

ВЛИЯНИЕ ДРЕЙФА ВАКАНСИЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В КРЕМНИИ

Болотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А.

Методом DLTS изучено влияние электрического поля областей пространственного заряда (ОПЗ) на накопление радиационных комплексов в базе диодов Шоттки Au—*n*-Si и Ti—*p*-Si при облучении электронами. Обнаружено, что действие электрического поля приводит к уменьшению и увеличению концентрации вводимых в ОПЗ вакансионных дефектов для диодов Au—*n*-Si и Ti—*p*-Si соответственно. Измеренные профили концентрации дефектов удовлетворительно описываются неоднородным распределением вакансий, формирующимися в результате их диффузии и дрейфа в электрическом поле. При этом существенными факторами, определяющими вид профилей, являются следующие: 1) поверхность является стоком для подвижных вакансий; 2) генерация вакансий вблизи поверхности повышена. Приведенный расчет позволил оценить величины длины диффузии вакансий в кремнии при комнатной температуре, которые составили ~0.05—0.3 мкм.

Изучение пространственного распределения радиационных дефектов (РД) в кремнии вблизи границ раздела, в частности у поверхности кристалла, важно как для углубления представлений о механизмах радиационного дефектообразования в неоднородных системах, так и для прогнозирования определяемой ими деградации при облучении планарных приборных структур с активными областями, лежащими в приповерхностных слоях. Приповерхностные профили концентрации вторичных комплексов исследовались методом DLTS в работах [1-4]. В числе факторов, обуславливающих неоднородное распределение дефектов, указывались следующие: дефектность приповерхностных слоев, действие поверхности как стока для подвижных РД [1, 3], влияние электрических и упругих полей [2, 4]. Тем не менее роль каждого из них в формировании профилей изучена явно недостаточно [1, 2], в частности имеются противоречивые данные о роли электрических полей [2, 4].

Целью данной работы было исследование влияния электрического поля ОПЗ диодов Шоттки на накопление РД.

Использовались барьеры Шоттки Au—*n*-Si и Ti—*p*-Si, полученные напылением металла в вакууме на химически травленную поверхность кремния. В качестве исходного материала использовался кремний марок КЭФ с $\rho=1, 7.5$ и 100, БКЭФ с $\rho=1$ и 10 и КДБ с $\rho=7.5$ и 10 Ом·см. Облучение диодов Шоттки с фиксированным потенциалом на электроде проводилось при комнатной температуре на импульсном электронном ускорителе с параметрами: длительность импульса 3 мкс, частота повторения импульсов 100 Гц, средний ток (если не оговорено особо) $j=0.05$ мкА/см², энергия электронов 3.5 МэВ. После облучения методом DLTS измерялось распределение по глубине в базе диодов следующих глубоких уровней (ГУ): в *n*-Si — $E_c-0.18$ эВ (А-центр: комплекс вакансия—кислород), $E_c-0.23$ и $E_c-0.40$ эВ (дивакансия), $E_c-0.44$ эВ (Е-центр: комплекс вакансия—фосфор); в *p*-Si — $E_v+0.21$ эВ (дивакансия) и $E_v+0.37$ эВ (К-центр: комплекс вакансия—кислород—углерод). При измерениях контролировалась однородность распределения по глубине легирующей

примеси и учитывался вклад сопротивления базы диода. Профили распределения концентрации ГУ рассчитывались по формулам

$$N_{Г \omega_1 < x < \omega_2} = \frac{N_m}{1 + \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{h_{2n}^2 - h_{2c}^2}}, \quad h_{2n} = \frac{h_{2c}}{1 - \frac{\Delta C}{C}},$$

где h_{2n} — нестационарная ширина обедненного слоя сразу после переключения $U_1 \rightarrow U_2$; h_{2c} — стационарная ширина обедненного слоя при смещении U_2 на диоде; ω_i ($i=1, 2$) — глубина, на которой уровень Ферми пересекает ГУ при смещении U_i на диоде; N_m — концентрация мелкой примеси.

На рис. 1, а представлены профили концентрации А-центров в базе обратнo смещенных диодов Шоттки Au-n-Si. Параметром кривых является напряжение смещения на электроде $U_{см}$, определяющее (вместе с контактной разностью потенциалов $U_{\pi}=0.8$ В) ширину ОПЗ $h = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 (U_{см} + U_{\pi})/e^2 N_m}$ [5]. Видно, что в пределах ОПЗ А-центров вводится на $\sim 40\%$ меньше, чем в квазинейтральном

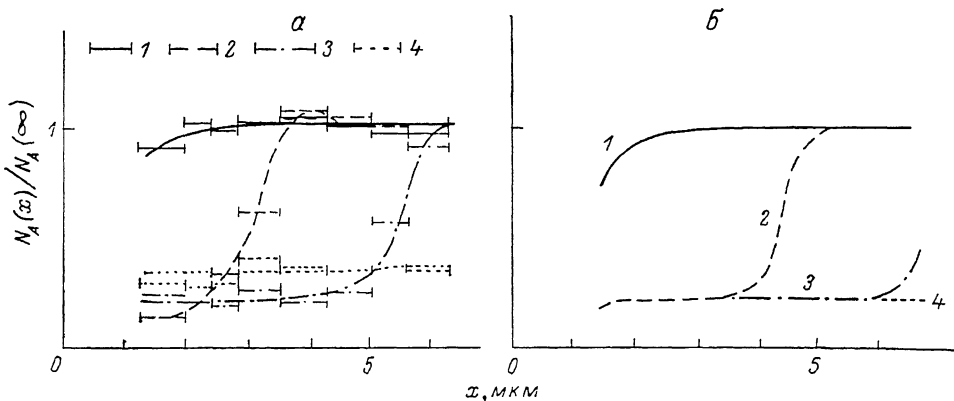


Рис. 1. Профили концентрации А-центров в базе обратнo смещенных диодов Шоттки Au-n-Si. а — эксперимент, б — расчет ($U_{\pi}=0.3$ мкм). $U_{см}$, В: 1 — 0, 2 — 8, 3 — 20, 4 — 40. h , мкм: 1 — 1.31, 2 — 4.34, 3 — 6.67, 4 — 9.34. Кремний КЭФ-7.5. Отчет по ординатам (рис. 1—3) от 0.05.

объеме. Форма профилей не зависит от дозы облучения до доз $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что обуславливает характер представления данных [профиль нормирован на концентрацию в объеме $N_A(\infty)$]. На рис. 2 показано, как величина эффекта зависит от удельного сопротивления подложки: в случае КЭФ-7.5 и КЭФ-1 эффект наблюдается, для кремния КЭФ-100 — нет. Из рис. 1, а и 2 видно, что скорость введения А-центров в ОПЗ для полей $E > 10^4$ В/см не зависит от величины поля. Из рис. 2 (кривая 1), кроме того, видно, как меняется с изменением уровня легирования форма профиля, измеренного на несмещенном диоде Шоттки: по мере увеличения концентрации мелкой примеси N_m становится все более выраженным спад концентрации А-центров к поверхности (рис. 2, б, в), обусловленный диффузией вакансий к границе ОПЗ шириной $h = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 U_{\pi}/e^2 N_m}$ [1, 3]. Однородность распределения дефектов на глубинах $x > h + (\sim 1 \text{ мкм})$ свидетельствует об однородном (в пределах $\sim 5\text{--}10\%$) распределении по объему ловушек для вакансий — примесей кислорода и фосфора.

Два фактора могут определять наблюдаемое различие концентрации А-центров в ОПЗ и квазинейтральном объеме: 1) различие зарядовых состояний первичных РД в ОПЗ и вне ее; 2) неоднородное распределение вакансий при облучении, обусловленное их дрейфом в электрическом поле.

В первом случае подразумевается, что в первичных актах рождений вакансий статистически устанавливается некоторое их распределение по зарядовым состояниям, которое впоследствии изменяется по мере осуществления перезарядок вследствие захвата вакансиями носителей заряда. Поскольку вероятности захвата носителей вакансиями в ОПЗ и в квазинейтральном объеме сильно различаются (см. далее), различаются и распределения по зарядовым состояниям, установившиеся в результате перезарядок, а вместе с ними — константы

скоростей квазихимических реакций [6, 7] и, возможно, вероятности разделения пар Френкеля [8, 9]. В этом случае, однако, остается непонятным отсутствие эффекта для высокоомного материала (КЭФ-100) (рис. 2, а).

Напротив, представления о дрейфе позволяют сформулировать четкий критерий, когда дрейфовое перераспределение вакансий приводит к формированию неоднородного распределения А-центров, а также описать форму профилей. При анализе удобно исходить из величины длины диффузии вакансий l_V , которая оценивалась рядом авторов по величине спада концентрации вакансионных комплексов у поверхности [1, 3]. Их оценки $l_V \approx 0.5-3$ мкм получены, однако, при измерении профилей на диодах Шоттки, в которых при облучении

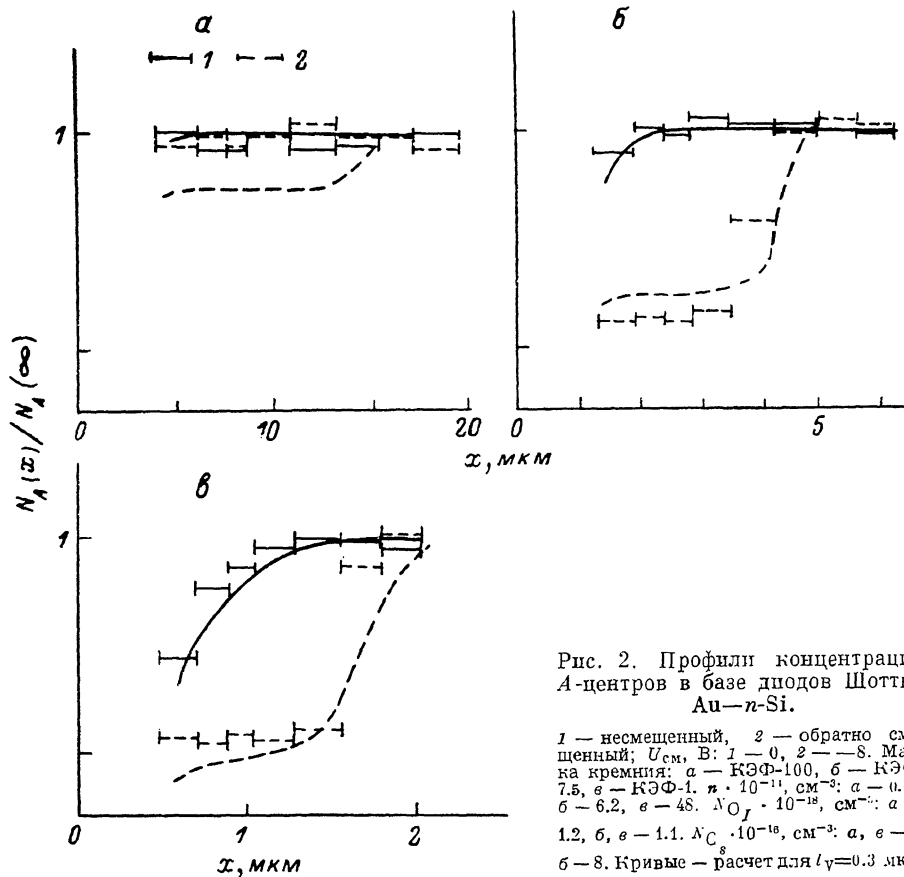


Рис. 2. Профили концентрации А-центров в базе диодов Шоттки Au-n-Si.

1 — несмещенный, 2 — обратно смещенный; $U_{см}$, В: 1 — 0, 2 — 8. Марка кремния: а — КЭФ-100, б — КЭФ-7.5, в — КЭФ-1. $n \cdot 10^{-11}$, $см^{-3}$: а — 0.64, б — 6.2, в — 48. $N_{O_2} \cdot 10^{-18}$, $см^{-3}$: а — 1.2, б, в — 1.1. $N_C \cdot 10^{-16}$, $см^{-3}$: а, в — 2, б — 8. Кривые — расчет для $l_V = 0.3$ мкм.

присутствовала ОПЗ, обусловленная U_n , так что профили формировались вследствие не только диффузии, но и дрейфа V в электрическом поле. Наши измерения распределения А-центров в базе диодов Шоттки, смещенных при облучении в прямом направлении (рис. 3), когда ОПЗ отсутствует и профиль обусловлен только диффузией, приводят к оценке $l_V \leq 0.3$ мкм. Используя соотношение $\mu = eD/kT$, легко определить диапазон уровней легирования материала, для которого должен быть заметен эффект дрейфового перераспределения вакансий в пределах ОПЗ за время их жизни τ_V . Для этого, очевидно, необходимо, чтобы дрейфовая длина l_E была сравнимой с h или превышала h :

$$\frac{l_E}{h} = \frac{\mu E \tau_V}{h} \approx \frac{eD \tau_V}{kT} \frac{U}{h^2} = \frac{eU}{kT} \frac{l_V^2}{h^2} \geq 1,$$

$U = U_{см} + U_n$, что эквивалентно условию

$$n \geq \frac{2\epsilon\epsilon_0}{el_V^2} \frac{kT}{e} \geq (3 \div 4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Как видно из рис. 2, эта оценка вполне соответствует эксперименту.

Если неоднородное распределение А-центров (рис. 1) обусловлено неоднородным распределением вакансий вследствие их дрейфа, то общий дефицит А-центров в базе обратно смещенных диодов Шоттки, очевидно, связан со стоком дрейфующих вакансий на поверхность [1, 10, 11]; направление дрейфа указывает, что эти вакансии заряжены положительно (V^+). «Полка» концентрации А-центров в ОПЗ с величиной, не зависящей от напряженности поля, свидетельствует о том, что не все вакансии участвуют в дрейфе: часть из них (вероятно, $\sim 50\%$) нейтральна. Действительно, оценки показывают, что V^0 в ОПЗ за время жизни не успевают захватывать носители и не участвуют в дрейфе. Задаваясь величиной ионизационных потерь для электронов с энергией 3.5 МэВ $dE/dx = 0.35$ кэВ/мкм [12], получим средний темп генерации электронно-дырочных пар $g^* = \frac{dE/dx}{I} \frac{j}{\rho} = 3.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Здесь $I = 3.5$ эВ — энергия ионизации [12]. Средние потоки электронов j_n и дырок j_p в ОПЗ, обусловленные раз-

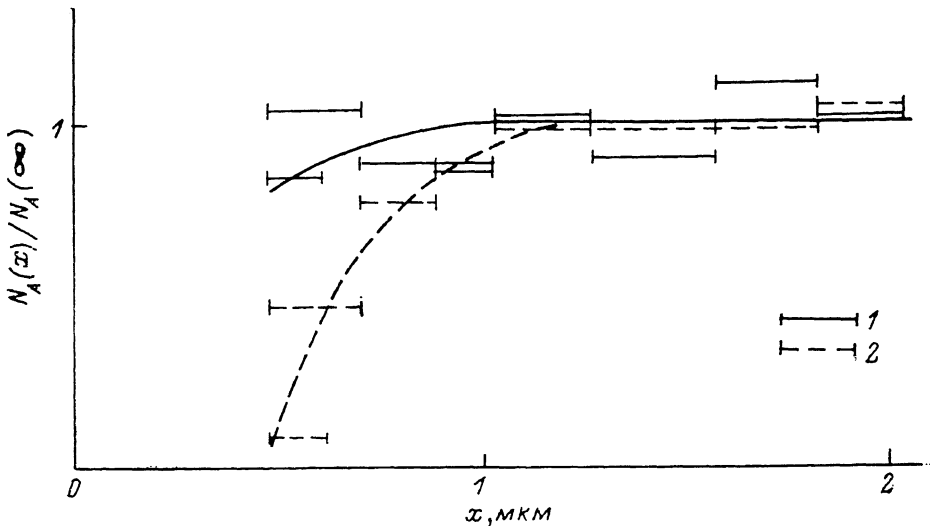


Рис. 3. Профили концентрации А-центров в базе диодов Шоттки Au—n-Si.

1 — смещенный в прямом направлении, 2 — несмещенный. $U_{см}$, В: 1 — 3, 2 — 0. h , мкм: 1 — 0, 2 — 0.47. Кремний КЭФ-1.

делением электронно-дырочных пар полем в ОПЗ и сбором части дырок из прилегающего к ОПЗ слоя квазинейтрального объема толщиной порядка диффузионной длины $l_p = \sqrt{D_p \tau}$ (τ — время жизни неравновесных носителей заряда), не превышают величин $j_n \leq g^* h$; $j_p \leq g^* (h + l_p)$.

Принимая во внимание величины сечений захвата носителей на V^0 ($\sigma_n = 10^{19} \div 10^{20}$, $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [13]) и полагая $\tau \approx 10^{-6}$ с, $h = 4.3$ мкм (диод на КЭФ-7.5 со смещением $U_{см} = 8$ В), получаем для темпа перезарядок

$$\omega_{V^0 \rightarrow V^-} = \sigma_n j_n \leq \sigma_n g^* h = 1.3 \cdot (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ с}^{-1},$$

$$\omega_{V^0 \rightarrow V^+} = \sigma_p j_p \leq \sigma_p g^* (h + l_p) = 0.065 \text{ с}^{-1}.$$

Оценка времени жизни V из полученной оценки $l_p \leq 0.3$ мкм и известных из литературы величин $D_V \geq 4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ [14] дает $\tau_V = l_p^2 / D_V \leq 0.2$ с, так что для вероятности перезарядок V^0 за время жизни имеем

$$W_{V^0 \rightarrow V^-} = \omega_{V^0 \rightarrow V^-} \tau_V \leq 2.6 \cdot (10^{-6} \div 10^{-7}) \ll 1,$$

$$W_{V^0 \rightarrow V^+} = \omega_{V^0 \rightarrow V^+} \tau_V \leq 0.013 < 1.$$

Таким образом, оценки показывают, что более 98% V^0 в ОПЗ за время жизни не меняют своего зарядового состояния. Вероятно, то же утверждение справедливо и для V^+ , поскольку, увеличивая в эксперименте плотность тока

быстрых электронов до $j=0.5$ мкА/см², мы не замечали существенного изменения формы профилей по сравнению с $j=0.05$ мкА/см².

Утверждение о неизменности зарядовых состояний вакансий в ОПЗ послужило основой модельных расчетов профилей распределения концентраций A -центров $N_A(x)$, формирующихся вследствие неоднородного распределения участвующих в дрейфе V^+ согласно системе кинетических уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{V^+}}{\partial t} &= g_{V^+} + D_{V^+} \frac{\partial^2 N_{V^+}}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial}{\partial x} [E(x) N_{V^+}(x)] - \frac{N_{V^+}}{\tau_{V^+}}, \\ \frac{\partial N_{V^0}}{\partial t} &= g_{V^0} + D_{V^0} \frac{\partial^2 N_{V^0}}{\partial x^2} - \frac{N_{V^0}}{\tau_{V^0}}, \\ \frac{\partial N_A}{\partial t} &= \frac{N_{V^0}}{\tau_{V^0}} + \frac{N_{V^+}}{\tau_{V^+}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $g_W(x, t)$ — темп генерации вакансий, $E(x) = \frac{2U}{h} \left(1 - \frac{x}{h}\right)$ — электрическое поле в ОПЗ, а индексы V^+ и V^0 относятся к положительно заряженным и нейтральным вакансиям. Усредняя уравнения системы (1) за время T , включающее весь период облучения и дефектных перестроек, и полагая, что $D_{V^0} = D_{V^+} = D_V$, а $\tau_{V^0} = \tau_{V^+} = \tau_V$ (сечение захвата кислородом вакансий не зависит от их зарядового состояния), приходим к краевой задаче с обыкновенными дифференциальными уравнениями для усредненных в каждой точке пространства и времени

концентраций $\overline{N_{Vi}}(x) = \frac{\int_0^T N_{Vi}(x, t) dt}{T}$ ($i = 0, +$):

$$0 = \overline{g_{V^+}} \tau_V + l_V \frac{\partial^2 \overline{N_{V^+}}}{\partial x^2} + \frac{e}{kT} l_V \frac{\partial}{\partial x} [E(x) \overline{N_{V^+}}(x)] - \overline{N_{V^+}}, \quad (2)$$

$$0 = \overline{g_{V^0}} \tau_V + l_V \frac{\partial^2 \overline{N_{V^0}}}{\partial x^2} - \overline{N_{V^0}}, \quad (3)$$

$$\overline{N_A} = \frac{(\overline{N_{V^0}} + \overline{N_{V^+}})}{\tau_V} t \quad (4)$$

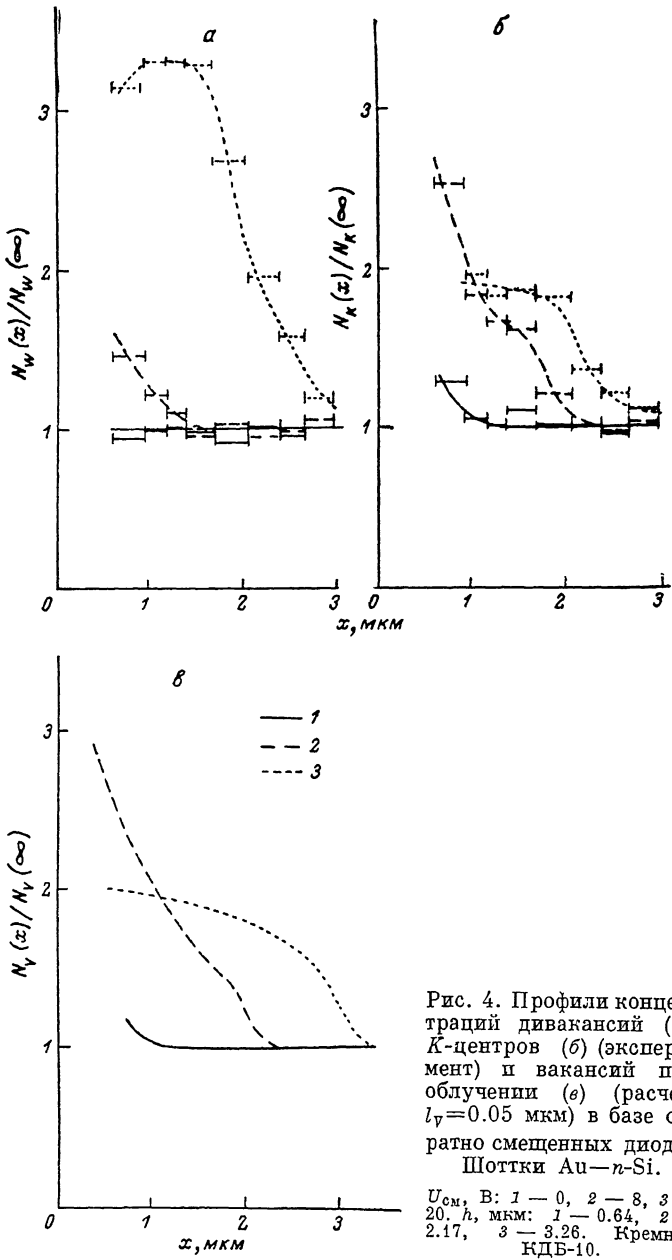
с граничными условиями $\overline{N_{Vi}}(0) = 0$, $\frac{\partial \overline{N_{Vi}}}{\partial x}(\infty) = 0$, соответствующими ненасыщаемому стоку для вакансий на поверхности и однородному их распределению в объеме.

Кривые на рис. 1, б и 2, представляющие собой результат численного решения краевой задачи для значения параметра $l_V = 0.3$ мкм, неплохо согласуются с экспериментом.

Распределение концентраций других дефектов (дивакансий и E -центров) в базе обратно смещенных диодов Au— n -Si качественно похоже на распределение концентрации A -центров, однако соотношения между концентрациями дефектов в квазинейтральном объеме и ОПЗ другие: 5 : 4 — для дивакансий и 3 : 1 — для E -центров. Отличие от аналогичного соотношения 2 : 1 для A -центров обусловлено, по-видимому, в первом случае значительной долей первичных дивакансий [15], во втором — большим сечением захвата V^- на ионизованный фосфор по сравнению с V^0 .

Необычный результат получен при проведении аналогичных экспериментов на диодах Ti— p -Si. Вместо ожидаемого уменьшения концентрации вакансионных РД в ОПЗ вследствие дрейфа V^+ на границу с квазинейтральным объемом во всей зондируемой части ОПЗ наблюдается, наоборот, увеличение концентрации дефектов (рис. 4, а, б), что естественно связать с избыточной генерацией вакансий в приповерхностной области [6]. Уменьшение концентрации РД в ОПЗ, однако, наблюдается в аналогичных экспериментах с применением диффузионных n^+ — p -переходов [4]. Очевидно, специфику случая диодов Шоттки

по сравнению с $n^+ - p$ -переходами обуславливает то, что область действия электрического поля непосредственно примыкает к границе кристалла, а не отделена от нее квазинейтральным n^+ -слоем толщиной порядка нескольких микрометров. Результат работы [4] и наши данные легко согласуются, если предположить дополнительную генерацию избыточного числа V^+ в тонком



слое вблизи поверхности кремния. Электрическое поле ОПЗ диодов Шоттки Ti-p-Si способствует перераспределению V^+ с поверхности в объем кристалла, что приводит к образованию дополнительного числа вакансионных дефектов в ОПЗ. Проникновению же избыточных V^+ в ОПЗ $n^+ - p$ -структур препятствует квазинейтральный n^+ -слой, который V^+ преодолевают лишь путем диффузии. В глубь базы диода Au-n-Si с поверхности V^+ также не проникают, так как этому противодействует электрическое поле.

Распределение избыточных V^+ , дрейфующих с поверхности в объем в диодах Ti-p-Si, легко найти, решая краевую задачу, заданную уравнением (2)

с опущенным генерационным членом и измененным знаком поля и граничными условиями $\overline{N_{V^+}}(0) = \text{const}$, $\overline{N_{V^+}}(\infty) = 0$. Добавляя к полученному распределению решение задачи с однородной по объему генерацией равного числа V^+ и V^0 , получаем распределение вакансий $(\overline{N_{V^+}} + \overline{N_{V^0}})$ (рис. 4, в), хорошо соответствующее наблюдаемому распределению K -центров (ср. с рис. 4, б) при значениях подгоночных параметров $l_V = 0.05$ мкм, $N_{V^+}(0) = 3N_V(\infty)$ и $1.5N_V(\infty)$ для $U_{см} = 8$ и 20 В соответственно. Физическими причинами генерации облучением избыточных вакансий на поверхности могут быть уменьшение пороговой энергии смещения атома на поверхности и (или) участие поверхности в разделении пар Френкеля (например, путем захвата генетически связанного с вакансией межузельного атома) [6].

Суммируя сказанное, отметим, что измеренные распределения вакансионных дефектов в ОПЗ диодов Шоттки удовлетворительно описываются неоднородным распределением вакансий, формирующимся в результате их перераспределения в электрическом поле. При этом существенными факторами, определяющими вид профилей, являются действие поверхности как стока для подвижных вакансий и избыточная (по сравнению с объемной) их генерация у поверхности. Расчетные значения длин диффузии вакансий в кремнии при комнатной температуре составляют $\sim 0.05 - 0.3$ мкм.

Авторы выражают благодарность А. В. Вишнякову за полезные дискуссии и Г. Н. Камаеву за помощь при облучении.

Л и т е р а т у р а

- [1] Wang K. L., Lee Y. H., Corbett J. W. — Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, N 6, p. 547—548.
- [2] Nidaev E. V., Popov A. I. — Phys. St. Sol. (a), 1982, v. 72, p. K193—K195.
- [3] Тахмазиди Г. А. Исследование глубоких центров в приповерхностных слоях n -кремния, облученного электронами. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 608—610.
- [4] Кучинский П. В., Ломачо В. М., Петрунин А. П. Влияние сильного электрического поля на скорость введения и пространственное распределение радиационных дефектов в кремнии. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 5, с. 309—311.
- [5] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 174 с.
- [6] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 254 с.
- [7] Gubskaya V. I., Kuchinskii P. V., Lomako V. M. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 85, p. 585—590.
- [8] Lugakov P. F., Lukyanitsa V. V. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 83, p. 521—528.
- [9] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Vitovskii N. A. — Phys. St. Sol. (a), 1985, v. 90, p. 523—530.
- [10] Aseev A. L., Astakhov V. M., Pchelyakov O. P., Heydenreich J., Kastner G., Hoehl D. — Krist. u. Techn., 1979, v. 14, N 11, p. 1405—1411.
- [11] Асеев А. Л., Астахов В. М., Федина Л. И. Изучение поведения точечных дефектов в кристаллах полупроводников в системе полупроводник—диэлектрик с помощью высоковольтной электронной микроскопии. — Изв. АН СССР, 1983, т. 47, в. 6, с. 1156—1161.
- [12] Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1969. 311 с.
- [13] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [14] Van Vechten J. A. — Phys. Rev. B, 1974, v. 10, N 4, p. 1482—1506.
- [15] Oehrlein G. S., Krafcsik I., Lindstrom J. L., Jaworowski A. E., Corbett J. W. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 1, p. 179—183; 1982, v. 53, N 12, p. 8686—8690.