

## ЗАРЯДОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ПЕРВИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ПРОЦЕССЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

Бобрикова О. В., Обрехт М. С., Стась В. Ф.

Приведены результаты расчета кинетики зарядового состояния первичных радиационных дефектов (РД) в процессе облучения в обратно смещенных  $p^+ - n$ -структурах. Сделан вывод о том, что уменьшение концентрации вторичных РД в области пространственного заряда (ОПЗ) связано с изменением констант реакций аннигиляции первичных РД. Рост аннигиляции первичных РД в ОПЗ обусловлен увеличением радиуса аннигиляции  $r_{IV}$  генетически связанных компонентов пар Френкеля за счет: 1) изменения зарядового состояния  $V, I$  в электрическом поле, 2) дрейфа во внешнем электрическом поле заряженных, генетически связанных компонентов пар Френкеля в область их аннигиляции (в область, где  $r_{IV} < r_{IV}^{*4}$ ). Дано качественное объяснение экспериментально наблюдаемых профилей концентрации РД в базе обратно смещенных кремниевых диодных структур и их зависимости от интенсивности облучения, основанное на предположении о генерации положительно заряженных и нейтральных междоузельных атомов, отрицательно заряженных и нейтральных вакансий в процессе облучения. Сделана оценка коэффициента диффузии междоузельных атомов  $D_I$  при  $T = 300$  К ( $D_I \leq 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с).

Экспериментально установлено, что воздействие электрического поля областей пространственного заряда (ОПЗ) кремниевых диодных структур приводит к уменьшению (относительно квазинейтрального объема) концентрации таких радиационных дефектов (РД), как  $A$ -центры (комплексы вакансия—кислород),  $E$ -центры (комплексы вакансия—фосфор), и дивакансий [1-6]. Естественно считать, что эффект связан с особенностями поведения в электрическом поле общего для всех трех комплексов компонента — вакансия  $V$ . Считается, что эффект связан либо с уходом—дрейфом из ОПЗ положительно заряженных вакансий [2, 3], либо с изменением констант скоростей реакций аннигиляции дефектов вследствие изменения зарядового состояния вакансий в ОПЗ барьерных структур во время облучения [4-6]. В обоих случаях рассматривается поведение заряженных вакансий. Поэтому возникает вопрос о зарядовом состоянии вакансий в ОПЗ барьерных структур во время облучения.

Цель данной работы — расчет кинетики зарядового состояния первичных РД в обратно смещенных диодных структурах в процессе облучения.

Рассматривалась следующая модельная ситуация.  $P^+ - n$ -структура с толщиной  $p^+$ -слоя 2 мкм и концентрацией дырок  $p = 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, толщиной  $n$ -слоя 300 мкм и концентрацией электронов  $n = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> находится при обратном смещении  $U$ . Импульсным воздействием электронами с энергией  $E = 3.5$  МэВ, длительностью импульса  $t_{\text{ген}} = 3$  мкс и частотой  $f = 100$  Гц в объеме генерируются свободные вакансии. Концентрация вакансий задается плотностью потока электронов  $j_e$ .

Для данной модели решалась система из уравнений Пуассона (1), уравнений непрерывности для электронов и дырок (2, 3) и кинетических уравнений для четырех зарядовых состояний вакансий —  $V^=, V^-, V^0, V^+$  (4-7):

$$\partial^2 \Phi / \partial x^2 = q(n - p - N_D + N_A) / \epsilon_0 \epsilon_0, \quad (1)$$

$$\partial n / \partial t = \partial / \partial x [D_n \partial n / \partial x + \mu_n n \partial \Phi / \partial x + G_{eh}(t) - (np - n_i^2)(C_n n + C_p p + 1) / ((n + n_i) \tau_p + (p + n_i) \tau_n)], \quad (2)$$

$$\partial p / \partial t = \partial / \partial x [D_p \partial p / \partial x - \mu_p p \partial \Phi / \partial x + G_{eh}(t) - (np - n_i^2)(C_n n + C_p p + 1) / ((n + n_i) \tau_p + (p + n_i) \tau_n)], \quad (3)$$

$$\partial N^- / \partial t = -N^- / \tau_v - N^- (\gamma_p^- p + \nu_n^-) + N^- (\gamma_n^- n + \nu_p^-) + G_{v-}(t), \quad (4)$$

$$\partial N^0 / \partial t = -N^0 / \tau_v - N^0 (\gamma_n^0 n + \gamma_p^0 p + \nu_n^0 + \nu_p^0) + N^0 (\gamma_p^0 p + \nu_n^0) + N^0 (\gamma_n^0 n + \nu_p^0) + G_{v^0}(t), \quad (5)$$

$$\partial N^+ / \partial t = -N^+ / \tau_v - N^+ (\gamma_n^+ n + \gamma_p^+ p + \nu_n^+ + \nu_p^+) + N^+ (\gamma_p^+ p + \nu_n^+) + N^+ (\gamma_n^+ n + \nu_p^+) + G_{v^+}(t), \quad (6)$$

$$\partial N^+ / \partial t = -N^+ / \tau_v - N^+ (\gamma_n^+ n + \gamma_p^+ p) + N^0 (\nu_p^0 p + \nu_n^0) + G_{v^+}(t). \quad (7)$$

Здесь  $\Phi$  — потенциал,  $n$ ,  $p$  — концентрации свободных носителей заряда,  $N_D$ ,  $N_A$  — концентрации ионизированных донорных и акцепторных примесей,  $N$  — концентрация вакансий в  $i$ -ом зарядовом состоянии,  $t$  — время,  $x$  — координата,  $D_n$ ,  $D_p$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — коэффициенты диффузии и подвижности носителей заряда,  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей заряда,  $C_n$ ,  $C_p$  — коэффициенты оже-рекомбинации,  $G_{eh}(t)$ ,  $G_{IV}(t)$  — скорость генерации электронно-дырочных пар и пар вакансия—междоузельный атом пучком быстрых электронов (равномерная по объему),  $G_{eh}(t) = G_{eh}^0$ ,  $G_{IV}(t) = G_{IV}^0$  при  $t \leq t_{ген}$ ,  $G_{eh}(t) = 0$ ,  $G_{IV}(t) = 0$  при  $t > t_{ген}$ ,  $\gamma_{n,p}$  — скорость захвата свободных носителей заряда на вакансию,  $\nu_{n,p}$  — скорость теплового выброса носителей заряда с вакансии

$$\nu_{n,p}^{i\pm 1} = \gamma_{n,p}^i N_{c,v} \exp[(E^i - E_{c,v}) / kT],$$

где  $N_{c,v}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, валентной зоне соответственно,  $E^i$  — энергия уровня вакансии в  $i$ -ом зарядовом состоянии.

Граничные условия на контактах диода при  $x=0$  и  $x=d$  задавались исходя из условий теплового равновесия и квазинейтральности

$$n(0) = n_0 = N(0)/2 + (N^2(0)/4 + n_i^2)^{1/2}, \quad p(0) = p_0 = N(0)/2 - (N^2(0)/4 + n_i^2)^{1/2},$$

$$\Phi(0) = (kT/q) \ln(n_0/n_i), \quad \Phi(d) = (kT/q) \ln(n/n_i) + U.$$

Здесь  $N(0) = N_D(0) - N_A(0)$ .

В качестве начальных условий применялись стационарные распределения концентраций и потенциала при  $G_{eh} = G_{IV} = 0$ .

Использовались следующие приближения.

1. Ступенчатое распределение примеси в структуре.
2. Расчет проводился для четырех известных в кремнии зарядовых состояний вакансий:  $V^+$ ,  $V^0$ ,  $V^-$ ,  $V^-$ .
3. Начальное (в момент генерации) распределение вакансий по зарядовым состояниям принималось: а) равновероятным —  $N^+ = N^- = N^0 = N^+ = N_V/4$ ; б) асимметричным —  $N^+ = N_V$ , где  $N_V$  — суммарная концентрация генерированных вакансий.
4. Не учитывалось диффузионное движение первичных дефектов.

Время жизни первичных РД  $\tau_v$  принималось, по данным работы [6], равным  $10^{-3}$  с. Использовались следующие значения энергетических уровней вакансий:  $E_c - 0.09$  эВ ( $V^-/V^-$ ),  $E_c - 0.3$  эВ ( $V^0/V^-$ ),  $E_V + 0.13$  эВ ( $V^+/V^0$ ) [7].

Аналогичная система уравнений (1—7) применялась при расчете распределения междоузельных атомов по зарядовым состояниям для трех известных в кремнии состояний —  $I^+$ ,  $I^0$ ,  $I^-$  с энергетическими уровнями  $E_c - 0.4$  эВ ( $I^0/I^-$ ),  $E_V + 0.4$  эВ ( $I^+/I^0$ ) [7].

Параметрами являлись внешнее напряжение  $U$ , приложенное к структуре, плотность потока пучка быстрых электронов во время облучения  $j_e$ , сечения захвата  $\sigma$ , время жизни носителей заряда  $\tau_{n, p}$ , температура облучения  $T$ .

Расчет проводился методом Ньютона с использованием матричной прогонки [8] при решении уравнений (1—3). Система кинетических уравнений (4—7) решалась на каждом шаге по времени методом прогонки. Время счета типич-

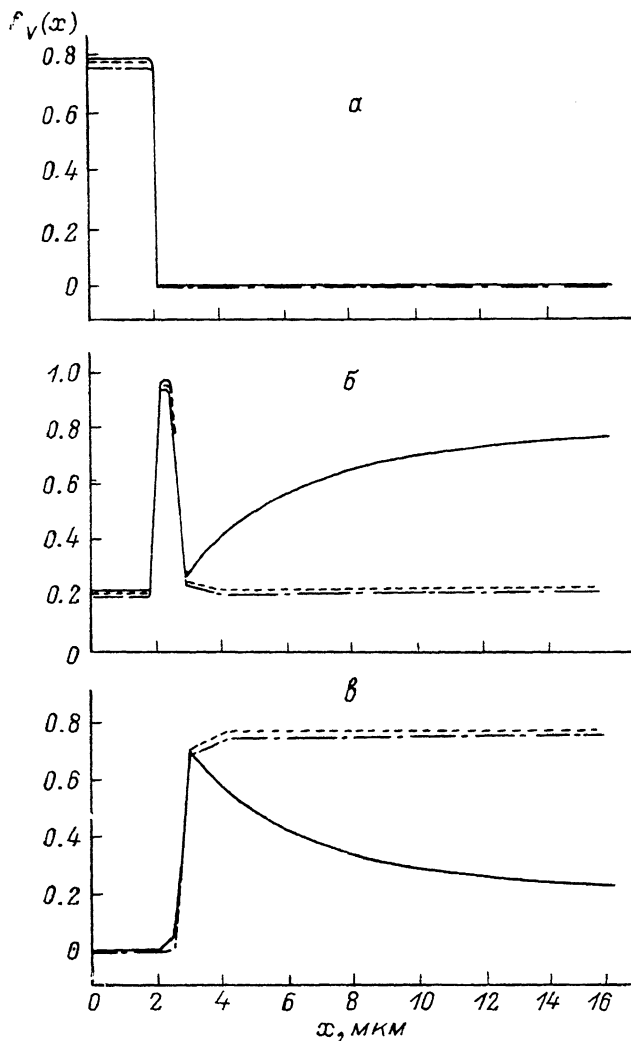


Рис. 1. Распределение вероятности нахождения вакансий в зарядовых состояниях  $V^+$  (а),  $V^0$  (б),  $V^-$  (в) по глубине  $p$ - $n$ -структур (параметры в таблице) в моменты времени с начала импульса потока электронов.

$t$ , мкс: 3 (сплошная линия), 10 (штриховая), 30 (штрихпунктирная).

ного варианта переходного процесса с  $t_{\text{рен}} = 3$  мкс и числом узлов сетки 40 составляет 2—3 мин на ЭВМ типа IBM-PC-AT. Требуемая память 300 Кбайт.

На рис. 1—4 представлены результаты расчета распределения вероятности нахождения первичных РД в определенном зарядовом состоянии в базе диодных структур для параметров, указанных в таблице. Использовались значения  $U$ ,  $j_e$ ,  $T$ , соответствующие условиям экспериментов [2—6].

Расчетные зависимости приведены для моментов времени, не превышающих 30 мкс, поскольку, как показал эксперимент [3, 6], время формирования профилей концентрации вторичных РД в ОПЗ составляет  $t_{\text{форм}} \sim 10^{-5}$  с. На рис. 1 не приведено распределение по глубине вероятности нахождения вакансий в со-

стоянии  $V^-$ , поскольку концентрация  $V^-$  при  $T=300$  К не превышает 0.01 % от общей концентрации вакансий.

Основные результаты расчета сводятся к следующему.

1. Для вакансий в области пространственного заряда при  $T=300$  К доминирующим является состояние  $V^0$  (рис. 1), распределение концентрации  $V^0$  однородно по объему. Отметим, что изменение начального распределения вакансий по

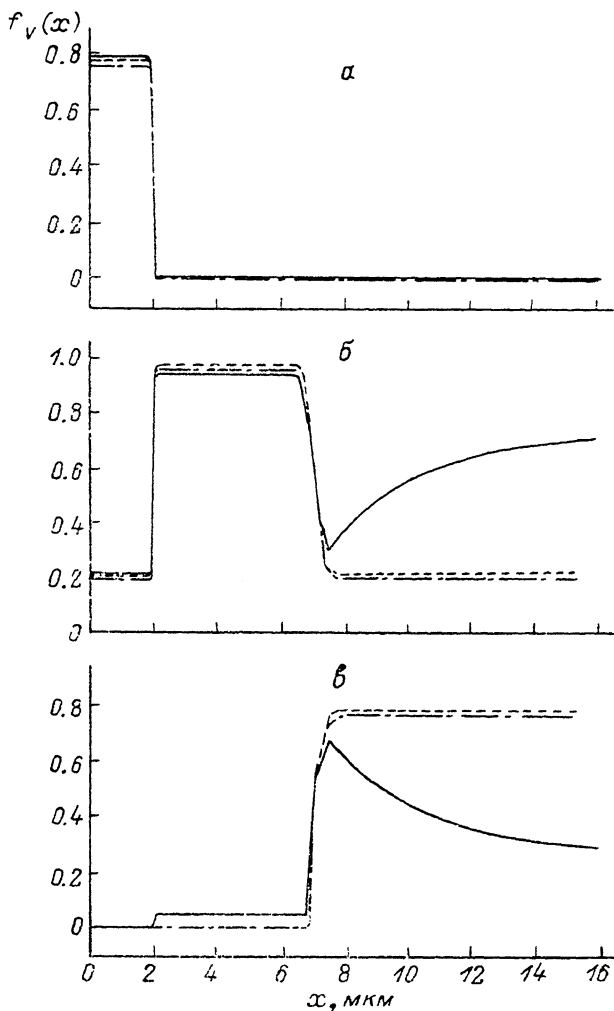


Рис. 1 (продолжение).

зарядовым состояниям — вероятности нахождения вакансий в состоянии  $V^+$  в момент генерации ( $N_v = N^+$ ), варьирование  $j_e$  ( $5 \cdot 10^{-8} \leq j_e \leq 2 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>),  $\sigma$  ( $10^{-14} \leq \sigma_n^0, \rho_n^0, \sigma_n^+, \rho_n^+ \leq 10^{-16}$  см<sup>-2</sup>,  $10^{-14} \leq \sigma_n^+ \leq 10^{-19}$  см<sup>-2</sup>), уменьшение  $\tau_{n, p}$  ( $\tau_{n, p} \leq 10^{-6}$  с) — не изменили этот результат.

2. При  $T=78$  К в ОПЗ зарядовое состояние вакансий определяется начальными условиями генерации, т. е. за время формирования профиля концентрации РД ( $t \leq 30$  мкс) сохраняется такое распределение вакансий по зарядовым состояниям, какое было задано в момент генерации (в частности, равновероятное, рис. 2). Распределение концентрации  $V^+$  однородно в ОПЗ независимо от  $j_e$  и  $\tau_{n, p}$ . Распределение концентрации  $V^0, V^-, V^-$  неоднородно по глубине и определяется такими параметрами, как  $j_e$  (ср. рис. 2 с 3) и  $\tau_{n, p}$ . Так, для данной модельной ситуации при  $j_e = 2 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> и  $\tau_{n, p} = 10^{-6}$  с в пределах ОПЗ наблюдается увеличение концентрации  $V^0$ , соответственно уменьшение концентрации  $V^-, V^-$  по глубине,  $\Delta N_{V^0} = -(\Delta N_{V^-} + \Delta N_{V^-})$  (рис. 3). Уменьшение же

$\tau_{n,p}$  (до  $10^{-7}$  с) и при  $j_e = 2 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> приводит к однородному распределению концентрации  $V^0$ ,  $V^-$ ,  $V^+$  в ОПЗ, аналогично приведенному на рис. 2, б. 3. Для междоузельных атомов в ОПЗ при  $t \leq 30$  мкс и  $T=300$  К ( $T=78$  К) концентрации  $I$  во всех зарядовых состояниях —  $I^+$ ,  $I^0$ ,  $I^-$  сравнимы (рис. 4). Распределение концентрации  $I^0$ ,  $I^-$ ,  $I^+$  по глубине определяется плотностью

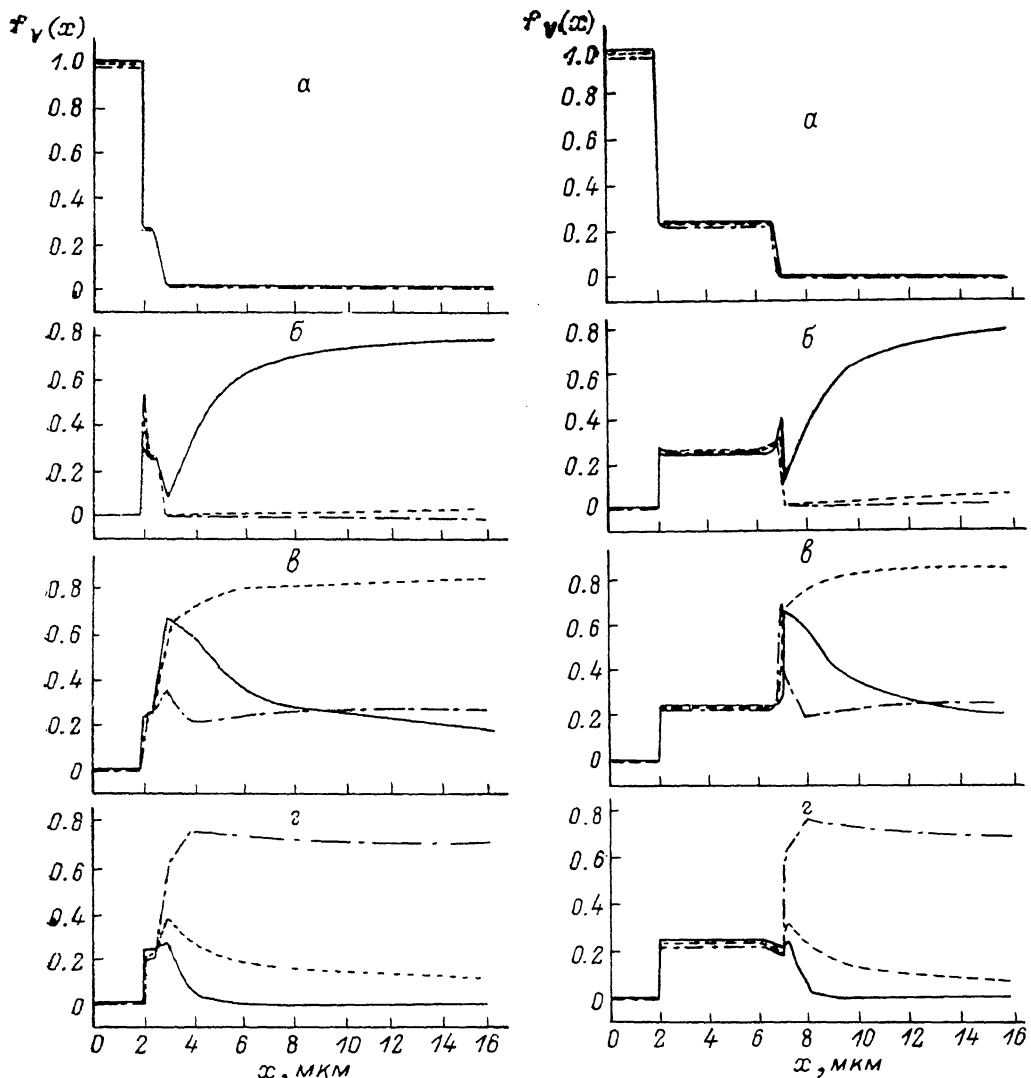


Рис. 2. Распределение вероятности нахождения вакансий в зарядовых состояниях  $V^+$  (а),  $V^0$  (б),  $V^-$  (в),  $V^+$  (г) по глубине  $p-n$ -структур (параметры в таблице) в моменты времени с начала импульса потока электронов.

$t$ , мкс: 3 (сплошная линия), 30 (штриховая).

потока электронов  $j_e$  и временем жизни неосновных носителей заряда  $\tau_{n,p}$ . При  $\tau_{n,p} = 10^{-6}$  с в пределах ОПЗ наблюдается увеличение концентрации  $I^0$ , соответственно уменьшение концентрации  $I^+$ ,  $I^-$ . Концентрация  $I^0$  увеличивается с ростом  $j_e$ . При малых значениях  $\tau_{n,p}$  ( $\tau_{n,p} \leq 10^{-7}$  с) распределение концентраций  $I^0$ ,  $I^-$ ,  $I^+$  однородно в пределах ОПЗ независимо от  $j_e$  ( $5 \cdot 10^{-8} \leq j_e \leq 2 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>) и температуры облучения.

4. В квазинейтральном объеме базы диодных структур (рис. 1—4) за  $t \leq 30$  мкс устанавливается распределение первичных РД по зарядовым состояниям, определяемое положением уровня Ферми. При  $T=300$  К доминирующими являются состояния  $V^-$ ,  $I^-$ , при  $T=78$  К —  $V^+$ ,  $I^-$ . Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что в ОПЗ диодных структур уменьшение концен-

№ рисунок	$U, В$	$T, К$	$j_e, А/см^2$	Параметры
1, а	0	300	$5 \cdot 10^{-8}$	$\tau_n = \tau_p = 10^{-8} с$ $\sigma_p^0 = \sigma_n^0 = 10^{-15} см^{-2}$
1, б	-20			
2, а	0	78	$5 \cdot 10^{-8}$	$\sigma_p^- = \sigma_n^+ = \sigma_p^+ = 10^{-14} см^{-2}$ $\sigma_p^+ = \sigma_n^- = 10^{-16} см^{-2}$
2, б	-20			
3	-20	78	$2 \cdot 10^{-7}$	$N^- = N^+ = N^0 = N^- = N^+ = N_V/4$ в момент генерации
4	-20	300	$5 \cdot 10^{-8}$	$N^- = N^0 = N^+ = N_I/3$ в момент генерации

трации комплексов, содержащих вакансии, не связано с уходом—дрейфом из ОПЗ положительно заряженных вакансий. Действительно, как показал расчет, в ОПЗ при  $T=300 К$  вакансии находятся преимущественно в нейтральном со-

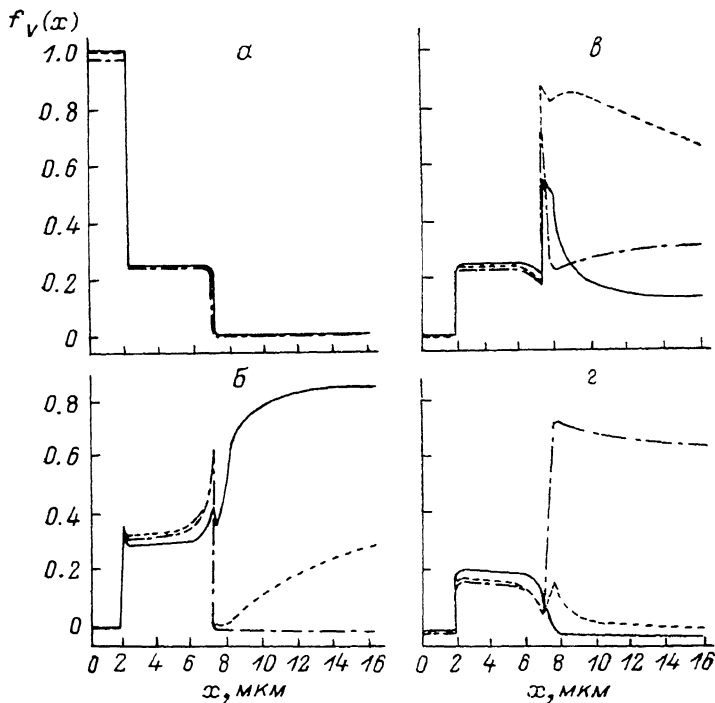


Рис. 3. Распределение вероятности нахождения вакансий в зарядовых состояниях  $V^+$  (а),  $V^0$  (б),  $V_{\frac{1}{2}}^-$  (в),  $V_{\frac{1}{2}}^-$  (г) по глубине  $p-n$ -структур (параметры в таблице) в моменты времени с начала импульса потока электронов.

$t, мс$ : 3 (сплошная линия), 10 (штриховая), 30 (штрихпунктирная).

стоянии (рис. 1, б). Следовательно, основной причиной уменьшения концентрации вакансий и, как следствие, уменьшения концентрации вторичных РД в ОПЗ диодных структур является рост аннигиляции первичных РД в электрическом поле.<sup>1</sup>

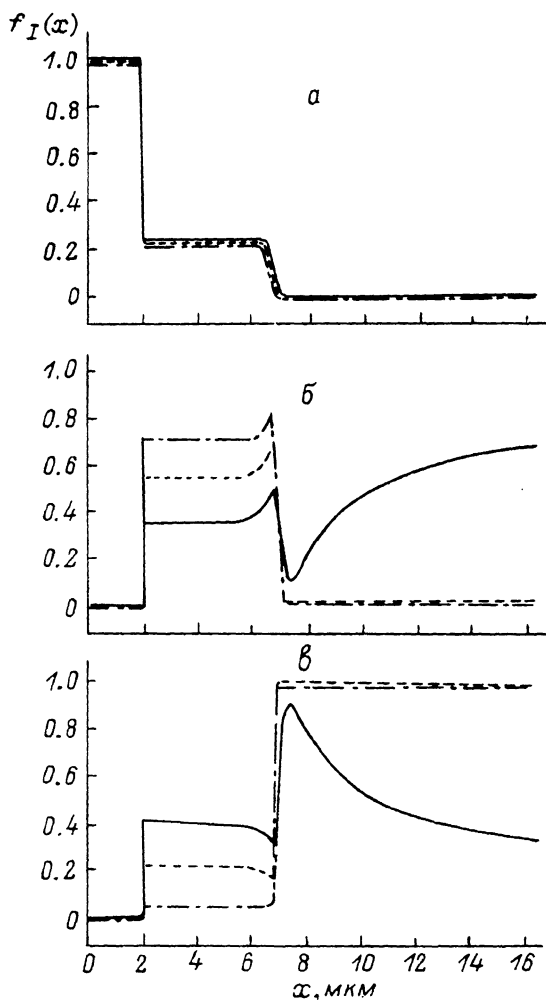
Отметим, что в настоящее время выполнен ряд работ, позволяющих считать, что концентрация вторичных РД определяется аннигиляцией генетических пар Френкеля. Аннигиляция первичных РД — кулоновским взаимодействием между ними [9-12].

Обсудим с этой точки зрения экспериментальные результаты [1-6]. Воспользуемся функцией распределения компонентов пар Френкеля по расстояниям

<sup>1</sup> Изменение в электрическом поле констант скоростей реакций комплексообразования вакансий с примесью — кислородом, фосфором не рассматривается по причинам, указанным в работе [4].

$f(x)$  в зависимости от их зарядового состояния (рис. 5). Подчеркнем, что явный вид функции  $f(x)$  в настоящее время нам не известен.

В процессе комплексообразования с примесью (например, кислородом, фосфором) участвуют вакансии, избежавшие аннигиляции, т. е. вакансии, расположенные от собственного междоузельного атома на расстоянии, превышающем радиус аннигиляции  $r_{IV} > r_{IV}^{ан}$ . При  $r_{IV} \leq r_{IV}^{ан}$  все вакансии аннигилируют с собственными междоузельными атомами.



Радиус аннигиляции, как показано в работе [9], (иными словами, вероятность аннигиляции) зависит от зарядового состояния реагирующих компонентов. Так, для одноименно заряженных компонентов пар Френкеля в силу кулоновского отталкивания вероятность того, что вакансия находится на  $r_{IV} > r_{IV}^{ан}$  от собственного междоузельного атома выше, чем для ситуации, когда хотя бы один из компонентов был нейтрален (ср. заштрихованные площади на рис. 5, а и 5, б).

Как показал расчет, в квазинейтральной области базы компоненты пар Френкеля одноименно заряжены, т. е. реализуется ситуация рис. 5, а. В ОПЗ при  $T=300$  К практически все, а при  $T=78$  К по крайней мере часть вакансий нейтральны (реализуется ситуация рис. 5, б). Кроме того, при  $T=78$  К в ОПЗ возможно существование противоположно заряженных компонентов пар Френ-

Рис. 4. Распределение вероятности нахождения междоузельных атомов в зарядовых состояниях  $I^+$  (а),  $T^0$  (б),  $I^-$  (в) по глубине  $p-n$ -структур (параметры в таблице) в моменты времени с начала импульса потока электронов.

$t$ , мкс: 3 (сплошная линия), 10 (штриховая), 30 (штрихпунктирная).

келя. Соответственно для квазинейтрального объема (для случая рис. 5, а) большая часть вакансий будет участвовать в образовании вторичных РД.

В работах [2-6] экспериментально получено, что концентрация комплексов, содержащих вакансии, неоднородно распределена в пределах ОПЗ — увеличивается с глубиной, не превышая своего значения в квазинейтральном объеме. Численный же эксперимент показал, что по крайней мере при  $T=300$  К доминирующим зарядовым состоянием вакансий в ОПЗ является состояние  $V^0$  и концентрация нейтральных вакансий в пределах ОПЗ распределена однородно (рис. 1). Концентрация нейтральных междоузельных атомов увеличивается в пределах ОПЗ по направлению к квазинейтральному объему, причем  $\Delta N_{T^0} = -(\Delta N_{I^-} + \Delta N_{I^+})$  (рис. 4). Поэтому, чтобы концентрация вторичных РД возрастала по глубине в пределах ОПЗ (эксперимент) и отслеживала концентрацию избежавших аннигиляции вакансий, необходимо, чтобы нейтральные вакансии аннигилировали с нейтральными междоузельными атомами менее эффективно, чем с заряженными. Это возможно как при различии величин барьеров аннигиляции, так и при различии радиусов аннигиляции пар  $I^0V^0$  и  $V^0I^\pm$  [13]. Нам пред-

ставляется, что разница барьеров аннигиляции не является доминирующей причиной. В противном случае имела бы место экспоненциальная зависимость эффекта уменьшения концентрации РД в ОПЗ от температуры облучения. В работе [4] показано, что эффективность введения РД в ОПЗ постоянна в пределах двух диапазонов температур: 300—180 и 160—78 К и уменьшается в области 180—160 К. Поэтому в качестве определяющей причины рассмотрим изменение радиусов аннигиляции.

Относительное изменение концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ диодных структур при однородном распределении по объему одного из компонентов (кислорода, фосфора) можно записать в виде

$$N_{\text{РД}}^{\text{опз}}(x)/N_{\text{РД}}(\infty) \sim N_{\text{В}}^{\text{опз}}(x)/N_{\text{В}}(\infty) = [N_{\text{ГВ}} - N_{\text{АН}}^{\text{опз}}(x)]/[N_{\text{ГВ}} - N_{\text{АН}}(\infty)], \quad (8)$$

где  $N_{\text{ГВ}}$  — концентрация генерированных (в данном случае однородно по объему),  $N_{\text{АН}}$  — концентрация аннигилировавших вакансий. Учитывая аннигиляцию вакансий только с междоузельными атомами, имеем для квазинейтрального объема

$$N_{\text{АН}}(\infty) = \alpha_{\text{АН}} N_{\text{ГВ}} N_{\text{ГВ}} t. \quad (9)$$

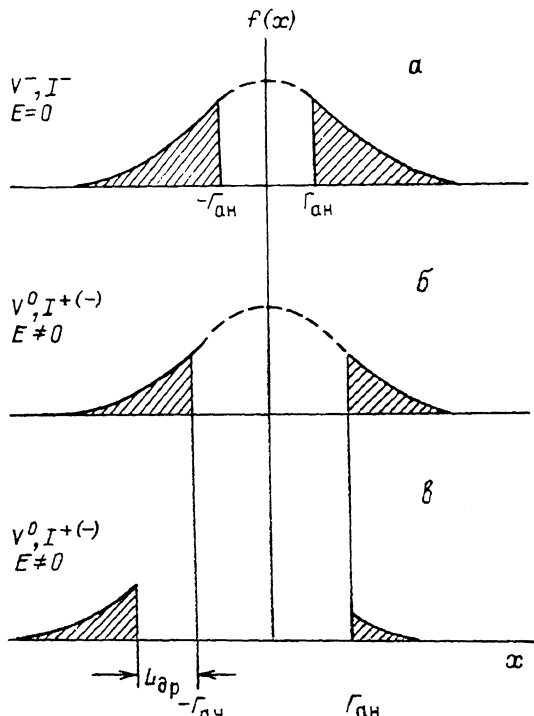
Здесь

$$\alpha_{\text{АН}} = 4\pi r_{\text{IV}} (D_{\text{I}} + D_{\text{V}}), \quad (10)$$

$\alpha_{\text{АН}}$  — константа скоростей реакций аннигиляции вакансий и междоузельных атомов  $\text{I}$ , находящихся друг от друга на расстоянии, не превышающем радиус аннигиляции  $r_{\text{IV}} \leq r_{\text{IV}}^{\text{АН}}$ ,  $D_{\text{IV}}$  — коэффициенты диффузии  $\text{I}$ ,  $\text{V}$  [13].

В ОПЗ  $\alpha_{\text{АН}}^{\text{опз}}$  будет определяться выражением

Рис. 5. Качественный вид функции распределения компонентов пар Френкеля по расстояниям. Заптрихована площадь, соответствующая доли непроаннигилировавших компонентов пар Френкеля в зависимости от их зарядового состояния и наличия электрического поля.



$$\alpha_{\text{АН}}^{\text{опз}}(x) = 4\pi (r_{\text{IV}} + L_{\text{др}}) (D_{\text{I}} + D_{\text{V}}) = 4\pi (r_{\text{IV}} + E D t_{\text{др}} / \varphi T) (D_{\text{I}} + D_{\text{V}}), \quad (11)$$

где  $L_{\text{др}}$  — дрейфовая длина,  $t_{\text{др}}$  — время дрейфа (при  $T=300$  К — междоузельных атомов) в электрическом поле напряженностью  $E$ . Это значит, что по сравнению с квазинейтральным объемом в ОПЗ дополнительно могут аннигилировать вакансии и междоузельные атомы, находящиеся друг от друга на расстоянии  $r_{\text{IV}}^{\text{АН}} \leq r_{\text{IV}} \leq r_{\text{IV}}^{\text{АН}} + L_{\text{др}}$  (рис. 5, в). После подстановки (9)—(11) в (8) получим линейную зависимость  $N_{\text{РД}}^{\text{опз}}(x)/N_{\text{РД}}(\infty)$  от напряженности электрического поля  $E$ , что и проявляется в экспериментах [2–5].

Таким образом, уменьшение концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ диодных структур связано с повышением вероятности аннигиляции вакансий. Наиболее вероятной причиной увеличения вероятности аннигиляции вакансий в ОПЗ является рост радиуса аннигиляции первичных РД  $r_{\text{IV}}^{\text{АН}}$  за счет:

- 1) изменения зарядового состояния первичных РД в электрическом поле (рис. 5, а, б);
- 2) линейной зависимости  $r_{\text{IV}}^{\text{АН}}$  от напряженности внешнего электрического поля вследствие дрейфа заряженных генетически связанных компонентов пар Френкеля в область их аннигиляции (в область, где  $r_{\text{IV}} \leq r_{\text{IV}}^{\text{АН}}$ ) (рис. 5, в).



Поскольку при  $T=300$  К вакансии в ОПЗ нейтральны (рис. 1, б), ясно, что в данном случае ( $T=300$  К) возможен дрейф только заряженных междоузельных атомов. Расстояние между вакансией и междоузельным атомом, способными аннигилировать, можно принять, по данным работы [9], равным  $10^{-6}$  см. Тогда при  $E \sim 10^4$  В/см и  $t_{др} \sim 10^{-5}$  с ( $t_{др}$  не превышает время формирования профиля концентрации РД в электрическом поле, при  $T=300$  К, как экспериментально установлено нами и в работе [3],  $t_{форм} \leq 10^{-5}$  с) получим

$$L_{др} = E D_I t_{др} / \Phi_T = 10^4 D_I 10^{-5} / (2.6 \cdot 10^{-2}) \leq 10^{-6}.$$

Отсюда

$$D_I \leq 10^{-7} \text{ [см}^2/\text{с]}.$$

В отличие от  $T=300$  К, где в ОПЗ простая ситуация: нейтральные вакансии (рис. 1, б) и заряженные междоузельные атомы (рис. 4), при  $T=78$  К невозможны подобные оценки параметров РД из экспериментальных зависимостей. Действительно, как показал расчет, при  $T=78$  К зарядовое состояние вакансий определяется начальными условиями генерации. Однако в настоящее время нет экспериментальных данных, позволяющих судить, в каком зарядовом состоянии генерируются первичные РД в кремнии. Но интересен полученный при расчете результат, показывающий, что при  $T=78$  К с ростом  $j_e$  увеличивается концентрация нейтральных вакансий по глубине в пределах ОПЗ, причем  $\Delta N_{V_0} = -(\Delta N_{V^-} + \Delta N_{V^+})$ . Тогда рост концентрации вторичных РД в ОПЗ с увеличением  $j_e$  при  $T=78$  К, наблюдаемый экспериментально [5], будет отслеживать рост концентрации нейтральных вакансий с увеличением  $j_e$  при условии, что вероятность аннигиляции нейтральных вакансий в ОПЗ меньше вероятности аннигиляции отрицательно заряженных вакансий, т. е. при условии, что в ОПЗ  $\alpha_{ан}^{опз}(I, V^0) < \alpha_{ан}^{опз}(I, V^{-(-)})$ . Это условие выполняется лишь при наличии положительно заряженных междоузельных атомов в ОПЗ во время формирования профиля концентрации вторичных РД (следовательно, во время генерации компонентов пар Френкеля). Таким образом, экспериментально наблюдаемое повышение концентрации вторичных РД в ОПЗ с ростом  $j_e$  при  $T=78$  К возможно лишь при наличии в момент генерации положительно заряженных (и нейтральных) междоузельных атомов, нейтральных и отрицательно заряженных вакансий и объясняется ростом концентрации нейтральных вакансий (соответственно уменьшением концентрации отрицательно заряженных вакансий) с увеличением плотности потока электронов  $j_e$ . Отметим также, что, как показал расчет, однородность распределения компонентов пар Френкеля в определенном зарядовом состоянии (соответственно распределение концентрации вторичных РД) в пределах ОПЗ определяется такими параметрами структуры, как время жизни неосновных носителей заряда в  $p$ - и  $n$ -областях  $\tau_{n,p}$ . Поэтому при определенных условиях (например, при  $T=300$  К и  $\tau_{n,p} \leq 10^{-7}$  с) зависимости концентрации вторичных РД ( $A$ - и  $E$ -центров) в ОПЗ от  $j_e$  наблюдаться не будет.

Итак, в данной работе проведен расчет кинетики зарядового состояния первичных РД в процессе облучения в обратно смещенных  $p^+ - n$ -структурах. Сделан вывод, что уменьшение концентрации вторичных РД в ОПЗ связано с изменением констант скоростей реакций аннигиляции первичных РД. Рост аннигиляции первичных РД в ОПЗ обусловлен увеличением радиуса аннигиляции  $r_{IV}^{ан}$  за счет (наиболее вероятные причины): 1) изменения зарядового состояния  $V, I$  в электрическом поле; 2) дрейфа во внешнем электрическом поле заряженных, генетически связанных компонентов пар Френкеля в область их аннигиляции (в область, где  $r_{IV} \leq r_{IV}^{ан}$ ). Как в квазинейтральном объеме, так и в ОПЗ вакансии и междоузельные атомы, генерированные друг от друга на расстоянии, не превышающем радиус аннигиляции, аннигилируют и не участвуют в процессе образования вторичных РД. На основе этих представлений дано качественное объяснение экспериментально наблюдаемых профилей концентрации РД в базе обратно смещенных диодных структур и их зависимости от  $j_e$ .

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Баранову за плодотворное обсуждение результатов, Н. Н. Герасименко за поддержку в работе.

## Список литературы

- [1] Kimerling L. C. // Def. Rad. Eff. Semicond. Conf. Ser. N 46. London—Bristol, 1979. P. 56—73.
- [2] Болотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 49—55.
- [3] Болотов В. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1405—1408.
- [4] Бобрикова О. В., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 143—145.
- [5] Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2236—2239.
- [6] Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1838—1844.
- [7] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [8] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1980. 653 с.
- [9] Крайчинский А. П., Мизрухин Л. В., Шаховцев В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 437—440.
- [10] Войцеховский А. И., Крайчинский А. П., Мизрухин Л. В., Шаховцев В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 17. С. 1029—1032.
- [11] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 345—347.
- [12] Corbett J. W. // Inst. Phys. Conf. 1977. N 31. P. 1—11.
- [13] Баранов А. И., Васильев А. В., Кулешов В. Ф., Вяткин А. Ф., Смирнов Л. С. // Препринт. Черногоровка, 1985. 50 с.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получена 13.11.1990  
Принята к печати 9.01.1991