

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P14-84-731

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

**ПОВРЕЖДАЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА МОНОКРИСТАЛЛЫ**

Направлено в журнал
"Поверхность. Физика, химия, механика"

1984

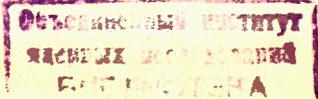
ВВЕДЕНИЕ

Прохождение тяжелой заряженной частицы через монокристалл, с одной стороны, представляет собой последовательность бинарных столкновений с атомами, а с другой, - взаимодействие коллективной природы с электронной подсистемой кристалла и его решеткой как целым. Поэтому ряд измеряемых величин, характеризующих взаимодействие частиц с монокристаллом, определяется как параметрами ядерного рассеяния частиц, так и свойствами коллективных подсистем кристалла. В частности, это относится и к измерениям радиационной стойкости монокристаллов под действием заряженных частиц. Заранее нельзя исключить ни корреляцию повреждающей способности иона с сечением рассеяния на атоме монокристалла, ни возможную зависимость радиационной стойкости монокристалла от особенностей и характера изменения зонного спектра твердого тела. Для получения определенного ответа полезно провести измерения и построить систематику повреждающей способности различных ионов при взаимодействии с монокристаллами. Такая систематика дана в настоящей работе.

Исследование разрушающего воздействия заряженных частиц на поверхность материалов имеет прикладные аспекты, в частности, при выборе материалов для создания энергетических устройств ядерного синтеза. Под действием тяжелых ионов с энергией в диапазоне 0,5-10 МэВ/нуклон происходит сильное радиационное повреждение приповерхностной области облучаемого образца, толщина которой зависит от типа частицы, ее энергии, геометрии облучения и меняется обычно в пределах от десятков до долей мкм. В работе проведено количественное исследование степени повреждения монокристаллов тяжелыми ионами.

1. ИЗМЕРЕНИЕ ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ИОНОВ

Монокристаллы GaP, Ge, W, UO₂ облучали тяжелыми ионами ¹⁴N, ¹⁶O, ^{20,22}Ne, ³¹P, ⁴⁰Ar с энергией от 0,6 до 8 МэВ/нуклон на введенном пучке циклотрона У-300 ОИЯИ. В пространственном распределении продуктов ядерных реакций измеряли параметры теневого минимума, фиксируемых в направлении кристаллографических осей и плоскостей. По мере накопления радиационных повреждений выход χ в теновом минимуме возрастает, поэтому величина $\chi(I)$ служит количественной мерой степени повреждения монокристалла под действием дозы ионов I . Результаты проведенной серии экспериментов частично опубликованы в работах /1-3/.



Основные особенности методики получения данных о повреждении монокристаллов приведены ниже. Исследовались образцы монокристаллов совершенной объемной структуры, поверхность которых после механической и химической полировки выглядела как зеркало без видимых дефектов. Ориентация монокристалла исключала совпадение оси пучка с каким-либо из главных кристаллографических направлений. При интенсивности пучка около 10^{10}с^{-1} облучаемая область мишени сохраняла комнатную температуру. Пучок имел диаметр 1 мм после прохождения коллиматора. Теневые распределения фиксировались трековыми детекторами из стекла или пластика /лавсан/, располагавшимися на расстоянии 120 мм от мишени. Регистрировались такие продукты ядерных реакций, как упругорассеянные ионы, ядра отдачи рассеяния и осколки деления. В результате сканирования детектора с помощью оптического микроскопа получали профиль осевого или плоскостного минимума; при этом вводился ряд поправок, учитывающих геометрические факторы и загрузку детектора.

В экспериментах по определению повреждающей способности частиц существенное значение имеет точное измерение дозы экспозиции. Наиболее надежными являются определения дозы по выходу частиц ядерных реакций. Если известно сечение реакции, то задача решается путем расчета выхода реакции на толстой мишени. В проведенных вычислениях соотношение энергия-пробег аппроксимировалось выражением $E_i = (C_i R_i)^{n_i}$, где $i = 1$ для падающей частицы, $i = 2$ для продукта ядерной реакции. Толщина работающего слоя мишени t вдоль пучка определяется решением уравнения

$$k_2 \{C_1 [R_1(E_0) - t]\}^{n_1} = \{C_2 [R_2(\Pi) + pt]\}^{n_2} \quad /1/$$

где E_0 - начальная энергия иона; Π - пороговая энергия регистрации частиц; $k_2(\theta_2^L)$ выражает энергию продукта реакции через энергию падающей частицы $E_2 = k_2(\theta_2^L) E_1$; $p(\theta_2^L)$ - геометрический коэффициент, равный отношению расстояний от произвольной точки в мишени до поверхности по направлению регистрации l и по направлению пучка s : $p = l/s$. В частном случае регистрации упругорассеянных ионов $n_1 = n_2$ уравнение /1/ дает элементарное решение

$$t = \frac{k^{1/n} R(E_0) - R(\Pi)}{k^{1/n} + p} \quad /2/$$

В случае регистрации упругорассеянных ионов и ядер отдачи можно получить точную формулу для вычисления выхода в зависимости от угла:

$$N(\theta) = \Delta\Omega \cdot J \frac{\rho \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{(2n_1 - 1) C_1^{2n_1} A_2} M(\theta) \{ [R_1(E_0) - t]^{1-2n_1} - [R_1(E_0)]^{1-2n_1} \} \quad /3/$$

где $\Delta\Omega$ - телесный угол детектора в л.с. (ср); J - полное число ионов, попавших на мишень; ρ - плотность мишени (г/см^3); R_1 и t - в см. Функция $M(\theta)$ абсолютизирует сечение резерфордовского рассеяния. При регистрации упругорассеянных падающих частиц $M(\theta)$ равна

$$M(\theta_1^0) = \frac{0,814 Z_1^2 Z_2^2 (1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_1^0)^{3/2} (1 + \gamma)^2}{2\pi \sin^4 \theta_1^0 / 2 |1 + \gamma \cos \theta_1^0|} 10^{-26} \text{см}^2 \text{МэВ}^2 \text{ср}^{-1} \quad /4/$$

где θ_1^0 - угол рассеяния в с.ц.и., $\gamma = A_1/A_2$ - отношение массовых чисел падающей частицы и ядра мишени. В случае регистрации ядер отдачи упругого рассеяния функция $M(\theta)$ вычисляется по формуле

$$M(\theta_2^L) = 0,518 Z_1^2 Z_2^2 (1 + \gamma)^2 \cos^{-3} \theta_2^L 10^{-26} \text{см}^2 \text{МэВ}^2 \text{ср}^{-1} \quad /5/$$

где θ_2^L - угол регистрации ядер отдачи в л.с. Если регистрируются осколки деления, то можно, используя измеренные сечения деления, вычислить выход реакции с учетом пробега осколков, геометрических факторов и изменения сечения по мере торможения ионов.

Вычисленные значения выхода позволяют найти интегральный поток ионов, попавших на мишень за время экспозиции. Точность определения дозы экспозиции в большинстве случаев оценивается равной $\pm 25\%$, включая погрешности эксперимента, а также систематические неопределенности измерений пробега частиц $R_i(E_i)$ и порога регистрации частиц трековым детектором.

На рис.1-3 приведены измеренные зависимости $\chi(I)$ для взаимодействия различных ионов с монокристаллами. В области небольших значений дозы измеренные величины $\chi(I)$ можно аппроксимировать линейной функцией $\chi(I) = \chi_0 + \gamma I$. При увеличении дозы в нескольких случаях удалось наблюдать насыщение функций $\chi(I)$ на уровне 0,85-0,9. По данным рис.1-3 нетрудно установить, что наибольшее повреждающее воздействие на монокристаллы оказывают ионы с наибольшим Z и наименьшей энергией. Чтобы характеризовать количественно повреждающую способность ионов, введем величину повреждающей дозы $I_{0,2}$. Ей отвечает увеличение выхода в минимуме за счет радиационного повреждения до величины $\chi_{\text{рад}} = 0,2$, где $\chi_{\text{рад}}$ определяется из условия $1 - \chi_{\text{рад}} = (1 - \chi_{\text{экс}})(1 - \chi_0)^{-1}$. Понятие - повреждающая доза $I_{0,2}$ - более адекватно процессу, чем доза аморфизации, т.к. полной аморфизации монокристаллов в некоторых случаях наблюдать не удается. Попытки каким-то образом установить приближение к аморфному состоянию в области насыщения повреждения приводят к большой неопределенности установления дозы аморфизации.

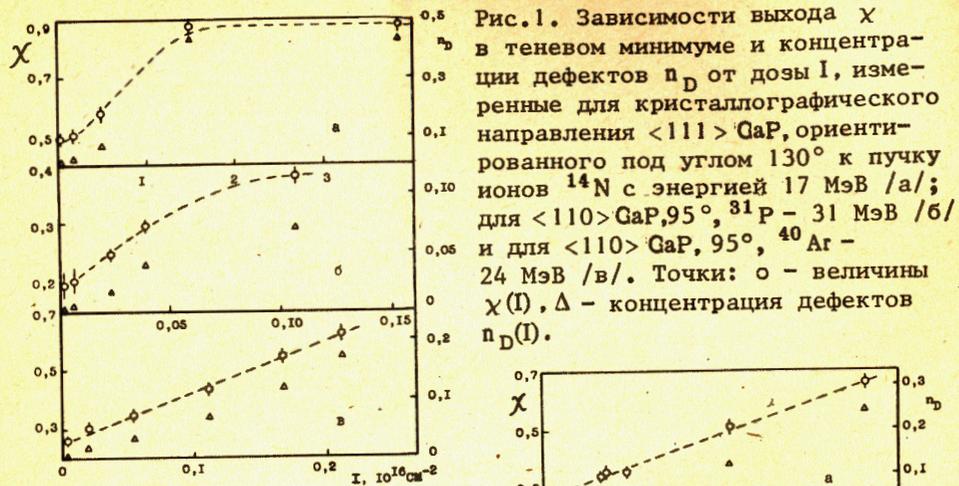


Рис.1. Зависимости выхода χ в теновом минимуме и концентрации дефектов n_D от дозы I , измеренные для кристаллографического направления $\langle 111 \rangle$ GaP, ориентированного под углом 130° к пучку ионов ^{14}N с энергией 17 МэВ /а/; для $\langle 110 \rangle$ GaP, 95° , ^{31}P - 31 МэВ /б/ и для $\langle 110 \rangle$ GaP, 95° , ^{40}Ag - 24 МэВ /в/. Точки: \circ - величины $\chi(I)$, Δ - концентрация дефектов $n_D(I)$.

Рис.2. То же, что и на рис.1, для случаев: $\langle 111 \rangle$ Ge, 68° , ^{20}Ne - 104 МэВ /а/; $\langle 111 \rangle$ Ge, 131° , ^{20}Ne - 12 МэВ /б/; $\langle 111 \rangle$ Ge, 71° , ^{40}Ar - 24 МэВ /в/.

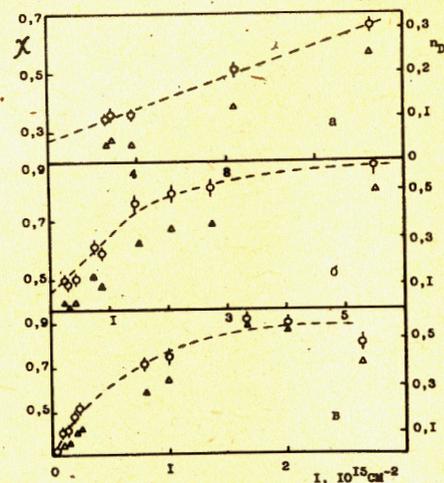
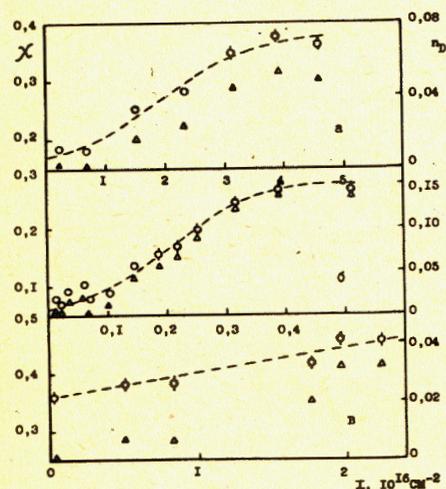


Рис.3. То же, что и на рис.1, для случаев: $\langle 111 \rangle$ W, 164° , ^{16}O - 136 МэВ /а/; $\langle 111 \rangle$ W, 159° , ^{40}Ar - 24 МэВ /б/; $\langle 110 \rangle$ UO_2 , 153° , ^{12}C - 81 МэВ /в/.

2. СИСТЕМАТИКА ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ ДОЗЫ ЧАСТИЦ

За счет отдачи при упругом рассеянии заряженных частиц в объеме монокристалла создаются точечные дефекты решетки. Поэтому в простейшем приближении повреждающая способность иона должна быть пропорциональна произведению сечения ядерного рассеяния на среднюю энергию отдачи в этом процессе. Отсюда следует, что повреждающая доза должна быть обратно пропорциональна величине $\kappa = Z_1^2 Z_2^2 A_1 A_2^{-1} E_1^{-1}$.

Вторым параметром, от которого должна зависеть повреждающая доза $I_{0,2}$, является толщина работающего слоя монокристалла, дающего вклад в наблюдаемую картину эффекта теней. При увеличении глубины проникновения в монокристалл повреждающая способность иона возрастает; кроме того, для рассеянной частицы выход из более глубокого слоя приводит к ослаблению эффекта теней за счет деканализирования на поврежденной решетке. Как известно /например, /4/ /, степень деканализирования резко возрастает при уменьшении остаточной энергии частиц на выходе из монокристалла. Поэтому естественным параметром является отношение средней глубины выхода к полному пробегу $\langle d \rangle / R$. Приведенные выше результаты $\chi(I)$ получены для разных бомбардирующих ионов и разных регистрируемых продуктов ядерных реакций. Поэтому количественное сравнение функций $\chi(I)$ возможно при учете различия в толщинах работающего слоя.

В таблице приведены значения повреждающей дозы $I_{0,2}$, произведения $\kappa \cdot I_{0,2}$, а также отношения $\langle d \rangle / R$. Средняя энергия ионов \bar{E} и средняя глубина выхода $\langle d \rangle$ вычислялись с использованием формул /1,2/ путем интегрирования по глубине слоя с учетом весового фактора, пропорционального произведению $\frac{d\sigma}{d\Omega}(x) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1}$, где $d\sigma/d\Omega$ - дифференциальное сечение реакции, dE/dx - удельные потери энергии ионов.

По данным таблицы видно, что умножение величин $I_{0,2}$ на параметр κ приводит к значительному сокращению интервала изменения $I_{0,2}$ для разных взаимодействий. Следовательно, подтверждается корреляция повреждающей способности ионов с энергией, передаваемой ядрам отдачи при прохождении частиц в веществе. Вместе с тем, можно увидеть регулярное уменьшение произведения $\kappa \cdot I_{0,2}$ с ростом отношения $\langle d \rangle / R$, что показано на рис.4. Тем самым подтверждается ожидавшийся рост повреждающего воздействия ионов при увеличении средней глубины исследуемого слоя монокристалла.

Точки на рис.4 совершенно определенно показывают зависимость радиационной стойкости от особенностей структуры монокристалла. Наибольшая стойкость металлического вольфрама не является неожиданной. Однако существенное различие стойкости GaP и Ge трудно объяснить в элементарных представлениях, так как эти монокристаллы сходны между собой по большинству параметров. По-видимому, причину следует искать в характере изменения зонного спек-

Таблица

Результаты измерения повреждающей дозы ионов

Взаимодействие	\bar{E} , МэВ	Кристаллограф. направл.	Регистр. частица	$I_{0,2} \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$	$\kappa \cdot I_{0,2}$ отн. ед.	$\langle d \rangle / R$
$^{14}\text{N} + \text{GaP}$	13	<111>	^{14}N	5,6(1,4)	0,31	0,38
^{31}P	21	<110>	^{31}P	1,00(25)	0,35	0,38
^{40}Ar	17	<110>	^{40}Ar	0,82(21)	0,66	0,28
$^{20}\text{Ne} + \text{Ge}$	102	<111>	Ge	5,3(1,3)	0,14	0,23
^{20}Ne	9,1	<111>	^{20}Ne	0,53(13)	0,16	0,30
^{40}Ar	21	<111>	^{40}Ar	0,23(6)	0,20	0,14
$^{16}\text{O} + \text{W}$	131	<111>	оск. дел.	32(8)	0,79	0,37
^{22}Ne	166	<111>	оск. дел.	19(5)	0,80	0,35
^{40}Ar	19	<111>	^{40}Ar	3,6(9)	7,7	0,07
$^{12}\text{C} + \text{UO}_2$	79	<110>	оск. дел.	28(7)	0,54	0,40

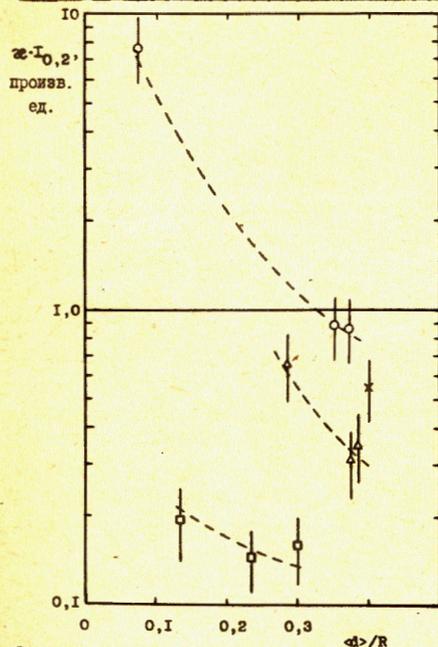


Рис. 4. Систематика повреждающей дозы ионов в зависимости от толщины работающего слоя монокрystalла. Точки соответствуют монокрystalлам: о — W, x — UO_2 , Δ — GaP, \square — Ge.

ра кристаллов GaP и Ge в процессе облучения. Радиолит молекул GaP приводит к появлению свободных носителей заряда в объеме монокрystalла уже при малых дозах облучения, что способствует образованию экранирующего поля объемного заряда вокруг движущейся заряженной частицы. В результате повреждающее воздействие частицы уменьшается. Для монокрystalла Ge такой процесс затруднен, и повреждающая способность иона остается большой.

Следовательно, измерения радиационной стойкости монокрystalлов GaP и Ge показывают одновременную корреляцию повреждающего воздействия иона как с сечением ядерного рассеяния частиц, так и с изменением состояния электронной подсистемы кристалла. Очевидно, экранирующее поле объемного заряда уменьшает вероятность столкновений с выбиванием ядер из узлов решетки.

Заканчивая обсуждение повреждающего воздействия ионов на монокрystalлы, отметим, что измеренные зависимости выхода в тепловом минимуме от дозы $\chi(I)$ позволяют определить объемную концентрацию точечных дефектов $n_D(I)$ в приповерхностном слое. Расчет был сделан по методике, описанной в работе^{4/}. Функция декарналирования вычислена в модели однократного рассеяния. Результаты показаны на рис. 1-3 треугольными точками. Видно, что с помощью эффекта теней удается определить концентрацию дефектов в интервале $3 \cdot 10^{-8} \leq n_D \leq 0,5$.

3. ВЛИЯНИЕ МИКРОНЕРОВНОСТЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ВЫХОД ЧАСТИЦ

Для получения значения дозы ионов в работе производилось точное измерение выхода рассеянных частиц в зависимости от угла рассеяния и, соответственно, от угла выхода частиц относительно плоскости поверхности монокрystalла. Производилось также вычисление пробега частиц и толщины работающего слоя мишени. Для таких тяжелых частиц, как ^{40}Ar и ядра отдачи Ge, имеющих небольшой пробег, толщина работающего слоя монокрystalла Ge оказалась равной ~1 мкм. Это сравнимо с размером возможных микронеровностей поверхности мишени. Монокрystalл подвергался механической и химической полировке по методике, применяемой при изготовлении полупроводниковых детекторов. Поверхность его представляла собой хорошее зеркало без видимых дефектов, однако сглаженные дефекты размером в доли мкм могли иметь место.

Было установлено влияние микронеровностей поверхности монокрystalла германия на выход рассеянных частиц в области небольших углов ($\alpha < 8^\circ$) между направлением выходящей частицы и плоскостью поверхности. Геометрия эксперимента показана на рис. 5а, отмечено направление падающей частицы /1/, его проекция на плоскость мишени /2/ и направление выходящей частицы /3/. Введены следующие обозначения: угол рассеяния относительно направления пучка — θ , угол выхода частицы относительно плоскости поверхности — α и угол отклонения плоскости реакции от нормального к мишени положения — ϕ . Результаты даны на рис. 6. Зависимость от угла θ числа рассеянных ионов ^{40}Ar $Y(\theta)$, измеренная в плоскости, нормальной к поверхности и проходящей через направление пучка, показана на рис. 6а. При уменьшении угла θ уменьшается и угол α , который становится равным нулю при $\theta = 50^\circ$. Видно, что в области $\alpha < 8^\circ$ наблюдается заметное и нарастающее расхо-

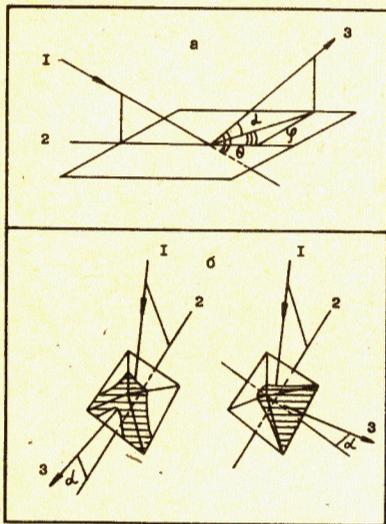
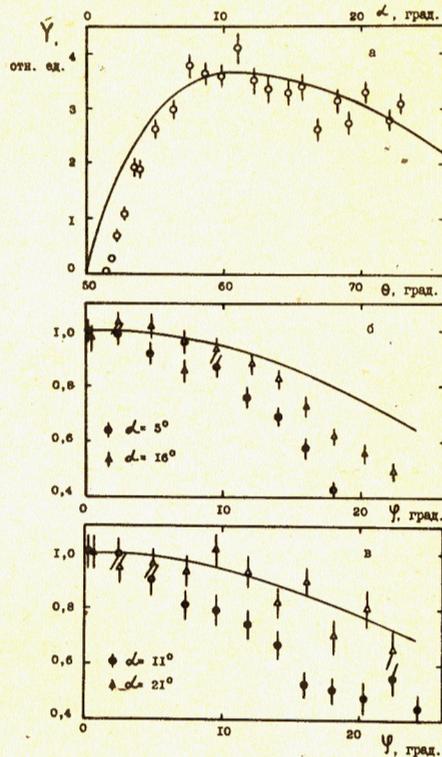


Рис.5.а - геометрия эксперимента по измерению зависимости выхода рассеянных частиц от углов; б - схематическая иллюстрация влияния неровностей поверхности мишени на выход частиц в зависимости от направления регистрации.

Рис.6. Зависимости интенсивности регистрируемых рассеянных частиц от углов α и ϕ , отсчитываемых в двух взаимно перпендикулярных направлениях, в случае рассеяния ионов ^{40}Ar /а,б/ и при регистрации ядер отдачи ^{76}Ge /в/.



дение между измеренным и рассчитанным распределением $Y(\theta)$. Расчет сделан для идеально ровной поверхности мишени с использованием формул /2-4/. Меньшее значение выхода следует отнести к влиянию микронеровностей поверхности мишени при уменьшении α .

Измерена также зависимость плотности треков на детекторе от угла в поперечной к проекции пучка плоскости $Y(\phi)$. Результаты показаны на рис.6б для рассеянных ионов ^{40}Ar и 6в для ядер отдачи ^{76}Ge , выбиваемых при рассеянии ионов ^{20}Ne /102 МэВ/. Измерения сделаны в каждом случае при двух значениях угла α , которые указаны на рис.6б,в. Сплошными линиями даны вычисленные угловые распределения $Y(\phi)$. Видно нарастающее с ростом ϕ расхождение между расчетом и экспериментом. В расчете учтено изменение вы-

хода за счет изменения угла θ с ростом ϕ . Расхождение становится большим при углах $\alpha \leq 10^\circ$. Приведенный здесь угол α относится к центральной геометрии, т.е. к исходной точке распределения $\phi = 0$. По мере увеличения ϕ угол α изменяется незначительно при $\phi < 25^\circ$. Объяснить наблюдаемое на рис.6б,в убывание $Y(\phi)$ изменением угла α , т.е. изменением выхода $Y(\alpha)$ не удастся. Значит, в этом случае наблюдается добавочное воздействие неровностей поверхности на выход частиц при отклонении плоскости реакции от нормального к поверхности положения.

Влияние направления вылета на выход рассеянных частиц, связанное с неровностями поверхности мишени, иллюстрируется рис.5б. Выступы поверхности условно изображены в виде пирамид. Рассмотрено взаимодействие пучка с отдельным выступом в двух случаях: когда проекция направления выходящей частицы на плоскость совпадает с проекцией направления пучка $\phi = 0$ и когда между этими проекциями угол $\phi = 90^\circ$. Конфигурация части объема выступа, дающей вклад в рассеяние, определяется из условия, что полный путь, который проходит частица в веществе, не должен превышать определенного значения. На рис.5б видно, что формы работающей области выступа /заштрихована/ существенно различаются в случаях $\phi = 0$ и $\phi = 90^\circ$. В последнем случае полный объем вещества, на котором происходит рассеяние, значительно меньше, чем в первом. Следовательно, должно наблюдаться заметное уменьшение выхода $Y(\phi)$ с ростом ϕ , что и выявлено в эксперименте /рис.6б,в/.

Таким образом, при тщательной полировке поверхности монокристалла остающиеся неровности не мешают наблюдению ярко выраженной теневой картины в угловых распределениях рассеянных частиц, отражающей совершенную объемную структуру монокристалла. Вместе с тем, влияние неровностей на выход частиц под малым углом к поверхности остается заметным. Это дополняет полученные ранее данные /5/ о влиянии неровностей мишени на спектр рассеянных частиц.

ВЫВОДЫ

1. Получены значения повреждающей дозы различных тяжелых ионов с энергией от 0,6 до 8 МэВ/нуклон при взаимодействии с монокристаллами полупроводников и металлов. Для приповерхностного слоя микронной толщины определена средняя концентрация точечных дефектов в объеме монокристалла.

2. Установлена корреляция повреждающей способности тяжелого иона с величиной средней энергии, передаваемой ядрам отдачи при упругом рассеянии, т.е. с ядерными тормозными потерями иона в веществе.

3. Выявлено влияние особенностей структуры монокристаллов на степень их повреждения. Различие радиационной стойкости монокристаллов ^{68}GaP и ^{76}Ge объясняется изменением концентрации свободных носителей заряда под действием облучения, т.к. по большинству других характеристик эти монокристаллы сходны между собой. Следовательно, изменение состояния электронной подсистемы кристалла также влияет на степень радиационного повреждения решетки.

4. Обнаружено влияние микронеровностей на выход частиц под малым углом к поверхности мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бугров В.Н., Карамян С.А. АЭ, 1983, т.54, с.127.
2. Бугров В.Н., Карамян С.А. ОИЯИ, Р14-82-325, Дубна, 1982.
3. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1984, т.40, с.857.
4. Ziegler J.F. J.Appl.Phys., 1972, vol.43, p.2973.
5. Knudson A.R. Nucl.Instr.Meth., 1980, vol.168, p.163.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. *Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-84-649, Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 ноября 1984 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Бугров В.Н., Карамян С.А.
Повреждающее воздействие тяжелых ионов
на монокристаллы

P14-84-731

Приведены данные о повреждающем воздействии тяжелых ионов от ^{14}N до ^{40}Ar с энергией 0,6–8 МэВ/нуклон на монокристаллы GaP, Ge, W, UO_2 . Результаты получены методом наблюдения и измерения параметров эффекта теней при регистрации продуктов рассеяния и ядерных реакций на монокристаллической мишени. Установлена зависимость повреждающей дозы ионов от ядерной тормозной способности частицы в веществе, от особенностей структуры и глубины исследуемой области монокристалла. Определена средняя концентрация точечных дефектов в зависимости от дозы облучения. Обнаружено влияние микронеровностей на выход частиц под малым углом к поверхности мишени.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bugrov V.N., Karamian S.A.
Damage Influence of Heavy Ions on Single Crystals

P14-84-731

Data are presented on the damage influence of heavy ions from ^{14}N to ^{40}Ar with 0.6–8 MeV nucleon energy on the GaP, Ge, W, UO_2 single crystals. Results are obtained by the blocking effect method for nuclear reactions and scattering on monocrystalline targets. The dependence of the damage ion-dose from the nuclear stopping power of the particle, from single crystal structure and the depth of the layer is determined. Mean concentration of the point defects is extracted as a function of the exposure dose. Reaction yield is found to be effected by the surface roughness for particles going out under small angles to the target surface.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984