

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА ПРОЦЕССЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ

Аёшин А. И., Антонова И. В., Васильев А. В.,
Панов В. И., Шаймеев С. С.

Приведены результаты экспериментального исследования скоростей введения основных радиационных дефектов в кремнии n -типа (A -, E -центров, дивакансий) от интенсивности облучения быстрыми нейтронами реактора. Показано, что скорости введения наблюдаемых дефектов уменьшаются в некотором интервале изменения интенсивности. Вне этого интервала (при «малых» и «больших» интенсивностях) скорости введения дефектов постоянны. Результаты объяснены аннигиляцией вакансий и междоузельных атомов при взаимодействии друг с другом не полностью сформированных разупорядоченных областей. Развита количественная модель, сопоставление которой с экспериментом позволило оценить ряд параметров дефектообразования.

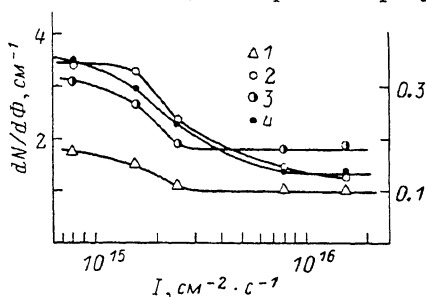
Основные радиационные дефекты (РД), возникающие при облучении кремния быстрыми нейтронами, сосредоточены в так называемых разупорядоченных областях (РО). Свойства РД в РО и характер их влияния на параметры кристалла изучены еще недостаточно, однако в ряде работ [1-6] развиты модельные представления формирования РО, позволяющие удовлетворительно объяснить многие экспериментальные данные по нейтронному облучению кремния. Согласно этим представлениям, следует, в частности, ожидать, что характер формирования и свойства РО должны зависеть от интенсивности нейтронного облучения. Если не рассматривать стадию аккомодации РО [5], которая длится, в принципе, в течение всего времени облучения, то наиболее длительной является квазихимическая стадия (см., например, [6]). На этой стадии происходит взаимодействие вакансий между собой, с атомами примесей и собственными междоузельными атомами. Последнее приводит к аннигиляции компонентов пар Френкеля и, как следствие, к уменьшению общего количества дефектных комплексов, влияющих на электрофизические свойства кристалла.

Качественная картина дефектообразования в условиях изменения интенсивности нейтронного облучения представляется следующим образом. В силу большей подвижности собственных междоузельных атомов, чем вакансий, в процессе облучения в кристалле достаточно быстро устанавливается некоторая их квазистационарная концентрация, величина которой определяется, с одной стороны, стоками для междоузельных атомов, а с другой — эффективностью аннигиляции. При малых интенсивностях РО формируются практически независимо друг от друга; время жизни вакансий, диффундирующих от центра к периферии, определяется лишь примесным составом исходного кристалла, и скорости введения точечных дефектов в примесно-дефектной оболочке (ПДО) и матрице не зависят от интенсивности (нейтронного) облучения. С ростом интенсивности потока нейтронов концентрация еще не сформированных РО возрастает, объем кристалла обогащается междоузельными атомами. Это приводит к увеличению стационарной концентрации междоузельных атомов и, следовательно, вклада аннигиляционных процессов, а в конечном счете — к уменьшению концентрации наблюдаемых комплексов, содержащих вакансию. При больших интенсивностях установившийся уровень квазистационарной кон-

центрации междоузельных атомов перестает зависеть от интенсивности в силу преобладания аннигиляционных процессов. Поэтому в эксперименте должны наблюдаться постоянная скорость введения дефектных комплексов при небольших интенсивностях нейтронного облучения, а затем с ростом интенсивности ее уменьшение и достижение предельного значения.

Целью настоящей работы явилась экспериментальная проверка изложенных выше представлений.

Образцы кремния *n*-типа (концентрации фосфора $5 \cdot 10^{15}$, кислорода $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) облучались импульсами реакторных нейтронов. Интенсивность облучения варьировалась в пределах $8 \cdot 10^{14}$ — $1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ путем изменения расстояния до источника. Доза набиралась увеличением числа импульсов. Облучение проводилось при температурах вблизи комнатной. После облучения методом DLTS определялись концентрации и рассчитывались скорости введения основных типов дефектов, вводимых в кремний нейтронным облучением. Обработка спектров DLTS (определение концентраций и энергетических уровней наблюдаемых центров) проводилась по способу, предложенному в [7]. Анализ спектров, проведенный аналогично [8], показывает, что при температурах облучения вблизи комнатной облученные кристаллы содержат дивакансии, *A*- и *E*-центры. В исследуемом интервале доз облучения ($1.8 \cdot 10^{13}$ — $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$)



Зависимость скоростей введения дефектов от интенсивности нейтронного облучения.

Уровни дефектов, E_c —..., эВ: 1—0.17 (*A*-центр), 2—0.23 (дивакансия), 3—0.44 (*E*-центр), 4—0.39 (дивакансия). 1, 4—левая шкала, 2, 3—правая.

концентрации всех наблюдаемых дефектов линейно растут с дозой. При изменении интенсивности спектр дефектов оставался неизменным, менялись лишь их концентрации.

На рисунке показано изменение скоростей введения дефектов с интенсивностью нейтронного облучения. Каждая точка на этом рисунке — усредненный результат измерений, полученных из наклона дозовой зависимости для нескольких образцов, вырезанных из одного слитка и подвергнутых облучению в идентичных условиях. Видно, что для всех наблюдаемых дефектов с ростом интенсивности I скорости введения уменьшаются, начиная с некоторого значения интенсивности, и при $I \geq 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ достигают предельного значения.

Отметим, что, кроме изложенного выше механизма, скорости введения дефектных комплексов могут уменьшаться с ростом интенсивности нейтронного облучения и по ряду других причин, главными из которых являются разогрев образца под облучением и изменение зарядовых состояний дефектов.

Если кристалл сильно разогревается в течение прохождения импульса нейтронов, то возможен термический распад образующихся дефектных комплексов, что послужит причиной наблюдаемых на рисунке изменений. Мы провели оценку передачи энергии от пучка нейтронов к кристаллу в течение времени прохождения импульса облучения, которая показала, что увеличение температуры образца не превышает нескольких градусов.

При облучении кристаллов легкими частицами, такими как электроны, влияние интенсивности обычно объясняют (см., например, [9–11]), предполагая изменение зарядовых состояний точечных дефектов, реакции между которыми дают наблюдаемые в экспериментах дефектные комплексы. Константы скорости реакций действительно сильно зависят от зарядовых состояний реагирующих дефектных центров [12], однако при нейтронном облучении этот механизм может сказываться лишь при высоком уровне сопутствующего гамма-фона. В нашем случае степень ионизации от гамма-фона, как показали проведенные оценки, мала ($\Delta n \ll n_0$). Кроме того, даже при максимальных используемых дозах компенсация электронов проводимости была незначительной

($< 20\%$), что не могло привести к изменению зарядовых состояний дефектов за счет перемещения уровня Ферми в процессе облучения.

Таким образом, полученные результаты наиболее вероятно объясняются сформулированным выше механизмом: взаимодействием друг с другом не полностью сформировавшихся РО, следствием чего является уменьшение с ростом интенсивности облучения числа вакансий, участвующих в образовании дефектных комплексов в ПДО.

Покажем, что экспериментальные зависимости могут быть описаны аналитически в следующих предположениях: 1) распределение свободных вакансий в каскаде является случайным, 2) вакансии движутся от центра к периферии с коэффициентом диффузии D_V , 3) междоузельные атомы более подвижны, чем вакансии, так что в ПДО и матрице устанавливается стационарная концентрация междоузельных атомов за времена, много меньшие времени формирования вакансионных комплексов.

Рассматриваемый случай описывается уравнением

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{D_V}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial V}{\partial R} \right) - \frac{V}{\tau_V^*}, \quad (1)$$

решение которого дает выражение для числа вакансий на расстоянии R от центра каскада в момент времени t

$$V(R, t) = \frac{V_0}{[4\pi(D_V t + R_0^2)]^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4(D_V t + R_0^2)} - \frac{t}{\tau_V^*}\right). \quad (2)$$

Здесь V_0 — полное число вакансий, образовавшихся в каскаде, R — характерный размер распределения вакансий, τ_V^* — некоторый параметр, который можно определить как эффективное время жизни вакансий в свободном состоянии:

$$\frac{1}{\tau_V^*} = \frac{1}{\tau_V} + \beta_V J_{\text{от}}, \quad (3)$$

где τ_V — время жизни вакансий в матрице, определяемое процессами комплексообразования, второе слагаемое учитывает аннигиляцию вакансий в результате взаимодействия с междоузельными атомами.

Стационарная концентрация междоузельных атомов $J_{\text{от}}$ описывается уравнением

$$\frac{\alpha I}{L} - \frac{J}{\tau_J} - \beta_J J N_{\text{РО}}^* = 0, \quad (4)$$

где α — число пар Френкеля, создаваемых одним нейтроном, L — длина пробега нейтронов в кремнии, I — интенсивность потока нейтронов, $N_{\text{РО}}^*$ — концентрация несформировавшихся РО, τ_J — время жизни междоузельных атомов в матрице кристалла, β_J — коэффициент пропорциональности. Уравнение (4) записано в предположении, что эффективность взаимодействия междоузельных атомов с несформировавшимися («горячими») РО значительно выше, чем с «остывшими» РО (прошедшими квазихимическую стадию формирования). Действительно, известно, что в пике смещений количество вакансий составляет $\sim 10^4$, в то время как в «остывшей» РО число вакансионных дефектов (главным образом дивакансий) $\sim 10^2$ [13].

Учитывая, что

$$N_{\text{РО}}^* = \sigma N_{\text{a}} I \tau_{\phi} \quad (5)$$

(σ — сечение упругого рассеяния нейтронов в кремнии, N_{a} — концентрация рассеивающих атомов, τ_{ϕ} — характерное время формирования РО), выражение (4) преобразуем к виду

$$q - \frac{J}{\tau_J} - \alpha_J q J = 0, \quad (6)$$

где $q = \alpha I / L$, $\alpha_J = \beta_J \sigma N_{\text{a}} \tau_{\phi} / \alpha$.

Уравнение (6) дает для стационарной концентрации междоузельных атомов

$$J_{\text{ст}} = \frac{q\tau_J^*}{1 + \alpha_J q\tau_J}. \quad (7)$$

Из уравнения (3) с учетом (7) для эффективного времени жизни вакансий будем иметь

$$\tau_V^* = \frac{\tau_V (1 + \alpha_J q\tau_J)}{1 + q\tau_J (\alpha_J + \beta_V \tau_V)}. \quad (8)$$

Используя выражение (2), находим концентрацию введенных A -центров

$$A = N_{\text{PO}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \alpha_A O V(R, t) 4\pi R^2 dR dt = N_{\text{PO}} \alpha_A O V_0 \tau_V^*, \quad (9)$$

где N_{PO} — число «остывших» PO в единице объема, O — концентрация кислорода, α_A — константа скорости образования A -центров, или с учетом (8)

$$A = N_{\text{PO}} \alpha_A O V_0 \tau_V \frac{1 + \alpha_J q\tau_J^*}{1 + q\tau_J (\alpha_J + \beta_V \tau_V)}. \quad (10)$$

Аналогично для E -центров и вторичных дивакансий

$$E = N_{\text{PO}} \alpha_E P V_0 \tau_V \frac{1 + \alpha_J q\tau_J^*}{1 + q\tau_J (\alpha_J + \beta_V \tau_V)}, \quad (11)$$

$$W = \frac{V_0^2 \alpha_W N_{\text{PO}}}{4\pi^{3/2} R_0 D_V} \left[1 - \frac{\sqrt{2}\pi R_0}{L_V} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2} R_0}{L_V} \right) e_{2R_0^2/L_V^2} \right], \quad (12)$$

где P — концентрация донорной примеси, α_E , α_W — константы скорости образования E -центров и вторичных дивакансий соответственно, $L_V^2 = D_V \tau_V^*$.

Рассмотрим два предельных случая. При малой интенсивности облучения, когда $q\tau_J (\alpha_J + \beta_V \tau_V) \ll 1$, выражения (10) и (11) примут вид

$$A_1 = N_{\text{PO}} \alpha_A O V_0 \tau_V, \quad (13)$$

$$E_1 = N_{\text{PO}} \alpha_E P V_0 \tau_V. \quad (14)$$

В этом случае скорости введения A - и E -центров не зависят от интенсивности нейтронного облучения, а определяются параметрами материала.

При больших интенсивностях облучения ($\alpha_J q\tau_J \gg 1$) концентрации наблюдаемых дефектов будут соответственно равны

$$A_2 = N_{\text{PO}} \alpha_A O V_0 \tau_V \frac{\alpha_J}{\alpha_J + \beta_V \tau_V}, \quad (15)$$

$$E_2 = N_{\text{PO}} \alpha_E P V_0 \tau_V \frac{\alpha_J}{\alpha_J + \beta_V \tau_V} \quad (16)$$

и также не зависят от интенсивности облучения. Однако в случае больших интенсивностей концентрации их меньше, чем при малых интенсивностях облучения, а отношения не зависят от типа комплекса вакансия—примесь, т. е.

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{E_1}{E_2} \equiv n = 1 + \frac{\beta_V}{\alpha_J} \tau_V. \quad (17)$$

Действительно, определенное экспериментально значение величины $n=1.7$ оказалось одинаковым для A - и E -центров.

В промежуточной области, как и следует из формул (10) и (11), с ростом интенсивности потока нейтронов скорости введения дефектных центров уменьшаются.

Следует отметить, что метод DLTS регистрирует дефектные центры в слабо компенсированных областях кристалла, а дефекты, локализованные вблизи ядра РО, недоступны для наблюдения вследствие высокого уровня компенсации этой области [8]. Наблюдаемые концентрации дивакансий соответствуют расстояниям R от центра каскада, большим, чем радиус экранирования (R_0) РО. Поэтому для сравнения экспериментальной зависимости скорости введения дивакансий от интенсивности облучения с выражением (12) примем параметр R_0 равным R_0 . Экспериментальная кривая удовлетворительно описывается формулой (12), если $R_0/L_V = 2.8$. Принимая $R_0 = R_0$ и проводя оценки по характерному изменению потенциала вблизи РО ($\Delta\varphi = 0.24$ эВ [13]), находим $R_0 = 2200$ Å, которому соответствует диффузионная длина $L_V = 800$ Å.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что РО, находящиеся на разных стадиях формирования [6], взаимодействуют друг с другом путем обмена частицами, следствием чего является уменьшение скоростей введения основных точечных дефектов с ростом интенсивности нейтронного облучения (в некотором интервале интенсивностей) за счет частичной аннигиляции вакансий и междоузельных атомов.

Авторы благодарят Л. С. Смирнова и А. И. Баранова за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ухин Н. А. — ФТП, 1972, т. 6, в. 5, с. 931—934.
- [2] Ленченко В. М. — В кн.: Физико-химические проблемы твердого тела. Красноярск, 1975, с. 3—32.
- [3] Баранов А. И., Смирнов Л. С. — В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, 1972, с. 237—238.
- [4] Ленченко В. М. — В кн.: Физическая химия в микроэлектронике. Красноярск, 1976, с. 21—29.
- [5] Баранов А. И., Смирнов Л. С. — ФТП, 1973, т. 7, в. 11, с. 2227—2229.
- [6] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 294 с.
- [7] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 162—164.
- [8] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. — ФТП, 1982, т. 16, в. 11, с. 1183—1186.
- [9] Панов В. И., Смирнов Л. С. — ФТП, 1971, т. 5, в. 2, с. 346—349.
- [10] Герасименко Н. Н., Зайцев Б. А., Панов В. И., Смирнов Л. С., Тишковский Е. Г. — ФТП, 1973, т. 7, в. 7, с. 1433—1435.
- [11] Болотов В. В., Васильев А. В., Смирнов Л. С. — ФТП, 1973, т. 7, в. 11, с. 2132—2136.
- [12] Баранов А. И., Васильев А. В., Смирнов Л. С. — ФТП, 1986, т. 20, в. 6, с. 1132—1134.
- [13] Васильев А. В., Изтелеуов М. И., Смагулова С. А., Смирнов Л. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 2073—2074.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 6.08.1987
Принята к печати 9.10.1987