

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

532/82

1/2-82

P14-81-714

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ
МОНОКРИСТАЛЛА ВОЛЬФРАМА
ПУЧКОМ ИОНОВ АРГОНА

Направлено в АЭ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование радиационного повреждения монокристаллов тяжелыми ионами представляет интерес в связи с наиболее сильным их повреждающим действием по сравнению с другими частицами. В литературе нет достаточно полных количественных сведений для области энергий тяжелых ионов $\sim 1,0-10$ МэВ/нуклон. Получение экспериментальных данных в этом направлении может оказаться полезным для физики твердого тела и физики взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, а также для некоторых аспектов современного материаловедения.

Взаимодействие тяжелых ионов с монокристаллами изучалось в работах^{1,2/} Целью этих экспериментов было измерение времени жизни составных ядер с помощью эффекта теней в ядерных реакциях на монокристаллических мишенях. В ходе экспериментов выяснилось, что, несмотря на радиационное повреждение монокристалла вольфрама тяжелыми ионами с энергией $\sim 6-8$ МэВ/нуклон, удастся наблюдать хорошо выраженную теневую картину в пространственном распределении продуктов ядерных реакций. Это означает, что монокристаллическая структура решетки сохраняется вплоть до высоких значений плотности дозы более 10^{16} см⁻² тяжелых ионов, попавших на монокристалл.

В данной работе методом теней исследовано повреждение монокристалла W под действием ионов ^{40}Ar с энергией 24 МэВ. Ставятся цели: 1/ получение количественных результатов о повреждающем действии ионов ^{40}Ar /24 МэВ/ на монокристалл W; 2/ моделирование в реакции упругого рассеяния $W(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$ условий эксперимента по измерению времени жизни ядер для проверки влияния методических факторов и радиационного повреждения на результат таких измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Толстая монокристаллическая мишень вольфрама облучалась при комнатной температуре коллимированным пучком ионов ^{40}Ar , имевшим диаметр 1 мм. Использовался выведенный пучок циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ. Пучок направлялся на монокристалл в направлении, не совпадающем с кристаллографическим выделенным направлением. При мощности дозы облучения $\sim 10^{10}$ ионов с⁻¹ нагрев пучком области облучения /и средний и импульсный/ не превышал одного

градуса, согласно оценке. Упруго рассеянные ионы ^{40}Ag регистрировались стеклянными трековыми детекторами, расположенными на расстоянии 120 мм от мишени в области углов рассеяния от 75° до 170° . Плотность треков ионов ^{40}Ag на поверхности детектора составляла $\sim 10^4 \text{ мм}^{-2}$, поэтому структура теневой картины в пространственном распределении рассеянных частиц наблюдалась визуально. Монокристалл вольфрама ориентирован таким образом, чтобы кристаллографические оси $\langle 111 \rangle$ были направлены под углами 90° и 161° по отношению к пучку. Теневые минимумы интенсивности рассеяния для указанных кристаллографических осей сканировались при помощи оптического микроскопа для получения количественных результатов - зависимости плотности треков от угла, отсчитываемого от кристаллографической оси. Центральная область теневого минимума сканировалась по двум координатам для объективного нахождения центра тени и для обеспечения максимальной статистической точности определения интенсивности в минимуме. Таким образом определялся профиль теневого минимума, интенсивность в минимуме χ и угловая ширина на половине минимума $\psi_{1/2}$.

В ходе непрерывного облучения монокристалла стеклянные детекторы неоднократно заменялись, в результате чего прослеживалась зависимость характеристик теневого минимума от плотности дозы тяжелых ионов, воздействовавших на монокристалл. В некоторых случаях детектор накапливал полное число рассеянных частиц от начала и до конца облучения. Следовательно, возникает возможность говорить о фиксации радиационного повреждения "в момент возникновения", а не *post factum*. На рис. 1 показаны пары теневых минимумов, полученные при облучениях, характеризующихся различными значениями средней плотности дозы ионов I . Величина I включает в себя сумму интегральных потоков ионов для всех облучений, предшествовавших данному, плюс половину интегрального потока данного облучения $I_k = 0,5 \Delta I_k + \sum_{i=1}^{k-1} \Delta I_i$. Из

рис. 1 видно, что теневые минимумы становятся менее глубокими с ростом плотности дозы ионов для обеих кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, ориентированных под углами 90° и 161° . Угловая ширина составляет $\psi_{1/2} \approx 2,8^\circ$ для оси 90° и $\psi_{1/2} \approx 3,1^\circ$ для оси 161° , различие связано с различием энергии рассеянных ионов.

Определение числа ионов, попавших на мишень, производилось на основе измеренной плотности треков рассеянных на определенный угол ионов в направлении, не совпадающем с кристаллографическим выделенным направлением. Расчетным путем определялся интегральный выход рассеянных частиц для толстой мишени. Ион теряет энергию на участке пути до рассеяния, затем в акте рассеяния на отдачу и наконец на участке пути к выходу из мишени. Ион регистрируется детектором, если его энергия превышает

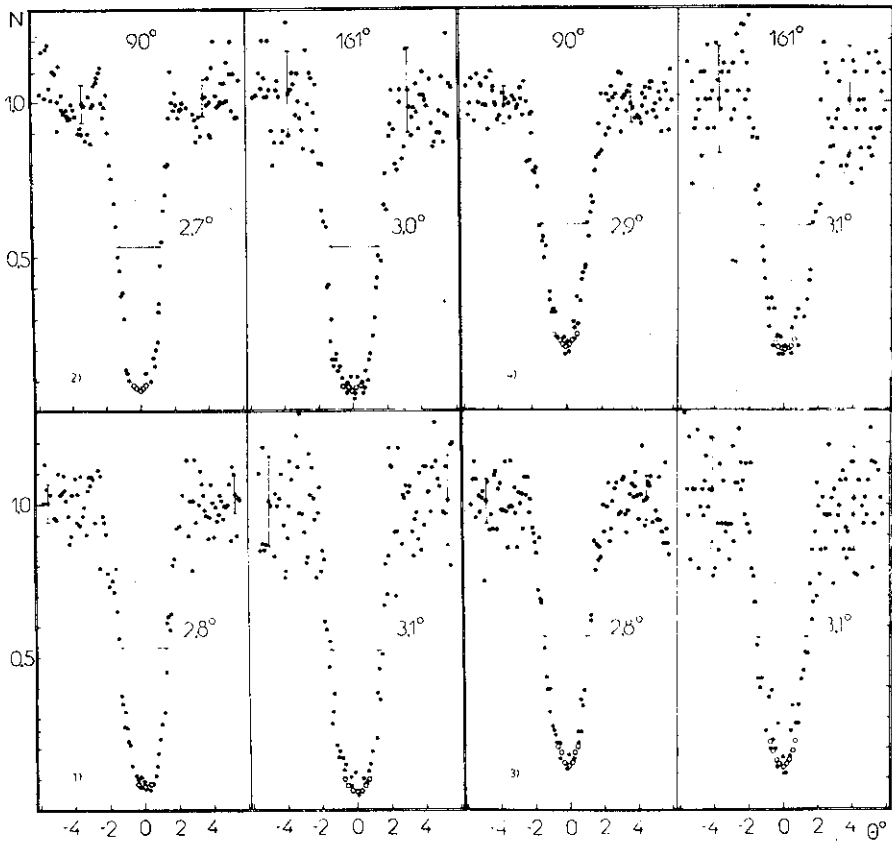


Рис. 1. Сравнение пар теневых минимумов, зафиксированных для углов ориентации кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ монокристалла вольфрама 90° и 161° по отношению к пучку, в зависимости от интегральной плотности дозы ионов ^{40}Ag , равной: 1/ $-0,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 2/ $-1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 3/ $-1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 4/ $-1,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. ● - результаты поперечного сканирования, ○ - кольцевого сканирования /ошибка не превышает размера точки/.

пороговое значение энергии Π . Соотношение между энергией и пробегом предполагалось в виде: $E = \left(\frac{CR}{2}\right)^n$, параметры C и n подбирались из условия наилучшего согласия с функцией пробега по Нортклиffe и Шиллингу^{/3/}. Толщина работающего слоя мишени в направлении пучка при этом оказывается равной:

$$d = \frac{k^{1/n} R(E_0) - R(\Pi)}{k^{1/n} + p}, \quad /1/$$

где E_0 - начальная энергия частицы в л.с., $p(\theta_L)$ - комбинация тригонометрических функций, представляющая собой отношение заглупления точки рассеяния по направлению рассеяния ℓ и по направлению падающей частицы s : $p(\theta_L) = \ell/s$. Функция $k(\theta_L)$ связывает энергию рассеянной и падающей частицы в л.с. $E_{\theta_L} = Ek(\theta_L)^{4/3}$:

$$k(\theta_L) = (1+\gamma)^{-2} [1+\gamma^2 - 2\gamma^2 \sin^2 \theta_L + 2\gamma \cos \theta_L \sqrt{1-\gamma^2 \sin^2 \theta_L}]^{1/2}, \quad /2/$$

где $\gamma = \frac{A_1}{A_2}$ - отношение массовых чисел иона и мишени.

Методом интегрирования Резерфордского сечения по энергии на интервале работающего слоя мишени нетрудно получить абсолютное значение выхода рассеянных ионов в зависимости от угла:

$$N(\theta_c) = \Delta\Omega i \frac{\rho \cdot 0,3 \cdot 10^{23}}{A_2} M(\theta_c) \frac{1}{2n-1} \left(\frac{2}{C}\right)^{2n} \left[\frac{1}{(R_0-d)^{2n-1}} - \frac{1}{R_0^{2n-1}} \right], \quad /3/$$

где $\Delta\Omega$ - телесный угол регистрации в ср, i - полное число ионов, попавших на мишень, ρ - плотность мишени в г/см³, $R_0 = R(E_0)$ в см. Величина $M(\theta_c)$ абсолютизирует сечение Резерфордского рассеяния для определенного угла θ_c в с.ц.и.^{4/3}:

$$M(\theta_c) = \frac{0,814 Z_1^2 Z_2^2 (1+\gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_c)^{3/2} (1+\gamma)^2}{2\pi \sin^4 \theta_c / 2 |1+\gamma \cos \theta_c|} 10^{-26} \text{ см}^2 \text{ МэВ}^2 \text{ ср}^{-1}. \quad /4/$$

Угловое распределение рассеянных на толстой мишени ионов, рассчитанное по формуле /3/, оказалось близким к экспериментально определенному для изученной реакции $W(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar})$. Мониторинг пучка по упругому рассеянию дает лучшую точность определения интегрального потока частиц I , чем электрические измерения. Однако погрешность, связанная с неопределенностью данных о пробеге ионов в зависимости от их энергии, может приводить к систематической ошибке определения I , имеющей масштаб $\pm 10 \div 15\%$, вдобавок к неточности, связанной с погрешностью измерений.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 результаты измерений представлены в виде зависимостей глубины теневого минимума χ_{161° и разности глубин

$$\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{161^\circ}$$

от плотности дозы, полученной монокристаллом. Видно, что функция $\chi(I)$ возрастает вплоть до значений 0,3 при увеличении дозы до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. В некотором приближении функция $\chi(I)$ может

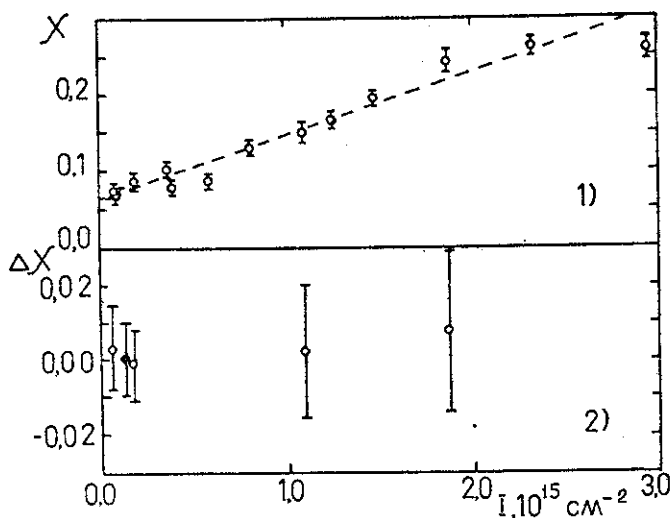


Рис. 2. Зависимость от плотности дозы облучения I измеренных значений: 1/ глубины $X = X_{161^\circ}$ и 2/ разности глубин ΔX теневых минимумов. Точка \bullet получена для контроля с использованием другого монокристалла.

быть аппроксимирована прямой линией $\chi(I) = \gamma I + \chi_0$, где коэффициент γ характеризует повреждающее действие иона на монокристалл. Следует заметить, что экспериментальные точки не противоречат и несколько более сложному виду функции $\chi(I)$, вначале с возрастающей, а затем убывающей производной. Однако отклонение точек от прямой линии невелико, и это позволяет использовать линейное приближение. Полученная функция $\chi(I)$ может быть использована для вычисления концентрации дефектов в зависимости от плотности дозы облучения монокристалла. При этом должна быть использована программа, учитывающая деканализирование интегрально для слоя конечной толщины и пригодная для случая тяжелых частиц в некоторых предположениях о распределении дефектов по глубине.

Рассмотрим повреждающее действие γ тяжелого иона на монокристалл. В работе^{5/} определено повреждающее действие на монокристалл вольфрама ионов $^{22}\text{Ne}/174$ МэВ/ и на монокристалл UO_2 ионов $^{12}\text{C}/81$ МэВ/. Применен аналогичный настоящей работе метод. Различие состояло в регистрации осколков деления, а не рассеянных ионов. В таблице даны величины γ , полученные

Таблица

Результаты измерения степени радиационного повреждения монокристаллов

Мишень	UO ₂	W	W
Ион	¹² C	²² Ne	⁴⁰ Ar
Энергия, МэВ	81	174	24
Толщина слоя, мг см ⁻²	5,8	3,3	1,4
γ / +25% /, 10 ⁻¹⁸ см ²	3,0	10,1	84
$\gamma / Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} \gamma$, 10 ⁻²⁰ см ² МэВ	1,58	2,70	0,52

в^{5/} и в настоящей работе, приведены также значения толщины работающего слоя монокристалла по нормали к его поверхности, вычисленные с использованием данных^{3/}. Видно, что повреждающее действие ионов ⁴⁰Ar много больше, чем ионов ¹²C и ²²Ne. Этот результат позволяет предположить, что величина γ коррелирует с атомными /ядерными/ тормозными потерями иона в веществе, которые можно оценить в простом виде $\sim Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} \gamma$. Здесь Z_1 и Z_2 - атомные номера иона и мишени, E - энергия иона в л.с., $\gamma = \frac{A_1}{A_2}$. В таблице дано отношение измеренных величин γ к фактору, определяющему атомные тормозные потери. Видно, что для этого отношения полный интервал изменения значительно уменьшился по сравнению с исходным изменением γ для разных ионов. Это подтверждает наличие корреляции повреждающего действия иона с атомными тормозными потерями иона в веществе. Остаточное изменение $\gamma / Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} \gamma$ для разных взаимодействий следует приписать различию монокристаллов и регистрируемых частиц. Переход от осколков деления к рассеянным ионам ⁴⁰Ar может давать заметное изменение величин χ не только вследствие изменения атомного номера и энергии частицы. Существенное воздействие на процесс деканализирования оказывает изменение энергии рассеянного иона с толщиной слоя, пройденного ионом до рассеяния. При регистрации осколков деления энергия практически не зависит от положения точки их возникновения в слое монокристалла. Такая особенность реакции упругого рассеяния может приводить к меньшим значениям χ , чем для осколков деления при тех же условиях, и, следовательно, к меньшим значениям γ , определяемым из результатов измерений по упругому рассеянию.

Перейдем теперь к обсуждению результатов моделирования измерений времени протекания ядерных реакций методом теней. Геометрия эксперимента настоящей работы в точности повторяет геометрию, используемую в таких измерениях /см. напр./5//. Кроме совпадения геометрии, следует отметить также следующие сходство экспериментов: 1/ существование и одинаковый масштаб различия средней энергии частиц, регистрируемых под углами 90° и 161° к пучку, в обоих случаях; 2/ близкое соотношение угловых ширин теневых минимумов для углов наблюдения 90° и 161° в двух экспериментах при небольшом различии абсолютных величин $\psi_{1/2}$; 3/ работающий приповерхностный слой монокристалла составляет небольшую часть полного пробега бомбардирующей частицы и в том, и в другом случаях.

Временная задержка упругого рассеяния равна нулю, поэтому временная составляющая $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{161^\circ}$ должна равняться нулю в настоящем модельном эксперименте. Близкое сходство модельного эксперимента с экспериментом по измерению ядерного времени жизни позволяет ставить задачу проверки: не возникает ли отличное от нуля значение $\Delta\chi$ за счет методических причин или радиационного повреждения монокристалла, а не в результате временной задержки реакции. Результаты модельного эксперимента приведены на рис.2. Видно, что измеренное значение $\Delta\chi$ остается /как и ожидалось/ равным нулю в пределах погрешности измерений вплоть до высоких значений плотности дозы ионов. С другой стороны, в работе^{5/} было получено, что наблюдаемое в реакциях деления $UO_2 + {}^{12}C/81$ МэВ/ и $W + {}^{22}Ne/174$ МэВ/ значение $\Delta\chi$ отлично от нуля и остается постоянным при увеличении плотности дозы ионов вплоть до значений, соответствующих немалому радиационному повреждению монокристаллов. Эти результаты, совместно с результатом модельного эксперимента настоящей работы, составляют, по-видимому, достаточную основу для того, чтобы утверждать: 1/ в используемой схеме измерений не возникает отличного от нуля значения $\Delta\chi$ за счет методических причин или радиационного повреждения монокристалла, 2/ наблюдаемое в реакциях деления значение $\Delta\chi$ связано с временной задержкой реакций.

Кроме того, основным выводом работы является следующее: повреждающее действие тяжелого иона на монокристалл, измеренное методом теней, коррелирует с атомными тормозными потерями иона в веществе и зависит также от природы монокристалла.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, Г.Отто - за предоставление монокристалла вольфрама, Л.В.Джолос - за помощь в химической обработке трековых детекторов, группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков ионов с нужными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1971, 13, с. 944.
2. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Нормуратов Ф. ЯФ, 1971, 14, с. 499.
3. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl.Data Tables, 1970, 7, p. 233.
4. "Экспериментальная ядерная физика" /под редакцией Э.Сегре/, ИИЛ, М., 1955, т. 1, с. 212; т. 2, с. 9.
5. Бугров В.Н., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-81-184, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 ноября 1981 года.