

АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОТ Z ИОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С МОНОКРИСТАЛЛОМ Ge

С.А.Карамян, А.В.Рыхлюк, В.Н.Бугров

С помощью эффекта теней при регистрации рассеянных ионов и ядер отдачи измерена степень повреждения монокристалла Ge под действием ионов ^{40}Ar (24 МэВ) и ^{129}Xe (121 МэВ) в диапазоне значений дозы от $7 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Условия эксперимента исключали существенный макронагрев образцов. В противоречии с известной систематикой повреждающая способность ионов Xe оказалась почти в 10 раз ниже, чем Ar. Результат объяснен включением нового механизма взаимодействия иона с монокристаллической средой, состоящего в плавлении микроскопической области кристалла вдоль трека и последующей рекристаллизации.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Anomalous Dependence of the Damage Power on Z Ions at the Interaction with Ge Single Crystal

S.A.Karamian, A.V.Rykhlyuk, V.N.Bugrov

Damage power of heavy ions on Ge single crystal is measured by using the blocking effect under registration of scattered ions and recoil nuclei. Fluence range of $7 \cdot 10^{13}$ to $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ of the ^{40}Ar (24 MeV) and ^{129}Xe (121 MeV) ions is covered. Significant macroheating of samples is excluded due to the conditions of the experiment. Damage power of the Xe ions is found to be 10 times lower than of Ar ions in contrast to the known systematics. The result is explained by inclusion of a new mechanism of ion interaction with monocrystalline medium which consists in melting of the microscopical volume of the crystal along the particle track and consequent recrystallization.

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

В литературе сообщалось о восстановлении поврежденных кристаллов под действием ионного пучка. Эти работы можно разделить на две группы: исследование высокоинтенсивного ионного легирования /1-3/ и наблюдение ионно-стимулированного отжига дефектов /4-7/. В первом случае за счет сильного нагрева образца пучком (при ограничении теплоотвода) в про-

цессе облучения происходит перестройка дефектов и восстановление структуры, связанное с температурным воздействием. Во втором — радиационное воздействие ионного потока приводит к залечиванию дефектов, предварительно созданных в кристалле другими ионами. Несмотря на немалое число сообщений, пока не достигнуто ясности в понимании механизма этих процессов и не выделена в чистом виде роль отдельных физических причин, таких, как термическое воздействие пучка, радиационно-стимулированные процессы, влияние дозы рентгеновских квантов и электронов, сопровождающих заряженную частицу в веществе.

При невысокой плотности потока частиц и небольшом термическом воздействии пучка обычно наблюдается повреждение кристаллов заряженными частицами. Изучению степени повреждения, характера дефектов и их профиля посвящена обширная литература. Установлена, в частности, корреляция повреждающей способности иона с ядерными потерями энергии частицы в веществе, которые пропорциональны произведению сечения рассеяния на энергию ядер отдачи. Ядерные потери энергии в первом приближении можно характеризовать коэффициентом $\kappa = Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} A_1^{-1} A_2^{-1}$, включающим атомные и массовые числа мишени и бомбардирующей частицы и ее энергию. В работах [8,9] корреляция повреждающей способности иона с величиной κ прослежена на широком интервале Z_1 от 1 до 18 в области энергии $E = 0,3 \div 1,2$ МэВ/нуклон.

В настоящей работе использован метод, основанный на эффекте теней при регистрации ядер отдачи рассеяния, для определения повреждающей способности ионов ^{129}Xe (121 МэВ). Некоторые детали эксперимента следующие. Пучки ионов циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ имели угловое расхождение около $\pm 0,5^\circ$ и интенсивность 10^{10} с^{-1} при ограничении диаметром 1 мм. Монокристаллическая мишень изготовлена из детекторного Ge ориентации (III) путем полировки пластинки диаметром 11 мм и толщиной 0,2 мм. Мишень наклеивалась серебряной пастой на массивный металлический держатель гониометрического устройства, имевший комнатную температуру. Пучок направлялся на мишень вдоль направления, не совпадавшего с главными кристаллографическими направлениями. Ядра отдачи рассеяния регистрировались трековым детектором из стекла, располагавшимся на расстоянии 120 мм от мишени в области углов $32 \div 74^\circ$. Толщина работающего слоя мишени составляла 0,6 мкм по пучку. На стекле фиксировалась контрастная теневая картина, показывающая высокое совершенство кристаллической решетки в исследуемом слое. Теневой минимум оси $\langle 111 \rangle$, направленной под углом 64° к пучку, использован для количественного определения степени повреждения решетки. В процессе экспозиции мишени детектор неоднократно заменяли, и таким образом прослежена зависимость интенсивности эффекта теней от дозы в диапазоне от $7 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов Хе.

Накопление углерода на поверхности мишени за полное время экспозиции незначительное, оно контролировалось по выходу ядер отдачи Ce на один мкКл заряда пучка. Доза определялась на основе измеренной плотности треков ядер отдачи на детекторе с использованием резерфордовского сечения и вычисленных значений толщины слоя по формулам^{/9/}. С целью контроля сделаны также измерения на пучке ионов ^{40}Ar (24 МэВ) для того же кристалла при тех же условиях.

Результаты приведены на рис. 1, где дана зависимость от дозы ионов Ar и Xe относительного выхода в теновом минимуме χ и полуширины диаметрального пересечения минимума $2\psi_{1/2}$. В случае ионов Ar наблюдается ярко выраженное уменьшение

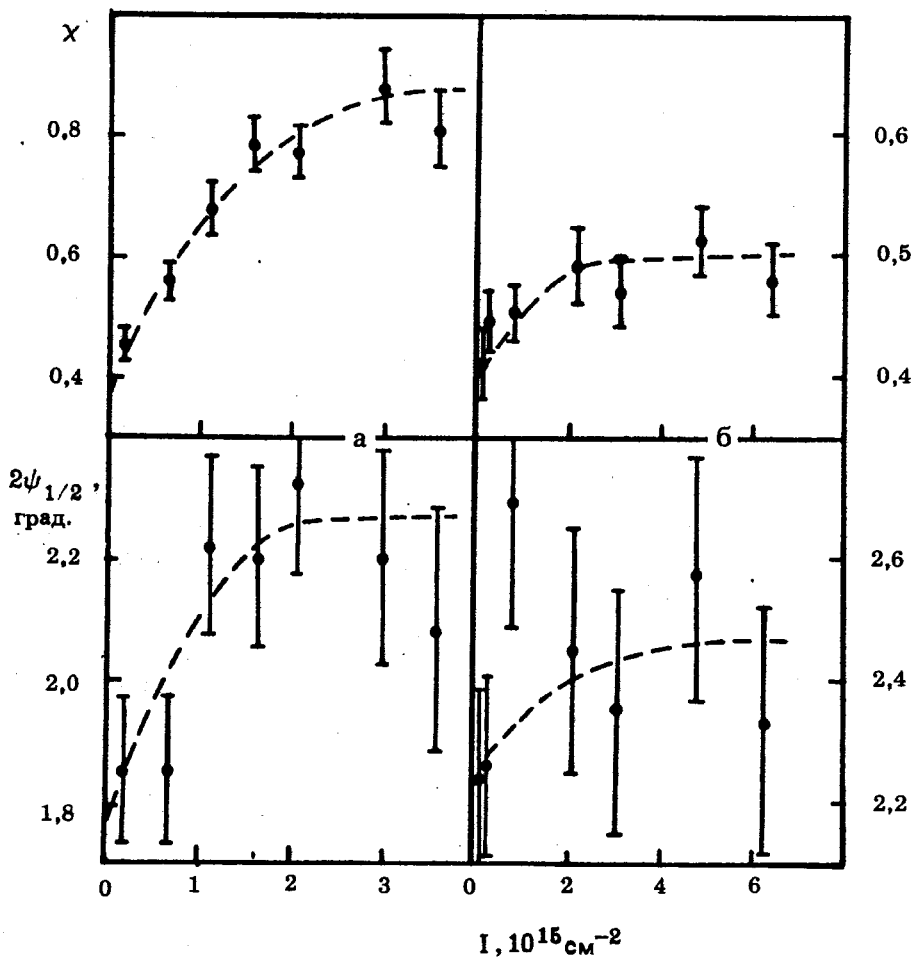


Рис. 1. Выход в теновом минимуме χ и угловая полуширина $2\psi_{1/2}$ в зависимости от дозы ионов ^{40}Ar с энергией 24 МэВ (а) и ^{129}Xe – 121 МэВ (б). Штриховая линия соединяет точки.

интенсивности эффекта теней и угловое размытие минимумов (увеличение значений χ и $\psi_{1/2}$ с ростом дозы I ионов). Кроме того, наблюдается вымирание минимумов неглавных кристаллических направлений, и в дополнительных экспериментах — деформация тонких (40 мкм) кристаллов Ge с образованием выпуклости в сторону наибольшего энерговыделения пучка. Эффекты повреждающего воздействия ослаблены в случае ионов Хе. Из рис. 1 видно, что $\chi(I)$ возрастает с дозой Хе значительно слабее, чем в случае ионов Аг. Если считать производную $(d\chi/dI)I = 0$ количественной мерой степени повреждения на единицу дозы, то приходим к выводу, что повреждающая способность ионов Хе почти в 10 раз ниже, чем ионов Аг. Это прямо противоположно предсказаниям систематики, согласно которой повреждение пропорционально κ .

На рис. 2 показана зависимость $(d\chi/dI)I = 0$ от κ , приведены также соответствующие значения Z_1 . Точками даны результаты настоящих измерений и работы ⁹. Видно, что для взаимодействия Аг + Ge результаты двух измерений почти совпадают, хотя изучены кристаллы из разных партий изготовления, различной толщины и обработки поверхности. Небольшое различие, которое имеет место, связано, главным образом, с выбором значений пробега Аг, используемых при определении шкалы дозы. В настоящей работе функции пробег-энергия взяты по таблицам ¹⁰. В литературе имеется разброс измеренных значений dE/dx , как больше, так и меньше табличных значений, что приводит к систематической погрешности определения дозы в пределах 15%. По данным рис. 2 видно, что все точки, кроме соответствующей Хе, укладываются на систематику $d\chi/dI \sim \kappa$. Последняя точка очень сильно отклоняется от систематики вниз, следовательно, на интервале Z от 18 до 54 происходит резкий излом систематической зависимости повреждения от κ . Такой излом можно объ-

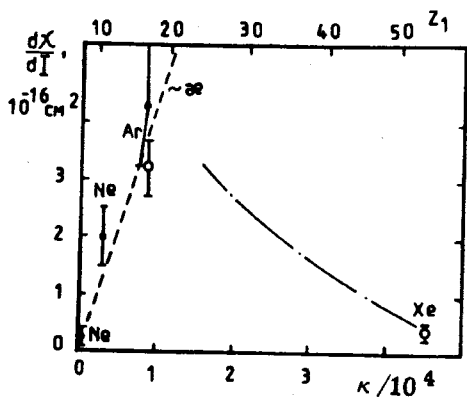


Рис. 2. Степень повреждения монокристалла Ge на единицу дозы ионов $(d\chi/dI)I=0$ в зависимости от параметра (κ) ядерных потерь энергии или от атомного номера частицы Z_1 . Точками даны результаты измерений ⁹ — ϕ и настоящей работы — ϕ . Штриховой линией показана зависимость, пропорциональная κ ; штрихпунктиром — включение нового механизма взаимодействия.

яснить только включением нового механизма взаимодействия иона с монокристаллической средой.

При интерпретации результата необходимо выяснить в первую очередь вопрос о роли макроскопического нагрева образца за счет мощности, выделяемой пучком. Решение дифференциального уравнения теплопроводности позволяет определить зависимость температуры от времени при включении пучка мощностью W в начальный момент времени:

$$T = T_0 + \frac{W}{k} \left\langle \frac{x}{S} \right\rangle (1 - \exp - \frac{t}{\tau}), \quad (1)$$

где k — коэффициент теплопроводности вещества, $\langle x/S \rangle$ — среднее отношение длины теплоотода к площади сечения. Постоянная τ определяется геометрическими условиями энерговыделения и теплоотода согласно формуле

$$\tau = \frac{cV\rho}{k} \left\langle \frac{x}{S} \right\rangle, \quad (2)$$

где V — объем области энерговыделения, определяющийся пробегом ионов (12 мкм для Хе), ρ — плотность вещества, c — удельная теплоемкость. Геометрический фактор $\langle x/S \rangle$ для случая, когда пучок диаметром $2r$ попадает в центр шайбы диаметром $2R$ и толщиной l , можно вычислить по формуле

$$\left\langle \frac{x}{S} \right\rangle \approx (\pi r \sqrt{\ln \frac{R^2(\rho^2 + r^2)}{r^2(\rho^2 + R^2)}})^{-1} \operatorname{arctg} \left(\frac{l}{r} \sqrt{\ln \frac{R^2(\rho^2 + r^2)}{r^2(\rho^2 + R^2)}} \right). \quad (3)$$

Здесь использовалось приближение идеального теплового контакта шайбы с подложкой и предполагалось, что пробег частиц много меньше толщины кристалла. Численный расчет для реальных условий опыта дает значение постоянной времени $\tau \approx 0,1$ мс. Отсюда ясно, что за один высокочастотный импульс циклотрона длительностью ≈ 10 нс не происходит заметного нагрева образца в связи с тепловой инерцией. Вместе с тем $\tau < \Delta t$, где $\Delta t \approx 1,5$ мс — длительность импульса ионного источника циклотрона. Поэтому равновесное значение T успевает установиться за Δt , и при расчете $\Delta T = T - T_0$ необходимо использовать импульсную мощность пучка Хе (≈ 1 Вт) с учетом скважности работы источника. Получены численные значения $\Delta T = 4^\circ \text{C}$ при облучении пучком ионов Хе и $\Delta T = 0,8^\circ \text{C}$ — Ar. Небольшое значение ΔT позволяет не учитывать термический отжиг дефектов, за исключением процессов, имеющих место при комнатной температуре образца.

Наиболее правдоподобное объяснение низкой повреждающей способности ионов Хе состоит в плавлении микроскопической области кристалла вдоль трека с последующей рекристаллизацией. Этот механизм включается резко за счет роста удельных потерь энергии с увеличением Z частицы, что соответствует наблюдениям. Возможности эпитаксиальной жидкофазной рекристаллизации хорошо изучены на примере лазерного отжига. Расчетным путем можно определить диаметр расплавленного следа ионов Хе в Ge $\phi = 10 \text{ \AA}$. Для более легких ионов, например Ag, температура трека недостаточна для плавления, т.к. тормозная способность Ag в 3 раза меньше, чем Хе. Подобный механизм взаимодействия тяжелого иона с монокристаллом не был наблюден ранее, т.к. во всех проведенных экспериментах (см. обзор ^{11/}) использованы ионы вплоть до As и Kr с энергией $\leq 0,1$ МэВ/нуклон, имеющие тормозную способность ниже, чем ^{40}Ag (24 МэВ). Таким образом, в отличие от известных эффектов ^{1-7/} макроскопического воздействия пучка ионов на монокристаллы, впервые обнаружена низкая повреждающая способность тяжелого ядра, взятого в отдельности.

Более детально схему взаимодействия ядра с кристаллом можно представить следующим образом. Встречая на своем пути совершенную решетку, тяжелый ион оставляет после себя разрушенную трубку из смещенных атомов (за счет ядерных потерь энергии) и, кроме того, облако электронных возбуждений (электронные потери). При достаточной плотности возбуждений может образоваться расплавленный след частицы, в объем которого попадает большинство выбитых атомов. Затем происходит рекристаллизация, и трек залечивается. Когда плотность энергии недостаточна для плавления, залечивания не происходит. Возможно, некоторую роль в этих процессах играют электростатические силы, если речь идет о диэлектрической среде. Ионизированные атомы могут сопротивляться рекристаллизации из расплава. Вообще развитие перечисленных процессов во времени еще требует создания адекватной теоретической модели.

Результаты настоящих экспериментов, в принципе, открывают возможность имплантации тяжелых элементов в полупроводник без сильного повреждения решетки, т.к. повреждающая способность Хе не больше, чем ионов с $Z = 5 \div 10$. Уточним, что последнее утверждение относится к слою определенной толщины. В конце пробега повреждающее воздействие Хе, вероятно, велико. При уменьшении энергии тяжелого ядра его электронная тормозная способность убывает, и можно ожидать, что в конце трека механизм микроплавления и рекристаллизации не работает. Следовательно, образуется закрытый аморфизированный слой, контактирующий с двух сторон с совершенным кристаллом. Такое положение способствует рекристаллизации при дальнейшей тер-

мической обработке имплантированных образцов. Практическое применение имплантации тяжелых элементов требует специальных экспериментов и методических разработок. Приведенные здесь результаты дают основания для проведения работ и, кроме того, ориентируют на использование пучков тяжелых элементов с энергией около 1 МэВ/нуклон. Столь высокие энергии пока не применяются в практических работах по ионному легированию материалов.

Таким образом, при изучении взаимодействия тяжелых ионов с монокристаллами впервые обнаружена низкая повреждающая способность тяжелого ядра вблизи максимума электронных тормозных потерь. Предложен механизм микроплавления вдоль трека с последующей рекристаллизацией. Обсуждены некоторые практические выводы данных экспериментов.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, а также группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tamura M. et al. – In: *Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials*. Budapest, 1978, p.515.
2. Holland O.W., Narayan J. – *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v.44, p.758.
3. Андреев В.С., Ефимов С.Б., Комаров Ф.Ф. и др. – *Письма в ЖТФ*, 1985, т.11, с.1110.
4. Nakata J., Kajiyama K. – *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v.40, p.686.
5. Elliman R.G., Johnson S.T., Pogany A.P. et al. – *Nucl. Instr. Meth.*, 1985, v.B7/8, p.310.
6. Аброян И.А., Никушина Л.М., Титов А.И. – *ФТП*, 1985, т.19, с.2000.
7. Похил Г.П., Плец Ю.М. – В сб.: *Труды XVI всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами*. М.: Изд. МГУ, 1987, с.147.
8. Ascheron C., Otto G., Flaggmeyer R. et al. – *phys. stat. sol.*, 1986, Bd.a97, S.K15.
9. Бугров В.Н., Карамян С.А. – *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, с.1009.
10. Northcliffe L.C., Schilling R.F. – *Nucl. Data Tables*, 1970, v.A7, p.233.
11. Ziegler J.F. – *Nucl. Instr. Meth.*, 1985, v.B6, p.270.

Рукопись поступила 22 октября 1987 года.