

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ А-, Е-ЦЕНТРОВ В ОПЗ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

Бобрикова О. В., Стась В. Ф., Герасименко Н. Н.

Методом DLTS исследованы профили распределения концентрации А-, Е-центров в базе p^+ - n -структур и структур с барьером Шоттки (Au- n -Si). При создании радиационных дефектов использовалось импульсное облучение электронами. К структурам прикладывалось постоянное либо импульсное обратное смещение различной длительности $t_{\text{имп}}$ и с различными значениями времени задержки импульса напряжения t_z относительно импульса электронов.

Экспериментально установлено, что эффект уменьшения концентрации вакансионных дефектов в ОПЗ наблюдается при $t_z \leq 10^{-3}$ с; $t_{\text{имп}} \sim 12$ мкс достаточно для формирования профиля концентрации А-центров в ОПЗ при $T_{\text{обл}} = 78$ К; распределение концентрации А-, Е-центров по глубине в базе p^+ - n -структур аналогично; эффект уменьшения концентрации А-центров в ОПЗ для образцов с высоким удельным сопротивлением ($\rho = 140$ Ом·см) не проявляется при $T_{\text{обл}} = 300$ К, но имеет место при $T_{\text{обл}} = 78$ К.

Сделан вывод, что при построении модели процессов радиационного дефектообразования в сильных электрических полях необходимо учитывать изменение констант скоростей реакций аннигиляции и комплексобразования вакансий при изменении их зарядового состояния. Дрейф положительно заряженных вакансий из ОПЗ диодных структур ($L_{\text{др}} \geq 1$ мкм) не является доминирующим механизмом уменьшения концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ.

Воздействие электрического поля областей пространственного заряда (ОПЗ) диодных структур (p^+ - n -переходов, барьеров Шоттки) в кремнии n -типа проводимости приводит к уменьшению концентрации вводимых в ОПЗ радиационных дефектов: А- и Е-центров (комплексы вакансия—кислород, вакансия—фосфор соответственно) [1^{*5}]. Данный эффект связывают с двумя основными механизмами: уменьшением концентрации наиболее подвижных из компонентов комплексов — вакансий вследствие их дрейфа из ОПЗ ($L_{\text{др}} \geq 1$ мкм) и изменением констант скоростей реакций аннигиляции и комплексобразования вакансий за счет изменения их зарядового состояния в электрическом поле.

В литературе имеются аргументы в пользу как первого [$2, 3$], так и второго [$4, 5$] механизмов.

Целью данной работы являлось получение дополнительной информации, которая позволила бы оценить вклад каждого из механизмов в процесс радиационного дефектообразования в ОПЗ диодных структур.

При постановке экспериментов мы исходили из следующих соображений.

Первый эксперимент

Профиль распределения концентрации вакансионных комплексов имеет насыщение вне ОПЗ и спад в направлении к границе раздела p - и n -областей (либо к границе раздела металл—полупроводник в диодах Шоттки). В предположении доминирующей роли дрейфового механизма такая форма профиля может быть связана только с дрейфом положительно заряженных вакансий из ОПЗ в p^+ -область (либо к поверхности в структурах Шоттки).

В кремнии n -типа проводимости положительно заряженные вакансии действительно могут генерироваться во время облучения либо возникать в процессе перезарядки, пока существуют в достаточной концентрации неосновные носители

заряда — дырки, вызванные понижацией. Однако в равновесных условиях в кремнии n -типа вакансии в зависимости от положения уровня Ферми находятся в нейтральном либо отрицательных состояниях [6, 7]. Поэтому если прикладывать электрическое поле после установления равновесного распределения вакансий по зарядовым состояниям (после восстановления равновесной концентрации носителей заряда $t_{\text{восст}}$ и перезарядки положительно заряженных вакансий τ), то в случае дрейфового механизма следует ожидать однородного распределения концентрации вакансионных комплексов в базе диодных структур. Если же доминирующим является механизм изменения констант скоростей реакций аннигиляции и комплексообразования вакансий [8], то, пока в объеме существуют свободные вакансии, способные участвовать в процессе комплексообразования, эффект должен наблюдаться независимо от того, в какой момент к образцу прикладывалось электрическое поле.

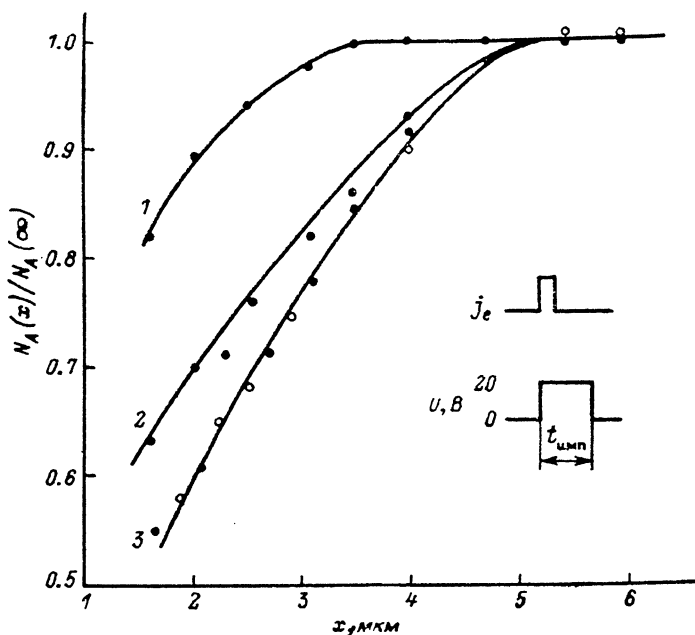


Рис. 1. Относительные изменения концентрации А-центров в базе p^+n -структур после облучения электронами ($\Phi=10^{15}$ см $^{-2}$, $j_e=5 \cdot 10^{-8}$ А/см 2 , $T_{\text{обл}}=78$ К).

U, В: 1 — 0, 2 — 20 ($t_{\text{имп}}=5$ мкс), 3 — 20 [$t_{\text{имп}}=12$ (темные точки) и ∞ (светлые)]. Здесь и на последующих рисунках точке соответствует средняя концентрация дефектов в интервале $\Delta x \approx 0.5$ мкм.

Таким образом, в первом эксперименте предполагалось использовать импульсное облучение электронами и прикладывать при этом к образцу импульсное обратное смещение с необходимой для восстановления равновесия задержкой t_s относительно импульса электронов.

В эксперименте использовались диодные структуры, созданные диффузией бора на глубину 2—3 мкм на материале КЭФ-4.5. Радиационные дефекты вводились облучением электронами с энергией $E=1$ МэВ на импульсном ускорителе. Частота следования импульсов составляла $\omega=200$ Гц, длительность одного импульса $\Delta t=2.5$ мкс, доза облучения $\Phi=10^{15}$ см $^{-2}$. Величина напряженности электрического поля $E_{\text{max}}=3.8 \cdot 10^4$ В/см и толщина ОПЗ $d_{\text{ОПЗ}}=5.2$ мкм задавались внешним импульсным напряжением $U=20$ В, эюры которого приведены на рисунках. После облучения измерялись профили распределения концентрации А-, Е-центров методом DLTS [9]. По причинам, указанным в [4], рассматривались лишь эффекты в облучаемых при обратном смещении структурах.

Из постановки эксперимента ясно, что задаваемая длительность импульса $t_{\text{имп}}$ обратного смещения должна превышать время формирования профиля концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ. Время задержки t_s должно превы-

шать время восстановления равновесной концентрации носителей заряда в структуре и время перезарядки положительно заряженных вакансий.

Время формирования профиля концентрации радиационных дефектов было установлено экспериментально.

На рис. 1 приведены зависимости относительного изменения концентрации А-центров после облучения электронами плотностью тока $j_e = 5 \cdot 10^{-8}$ А/см² при $T_{обл} = 78$ К. Во время облучения к образцам прикладывалось импульсное

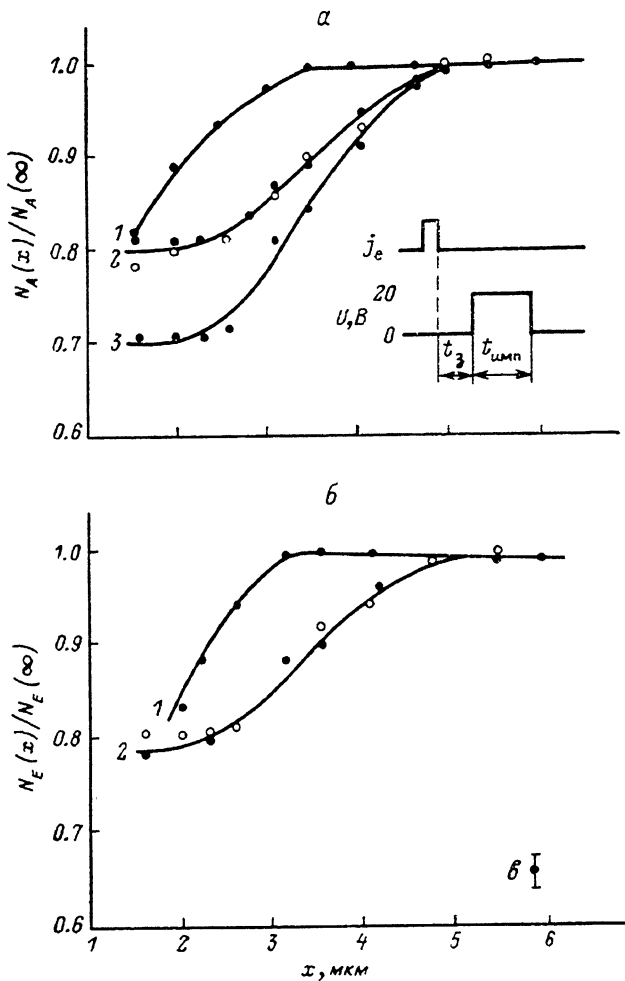


Рис. 2. Относительные изменения концентрации А- (а) и Е-центров (б) в базе $p^+ - n$ -структур, облученных электронами ($\Phi = 10^{15}$ см⁻², $j_e = 10^{-7}$ А/см², $T_{обл} = 78$ К).

U, В: 1 — 0, 2 — 20 [$t_3 = 100$ мкс, $t_{имп} = 30$ мкс (темные точки) и 10^{-3} с (светлые)], 3 — 20 ($t_3 = 30$ мкс, $t_{имп} = 10^{-3}$ с); σ — погрешность измерения.

обратное смещение различной длительности $t_{имп}$. Начало импульса обратного смещения было синхронизовано с началом импульса электронов. При этом величина задержки импульса U не превышала 0.2 мкс.

Видно, что уже при $t_{имп} = 12$ мкс профиль концентрации А-центров совпадает с профилем концентрации А-центров в образцах, облучаемых при постоянном обратном смещении. Поэтому в качестве оценки времени формирования профиля концентрации дефектов и принималось $t_{вмп} \sim 10^{-5}$ с. Отметим, что при $T_{обл} = 300$ К в работе [3] были получены близкие по величине значения $t_{форм}$.

Оценки времени восстановления равновесной концентрации носителей заряда $t_{восст}$ для используемых структур приведены в работе [5] и равны ≤ 30 мкс.

Для определения t_a необходимо оценить еще $\tau = 1/vn\sigma$, где v — тепловая скорость, n — равновесная концентрация электронов в нейтральном объеме (для

КЭФ-4.5 $n=10^{15}$ см⁻³), σ — сечение захвата электрона на положительно заряженную вакансию. В литературе для захвата электронов на притягивающий центр имеются значения σ от величин, больших 10^{-14} , до 10^{-16} см⁻² [6]. При самом неблагоприятном значении $\sigma \sim 10^{-16}$ см⁻² получим, что $\tau \sim 10^{-6}$ с, и тогда необходимо брать $t_s \geq 30$ мкс, чтобы быть уверенным в том, что концентрация положительно заряженных вакансий в базе $p^+ - n$ -структур пренебрежимо мала (в равновесном состоянии в кремнии n -типа концентрация положительно заряженных вакансий не превышает 10^{-4} % [7]).

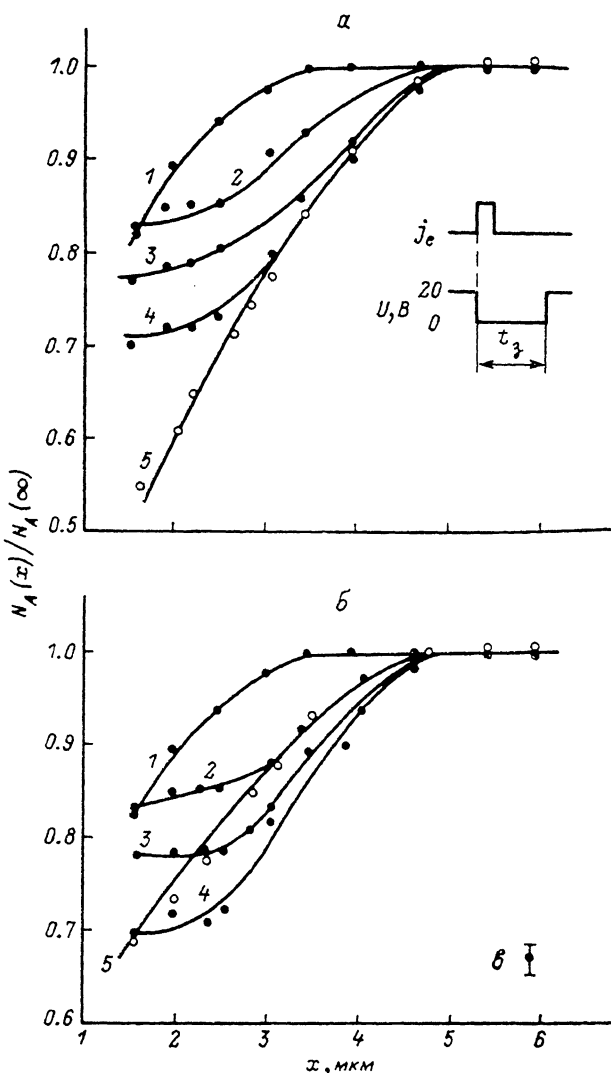


Рис. 3. Относительные изменения концентрации А-центров в базе $p^+ - n$ -структур после облучения электронами [$\Phi=10^{16}$ см⁻², $j_e=5 \cdot 10^{-8}$ А/см² (а), $j_e=10^{-7}$ А/см² (б), $T_{обл}=78$ К].

$U, В: 1 - 0, 2 - 5 - 20$. $t_s, мкс: 2 - 10^2, 3 - 100, 4 - 30, 5 - 0$ (темные точки) и 3 (светлые); δ — погрешность измерения.

На рис. 2 приведены зависимости относительного изменения концентрации А- и Е-центров в базе диодных структур после облучения электронами плотностью тока $j_e=10^{-7}$ А/см² при $T_{обл}=78$ К. Во время облучения к образцам прикладывалось обратное смещение различной длительности $t_{влп}$ и с различными значениями t_s . Видно, что эффект проявляется при $t_s=30, 100$ мкс и распределение концентрации А- и Е-центров по глубине аналогично (рис. 2, кривые 2).

Зависимости относительного изменения концентрации А-центров в базе диодных структур после облучения электронами плотностью тока $j_e=5 \cdot 10^{-8}$ и

10^{-7} А/см² приведены на рис. 3, а, б соответственно ($T_{обл} = 78$ К). Обратное смещение к образцам в процессе облучения прикладывалось с задержкой t_s после окончания им пульса электронов и поддерживалось равным 20 В на протяжении всего периода до следующего импульса электронов. Видно, что в квазинейтральном объеме базы концентрация А-центров не зависела от интенсивности облучения, а в ОПЗ увеличивалась с ростом интенсивности облучения (рис. 3, а, б, кривые 5; см. также работу [5]). Однако при t_s , превышающих время восстановления равновесной концентрации носителей заряда в структуре $t_{восст}$, концентрация А-центров в ОПЗ с точностью до погрешности измерения совпадала для различных j_s и соответствующих t_s (рис. 3, кривые 2—4). Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что профили распределения концентрации радиационных дефектов в облучаемых при данных режимах смещения образцах совпадают для соответствующих t_s независимо от величины $t_{вмн}$ [кривые 3 (рис. 2) и 4 (рис. 3) — $t_s = 30$ мкс, кривые 2 (рис. 2) и 3 (рис. 3) — $t_s = 100$ мкс]. Эффект уменьшения концентрации вакансионных дефектов в сильном электрическом поле проявляется при $t_s \leq 10^{-3}$ с (рис. 2, 3). Зависимости $N_A(x)$, аналогичные приведенным на рис. 3, б, были получены и при $T_{обл} = 300$ К.

Таким образом, эксперимент показал, что при приложении электрического поля профиль концентрации дефектов формируется за время, не большее 12 мкс, при наличии ионизации (рис. 1) и по крайней мере за время, меньшее 30 мкс, в отсутствие ионизации (рис. 2). Экспериментальные результаты нельзя объяснить дрейфом положительно заряженных вакансий из ОПЗ, поскольку для этого необходимо приписывать V^{+++} при $T = 78$ К коэффициент диффузии $D_{V^+} \sim 10^{-5}$ см²/с как при наличии ионизации, так и без нее, что не подтверждается известными литературными данными [1, 6].¹

Кроме того, в экспериментах с задержкой t_s обратное смещение прикладывалось после восстановления равновесия в структуре, т. е. в случае, если доля V^{+++} не превышала 10^{-4} % [7]. Однако этого недостаточно для того, чтобы связывать эффект только с дрейфом положительно заряженных вакансий из ОПЗ.

Таким образом, из первого эксперимента можно сделать вывод, что эффект уменьшения концентрации А- и Е-центров в ОПЗ диодных структур не лимитирован дрейфом из ОПЗ наиболее подвижных из компонентов комплексов — вакансий.

Второй эксперимент

Этот эксперимент, по нашему мнению, также свидетельствует о важности зарядовых состояний вакансий при формировании в электрическом поле профиля концентрации дефектов.

В работе [8] установлено, что в кремнии *n*-типа с высоким удельным сопротивлением ($\rho = 100$ Ом·см) при воздействии электрического поля во время облучения при $T_{обл} = 300$ К в ОПЗ концентрация А-центров не уменьшалась. Авторы [8] объясняют отсутствие эффекта тем, что в материале с высоким удельным сопротивлением из-за большой величины ОПЗ и меньшего значения напряженности электрического поля V^{+++} за время их жизни не успевают покинуть ОПЗ. С точки зрения дрейфового механизма эффект должен отсутствовать и при более низких температурах облучения. Действительно, понижение температуры облучения не повлияет на процесс генерации вакансий, но подвижность их за счет экспоненциальной зависимости коэффициента диффузии резко уменьшится [5]. Возможное увеличение времени жизни вакансий не может реализоваться, поскольку время дрейфа ограничено временем проведения эксперимента (приложения электрического поля). Поэтому независимо от $T_{обл}$ распределение концентрации А-центров в таких образцах должно быть однородным.

С точки же зрения второго механизма при перезарядке вакансий отсутствие эффекта при $T_{обл} = 300$ К означает, что электрическое поле не изменило зарядовое состояние. В ОПЗ и в квазинейтральном объеме вакансии находятся в оди-

¹ При $D_{V^+} \sim 10^{-5}$ см²/с и расстоянии между атомами кислорода $\sim 10^{-6}$ см при $N_0 \sim 10^{18}$ см⁻³ (кислород — сток для вакансий) V^{+++} ушли бы на стоки за время $t \sim 10^{-7}$ с.

маковом зарядовом состоянии. Понижая $T_{обл}$, можно изменить зарядовое состояние вакансий в квазинейтральном объеме (за счет изменения положения уровня Ферми), сохраняя его прежним в ОПЗ. Следовательно, с точки зрения механизма перезарядки необходимо ожидать проявления эффекта при низких температурах. Поэтому во втором эксперименте предполагалось исследовать распределение концентрации А-центров в образцах кремния с $\rho \geq 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, облучаемых при различных температурах.

Использовались структуры с барьером Шоттки Au—n-Si, полученные напылением Au на КЭФ-140. Облучение диодов Шоттки с фиксированным $U = 10 \text{ В}$ ($d_{опз} = 21.3 \text{ мкм}$) проводилось на импульсном ускорителе «Микротрон» в режиме: энергия электронов $E = 3.5 \text{ МэВ}$, частота следования импульсов $\omega = 100 \text{ Гц}$, длительность одного импульса $\Delta t = 3 \text{ мкс}$, доза облучения $\Phi = 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, средняя плотность потока электронов $j_e = 5 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$.

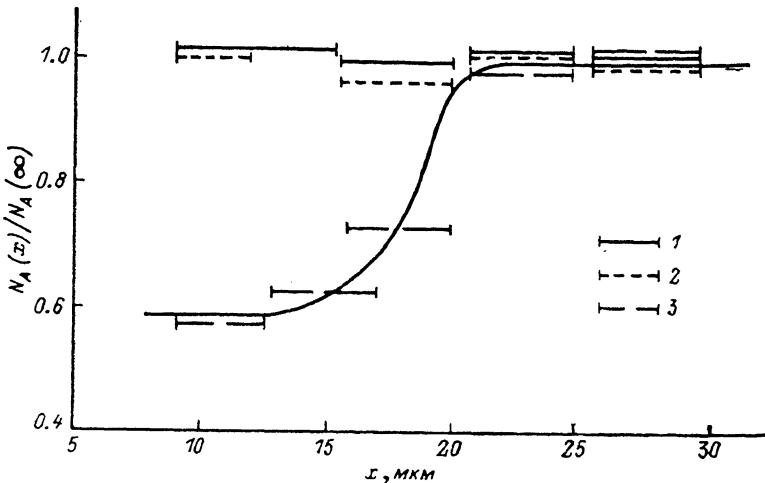


Рис. 4. Относительные изменения концентрации А-центров в базе структур с барьером Шоттки после облучения электронами ($\Phi = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $j_e = 5 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$).

$T_{обл}$, К (U , В): 1 — 78 (0), 2 — 300 (10), 3 — 78 (10).

На рис. 4 представлены зависимости относительного изменения концентрации А-центров по глубине в структурах с барьером Шоттки, облученных при $T_{обл} = 300$ и 78 К. Видно, что эффект не проявляется при $T_{обл} = 300 \text{ К}$ и имеет место при $T_{обл} = 78 \text{ К}$, т. е. и второй эксперимент подтверждает правильность объяснения наблюдаемых зависимостей с точки зрения изменения констант реакции аннигиляции и комплексообразования, а не дрейфа вакансий из ОПЗ.

Таким образом, длиннопробежный ($L_{др} \geq 1 \text{ мкм}$) дрейф вакансий не является основной причиной наблюдаемого эффекта.

Анализируя полученные результаты, следует отметить, что причиной уменьшения концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ не может быть изменение барьера комплексообразования V—O, V—P в электрическом поле. Действительно, маловероятно, чтобы зависящий от зарядового состояния реагирующих компонентов барьер комплексообразования с изменением зарядового состояния вакансий изменялся бы одинаково для нейтрального и в n-Si кислорода и положительно заряженного фосфора. Как показывает эксперимент (рис. 2), распределение концентрации А- и Е-центров по глубине аналогично. По-видимому, эффект связан с изменением в ОПЗ концентрации вакансий за счет изменения констант скоростей реакций аннигиляции компонентов пар Френкеля либо с взаимодействием вакансий с ловушками (примесями, дислокациями и т. д.) вследствие изменения их зарядового состояния. Мы допускаем, однако, что возможен дрейф вакансий в ОПЗ на расстояниях, сравнимых с межатомными (в пределах радиусов реакций V—O, V—P).

Следует отметить также, что полученные экспериментальные результаты подтверждают вывод работы [5] о зависимости концентрации А-центров в ОПЗ от концентрации свободных носителей заряда. Действительно, из рис. 3 видно,

что распределение концентрации А-центров в ОПЗ не зависит от интенсивности облучения в том случае, если поле прикладывалось при t_s , превышающих время восстановления равновесной концентрации носителей заряда (рис. 3, кривые 2—4). В противном случае такая зависимость существует (рис. 3, кривые 5; см. также работу [5]). Однако, поскольку эффект проявляется и в отсутствие ионизации (эксперименты с задержкой импульса обратного смещения), механизм радиационно-ускоренной миграции вакансий, связанный с их перезарядкой, по-видимому, не является доминирующим в изменении концентрации вакансионных компонентов в ОПЗ.

Таким образом, две серии экспериментов, проведенных в данной работе, показали, что эффект уменьшения концентрации А-центров в ОПЗ диодных структур наблюдается при $t_s \leq 10^{-3}$ с; время формирования профиля концентрации А-центров в ОПЗ не превышает 12 мкс при наличии ионизации и по крайней мере 30 мкс в отсутствие ионизации, $T_{ох} = 78$ К; распределение концентрации А- и Е-центров по глубине аналогично; в образцах с удельным сопротивлением $\rho = 140$ Ом·см наблюдается уменьшение концентрации А-центров в ОПЗ при $T_{ох} = 78$ К, при $T_{ох} = 300$ К распределение концентрации А-центров в базе диодной структуры однородно.

На основе изложенных результатов можно сделать вывод, что дрейф положительно заряженных вакансий из ОПЗ диодных структур ($L_{др} \geq 1$ мкм) не является доминирующим механизмом уменьшения концентрации вакансионных комплексов в ОПЗ. При построении моделей процессов радиационного дефектообразования при воздействии электрических полей напряженностью 10^4 — 10^5 В/см необходимо учитывать изменение констант скоростей реакций аннигиляции и комплексообразования вакансий при изменении их зарядового состояния.

В заключение авторы выражают благодарность И. В. Шеболаеву, И. Войтенко, Г. Н. Камаеву за облучение образцов, С. С. Шаймееву за критические замечания и Л. С. Смирнову за внимание к работе.

Список литературы

- [1] Kimerling L. C. // Defects and Radiation Effects in Semiconductors. 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] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 274 с.
- [7] Van Vechten J. A. // Lattice Defects in Semiconductors. Conf. Ser. N 23. 1975. P. 212—220.
- [8] Баранов А. И., Васильев А. В., Кулешов В. Ф., Вяткин А. Ф., Смирнов Л. С. // Препринт. Черноголовка, 1985. С. 50.
- [9] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 14.03.1989
Принята к печати 5.06.1989