

05;10

## К вопросу о генерации радиационных дефектов ускоренными ионами в кремнии

© А.М. Иванов, Н.Б. Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 6 февраля 1998 г.

Прослежено за введением центров генерации носителей тока в чистом Si в идеологии взаимодействия неравновесных дефектов и носителей тока непосредственно в треке иона. Эксперимент на  $\alpha$ -частицах с энергией 1.0–5.0 MeV дополнен результатами численного моделирования их торможения в Si. Показано, что первичные дефекты, возникшие в конце трека, образуют меньшее число генерационных центров. Это объясняется захватом компонентами пар Френкеля носителей тока, концентрация которых в треке имеет 3-кратное превышение к концу пробега. Происходящая перезарядка вакансий и межузельных атомов ускоряет и рекомбинацию и снижает число первичных дефектов, участвующих в последующем комплексообразовании.

Вносимые ионами радиационные повреждения общепринято определять по количеству возникших электрически активных центров (как правило, глубоко залегающих в запрещенной зоне). Целесообразно, однако, проследить за процессом образования дефектов, исходя из начального состояния, когда непосредственно в треке иона "мгновенно" во времени возникают первичные пары Френкеля: вакансия–межузельный атом.

Смысл переноса времени наблюдения состоит в том, что между моментом рождения в треке иона первичных дефектов и образованием результирующих центров существует вполне определенная стадия рассасывания трека. Напомним, что торможение иона сопровождается преимущественными затратами его энергии на ионизацию. В результате в микроскопически малом объеме трека (порядка десятков  $\mu\text{m}^3$  в форме цилиндра малого радиуса) одновременно с дефектами возникает значительное количество неравновесных носителей заряда: пар электрон–дырка.

1. Релаксация к равновесию происходит прежде всего за счет эффективного радиального растекания носителей в силу больших значений подвижности и градиентов концентрации между треком и объемом

кристалла. Растекание сопровождается рекомбинацией на имеющихся в материале центрах, при этом происходят потери числа созданных ионом носителей ( $\lambda$ ). В работах [1,2] было показано, что по мере роста массы иона определяющей становится рекомбинация носителей заряда непосредственно на неравновесных дефектах. Эксперимент ставился на  $p^+$ - $n$ -структурах детекторов ионов при вариации напряженности электрического поля ( $F$ ). Было прослежено, как характерная для легких ионов гиперболическая зависимость  $\lambda \approx 1/F$  (см., например, [3]) заменяется логарифмической  $\lambda \approx \ln(1/F)$ . Именно такая функция и получается математически в модели рекомбинации носителей на возникающих в треке дефектах. Таким образом, в отношении носителей имеется количественное описание потерь на стадии расплывания трека. Существенно менее ясно положение с парами вакансия–межузельный атом ( $V-I$ ).

Очевидно, что аналогично электронам и дыркам пары ( $V-I$ ) будут рекомбинировать и диффундировать из трека в объем. В объеме кристалла как  $V$ , так и  $I$  принимают участие в квазихимических реакциях. Последнее характеризует вторую стадию релаксации, на которой образование радиационных центров завершается.

Количественная сторона дефектообразования в значительной мере определяется тем, насколько существенно перекрестное взаимодействие неравновесных носителей и дефектов на стадии существования трека, когда концентрации их велики. Это связано с сильной зависимостью сечения взаимодействия  $V$  и  $I$  от зарядового состояния. Известно из расчетов [4], что критическое для рекомбинации пары расстояние между компонентами  $r_{cr}$  составляет в нейтральном состоянии  $\langle I^0-V^0 \rangle r_{cr} = 2a$ , где  $a$  — постоянная решетки. При частичной перезарядке, когда заряды пары  $\langle I^0-V^- \rangle$ ,  $r_{cr} = 4a$ . Наконец, для случая  $\langle I^+-V^- \rangle$  имеем  $r_{cr} = 7a$ . Указанное увеличение  $r_{cr}$  связано с кулоновским притяжением компонент.

Выразить потери числа пар Френкеля (ПФ) количественно можно (по аналогии с носителями) величиной  $\gamma = M/N_0 \leq 2$ , где  $M$  — число образованных центров. Очевидно, что отношение  $M$  к числу первично возникших пар  $N_0$  интегрально характеризует рекомбинацию ПФ в треке. В таком подходе разделяются генерации ПФ (однозначно связанная с природой иона и решетки кристалла) и последующие квазихимические реакции. Действительно, образование комплексов и их проявление через центры  $M$  определяется уже примесным составом и

дефектами структуры материала. В итоге  $\gamma$  выступает как параметр, который характеризует "выход" из трека компонент ПФ в данном веществе при торможении ионов конкретного типа.

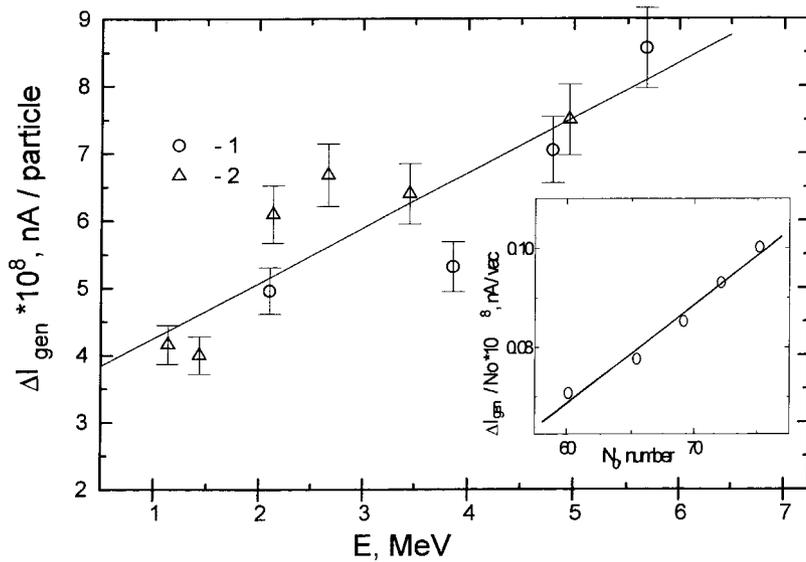
К сожалению, определить на практике величину  $\gamma$  затруднительно. Число первичных пар  $N_0$  может быть найдено моделированием торможения иона по программе TRIM [5]. Измерить же с достаточной точностью содержание возникших центров  $M$  (как мелких, так и глубоких) не представляется возможным. Выход состоит в получении сравнительных данных для различных ионов.

В работе [6] сопоставлялась рекомбинация ПФ в треке иона для полярного в отношении масс случая — легких и тяжелых ионов ( $\alpha$ -частицы  $^{238}\text{Pu}$  и осколки деления  $^{252}\text{Cf}$  со средними энергиями 5.48 и 80 MeV). Большая эффективность введения в Si центров генерации в случае осколков была объяснена конфигурацией трека, когда ПФ и носители оказываются разнесенными по противоположным концам. В таких условиях перезарядка ПФ затруднена по сравнению с  $\alpha$ -частицами, в треках которых максимумы расположения носителей заряда и первичных ПФ совпадают.

2. В настоящей работе положение об определяющей роли геометрии трека в эффективности образования радиационных центров проверяется для случая ионов ( $\alpha$ -частиц) одной массы, но различной энергии.

Энергия  $\alpha$ -частиц изменялась в интервале  $E_\alpha = 1.0\text{--}5.7$  MeV. Облучению подвергались  $p^+ - n$ -детекторы, изготовленные по планарной технологии на "чистом" кремнии (удельное сопротивление в несколько  $\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$ ). Облучение велось при комнатной температуре в геометрии, близкой к ортогональной. Периферия образца закрывалась диафрагмой. Величина дозы и энергия частиц определялись непосредственно детектором через скорость счета и амплитуду сигнала. Аналогично [6] количество вводимых центров определялось по приращению генерационного тока. Использование этого параметра оправдано идентичностью системы вводимых глубоких уровней, что было установлено по спектрам сигнала DLTS.

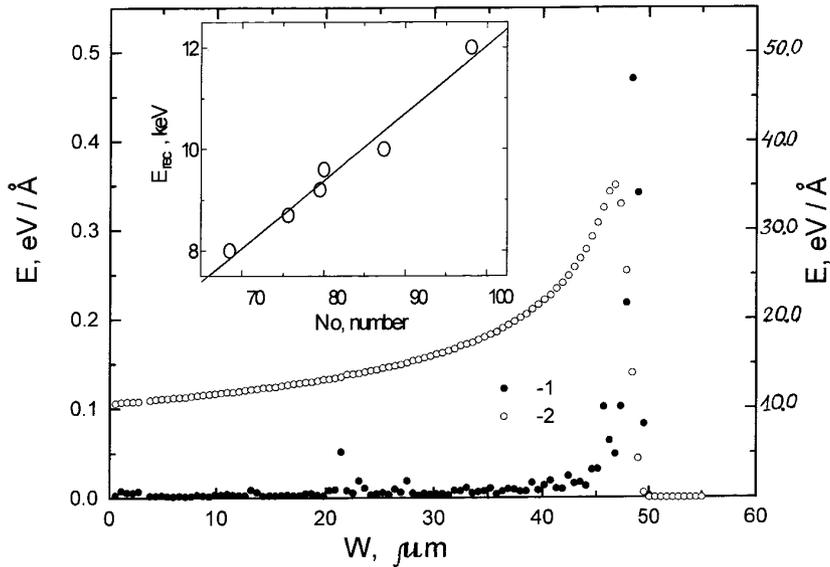
Наблюдаемые зависимости приращения тока ( $\Delta I_{gen}$ ) от дозы были линейными. Это позволяет найти нормированную величину  $\Delta I_{gen}$  nA на частицу для ряда энергий  $\alpha$ -частиц (рис. 1). Основная погрешность измерений оценена в 7% и связана с отсутствием стабилизации температуры. Для дальнейшего анализа используется линейная аппроксимация



**Рис. 1.** Зависимость приращения генерационного тока (нормированного на число  $\alpha$ -частиц) в функции энергии частиц: 1 и 2 — номера  $p^+ - n$ -структур, на основе чистого Si. Фрагмент — приращение тока рис. 1 при нормировке на число созданных вакансий в функции числа вакансий. Расчет  $N_0$  проводился по программе TRIM при энергии смещения атома Si 40 eV.

наблюдаемого хода  $\Delta I_{gen} = f(E_\alpha)$  (см. сплошную линию). Это дает значение наклона  $0.82 \cdot 10^{-8} \text{ nA/MeV}$  в пересчете на одну частицу.

3. Результаты численного моделирования торможения  $\alpha$ -частиц позволяют получить распределения по треку энергии, которая передается атомам отдачи ( $E_{rec}$ ) и расходуется на ионизацию ( $F_{ion}$ ). На рис. 2 представлен результат расчета, выполненного по программе TRIM для  $E_\alpha = 8.0 \text{ MeV}$ . Энергия выбрана выше верхней границы опыта 5.7 MeV для расширения диапазона численного эксперимента. Усреднение проведено по 650 частицам. Как уже отмечалось, профили  $E_{rec}$  и  $E_{ion}$  имеют характерный для легких ионов вид, когда основная часть сообщаемой решетке энергии и наибольшая ионизация сосредоточены в конце пробега. Создается впечатление, что подавляющая часть  $E_{rec}$



**Рис. 2.** Распределение по глубине затрат энергии на смещение атомов  $E_{rec}$  (1, левая ось) и ионизацию  $E_{ion}$  (2, правая ось) при торможении  $\alpha$ -частиц в Si. Фрагмент — связь переданной атомам энергии и числа образованных вакансий согласно расчету по программе TRIM.

приходится на область при координате максимума  $48.4 \mu\text{m}$ . На самом деле это справедливо только для малых энергий.

Функция  $E_{rec} = f(E_\alpha)$  получается интегрированием распределения  $dE_{rec}/dx$  (рис. 2) от значений  $48.4 - R$  до  $55 \mu\text{m}$ . Здесь  $R$  — пробег частицы данной энергии. Оказалось, что  $E_{rec}$  в функции  $E_\alpha$  линейно возрастает и на границах использованного диапазона 1–8 MeV различие достигает 1.5 раз. В итоге с ростом  $E_\alpha$  должно наблюдаться заметное увеличение числа первичных дефектов. На фрагменте рис. 2 приведен расчетный ход с  $E_{rec}$  числа возникающих вакансий  $N_0$  при энергии смещения атома Si, принятой 40 eV [7]. Построение показывает, что эта связь линейна и затраты энергии на образование ПФ в среднем равны 133 eV.

Эти результаты позволяют скорректировать данные опыта, проведя нормировку на число первичных вакансий  $N_0$ . В качестве исходной была взята (рис. 1) линейная аппроксимация зависимости  $\Delta I_{gen} = f(E_\alpha)$ . Однако нормировка не привела к постоянству  $\Delta I_{gen}$ , т.е. не устранила зависимости теперь уже от  $N_0$ . По-прежнему наблюдается линейное нарастание с темпом  $2 \cdot 10^{-11}$  нА на вакансию (фрагмент рис. 1). Последнее позволяет заключить о "неравноправии" первичных ПФ в образовании центров генерации. Данные опыта определенно указывают на большую эффективность ПФ в случае энергичных  $\alpha$ -частиц, что имеет следующее качественное объяснение.

Будем исходить из случая  $E_\alpha = 1.0$  MeV, пробег которых составляет  $R = 3.4 \mu\text{m}$ , что укладывается в области интенсивной передачи как  $E_{rec}$ , так и  $E_{ion}$ . Отличие для больших энергий с позиций торможения в Si выражается в появлении ПФ в части трека, где ионизация ослаблена до 3 раз сравнительно с максимальной (рис. 2). Кроме того, эта область приходится на начало трека, когда частица при ионизации способна передать  $\delta$ -электронам значительные порции энергии. Это дополнительно снижает плотность неравновесных носителей. В итоге перезарядка компонент ПФ и возможная последующая рекомбинация замедляются, все больше ПФ поступает из трека в объем, где образует генерационные центры.

Численная оценка при сопоставлении энергии 1.0 и 5.0 MeV показала, что число ПФ возросло в 1.27 раза, а приращение тока — в 1.77 раза. Итак, компоненты ПФ, созданные на пути торможения частицы от 5.0 до 1.0 MeV, образуют центры в 2.85 раза активнее тех же компонент, но возникших на конечной стадии раздачи энергии в 1.0 MeV.

4. В заключение вернемся к наблюдаемым величинам генерационного тока. Как известно,  $I_{gen}$  на единицу площади  $S$  пропорционален концентрации глубоких центров  $m$  и ширине области электрического поля  $p$ - $n$ -перехода  $W$ . В простейшем случае, когда уровень центра расположен в середине запрещенной зоны и сечения захвата электронов и дырок равны  $\sigma_{n,p} = \sigma$ :

$$I_{gen} = en_i W S / 2\tau_{gen} = en_i v_{th} \sigma m V. \quad (1)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $n_i$  — собственная концентрация;  $v_{th}$  — тепловая скорость;  $V$  — объем, поставляющий носители;  $\tau_{gen} = (v_{th} \sigma m)^{-1}$  — время их жизни. Видно, что  $I_{gen}$  определяется общим числом центров в выделенном объеме ( $M = mV$ ) и не зависит от конкретного распределения. Поэтому на опыте при фиксации напряжением смещения

на структуре слоя  $W > R$  должна наблюдаться линейная зависимость  $I_{gen}(M)$ .

Напомним, что контроль за возникшими центрами  $M$  по "рекомбинационному" времени жизни  $\tau_R$  встречает методические трудности. Так, в [9] отмечена специфическая для ионов неоднородность  $\tau_R$ . Именно дефекты в конце пробега играют при переносе носителей роль внутренней границы с высокой скоростью рекомбинации. Определение  $M$  по темпу генерации имеет более широкие пределы применимости. Требуется лишь соблюдение условий модели "одионого центра в электрическом поле".

Для сопоставления числа центров и измеряемых токов примем в качестве исходного значение  $dI_{gen}/dN_0 = 7 \cdot 10^{-19}$  А на вакансию (фрагмент рис. 1). Это соответствует  $E_\alpha = 1$  MeV, когда плотность окружающих первичные ПФ носителей заряда наиболее высока. Измеряемая и ожидаемая величины  $dI_{gen}/dM$  связаны через параметр  $\gamma = M/N_0 \leq 2$  как:

$$dI_{gen}/dN_0 = \gamma(dI_{gen}/dM) = \gamma en_i v_{th} \sigma_n \sigma_p \{ \sigma_n \exp[\varepsilon] + \sigma_p \exp[-\varepsilon] \}^{-1}, \quad (2)$$

Здесь использован общий вид формулы (1) (см., например, [8]), где  $\varepsilon = E - E_i/kT$ ,  $E$  и  $E_i$  — положение уровня центра  $M$  и середины зоны,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. Сравним получаемые из (2) величины  $\gamma$  для трех основных генерационных уровней:  $E_c - 0.40$ ,  $E_c - 0.44$  и  $E_v + 0.33$  eV. Они соответственно принадлежат дивакансии, комплексу вакансия-фосфор, межузельному углероду ( $C_i$ ) и имеют сечения:  $\sigma_p = 4 \cdot 10^{-16}$ ,  $\sigma_p = 2.7 \cdot 10^{-13}$ ,  $\sigma_n = 4.5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>-2</sup>. Центр  $C_i$  появляется по механизму kick-out при взаимодействии межузельного кремния с атомами углерода  $C_S$ , находящимися в узлах решетки.

Для значений  $\gamma$  в указанной последовательности получаем:  $\gamma = 15.6$ ; 0.005 и 0.22. Поскольку по определению  $\gamma \leq 2$ , участие в генерации центра  $E_c = 0.40$  eV отпадает. Что касается центра  $E_c - 0.44$  eV, то количество его должно насыщаться из-за малого содержания фосфора. Напомним, что в опыте наблюдаются линейные зависимости  $\Delta I_{gen}$  от дозы, т.е. проявляется одна система центров. В итоге генерация носителей связывается нами с центром  $E_v + 0.33$  eV, что находится в согласии с результатами [10]. При этом содержание в исходном Si порядка  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> углерода обеспечивает для наших доз  $\approx 10^9$  см<sup>-2</sup> режим "неограниченного источника" атомов  $C_S$ . Что касается полученной

величины  $\gamma = 0.22$ , то она заметно превышает ожидаемое, согласно [6], значение порядка нескольких процентов.

5. В настоящем сообщении авторы хотели обратить внимание на важность для дефектообразования начальной стадии рассасывания трека иона. Процесс зависит от природы иона (конфигурации трека) и определяет своего рода "коэффициент инжекции" первичных дефектов в объем кристалла. Как следствие, первичные дефекты, возникшие в разных участках трека, обладают различной эффективностью в образовании результирующих центров.

В методическом плане сопоставлены возможности контроля введения дефектов по наблюдению рекомбинации либо генерации носителей тока. Показано, что измерения темпа приращения генерационного тока  $p^+ - n$ -структуры в функции дозы позволяют отследить введение межзельного углерода. При этом фактически контролируются порождающие углерод межзельные атомы Si. Определена доля последних от общего числа первичных пар Френкеля в треке иона.

Авторы выражают благодарность семинару лаборатории "неравновесных процессов в полупроводниках" и Е.М.Вербицкой за полезную дискуссию.

## Список литературы

- [1] Еремин В.К., Ильяшенко И.Н., Строкан Н.Б., Шмидт Б. // ФТП. 1995. Т. 29. В. 1. С. 79–89.
- [2] Schmidt B., Eremin V., Ilyashenko I., Strokan N. // Nucl. Instr. Methods. 1996. A 377. P. 184–190.
- [3] Verbitskaya E., Eremin V., Strokan N., Kemmer J., Schmidt B., Von Borany J. // Nucl. Instr. Methods. 1994. В. 84. N 1. P. 51–61.
- [4] Емцев В.В., Машовец Т.В., Михнович В.В. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 1. С. 22–44.
- [5] Ion Implantation. Science and Technology / Ed. by J.F. Ziegler. Acad. Press, 1984.
- [6] Иванов А.М., Ильяшенко И.Н., Строкан Н.Б., Шмидт Б. // ФТП. 1995. Т. 29. В. 3. С. 543–551.
- [7] Берман Л.С., Витовский Н.А., Ломасов В.Н., Каченко В.Н. // ФТП. 1992. Т. 24. В. 10. С. 1816–1822.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов / Пер. с англ. под ред. Р.А. Суриса. М.: Мир, 1984. Т. 1. С. 456.
- [9] Иванов А.М., Строкан Н.Б., Шуман В.Б. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 67–72.
- [10] Иванов А.М., Строкан Н.Б. // ФТП. 1997. Т. 31. В. 6. С. 674–679.