

Рис. 3. Экспериментальные (○, □, △) и расчетные (—) данные по радиальному распределению показаний различных детекторов за свинцовым поглотителем; ○ — F , флюенс адронов энергией $E > 20$ МэВ; □ — N , плотность треков в ядерной эмульсии; △ — D , поглощенная доза (измерено по почернению рентгеновских пленок); расчет N : 1 и 2 — для $E_{\text{пор}} = 150$ и 50 МэВ

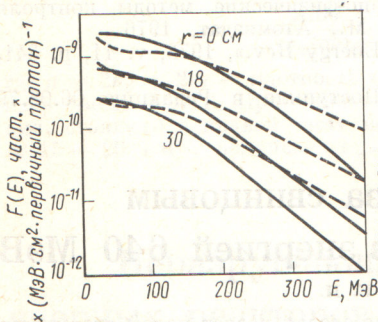


Рис. 4. Расчетные энергетические спектры протонов и нейтронов на поверхности свинцового поглотителя на различных расстояниях от оси пучка: — — протоны, - - - нейтроны (результат умножения расчетных данных на 0,01)

граммы CASC-2 [4], которая реализует метод последовательных столкновений, примененный к расчету межъядерного каскада в аксиально-симметричной геометрии [5]. В качестве исходной информации использована система констант D2N1 [4, 6]. В работе также экспериментально определены радиальные распределения флюенса вторичных частиц и поглощенной дозы. Для измерений использованы углеродные детекторы, ядерные эмульсии типа K и рентгеновские пленки. Абсолютный выход реакции $^{12}\text{C}(x, xn)^{11}\text{C}$ в облученных углеродных детекторах измерен при помощи сцинтилляционного γ -спектрометра. Сечение этой реакции для вторичных нуклонов энергией $E > 20$ МэВ принималось равным 21 мб ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$) [2]. Из данных, представленных в работе [7], следует, что эффективная область регистрации протонов ядерной эмульсии K соответствует интервалу их энергии 0,5—150 МэВ. Рентгеновские пленки, предназначенные для измерения экспозиционной дозы γ -излучения, в настоящей работе применялись для определения поглощенной дозы. Показа-

ния рентгеновских пленок интерпретировались в терминах поглощенной дозы с учетом данных относительно их чувствительности к протонам [8]. Экспериментальные и расчетные данные по радиальным распределениям показаний детекторов приведены на рис. 3.

Вклад протонов и π^\pm -мезонов во флюенс адронов за свинцовым поглотителем такой толщины составляет 2—3%. На рис. 4 представлены проинтегрированные по углам энергетические спектры протонов и нейтронов для различных расстояний r . Данные этого рисунка (исходные для расчета флюенса адронов) наглядно иллюстрируют малый вклад протонов в поле нуклонов.

Поскольку мы не могли достоверно определить эффективную верхнюю границу чувствительности эмульсии K, экспериментально измеренное число треков сравнивается на рис. 3 с расчетными данными, соответствующими значениям границы 50 и 150 МэВ. Сравнение эксперимента и расчета показывает их вполне удовлетворительное согласие.

В заключение авторы выражают благодарность В. П. Джелипову за поддержку работы, Ю. М. Казаринову и В. С. Киселеву за содействие ее проведению. Мы признательны М. М. Комочкову, М. И. Салацкой, Г. Н. Тимошенко за оказанную методическую помощь. На протяжении всей работы нам постоянно помогали наши коллеги Е. К. Гельфанд, А. А. Демьянов, Ю. А. Разумов, которым мы глубоко благодарны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серов А. Я., Сычев Б. С. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 3, с. 235.
2. Brunix E. CERN-61-1, Geneva, 1961.
3. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Методы управления ускорителями. Труды Радиотехн. ин-та АН СССР, № 25. М., 1976, с. 176.
4. Гельфанд Е. К. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 18. М., Атомиздат, 1979, с. 160.
5. Серов А. Я., Гельфанд Е. К., Сычев Б. С. В кн.: Тезисы докл. Второй Всесоюз. науч. конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М., изд. МИФИ, 1978, с. 28.
6. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Ускорители заряженных частиц. Труды Радиотехн. ин-та АН СССР, № 14. М., 1973, с. 173.
7. Комочков М. М. и др. Сообщение ОИЯИ 13-10188. Дубна, 1976.
8. Серов А. Я., Сычев Б. С. В кн.: Труды V Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., «Наука», 1977, с. 210.

Поступило в Редакцию 28.09.79
В окончательной редакции 26.03.80

УДК 537.534:539.16

Автоиономикроскопическое исследование радиационных повреждений в вольфраме, вызванных осколками деления ^{252}Cf

АЛЕКСАНДРОВ В. М., БАРАНОВ И. А., ГАРБЕР Р. И., ДРАНОВА Ж. П., КРИВОХВАТСКИЙ А. С., МИХАЙЛОВСКИЙ И. М., ОБНОРСКИЙ В. В.

Характер радиационных повреждений существенным образом зависит от вида материала, его структуры [1, 2], энергии и природы частиц проникающего излучения [3], а также дозы излучения [4]. Радиационное повреждение вольфрама осколками деления было изучено [5, 6] при помощи автоионного микроскопа. Облучение осуществляли в активной зоне реактора с использованием ^{235}U в качестве делящегося материала. Однако интерпретация полу-

ченных результатов вызвала определенные трудности из-за сплошного энергетического спектра осколков деления в области до 100 МэВ, что связано с большой толщиной слоя ^{235}U , превышающей пробег осколков деления. Поэтому в настоящей работе при проводимых исследованиях в качестве источника осколков деления использовали тонкий слой ^{252}Cf , энергетический спектр которого имеет два максимума. Поскольку вольфрамовые иглы распола-

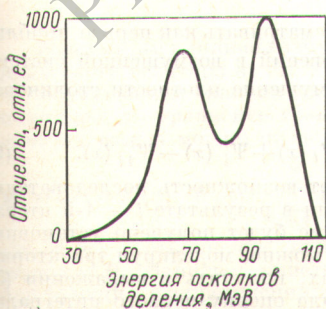
гали перпендикулярно потоку осколков деления, удалось выявить искажения структуры и другие дефекты, которые не могли быть обнаружены в предшествующих исследованиях [5, 6].

Методика эксперимента. Облучаемые образцы представляли собой острия, которые изготавливали электрохимическим травлением из вольфрамовой проволоки чистой 99,95% и подвергали затем низкотемпературному испарению в электрическом поле высокой напряженности ($\sim 5 \cdot 10^8$ В/см) в целях формирования атомно-гладкой поверхности. Облучение проводили в вакуумной камере, при этом острия располагали перпендикулярно потоку осколков деления на расстоянии 6 мм от слоя ^{252}Cf толщиной 10 мкг/см². Интенсивность потока осколков при угле 4л составляла $3,5 \cdot 10^6$ с⁻¹. Коллимация осколков по направлению осуществлялась в пределах $\pm 25^\circ$. Время облучения выбирали таким образом, чтобы обеспечить попадание нескольких осколков на вершину острия. Для отсечки ядер отдачи ^{248}Cm энергией 100 кэВ, возникающих при α -распаде ^{252}Cf , а также для предотвращения загрязнения вакуумной камеры и образцов слой калифорния прикрывали двумя тонкими пленками из никеля суммарной толщиной 200 мкг/см². Средняя энергия тяжелых и легких осколков составляла соответственно 69 и 96 МэВ (рис. 1). Поскольку ^{252}Cf одновременно является источником α -частиц энергией 6,1 МэВ, а также нейтронов деления средней энергией 2 МэВ, то необходимо было оценить дополнительный вклад в радиационное повреждение вольфрамовых игл. Имеющиеся сведения [5] о роли нейтронов деления и низкое значение флюенса быстрых нейтронов для облучаемого острия (менее $1 \cdot 10^{12}$ нейтр./см²) позволили пренебречь влиянием этого фактора. Доза α -частиц, попадающих на острия, составила $2 \cdot 10^{12}$ част./см². Контрольный эксперимент по облучению вольфрамовых игл эквивалентным потоком α -частиц проводили с использованием источника из ^{238}Pu . Для отсечки ядер отдачи ^{234}U энергией 100 кэВ, которые возникали при α -распаде ^{238}Pu , слой плутония прикрывали тонкой пленкой из никеля.

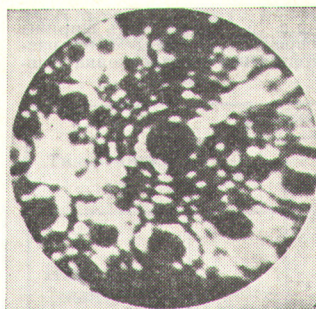
Облученные образцы исследовали в гелиевом автоионном микроскопе с охлаждением вольфрамовых игл жидким азотом. Изображение регистрировали с помощью электронно-оптического преобразователя с коэффициентом усиления 10000. Микрофотографию поверхности облученных образцов изучали по распределению автоионного контраста и изменяли его в процессе контролируемого испарения полам атомных слоев (110).

Результаты эксперимента и обсуждение. Контрольные образцы, облученные α -частицами от плутониевого источника до дозы $2 \cdot 10^{12}$ см⁻², после десорбции электрическим полем двух—четырех атомных слоев обнаруживали практически атомно-гладкую поверхность. Испарение материала образцов до глубины 10² нм не выявило протяженных нарушений решетки. Характерная атомно-гладкая поверхность облученного α -частицами вольфрамового острия с радиусом кривизны у вершины 21 нм приведена на рис. 2.

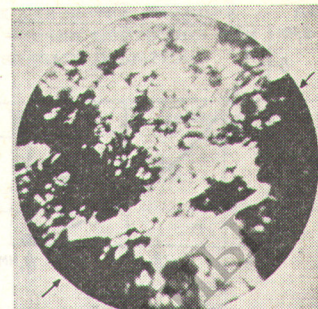
В образцах, облученных осколками деления, наблюдались нарушения поверхности в виде углублений диаметром



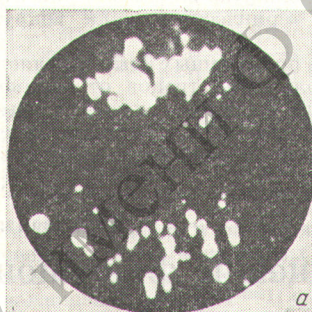
Р и с. 1. Энергетический спектр осколков деления ^{252}Cf



Р и с. 2. Поверхность микрокристалла вольфрама, облученного α -частицами

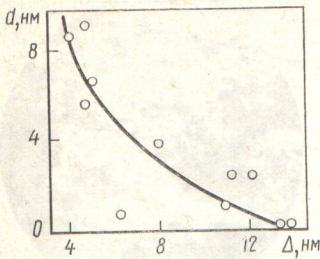


Р и с. 3. Автоионное изображение вольфрамового образца, облученного осколками деления. Стрелками отмечены поврежденные участки поверхности



Р и с. 4. Эрозия участка поверхности вольфрама над треком осколка деления ^{252}Cf непосредственно после облучения (а) и после испарения на глубину 2,3 нм (б)

в среднем до 7 нм. Непосредственно после облучения образца осколками деления и удаления с его поверхности адсорбированных атомов наблюдаются два углубления в области выхода граней (101) и (011), имеющие вид кратеров, соединенных яркими контрастными полосами (рис. 3). Анализ серии микрофотографий, полученных при последнем испарении полем, показывает, что кратеры расположены на линии, перпендикулярной оси образца, и, по-видимому, соответствуют точкам входа и выхода осколка. Такое коррелированное расположение углублений наблюдалось у всех облученных образцов. В отдельных случаях над областью прохождения осколка наблюдаются нарушенные зоны шириной до 9 нм (рис. 4), свидетельствующие о том, что прохождение осколка деления в приповерхностном слое существенно изменяет топографию этих участков поверхности. На рис. 4, а, б удаление оси трека осколка от поверхности достигает 12 нм, но подобные искажения обнаруживались и после прохождения осколка на глубине 15 нм. Анализ серии автоионных микрофотографий позволяет построить зависимость ширины зоны повреждения от глубины расположения оси трека осколка (рис. 5). При повышенной напряженности электрического поля ($> 4,5 \cdot 10^8$ В/см) внутри зон повреждения выявляются отдельные атомы, эти зоны характеризуются губчатым строением. Подобные повреждения не были обнаружены ранее [5, 6], возможно, из-за использования образцов, расположенных почти параллельно потоку осколков, многие из которых были замедлены внутри источника. Появление больших кратеров связывалось [5] с действием обратного импульса, возникающего в том случае, когда осколок не выходит из образца. Также было обнаружено [6], что при сквозном прохождении осколка деления через острие поверхность остается почти неповрежденной, причем это явление объяснялось [6] отсутствием обратного импульса. Как показали проведенные эксперименты, при сквозном



Р и с. 5. Зависимость ширины поврежденной зоны d от расстояния от трека осколка деления Δ

прохождении осколка деления энергией свыше 50 МэВ через вольфрамовую иглу образуются большие кратеры в местах входа и выхода осколка, что не обнаруживалось ранее [6] при облучении замедленными осколками деления. Размеры и форму повреждений вольфрамовых игл осколками высокой энергии можно, по-видимому, описать как результат образования термического шика вокруг трека осколка.

Характерной особенностью проведенных опытов является достаточно близкое расположение треков от атомно-гладкой поверхности образца. Поэтому поверхностные атомы успевают испариться до начала рекристаллизации, в результате чего происходит образование кратеров,

и возникает губчатое строение некоторого участка поверхности над треком осколка деления.

В заключение следует отметить, что наличие полос контраста, аналогичных описанным ранее [8], подтверждает сделанный прежде вывод о возможности формирования полос контраста вследствие образования седлообразных поверхностей, связывающих локализованные углубления (например, кратеры).

Авторы выражают благодарность В. П. Эйсмунту за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Izni K. «J. Phys. Soc. Jap.», 1965, v. 20, N 6, p. 915.
2. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 6, с. 417.
3. Александров Б. М. и др. Там же, 1975, т. 38, вып. 1, с. 47.
4. Biersack J., Fink D. «J. Nucl. Mater.», 1974, v. 36, p. 193.
5. Bowkett K. e. a. «Phil. Mag.», 1965, v. 11, № 411, p. 651.
6. Bowkett K. e. a. Ibid., 1967, v. 15, N 134, p. 415.
7. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
8. Михайловский И. М. и др. «Физика твердого тела», 1977, т. 19, № 4, с. 1116.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 539.125.52:621.039.51.42

Расчет возмущений функционалов потока нейтронов прямыми методами Монте-Карло с использованием коррелированной выборки

КАЗАРИЦКИЙ В. Д.

Определение возмущений реактивности прямым моделированием блуждания нейтронов с точностью до членов второго порядка рассматривалось в работе [1]. Аналогичный подход можно распространить на произвольный линейный функционал потока нейтронов.

Уравнение Больцмана в интегральной форме в представлении плотности столкновений имеет вид

$$\Psi(x) = \int K_s(x/x') \Psi(x') dx' + \int K_f(x/x') \Psi(x') dx'. \quad (1)$$

Здесь x — точка фазового пространства $X = \{r, E, \Omega\}$, а $K_s(x/x')$ и $K_f(x/x')$ — соответственно ядра рассеяния и деления. Поиск решения уравнения (1) осуществляется итерациями. Для этого оно расщепляется на систему связанных уравнений

$$\Psi_i(x) = \int K_s(x/x') \Psi_i(x') dx' + S_i(x); \quad (2)$$

$$S_i(x) = \int K_f(x/x') \Psi_{i-1}(x') dx', \quad i=2, 3 \dots, \quad (3)$$

$S_1(x) = S(x)$. Система уравнений (2), (3) представляет собой принятую в расчетах методом Монте-Карло схему последовательных поколений нейтронов. Индексы $i-1$ и i означают $i-1$ - и i -е поколения нейтронов. Введем линейный функционал потока нейтронов

$$R_i = \int \varphi(x) \Psi_i(x) dx / \int S_i(x) dx, \quad (4)$$

где $\varphi(x)$ — ограниченная функция, а R_i нормирован на один нейтрон деления. По физическому смыслу это — скорость реакции. Вариация функционала равна

$$\delta R_i = \left\{ \int \delta \varphi(x) \Psi_i(x) dx + \int \varphi(x) \delta \Psi_i(x) dx - R_i \int \delta S_i(x) dx \right\} / \int S_i(x) dx. \quad (5)$$

Функция $\Psi_i(x)$ является решением уравнения (2) и представляется рядом Неймана [2]:

$$\Psi_i(x) = S_i(x) + \int K_s(x/x_0) S_i(x_0) dx_0 + \int \int K_s(x/x_1) K_s(x_1/x_0) S_i(x_0) dx_1 dx_0 + \dots \quad (6)$$

Плотность столкновений в возмущенной системе $\Psi_i^p(x)$ представляется аналогично. Теперь введем функцию

$$\Psi_{i1}^p(x) = S_i(x) + \int K_s^p(x/x_0) S_i(x_0) dx_0 + \int \int K_s^p(x/x_1) K_s^p(x_1/x_0) S_i(x_0) dx_1 dx_0 + \dots \quad (7)$$

То, что ряды (6), (7) сходятся и соответствующие решения существуют, вытекает из свойств оператора $K_s(x/x')$ и функции $S_i(x)$:

$$0 < S_i(x), \quad 0 < \int K_s(x/x') dx' < 1. \quad (8)$$

Функцию $\Psi_{i1}^p(x)$ можно рассматривать как первое приближение к плотности столкновений в возмущенной системе $\Psi_i^p(x)$. Теперь запишем возмущение плотности столкновений $\delta \Psi_i(x)$ в виде

$$\delta \Psi_i(x) = \Psi_{i1}^p(x) - \Psi_i(x) + \Psi_i^p(x) - \Psi_{i1}^p(x). \quad (9)$$

Полученная формула дает возможность последовательно оценить возмущение. Если в результате $i-1$ -й итерации в невозмущенной системе будет получено установившееся распределение $S_i(x)$, можно, моделируя траектории поочередно в обеих системах, получить в выражении (5) для возмущения функционала оценку первого интеграла,