

## ГЕНЕРАЦИЯ И ОТЖИГ ДЕФЕКТОВ ПРИ СОВМЕЩЕННОМ ГЕТТЕРИРОВАНИИ В КРЕМНИИ *n*-ТИПА

### II. ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ. ИНДУЦИРОВАННЫЕ ГЕТТЕРИРУЮЩИМИ МИКРОДЕФЕКТАМИ

Баграев Н. Т., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М.,  
Половцев И. С., Суханов В. Л.

Методом оптической поляризации ядерных моментов (ОПЯ) исследовались процессы генерации и отжига точечных дефектов, индуцированных геттерерирующими микродефектами в кремнии *n*-типа. Были определены концентрации мелких и глубоких точечных дефектов, ответственных за электрофизические характеристики кристалла в зависимости от условий совмещенного геттерирования. Обнаружено, что глубокие точечные дефекты стимулируют резкое снижение времени жизни неравновесных носителей при образовании пар с мелкими донорами ( $E_c - 0.08$  эВ), индуцированными потенциалом деформации геттерерирующих микродефектов. Управляя потоками первичных дефектов, генерируемых поверхностью кристалла на различных стадиях совмещенного геттерирования, можно значительно уменьшить концентрации мелких и глубоких точечных дефектов, индуцированных геттерерирующими микродефектами, при сохранении эффективности геттерирования, что позволяет улучшить характеристики полупроводниковых приборов и делает возможным реализацию малошумящих мелких *p-n*-переходов.

Трехступенчатое геттерирование дефектов остаточных примесей эффективно используется при изготовлении полупроводниковых приборов на основе кремния, выращенного как по методу Чохральского [1], так и бестигельной зонной плавкой (БЗП) [2, 3]. В процессе формирования геттерерирующих микродефектов в объеме кристалла участвуют потоки междоузельных атомов кремния, индуцированные окисленной поверхностью. На различных стадиях трехступенчатого цикла геттерирования собственные междоузельные атомы формируют кластеры, трансформирующиеся в дислокационные петли и другие более сложные микродефекты [2, 3], ответственные за преципитацию кислорода и геттерирование остаточных примесей из рабочей области полупроводникового прибора.

Геттерерирующие микродефекты могут, однако, изменять при неоптимальных режимах трехступенчатого цикла геттерирования электрофизические характеристики монокристаллического кремния, в частности время жизни неосновных носителей, что приводит к увеличению токов утечки полупроводниковых приборов. Поэтому разработка методов дезактивации электрических и рекомбинационных свойств мелких и глубоких точечных дефектов, индуцированных геттерерирующими микродефектами, является важной задачей для совершенствования режимов геттерирования.

В настоящей работе данная проблема решалась с помощью метода оптической поляризации ядерных моментов (ОПЯ) [4-8]. Контроль характеристик точечных дефектов, индуцированных геттерерирующими микродефектами, осуществлялся на различных стадиях совмещенного геттерирования [окисление, термообработка и диффузия легирующих примесей (бора)].

В процессе ОПЯ исследований анализировались зависимости степени ОПЯ  $P_{\text{оп}}$  (рис. 1,  $a - \delta$ ) и времени ядерной спин-решеточной релаксации (рис. 1,  $a' - \delta'$ ) от величины внешнего магнитного поля, полученные на основании кинетических зависимостей степени ОПЯ  $P_n = f(t)$  [9]. Как было показано в [9, 10], макро-

центрами ОПЯ в кремнии *n*-типа при окислении и термообработках являются геттерирующие микродефекты. При чем ОПЯ распространяется в образце путем ядерной спиновой диффузии сначала внутри каждого микродефекта, а далее — между ними.

Знак  $P_{nm}$  (рис. 1, *a—в*) показывает, что ОПЯ обусловлена контактным взаимодействием мелких водородоподобных центров, индуцированных геттерирующими микродефектами, с окружающими ядрами  $^{29}\text{Si}$ . В этом случае поведение степени ОПЯ описывается следующей зависимостью:

$$P_{nm} = \xi / P_e, \quad (1)$$

где  $P_e = \frac{1}{4} \left( \frac{\tau_{se}}{\tau_{se} + \tau} \right)$  — степень поляризации электронов, захваченных на мелкие водородоподобные центры,  $\tau_{se}$  — время электронной спин-решеточной релаксации

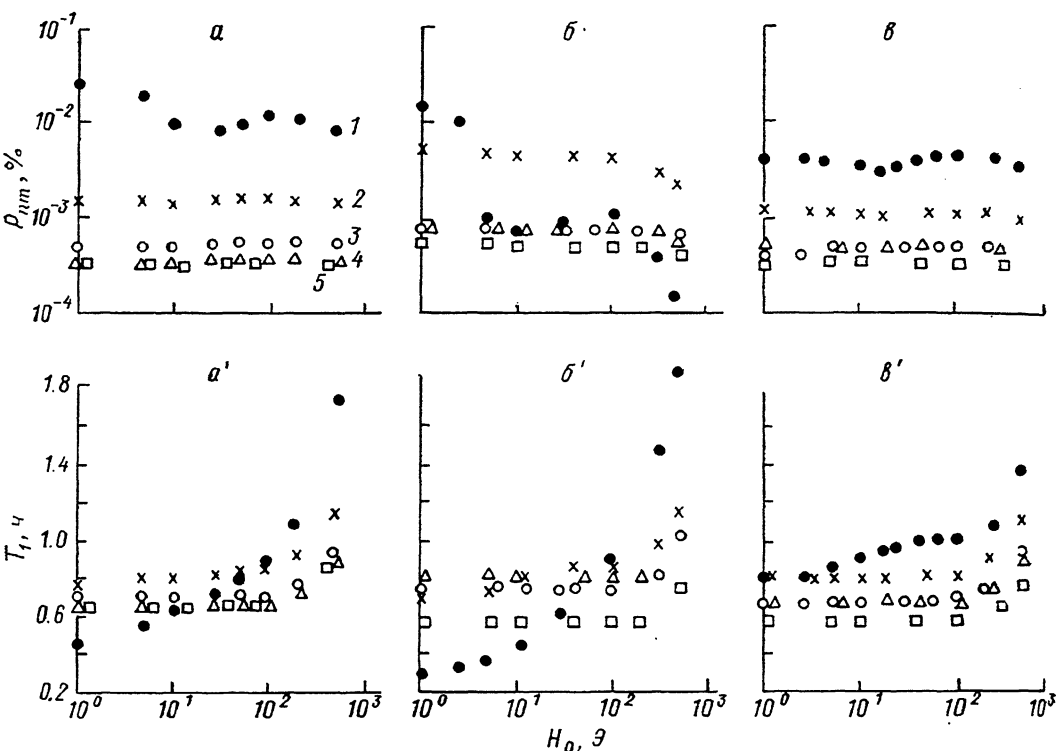


Рис. 1. Зависимость степени ОПЯ (*a—в*) и времени ядерной спин-решеточной релаксации (*a'—в'*) от величины внешнего магнитного поля.

*a, a'*) после окисления и осаждения слоя сильно легированного поликристаллического кремния (СПК) толщиной  $d_{\text{ПК}} = 1$  мкм; *б, б'*) после окисления и последовательного отжига при  $T = 800$  °С; *в, в'*) после окисления и диффузии бора при  $T = 850$  °С;  $d_{\text{SiO}_2}/d_0$ : 1 — 0.17, 2 — 0.31, 3 — 0.62, 4 — 1, 5 — 1.23.

ции [11],  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей,  $f = T_1/T_{1e}$  представляет собой фактор утечки ядерной поляризации [4, 5], где  $T_{1e}$  — время ядерной спин-решеточной релаксации, обусловленное ОПЯ,  $T_1$  — полное время ядерной спин-решеточной релаксации,  $\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1e}} + \frac{1}{T_1^*}$ ,  $T_1^*$  — время ядерной спин-решеточной релаксации, обусловленное парамагнитными примесями, не участвующими в ОПЯ,

$$\xi = \frac{\frac{5}{20} - \frac{16}{9} \tau^2 \left( \frac{\delta}{b} \right)^6 \exp\left(-\frac{4\delta}{b}\right)}{\frac{7}{20} + \frac{6}{20} (1 + \omega_s^2 \tau_s^2) + \frac{16}{9} \tau^2 \left( \frac{\delta}{b} \right)^6 \exp\left(-\frac{4\delta}{b}\right)}, \quad (2)$$

$\xi$  — коэффициент, который определяет относительный вклад в ОПЯ контактной ( $\xi < 0$ ) и диполь-дипольной ( $\xi > 0$ ) составляющих сверхтонкого взаимо-

действия. Следует отметить, что контактное взаимодействие доминирует в кристаллах, содержащих мелкие водородоподобные донорные центры [4, 6], тогда как диполь-дипольное взаимодействие является определяющим в поляризации ядер решетки за счет глубоких дефектов [5, 6];  $\eta=186$  — плотность волновой функции на электронах проводимости [4],  $b$  — борковский радиус мелкого водородоподобного дефекта,  $\omega_c = \gamma_e H_0$  — ларморовская частота,  $\gamma_e$  — гиромангнитное отношение электрона,  $H_0$  — величина внешнего магнитного поля,  $\delta_D$  — радиус ядерной спиновой диффузии [4, 12]:

$$\delta_D = \frac{b}{4} \ln \left[ \Omega_0^2 \frac{a^2}{D} \left( \frac{n_d}{N_d} \right) \frac{\tau_c}{1 + \omega_c^2 \tau_c^2} \right], \quad (3)$$

где  $D=2.4 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент ядерной спиновой диффузии для ядер <sup>29</sup>Si в кремнии,  $a=6.5$  Å — среднее расстояние между ядрами <sup>29</sup>Si в кремнии,  $\Omega_0=4.96 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> [4],  $n_d/N_d$  — степень заполнения мелких водородоподобных центров электронами,  $\tau_c$  — время корреляции электронного спина на ядрах решетки, окружающих мелкий водородоподобный центр. При  $T=77$  К  $\tau_c$  определяется временем термического возбуждения электронов с мелкого донорного уровня в зону проводимости и зависит от энергии мелкого донора ( $E_d$ ) следующим образом [4, 6]:

$$E_d = kT \ln [2N_c \sigma_0 v \tau_c], \quad (4)$$

где  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $v$  — тепловая скорость электронов,  $\sigma_0$  — сечение захвата электронов на мелкий донорный центр.

Исследование зависимостей  $P_{sm}$  и  $T_1$  от величины внешнего магнитного поля (рис. 1) позволяет определить энергию ионизации мелких доноров, ответственных за ОПЯ, а также степень их компенсации глубокими точечными дефектами, индуцированными геттерирующими микродефектами [9]. Из зависимостей, приведенных на рис. 1, принимая во внимание (1)–(4), находим энергии ионизации мелких доноров, дающих вклад в ОПЯ при различных видах обработки кремния:  $E_c=0.044$  эВ, что соответствует донорным центрам фосфора в кремнии  $n$ -типа,  $E_c=0.08$  эВ, что соответствует мелкому донору, возникающему вследствие деформации решетки кремния при введении дислокаций [13, 14], нейтронном облучении [15], формировании микродефектов [10].

На основании данных рис. 1, воспользовавшись соотношениями (1)–(3) и выражениями для ядерной спин-решеточной релаксации (5)–(7) [4–6], находим концентрации мелких и глубоких точечных дефектов, индуцированных в кристалле геттерирующими микродефектами, возникающими на различных стадиях цикла совмещенного геттерирования (примеры концентрационных зависимостей представлены на рис. 2, 3):

$$\frac{1}{T_1} = \pi N_{DT} D b_{DT}^2 \left( 1 + \left( 1 + \frac{4\delta_{DT}}{b_{DT}^2} \right)^2 \right) + \pi N_p D b_p^2 \left( 1 + \left( 1 + \frac{4\delta_p}{b_p^2} \right)^2 \right) + \frac{1}{T_1^r}, \quad (5)$$

где первый и второй члены списывают вклад в ядерную релаксацию мелких точечных дефектов ( $E_c=0.08$  эВ) и центров фосфора соответственно,  $\delta_{DT}$ ,  $\delta_p$ ,  $b_{DT}$ ,  $b_p$ ,  $N_{DT}$ ,  $N_p$  — радиусы ядерной спиновой диффузии, борковские радиусы и концентрации этих водородоподобных дефектов. В уравнении

$$\frac{1}{T_1^r} = 4\pi N_1 \delta D + \frac{4\pi N_2 \delta D}{1 + (\delta/2\rho_2)} + \dots + \frac{4\pi N_z \delta D}{1 + (z-1)(\delta/2\rho_z)} \quad (6)$$

учитывается вклад в ядерную спин-решеточную релаксацию глубоких дефектов, индуцированных геттерирующими микродефектами в виде одиночных центров [первый член выражения (6)] и различных групп, состоящих из нескольких центров ( $z=1, 2, 3, \dots$ ) [6, 8, 10, 12, 16];  $N_1, N_2, \dots, N_z, \rho_2, \dots, \rho_z$  — концентрации центров в различных формах и радиусы групп дефектов соответственно ( $\rho_z = a_0 z^{1/2}$ ,  $a_0$  — линейные размеры глубокого центра,  $z$  — число центров в группе),  $\delta$  — радиус ядерной спиновой диффузии для глубокого

<sup>1</sup> Следует отметить, что на рис. 3 представлены зависимости суммарной концентрации ( $N=N_1+N_2+\dots+N_z$ ) глубоких точечных дефектов от толщины окисла.

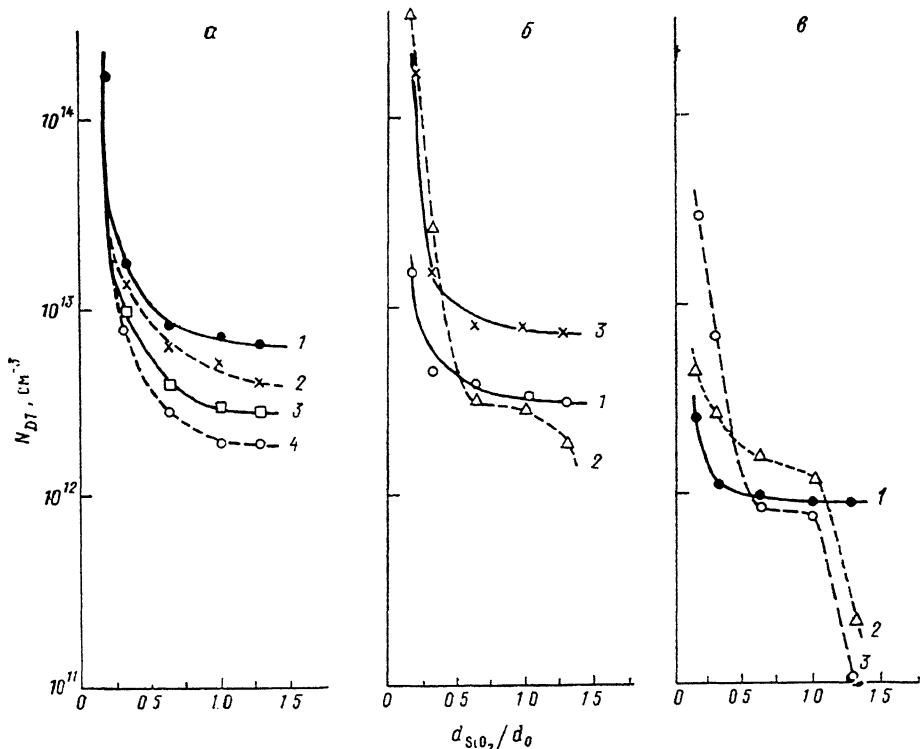


Рис. 2. Зависимость концентрации мелких точечных дефектов ( $E_g=0.08$  эВ), индуцированных потенциалом деформации геттерирующих микродефектов, от толщины слоя поверхности окисла.

а) после нанесения СПК;  $d_{\text{ПК}}$ , мкм: 1 — 0.05, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 1; б) после последовательного отжига при  $T$ , °С: 1 — 1100, 2 — 800, 3 — 650; в) после диффузии бора при  $T$ , °С: 1 — 1050, 2 — 950, 3 — 850

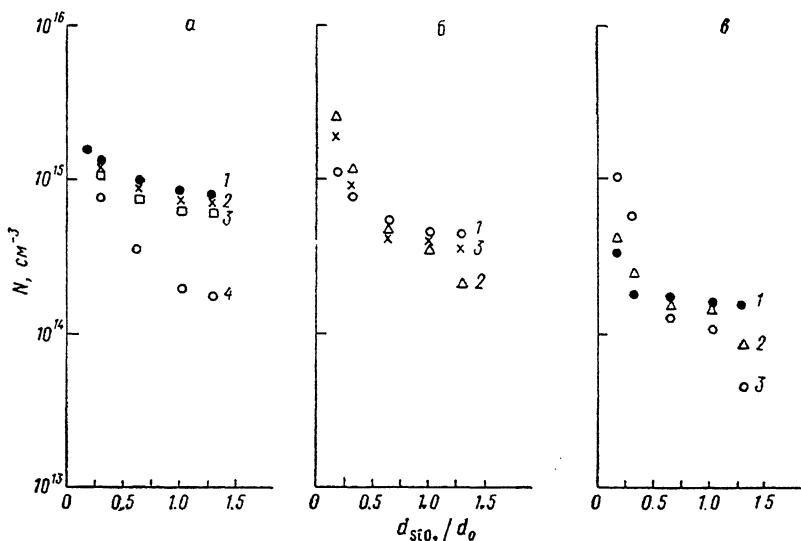


Рис. 3. Зависимость полной концентрации глубоких точечных дефектов, индуцированных геттерирующими микродефектами в кремнии  $n$ -типа, от толщины слоя поверхностного окисла. а) после нанесения СПК;  $d_{\text{ПК}}$ , мкм: 1 — 0.05, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 1; б) после последовательного отжига при  $T$ , °С: 1 — 1100, 2 — 800, 3 — 650; в) после диффузии бора при  $T$ , °С: 1 — 1050, 2 — 950, 3 — 850

центра [12]. Из (6) с учетом (3) следует, что  $T_1''$  зависит от магнитного поля, если глубокие дефекты присутствуют в кристалле в виде одиночных центров, и наоборот, полевая зависимость  $T_1''$  нивелируется, если в кристалле доминируют группы глубоких точечных дефектов. Поэтому регистрация полевых зависимостей времени ядерной спин-решеточной релаксации позволяет также получить распределение концентрации глубоких точечных дефектов по числу центров в группе. Пример такого распределения, полученный на основании данных рис. 1,  $a'$ ,  $b'$ ,  $e'$ , представлен на рис. 4. Следует отметить, что глубокие точечные дефекты дают основной вклад в ОПЯ и ядерную спин-решеточную релаксацию преимущественно в слабых магнитных полях [5, 6, 12, 16], в то время как мелкие водородоподобные центры стимулируют поляризацию ядер решетки вплоть до  $H_0 \leq 1/\gamma_e \tau_c$  [см. (2)], т. е. до нескольких сот эрстед [4, 6] (рис. 1). Это позволяет аддитивно разделять вклады в ОПЯ и ядерную спин-решеточную релаксацию мелких и глубоких точечных дефектов и с высокой точностью определять их концентрации (рис. 2—4).

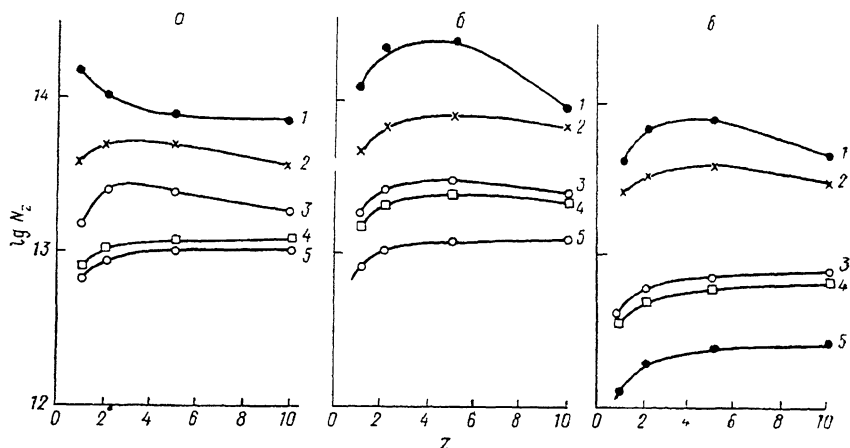


Рис. 4. Распределение концентрации глубоких точечных дефектов, индуцированных геттерными микродефектами в кремнии  $n$ -типа, от числа центров в группе.

$a$ ) после окисления и осаждения слоев СПК;  $d_{ПК}=1$  мкм;  $b$ ) после окисления и последовательного отжига при  $T=850$  °C;  $e$ ) после окисления и диффузии бора при  $T=850$  °C;  $d_{SiO_2}/d_0$ : 1 — 0.17, 2 — 0.31, 3 — 0.62, 4 — 1, 5 — 1.28.

Концентрации мелких ( $E_c=0.08$  эВ) и глубоких точечных дефектов уменьшаются с увеличением толщины окисла и понижением температуры диффузии (рис. 3, 4), что связано с созданием условий для эффективной аннигиляции вакансий и собственных междоузельных атомов вблизи поверхности кристалла. В этом случае происходит смена механизма генерации собственных дефектов окисленной поверхность кристалла. При высоких температурах и малой толщине окисла поверхность кристалла кремния генерирует собственные междоузельные атомы, а при низких температурах и большой толщине окисла — вакансии. Критическая толщина окисла  $d_0$  (рис. 2, 3), при которой происходят смена механизма генерации собственных дефектов окисленной поверхностью и соответствующее изменение механизма геттерирования [3, 10], определяется совокупностью условий состояния поверхности (состав атмосферы, предварительная обработка [2, 3]). Поэтому использование окислов большой толщины в сочетании с низкими температурами диффузии бора приводит к формированию геттеризирующих микродефектов только в объеме кристалла [9], что эффективно снижает полную концентрацию индуцированных ими мелких (рис. 2) и глубоких (рис. 3) точечных дефектов, ухудшающих электрофизические характеристики приборов.

Следует отметить, что важной частью геттерирования является последовательная термообработка окисленных монокристаллических кремниевых пластин. В настоящем исследовании подобная термообработка, которая моделировала вторую и третью стадии трехступенчатого цикла геттерирования [2, 3, 10],

приводила как к росту, так и к снижению рекомбинационной электрической активности геттерирующих микродефектов. При  $T=650^\circ\text{C}$  окисленная поверхность кремния является источником вакансий в объеме кристалла. Казалось бы, вблизи поверхности не должно происходить образования новых геттерирующих микродефектов с повышенной рекомбинационной активностью. Однако было обнаружено, что при данной температуре происходит образование значительной концентрации (до  $10^{15}\text{ см}^{-3}$  при  $d_{\text{SiO}_2}/d_0=1$ ) кислородосодержащих «новых» термодоноров [17], изменяющих электрофизические характеристики кристалла, в частности снижающих время жизни неравновесных носителей. Кроме того, в условиях термообработки окисленных кремниевых пластин при  $650^\circ\text{C}$  не наблюдается отжига мелких ( $E_c-0.08\text{ эВ}$ ) и глубоких дефектов, индуцированных геттерирующими микродефектами в объеме кристалла (рис. 2, б, 3, б).

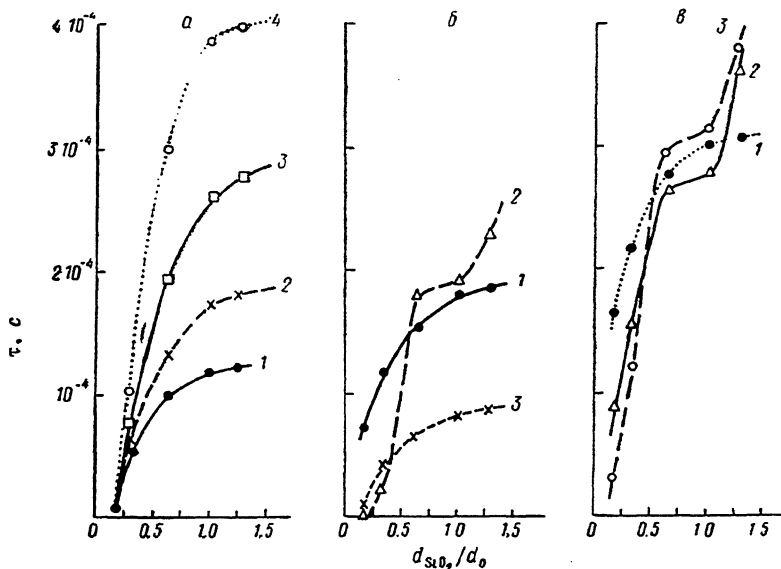


Рис. 5. Зависимости времени жизни неравновесных носителей в кремнии  $n$ -типа от толщины слоя поверхностного окисла.

а) после окисления и нанесения СПК;  $d_{\text{ПК}}$ , мкм: 1 — 0,05, 2 — 0,4, 3 — 0,6, 4 — 1; б) после окисления и последовательного отжига при  $T$ ,  $^\circ\text{C}$ : 1 — 1100, 2 — 800, 3 — 650; в) после окисления и диффузии бора при  $T$ ,  $^\circ\text{C}$ : 1 — 1050, 2 — 950, 3 — 850.

В условиях термообработки при  $T \geq 1000^\circ\text{C}$  окисленная кремниевая поверхность генерирует избыточный поток собственных междоузельных атомов, что приводит к возникновению новых геттерирующих микродефектов в объеме и вблизи поверхности кристалла [9], которое сопровождается ростом концентрации точечных дефектов (рис. 2, 3), обладающих рекомбинационной электрической активностью. Поэтому оптимальным диапазоном температур для второй стадии трехступенчатого цикла геттерирования [2, 3] является интервал  $800-900^\circ\text{C}$ , в котором происходит эффективная аннигиляция вакансий с собственными междоузельными атомами вблизи окисленной поверхности и дезактивация рекомбинационной активности геттерирующих микродефектов, трансформирующихся при последовательном отжиге в дислокационные петли, ответственные за дальнейшую преципитацию кислорода и геттерирование остаточных примесей из рабочей зоны полупроводниковых приборов.

Методика ОПЯ позволяет путем анализа зависимостей  $P_{\text{лт}}$  и  $T_1$  [рис. 1, (1), (5)] определять величину времени жизни неравновесных носителей (рис. 5). Сопоставление данных, приведенных на рис. 2 и 5, показывает, что величина времени жизни неравновесных носителей обратно пропорциональна концентрации мелких ( $E_c-0.08\text{ эВ}$ ) доноров. Причем сечение захвата неравновесных носителей  $\sigma_c \approx \sigma_p \approx 10^{-13}\text{ см}^2$  является гигантским с точки зрения известных механизмов участия мелких центров в рекомбинационных процессах [18]. Этот, на пер-

вый взгляд, парадоксальный результат объясняется в модели двухэлектронного захвата в системе парного центра мелкий донор + глубокий донор [19, 20]. Исследование характеристик глубоких центров методами емкостной спектроскопии и ОПЯ в условиях примесного поглощения света показало, что среди них доминируют

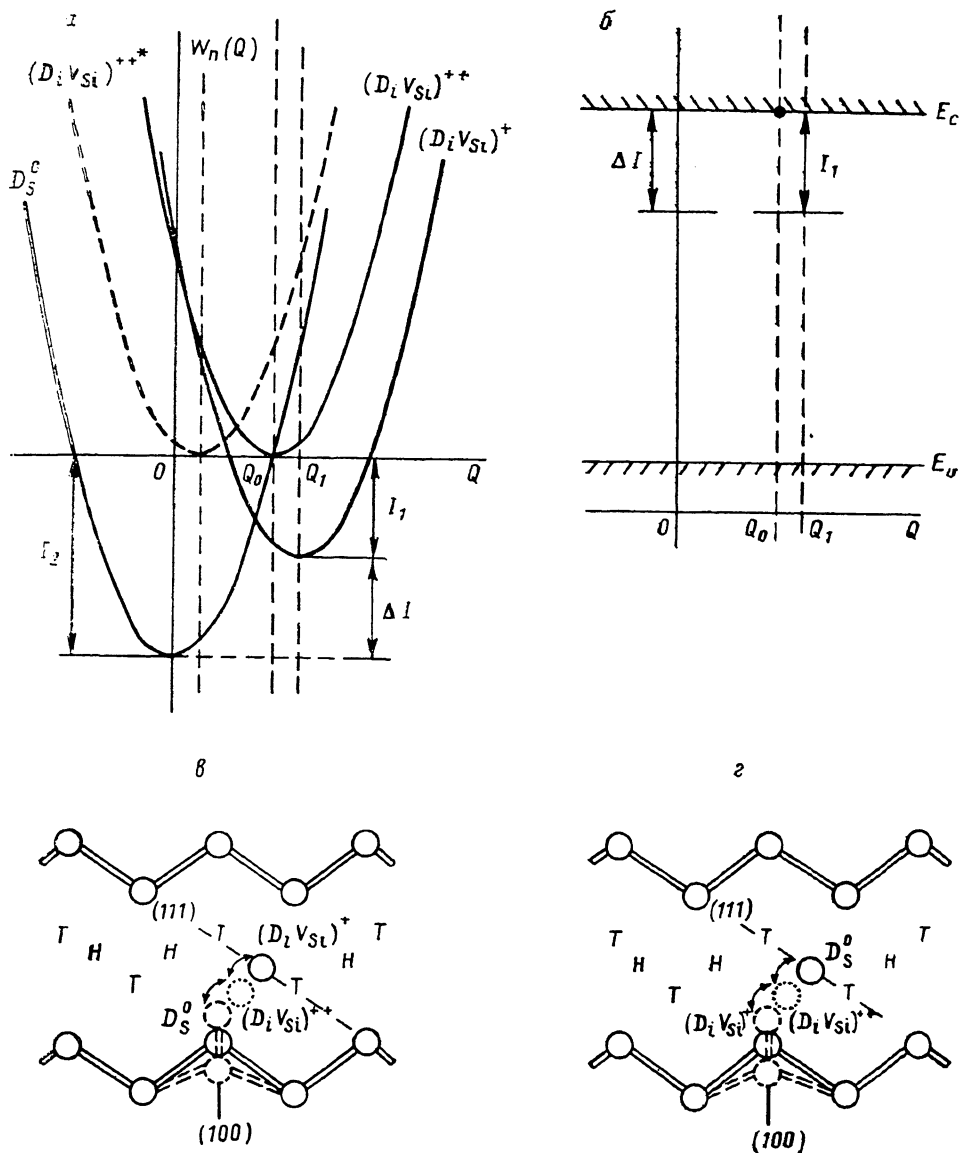


Рис. 6. Адиабатические потенциалы (а), эквивалентная одноэлектронная зонная схема (б) и конфигурационная модель (в, г) для глубокого точечного дефекта типа реконструированного междоузельного атома.

Штриховые линии — адиабатический терм пустого состояния для изолированного глубокого центра, сплошные — терм  $(D_i V_{Si})^{++}$  для глубокого центра вблизи мелкого донора ( $E_c \sim 0.08$  эВ), который стимулирует процесс двухэлектронного захвата. Зарядовые состояния реконструированного междоузельного атома в нормальном тетраэдрическом (Т) и гексагональном (Н) положениях в плоскости (110).

нируют двойные доноры типа реконструированного междоузельного атома кремния (рис. 6), которые возникают вблизи геттерирующих микродефектов при нарушении  $sp^3$ -гибридизации за счет деформационных эффектов [10].

В модели глубокого центра с локальной отрицательной корреляционной энергией [19, 20] реконструированный междоузельный атом кремния  $Si_i - V_{Si}$  представляет собой off-center, у которого двухэлектронное состояние  $D_5^c =$

$=\text{Si}_i^{\frac{1}{2}}(n=2)(U < 0)$  локализовано вблизи узла решетки,<sup>2</sup> в то время как одноэлектронное  $(D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^+ = (\text{Si}_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^+(n=1)$  и пустое  $(D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++} = (\text{Si}_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++}(n=0)(U > 0)$  состояния располагаются в междоузельных позициях (позиция off-center) (рис. 6).

Соответствующий гамильтониан можно записать в следующем виде:

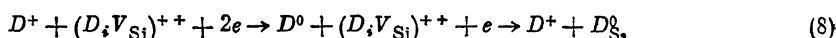
$$H = \frac{P^2}{2M} + \frac{\kappa}{2} Q^2 + E_0(n_{\uparrow} + n_{\downarrow}) + Un_{\uparrow}n_{\downarrow} - FQ, \quad (7)$$

$$F = F_0\beta_0 + F_1\beta_1 + F_2\beta_2, \quad \beta_n^2 = \beta_n, \quad n = 0, 1, 2,$$

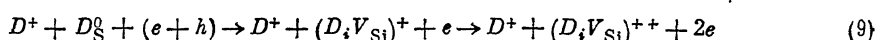
$$\beta_0 = (1 - n_{\uparrow})(1 - n_{\downarrow}), \quad \beta_1 = n_{\uparrow} + n_{\downarrow} - 2n_{\uparrow}n_{\downarrow}, \quad \beta_2 = n_{\uparrow}n_{\downarrow},$$

где  $P$  и  $Q$  — канонический импульс и координата центра соответственно,  $M$  и  $\kappa$  — масса центра и силовая постоянная,  $E_0$  и  $U$  — одноэлектронная энергия и электрон-электронное взаимодействие на центре,  $F_n$  и  $\beta_n$  — константы электрон-колебательного взаимодействия и проекции операторов зарядовых состояний дефекта с полным числом электронов  $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow} = 0, 1, 2$ ; полный эффективный заряд центра ( $q$ ) зависит от чисел заполнения ( $n$ ) электронов, имеющих спиновые проекции  $s = \uparrow, \downarrow$ ,  $q = e(1 - n)$ . В уравнении (7) предполагается, что механизм связывания электрона на глубоком центре обусловлен некулоновским короткодействующим потенциалом. Путем диагонализации гамильтониана (7) мы получаем адиабатический потенциал зарядовых состояний глубокого центра (рис. 6).  $I_1$  и  $I_2$  представляют собой энергии ионизации для одноэлектронных  $((D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^+ \rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++})$  и двухэлектронных  $((D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++} \rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++})$  переходов, которые могут быть показаны на эквивалентной одноэлектронной зонной схеме (рис. 6) с помощью введения уровней фонового  $(E_c - I_1)$  и коррелированного  $(E_c - \Delta I)$  электронов. [Уровень пустого состояния  $(D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++}$  совпадает на рис. 6 с дном зоны проводимости]. Согласно данным емкостной спектроскопии и ОПЯ<sub>г</sub> в условиях примесного поглощения света  $\Delta I \rightarrow E_c - 0.27$  эВ,  $D_i^{\cdot}V_{\text{Si}} \rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^+ \rightarrow E_c - 0.27$  эВ,  $I_1 \rightarrow E_c - 0.27$  эВ  $\rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^+ \rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++} \rightarrow E_c - 0.27$  эВ,  $I_2 = \Delta I + I_1 = 0.54$  эВ  $\rightarrow D_i^{\cdot}V_{\text{Si}} \rightarrow (D_i^{\cdot}V_{\text{Si}})^{++}$ .

Вблизи мелких точечных дефектов ( $E_c - 0.08$  эВ), индуцированных потенциалом деформации геттеризирующих микродефектов, реконструированные междоузельные атомы обладают сильной рекомбинационной активностью за счет механизма двухэлектронного захвата (рис. 6): 1) последовательный двухэлектронный захват [19, 20]



2) двухэлектронный оже-процесс [19, 20]



с последующим двухэлектронным захватом (8). Здесь  $D^+$ ,  $D^0$  — зарядовые состояния мелкого донора ( $E_c - 0.08$  эВ). Несмотря на обнаруженную корреляцию в распределениях мелких доноров ( $E_c - 0.08$  эВ) и реконструированных междоузельных атомов [10], концентрация парных рекомбинационно-активных центров относительно невелика ( $\sim N_{DT}$ , рис. 2). Тем не менее благодаря гигантскому сечению рекомбинации ( $\sigma_p \approx \sigma_n \approx 10^{-13}$  см<sup>2</sup>) в условиях двухэлектронного захвата даже малая концентрация пар мелкий донор + глубокий донор ( $\sim 10^{12} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) может сильно снижать время жизни неравновесных носителей (рис. 2, 5) и индуцировать, как будет показано далее, токи утечки в полупроводниковых приборах.

На первой стадии трехступенчатого цикла геттерирования и в процессе последующих термообработок при  $T = 650$  °С геттеризирующие микродефекты могут также индуцировать глубокие точечные дефекты типа оборванных связей, которые находятся в режиме мотт-хоббардовского диэлектрика с узкими зонами ( $E_v + 0.4$ ,  $E_c - 0.4$  эВ) [23] и проявляют значительную рекомбинационную

<sup>2</sup> Согласно [21, 22], двухэлектронное состояние глубокого донора может иметь  $T_d$ -симметрию, т. е. мы имеем «зеркальное» отображение рассматриваемой модели (рис. 6).



активность [7, 10]. Факт образования глубоких центров типа оборванных связей подтверждается полевой зависимостью степени ОПЯ при оптической накачке неполяризованным светом (рис. 7), а также данными ЭПР. Сравнительный ана-

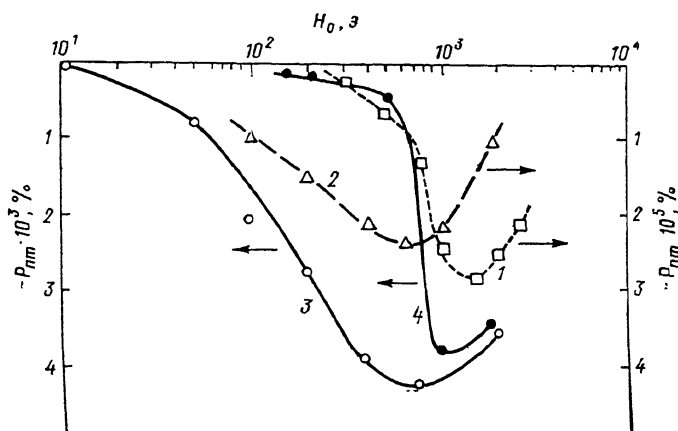


Рис. 7. Зависимость степени ОПЯ от величины внешнего магнитного поля при оптической накачке неполяризованным светом.

1 — в кремнии *n*-типа после окисления,  $d_{\text{SiO}_2} = 0.17d_0$ , 2 — в кремнии *n*-типа после окисления и последовательного отжига при  $T = 650^\circ\text{C}$ , 3, 4 — в пластически деформированном кремнии перед отжигом (3) и после последовательного отжига (4) при  $T = 720^\circ\text{C}$  [24].

лиз характеристик, приведенных на рис. 7, показывает, что основной вклад в ОПЯ дают кластеры оборванных связей [24], возникающие при высоких температурах на ранних стадиях окисления, и квазиодномерные цепочки оборван-

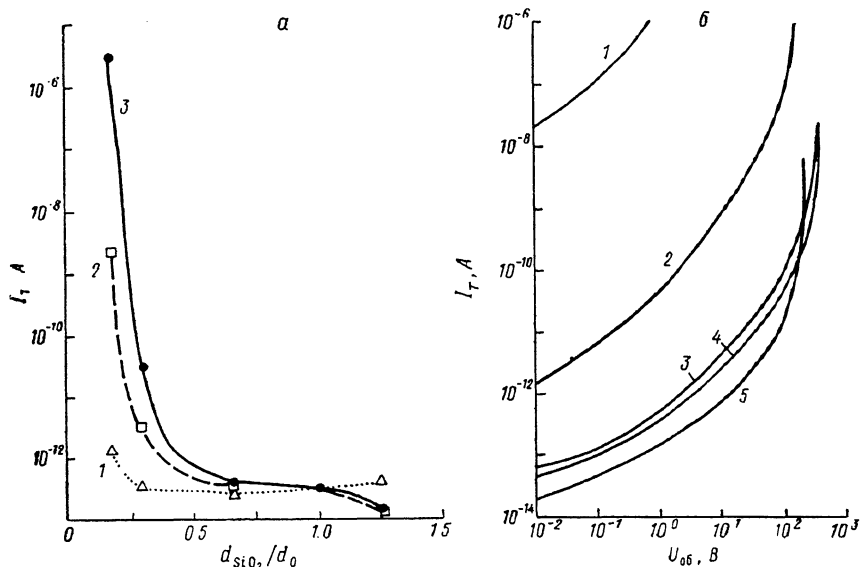


Рис. 8. Зависимость темного тока утечки в мелких *p-n*-переходах на основе кремния *n*-типа от толщины поверхностного окисла (а) ( $U_{\text{об}} = 1$  В); обратные ветви вольт-амперных характеристик при различных значениях толщины окисленного слоя (б).

а) температура диффузии бора,  $^\circ\text{C}$ : 1 — 1050, 2 — 950, 3 — 850; б) температура диффузии бора  $850^\circ\text{C}$ ;  $d_{\text{SiO}_2}/d_0$ : 1 — 0.17, 2 — 0.31, 3 — 0.62, 4 — 1, 5 — 1.28.

ных связей, индуцированные преципитацией кислорода в процессе термообработки при  $650^\circ\text{C}$  [10].

Эффективное уменьшение рассмотренных выше парных центров рекомбинации в условиях оптимизации режимов совмещенного цикла геттерирования [увеличения толщины окисла, выбора интервала температур последующих

термообработок и диффузии легирующей примеси (бора) ] позволило значительно улучшить характеристики полупроводниковых приборов. Кроме того, указанные выше мелкие и глубокие точечные центры, индуцированные геттерирующими микродефектами, являются ответственными за генерационные токи утечки в  $p-n$ -переходах, причем они дают вклад как в объемную, так и в поверхностную составляющие. Поэтому уменьшение токов утечки с помощью увеличения толщины окисла, оптимизации режимов геттерирования и снижения температуры диффузии особенно эффективно влияет на шумовые характеристики мелких  $p-n$ -переходов (рис. 8, а, б).

Таким образом, с помощью ОПЯ было исследовано образование мелких и глубоких точечных дефектов в условиях формирования  $p-n$ -переходов. Показано, что при окислении, диффузии легирующей примеси и термообработках, сопровождающих трехступенчатое геттерирование остаточных примесей, в объеме кристалла образуются геттерирующие микродефекты, которые индуцируют глубокие центры с локальной отрицательной корреляционной энергией. Эти глубокие центры типа реконструированного междоузельного атома кремния могут стимулировать резкое снижение времени жизни неосновных носителей в случае образования пар с мелкими донорами ( $E_c - 0.08$  эВ), индуцированными потенциалом деформации геттерирующих микродефектов.

Обнаружено, что увеличение толщины окисла, снижение температуры диффузии легирующей примеси и оптимизация интервала температур в цикле трехступенчатого геттерирования приводят к уменьшению концентрации мелких и глубоких точечных дефектов, индуцированных геттерирующими микродефектами, при сохранении эффективности геттерирования. Подобное подавление электрической и рекомбинационной активности геттерирующих микродефектов стимулирует улучшение характеристик полупроводниковых приборов. В основе этого явления лежит идея управления потоками вакансий и собственных междоузельных атомов за счет изменения состояния поверхности монокристаллического кремния. На начальной стадии окисления (малая толщина окисла) при высоких температурах поверхность кремния генерирует собственные междоузельные атомы, которые, образуя кластеры, в дальнейшем способствуют эффективному геттерированию, а также ускоряют диффузию легирующей примеси. В этих условиях, однако, трудно реализовать полную аннигиляцию вакансий и междоузельных атомов вблизи поверхности, что приводит к формированию поверхностных рекомбинационно-активных геттерирующих микродефектов и тем самым не дает возможности получать мелкие  $p-n$ -переходы с низкими токами утечки. При увеличении толщины окисла и снижении температуры диффузии поверхность монокристаллического кремния является генератором вакансий, благодаря чему при сохранении эффективности геттерирования в объеме кристалла создаются оптимальные условия для аннигиляции вакансий и междоузельных атомов вблизи поверхности. Кроме того, в этих условиях значительно тормозится введение легирующей примеси, диффундирующей по вакансионному механизму, и резко снижается концентрация точечных мелких и глубоких центров, индуцированных геттерирующими микродефектами. Совокупность данных факторов позволяет улучшить характеристики полупроводниковых приборов и, что наиболее важно, реализовать малошумящие мелкие  $p-n$ -переходы.

#### Список литературы

- [1] Gordon B. J. // Sol. St. Techn. 1978. V. 21. N 7. P. 43—47.
- [2] Nauka K., Lagowski J., Gatos H. C., Ueda O. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 615—621.
- [3] Ueda O., Nauka K., Lagowski J., Gatos H. C. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 622—628.
- [4] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 1. С. 120—133.
- [5] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 5 (11). С. 1743—1754.
- [6] Bagraev N. T. // Physica. 1983. V. 116B. N 1. P. 236—242.
- [7] Vlasenko L. S. // Physica. 1983. V. 116B. N 1. P. 281—286.
- [8] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Волле В. М., Воронков В. Б., Грехов И. В., Добровенский В. В., Шагун А. И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 4. С. 917—928.
- [9] Баграев Н. Т., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Половцев И. С., Суханов В. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1557—1562.

- [10] Bagraev N. T., Polovtsev I. S., Schmaltz K. // Phys. St. Sol. 1989. V. 113A. N 1. P. 233—245.
- [11] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Житников Р. А. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 2006—2008.
- [12] Хуцишвили Г. Р. // УФН. 1965. Т. 87. В. 2. С. 241—254.
- [13] Баграев Н. Т., Власенко Л. С. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 12. С. 2186—2200.
- [14] Kveder V. V., Osiryun Yu. A., Schroter W., Zoth G. // Phys. St. Sol. 1982. V. 72A. N 2. P. 701—713.
- [15] Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников / Под ред. Дж. Миза. М., 1982. 185 с.
- [16] De Gennes P. // J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 7. N 4. P. 345—361.
- [17] Kanamori A., Kanamori M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 12. P. 8095—8101.
- [18] Yassievich I. N. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 1351—1360.
- [19] Bagraev N. T., Mashkov V. A. // Sol. St. Commun. 1988. V. 65. N 10. P. 1111—1117.
- [20] Bagraev N. T., Kolchanova N. M., Mashkov V. A., Polovtsev I. S. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 1361—1366.
- [21] Dabrowski J., Scheffler M. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 51—58.
- [22] Morgan T. N. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 1079—1084.
- [23] Grazhulis V. A., Kveder V. V., Mukhina V. Yu. // Phys. St. Sol. 1977. V. 44A. N 1. P. 107—115.
- [24] Баграев Н. Т., Гусаров А. И., Машков В. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 3. С. 968—986.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 22.11.1989  
Принята к печати 27.04.1990