т.40, с.196.
2. Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.1008.
3. Карамян С.А. ЯФ, 1987, т.46, с.1338.
4. Бугров В.Н., Карамян С.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1009.
5. Бугров В.Н. и др. Изв АН СССР, сер. физ., 1985, т.49, с.855.
6. Карамян С.А. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753.
7. Gomez del Campo J. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.451.
8. Gomez del Campo J. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 1987, v. B24/25, p.447.
9. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys. Rev. Lett., V.24, p.114.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1988 года.

Карамян С.А.

P7-88-73

Эффекты теней и каналирования для ядер отдачи
в монокристалле кремния

С использованием пучков ионов ^{27}Al , ^{40}Ar и ^{129}Xe исследовано взаимодействие ядер отдачи упругих и неупругих столкновений с монокристаллом кремния. При изменении энергии ионов и угла регистрации наблюдаются рефлексии кристаллографических направлений как в виде теневых минимумов, так и максимумов каналирования. Выяснены условия реканалирования ядер отдачи упругого рассеяния после торможения в кристаллической среде. Обнаружено влияние длительности распада продуктов неупругих столкновений на профиль теневого минимума и сделана оценка эффективного времени распада.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Л.В.Пашкевич

Karamyan S.A.

P7-88-73

Blocking and Channeling Effects for Recoil
Nuclei in a Silicon Single Crystal

By using ^{27}Al , ^{40}Ar and ^{129}Xe ion beams the interaction of the elastic and inelastic recoil nuclei with a silicon single crystal is investigated. With a variation of the ion energy and detecting angle, reflexes of the crystallographic directions are observed in the forms of both blocking minima and channeling maxima. The conditions under which the recoil nuclei emitted in elastic scattering rechannel after degrading in a crystal medium are clarified. The effect of the decay duration on the blocking minimum profile is found for inelastic collision products, and the effective lifetime is estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988