

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ВБЛИЗИ ПОРОГА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ

Берман Л. С., Витовский Н. А., Воронков В. Б.,
Ломасов В. Н., Ткаченко В. Н.

Исследованы особенности влияния электрического поля в области объемного заряда (ООЗ) на скорость введения А-центров (комплекс вакансия—кислород) в кремниевых *p/n*-диодах, облученных при комнатной температуре электронами с энергией вблизи порога дефектообразования. Профиль концентрации А-центров измерялся методом двойной изотермической релаксации емкости. Различие в профиле концентраций А-центров в ООЗ разных диодов, облученных в равных условиях и при близких значениях электрического поля, объясняется различием времен жизни и дрейфовой длины вакансий.

В ряде работ [1-6] показано, что электрическое поле в области объемного заряда (ООЗ) может быть причиной уменьшения скорости введения А- и Е-центров (комплексов вакансия—кислород и вакансия—фосфор) в *n*-базе кремниевых диодов, облученных электронами с энергией 1—3.5 МэВ. Причинами этого эффекта могут быть дрейф вакансий (*V*) в ООЗ и (или) изменение их зарядового состояния в электрическом поле ООЗ. Целью настоящей работы является исследование особенностей влияния электрического поля в ООЗ на скорость введения радиационных дефектов (РД) при облучении кремниевых диодов электронами с энергией вблизи порога дефектообразования (ПД).

О б р а з ц ы

Группа 1. *p*⁺—*n*-Диоды, 10 шт. Исходный *n*-Si, Cz; $\rho = 40$ Ом·см. Концентрация мелкой примеси (фосфора) $N_{\text{ж}} = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Область *p*⁺ создавалась диффузией бора в инертной среде. Глубина залегания *p*⁺—*n*-перехода $x_j \approx 1$ мкм. Время жизни дырок в базе $\tau_p = 30$ мкс.

Группа 2. *p/n*-Диоды, 8 шт. Исходный *n*-Si, fz; $\rho = 100$ Ом·см, $N_{\text{ж}} = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Область *p* создавалась диффузией бора в воздухе, $x_j \approx 40$ мкм, $\tau_p = 40$ мкс.

М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Образцы облучались электронами со стороны области *p* на импульсном ускорителе с параметрами: интенсивностью в импульсе $I_{\text{н}} = 1.5 \cdot 10^{14}$ см⁻²·с⁻¹, периодом импульсов $T_{\text{н}} = 2$ мс, длительностью импульса $\Delta t_{\text{н}} = 330$ мкс, температурой облучения 30 °С.

Группа 1. Энергия электронов $E = 335$ кэВ, доза $\Phi = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻², обратные напряжения при облучении $V = 0, 5$ и 20 В.

Группа 2. $E = 350$ кэВ (т. е. для обеих групп энергия электронов на глубине x_j одинакова), $\Phi = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻², $V = 0$ и 290 В. Кроме того, контрольные образцы 2-й группы облучались при $E = 900$ кэВ, $I_{\text{н}} = 3.3 \cdot 10^{12}$ см⁻²·с⁻¹, $\Phi = 4.5 \cdot 10^{13}$ см⁻², $V = 0$ и 290 В.

Толщина ООЗ и максимальное поле при облучении \mathcal{E}_m определялись по $C-V$ -характеристикам [7], а профиль концентрации РД — методом двойной изотермической релаксации емкости [8] на автоматизированной установке [9]. Время жизни дырок в базе измерялось методом Лэкса [10].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Группа 1. При $V=5$ и 20 В толщины ООЗ $h=4.8$ и 9.7 мкм, $\mathcal{E}_m=2.4 \cdot 10^4$ и $4.6 \cdot 10^4$ В/см. На рис. 1 показаны зависимости профиля концентрации А-центров $N(x)$ для трех режимов облучения; электрическое поле приводит к уменьшению скорости введения А-центров на расстоянии, равном толщине ООЗ при облучении.

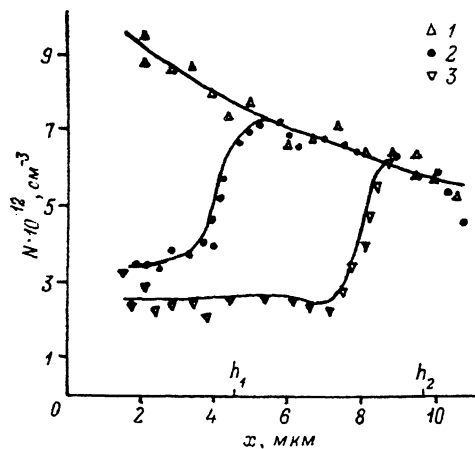


Рис. 1. Профиль концентрации А-центров для образцов 1-й группы.

$V, В:$ 1 — 0, 2 — 5, 3 — 20; x — расстояние от границы областей p и n ; h_1, h_2 — толщины ООЗ при $V=5$ и 20 В.

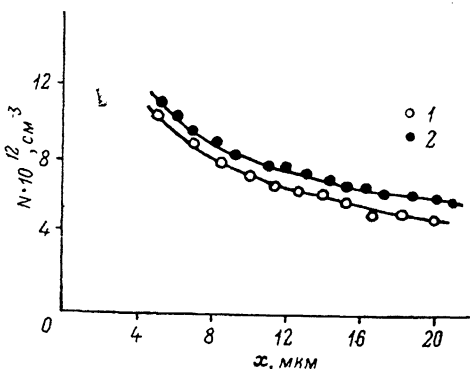


Рис. 2. Профиль концентрации А-центров для образцов 2-й группы.

$V, В:$ 1 — 0, 2 — 290

Группа 2. При $V=290$ В имеем $h=83$ мкм, $\mathcal{E}_m=6.4 \cdot 10^4$ В/см. На рис. 2 приведены зависимости $N(x)$ для обоих режимов облучения; они близки, хотя для образцов 2-й группы \mathcal{E}_m больше, чем для 1-й, т. е. электрическое поле не приводит к уменьшению скорости введения А-центров (незначительное расхождение между кривыми 1 и 2 обусловлено, по-видимому, нагревом образцов обратным током при $V=290$ В). В контрольных образцах, облученных, как при $V=0$, так и при $V=290$ В, $N=\text{const}=1.7 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

При $\mathcal{E} \sim 10^4$ В/см время дрейфа вакансий через ООЗ (или их аннигиляции в ООЗ) $t_{др(в)}$ порядка 10 или десятков мкс [5, 6, 11]. Поэтому наш режим облучения близок к стационарному. Сравним условия заполнения вакансий электронами и дырками в ООЗ и в области электрической нейтральности (ОЭН) для образцов 1-й и 2-й групп. Используя известные соотношения, определяем скорость генерации пар электрон—дырка: $G=1.6 \cdot 10^{20}$ см⁻³·с⁻¹. Далее вычислим обратный ток и концентрацию электронов n_0 и дырок p_0 в ООЗ. Избыточную концентрацию электронов и дырок в ОЭН Δn и Δp определим из соотношения $\Delta n = \Delta p = G \cdot \tau_p$.

Группа 1. При $V=20$ В получаем $n_0=p_0=2.7 \cdot 10^{10}$ см⁻³. В ОЭН (в начале облучения) $\Delta n = \Delta p = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, т. е. $\Delta n \gg N_m$ и уменьшается в ходе введения РД и уменьшения τ_p .

Группа 2. При $V=290$ В получаем $n_0=p_0=1.4 \cdot 10^{11}$ см⁻³. В ОЭН (в начале облучения) $\Delta n = \Delta p = 6.6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ ($\gg N_m$). Таким образом, для образцов 1-й и 2-й групп в ОЭН имеет место высокий уровень инжекции, заполнение уровней вакансии определяется отношением их сечений захвата электрона σ_n и дырки σ_p и мало различается для обеих групп.

Рассмотрим далее зарядовое состояние вакансий в ООЗ. Постоянная времени заполнения уровня электронами $\tau_{эп}$ и время термоионизации $\tau_{нт}$ определяются из формул [12, с. 20]

$$\tau_{эп} (\sigma_n v_{нт} n_0)^{-1}, \quad \tau_{нт} = (\sigma_n v_{нт} n_1)^{-1}, \quad (1)$$

где $v_{нт}$ — тепловая скорость электронов, n_1 — равновесная концентрация электронов в зоне проводимости в ОЭН, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем. Из (1) следует соотношение $\tau_{нт}/\tau_{эп} = n_0/n_1$. Для зарядового состояния V^- имеем $E = E_c - 0.3$ эВ [13, с. 33; 14, с. 284]. При $T = 300$ К $n_1 = 2.6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, т. е. $n_1 \gg n_0$, откуда $\tau_{нт} \ll \tau_{эп}$, т. е. уровень $E_c - 0.3$ эВ в стационарном состоянии пуст. Аналогичный расчет для донорных уровней вакансии показывает, что при $T = 300$ К они в стационарном состоянии заполнены электронами, т. е. вакансии существуют в состоянии V^0 . Однако при глубоком охлаждении зарядовое состояние вакансий в ООЗ может измениться из-за увеличения на несколько порядков времени термоионизации для всех ее уровней, что согласуется с результатами работы [6].

Оценим порядок значения $\tau_{нт}$. Задаваясь типичным для нейтрального центра значением $\sigma_n = 10^{-16}$ см 2 , получаем из (1) при $T = 300$ К $\tau_{нт} = 4$ мкс, т. е. $\tau_{нт}$ и $t_{др(а)}$ одного порядка. Следовательно, нейтральная вакансия, захватившая электрон, может продрейфовать через ООЗ (или аннигилировать в ООЗ), не успев эмиттировать электрон в зону проводимости. Этот результат справедлив для образцов обеих групп.

Из проведенного рассмотрения видно, что условия заполнения вакансий электронами и дырками для обеих групп образцов различаются мало. Следовательно, разница в профиле концентрации А-центров в образцах обеих групп при одинаковых условиях облучения и близких электрических полях не может быть объяснена различием зарядовых состояний вакансий. По нашему мнению, эта разница объясняется различием времен жизни и дрейфовой длины вакансий в образцах обеих групп. Так, для 1-й группы при $\mathcal{E}_x = 4.6 \cdot 10^4$ В/см дрейфовая длина $l_{др} \gg 9$ мкм, а для 2-й группы при $\mathcal{E}_x = 6.4 \cdot 10^4$ В/см $l_{др} < 5$ мкм (ср. с. 1 и 2).

Вывод. Различное влияние электрического поля на скорость введения А-центров в $p-n$ -переходах разных кремниевых диодов, облученных в стационарном режиме при комнатной температуре и других равных условиях, объясняется различием времен жизни и дрейфовой длины вакансий.

Список литературы

- [1] Кучинский П. В., Ломако В. М., Петрунин А. П. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 5. С. 309—311.
- [2] Волотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 49—55.
- [3] Бобрикова О. В., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 143—145.
- [4] Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2236—2239.
- [5] Волотов В. В., Стучинский В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1405—1407.
- [6] Бобрикова О. В., Стась В. Ф., Герасименко Н. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1838—1844.
- [7] Берман Л. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., 1972. 104 с.
- [8] Берман Л. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 959.
- [9] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1985. № 974.
- [10] Lax V., Neustadter S. F. // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. N 9. P. 1148—1154.
- [11] Крайчинский А. Н., Мизрухин О. В., Осташко Н. И., Шаховцов В. И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 6. С. 1180—1181.
- [12] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [13] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [14] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Т. 2. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.