

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ АНИГИЛЯЦИИ ПЕРВИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ВЫСОКООМНОМ КРЕМНИИ ПРИ γ -ОБЛУЧЕНИИ

Лукашевич Т. А., Мизрухин Л. В.

Изучено изменение концентрации носителей заряда при облучении γ -квантами ^{60}Co (температура облучения 195, 273, 330 К) зонных кристаллов кремния с равновесной концентрацией электронов $n_0 = (1.3 \div 80) \cdot 10^{12}$ и дырок $p_0 = (5 \div 30) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Показано, что в высокоомных кристаллах n -типа с $n_0 < 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в отличие от кремния p -типа и n -кремния с $n_0 > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ начальная скорость удаления носителей заряда существенно зависит от температуры облучения. Полученные экспериментальные результаты объясняются одновременным изменением степени заполнения уровня E -центра и скорости его введения при изменении положения уровня Ферми. Последнее происходит за счет изменения вероятности аннигиляции пар Френкеля в зависимости от зарядового состояния вакансии (V) и междоузельного атома кремния (I), которое определяется положением уровня Ферми и зависит от температуры облучения. Проведенный расчет радиусов захвата V и I при их различных зарядовых состояниях подтвердил полученные экспериментально результаты и сделанное предположение о наличии вблизи середины запрещенной зоны уровней, разделяющих состояния I^0/I^{++} и I^-/I^0 .

Влияние температуры облучения (T) на эффективность образования дефектов в кремнии изучалось в ряде работ [1-5]. Было показано, что экспериментально наблюдаются как увеличение эффективности введения (η) радиационных дефектов (РД), так и уменьшение η с ростом T . Изменение η с температурой облучения связывают, как правило, с влиянием первичных процессов аннигиляции и разделения пар Френкеля на образование устойчивых комплексов РД [3, 4], хотя имеется и другая точка зрения [1] о доминирующей роли в накоплении РД вторичных процессов. В данной работе представлены результаты исследований особенностей образования РД при γ -облучении высокоомных кристаллов кремния. Эти особенности объясняются зависимостью вероятности аннигиляции генетических пар Френкеля от зарядового состояния вакансии (V) и междоузельного атома (I) кремния.

Исследовались кристаллы кремния n - и p -типа, выращенные методом зонной плавки с примерно одинаковым содержанием ($\leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) фоновых (кислород, углерод) примесей. Их удельное сопротивление составляло $(1 \div 30) \cdot 10^2$ (n -тип) и $(6 \div 80) \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (p -тип). Концентрация фосфора в n -Si и бора в p -Si была соответственно $(1.5 \div 80) \cdot 10^{12}$ и $(1 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации $k_n = 0.1 - 0.3$ и $k_p = 0.5 - 0.7$. Образцы облучались γ -квантами ^{60}Co при температурах 195, 273 и 323 К. Плотность потока γ -квантов составляла $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Экспериментальные результаты получены из измерений температурных зависимостей коэффициента Холла.

Из анализа дозовых зависимостей концентрации электронов и дырок (n и p) для исследованных кристаллов различной степени легирования были рассчитаны начальные скорости удаления электронов из зоны проводимости (δn) и введения дырок (δp) в валентную зону. В высокоомном, как правило, сильно компенсированном фосфором p -Si с ростом потока Φ γ -квантов наблюдается увеличение концентрации дырок [5, 6]. На рис. 1 представлены зависимости δn в n -Si (кривые 1-3) и δp в p -Si (кривые 1'-3') от исходной концентрации носителей заряда (n_0 , p_0) при $T=300 \text{ К}$ в кристаллах, облученных при раз-

личных температурах. Видно, что δp и δn в Si с $n_0 > 10^{13} \text{ см}^{-3}$ практически постоянны при фиксированной температуре облучения и слабо зависят от нее. В отличие от этого в n -Si с $n_0 < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ наблюдается сильная зависимость δn от n_0 , причем наибольшие различия в δn при изменении n_0 от $2 \cdot 10^{12}$ до $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ имеют место при $T_{\text{обл}} = 323 \text{ К}$ (кривая 3). С уменьшением $T_{\text{обл}}$, разница в δn между кристаллами с $n_0 = 2 \cdot 10^{12}$ и $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ уменьшается (кривые 1, 2).

Предполагая, что основными РД, вызывающими начальные изменения концентрации носителей заряда при $T_{\text{назм}} = 300 \text{ К}$ в высокоомных зонных кристаллах кремния n - и p -типа при γ -облучении, являются E -центры,¹ представленные на рис. 1 результаты можно объяснить изменением скорости введения E -центров при изменении n_0 , p_0 и $T_{\text{обл}}$. Характерно, что только изменением зарядового

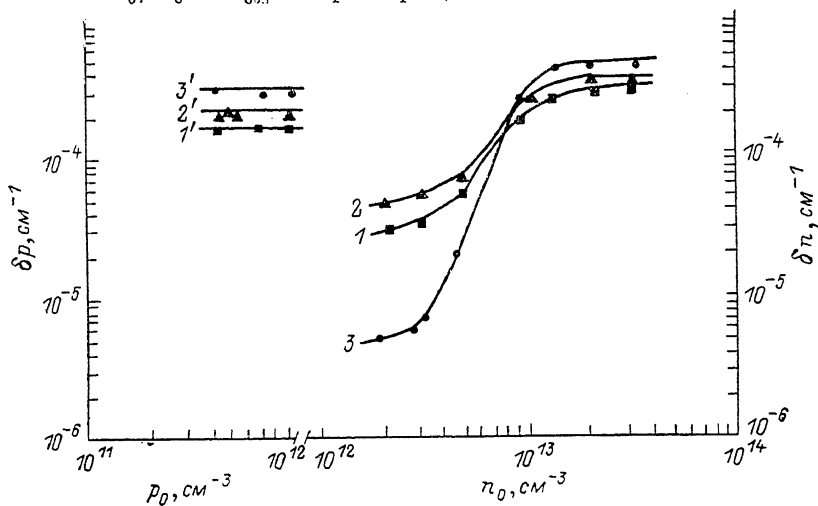


Рис. 1. Зависимости δn (1—3) и δp (1'—3') от n_0 , p_0 при $T_{\text{назм}} = 300 \text{ К}$ в кремнии, облученном при различных температурах.

$T_{\text{обл}}$, К: 1, 1' — 195; 2, 2' — 273; 3, 3' — 323.

состояния E -центров и степени заполнения их уровня (при изменении n_0 и $T_{\text{обл}}$) нельзя объяснить наблюдаемые экспериментально зависимости δn от n_0 (рис. 1). Поэтому резкое уменьшение начальной скорости удаления носителей заряда и скорости введения E -центров в кристаллах с $n_0 < 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ может быть обусловлено еще и изменением вероятности аннигиляции генетических пар Френкеля в зависимости от зарядового состояния V и I , которое определяется положением уровня Ферми (E_F).

Согласно современным представлениям [7-9], V и I в Si образуют системы с отрицательной корреляционной энергией, и в равновесных условиях состояния V^+ и I^+ метастабильны, а энергетические уровни, разделяющие состояния V^-/V^0 и I^0/I^{++} , расположены вблизи середины запрещенной зоны, хотя точное их положение неизвестно. В рамках рассматриваемых представлений корректное объяснение полученных зависимостей δn и δp от n_0 , p_0 может быть дано, если изменение E_F при облучении в интервале E_F от $E_c - 0.35$ до $E_c - 0.54$ эВ приводит к перезарядке обеих компонент пары Френкеля. Характерно, что при смещении E_F от $E_c - 0.35$ эВ к середине запрещенной зоны и затем в нижнюю половину запрещенной зоны к $E_v + 0.40$ эВ должна происходить вначале перезарядка $I^0 \rightarrow I^{++}$, а затем — $V^- \rightarrow V^0$. Лишь в этом случае из-за наличия кулоновского потенциала притяжения будет возможна интенсивная прямая аннигиляция V^- и I^{++} , приводящая к резкому уменьшению концентрации вакансий, а следовательно, и скорости образования E -центров и δn , наблю-

¹ Образующиеся при γ -облучении РД с более мелкими уровнями ($\leq E_c - 0.17$ эВ) не влияют на изменение n (т. е. δn) при $T_{\text{назм}} = 300 \text{ К}$ в исследуемых высокоомных кристаллах ($E_F > E_c - 0.30$ эВ).

даемым на опыте. Уменьшение $T_{обл}$ приводит в n -Si к смещению E_F при облучении к s -зоне и перезарядке одной из компонент пары Френкеля, а именно междоузельного атома кремния, т. е. $I^{++} \rightarrow I^0$. Тогда эффективность аннигиляции I^0 с V^- уменьшится по сравнению со случаем I^{++} и V^- , что имело место в кристаллах с $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $T_{обл} = 323 \text{ К}$. Это вызывает увеличение скорости введения E -центров при $T_{обл} = 194$ и 273 К по сравнению с $T_{обл} = 323 \text{ К}$ и наблюдаемый экспериментально рост δn в кристаллах с $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1).

Проводился расчет радиусов захвата (r) вакансий и междоузельных атомов кремния при их различных зарядовых состояниях. Предполагалось [3, 10], что подвижные при температуре облучения компоненты пар Френкеля, находящиеся в противоположных зарядовых состояниях, аннигилируют, если их энергия в электрическом поле не меньше тепловой энергии, т. е.

$$\frac{Z_I Z_V e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \geq kT, \quad (1)$$

где Z_V, Z_I — зарядовые состояния V и I , $r_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / e^2 n}$ — дебаевский радиус экранирования,

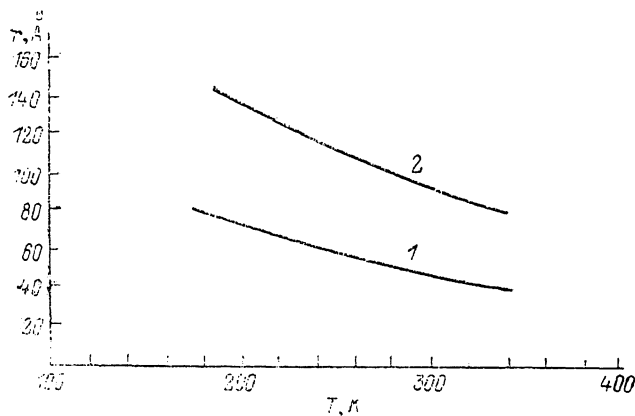


Рис. 2. Зависимости радиусов захвата V и I от температуры облучения при различных зарядовых состояниях.

$Z_I Z_V$: 1 — 1, 2 — 2.

На рис. 2 приведены зависимости r от $T_{обл}$ для $Z_I Z_V = 1$ (кривая 1) и $Z_I Z_V = 2$ (2), рассчитанные из формулы (1) для $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Анализ показывает, что если зарядовые состояния V и I не меняются, то радиусы их захвата в интервале $T = 194 - 323 \text{ К}$ изменяются менее чем в 2 раза. Такое же слабое изменение δn и δp (т. е. скоростей введения E^0 - и E^- -центров) имеет место в эксперименте в материалах p -типа (E -центр нейтрален) и n -типа с $n_0 > 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (E -центр отрицателен) (рис. 1). Это подтверждает отсутствие перезарядки компонент пары Френкеля в этих материалах при γ -облучении в интервале $T_{обл} = 194 - 323 \text{ К}$. При изменении зарядового состояния V или I с 2 до 0 радиусы их захвата изменяются примерно на порядок, если считать, что r для $Z_I Z_V = 0$ определяется межатомным расстоянием [11]. В эксперименте в материалах с $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при уменьшении температуры облучения имеет место такое же сильное изменение δn . Этот результат может быть объяснен тем, что уменьшение температуры облучения приводит к изменению E_F в области перезарядки междоузельного атома кремния и $I^{++} \rightarrow I^0$. Это вызывает уменьшение эффективности аннигиляции I^0 с V^- за счет уменьшения их радиуса захвата и приводит к наблюдаемому в эксперименте росту δn . Таким образом, полученные результаты по влиянию температуры облучения и оценки радиусов захвата V и I подтверждают сделанные в работе [12] предположения о наличии в середине запрещенной зоны уровней, разделяющих состояния I^0/I^{++} в области $E_c - 0.44 \text{ эВ}$ и V^-/V^0 в области $E_c - (0.47 - 0.54) \text{ эВ}$.

Список литературы

- [1] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [2] Милевский Л. С., Пагава Т. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 7. С. 1287—1291.
- [3] Войцеховский А. И., Крайчинский Н. А., Мизрухин Л. В., Шаховцов В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 17. С. 1029—1032.
- [4] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [5] Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев, 1974. 200 с.
- [6] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В., Шуша В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1894—1897.
- [7] Watkins G. D., Troxell J. R. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. N 9. P. 593—595.
- [8] Pantelides S. T., Oshiyama A., Car R., Kelly P. J. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 2260—2262.
- [9] Bar-Yam Y., Joannopoulos J. D. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 2216—2218.
- [10] Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Осташко Н. И., Шаховцов В. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 12. С. 2202—2204.
- [11] Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ДАН СССР. 1986. Т. 227. В. 6. С. 1323—1326.
- [12] Лугаков П. Ф., Лукашевич Т. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2247—2248.

Белорусский политехнический
институт
Минск

Получена 18.11.1988
Принята к печати 24.01.1989