

РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТАХ В БЕЗДИСЛОКАЦИОННОМ n -КРЕМНИИ, ПОЛУЧЕННОМ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

© Л.А.Казакевич, П.Ф.Лугаков

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко,
220064 Минск, Белоруссия
Белорусский аграрный технический университет,
220608 Минск, Белоруссия
(Получена 6 июня 1995 г. Принята к печати 28 июля 1995 г.)

Исследованы особенности рекомбинации носителей заряда на радиационных дефектах в бездислокационном n -кремнии, выращенном методом зонной плавки, обусловленные наличием в объеме кристалла ростовых нарушений, создающих деформационные напряжения. Результаты объясняются в предположении образования при облучении скоплений E -центров, что приводит к появлению потенциальных барьеров и увеличению эффективного сечения захвата неосновных носителей заряда E -центрами.

Бездислокационные кристаллы кремния содержат ростовые микродефекты различных типов (в том числе не выявляемые селективным травлением включения), создающие деформационные напряжения в кристаллической решетке [1-4]. Присутствие таких нарушений приводит к ряду особенностей в процессах накопления и отжига радиационных дефектов (РД) [4-6]. Однако сведения о их влиянии на рекомбинацию носителей заряда в облученном кремнии крайне ограничены, что и определило цель данной работы.

Исследования проводились на полученных методом зонной плавки в атмосфере аргона бездислокационных монокристаллах кремния n -типа проводимости с исходным удельным сопротивлением $\rho = 100 \div 200 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, в которых селективным травлением ростовые микродефекты не были выявлены. В качестве контрольного использовался кремний с таким же ρ , выращенный в вакууме и содержащий ростовые дислокации (в концентрации $N_D = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$). Облучение образцов осуществлялось γ -квантами ^{60}Co при температуре $T_{\text{irr}} \leq 50^\circ\text{C}$. На различных этапах облучения измерялись температурные и инжекционные зависимости времени жизни τ носителей заряда с помощью

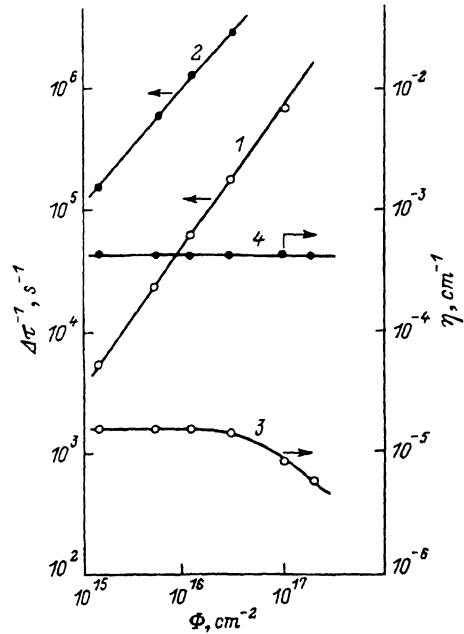


Рис. 1. Дозовые зависимости величины $\Delta\tau^{-1}$ (1, 2) и скорости образования E -центров η (3, 4) в бездислокационных (1, 3) и контрольных (2, 4) кристаллах.

$T_m = 300$ К; $\Delta n/n_0 = 5 \cdot 10^{-3}$.

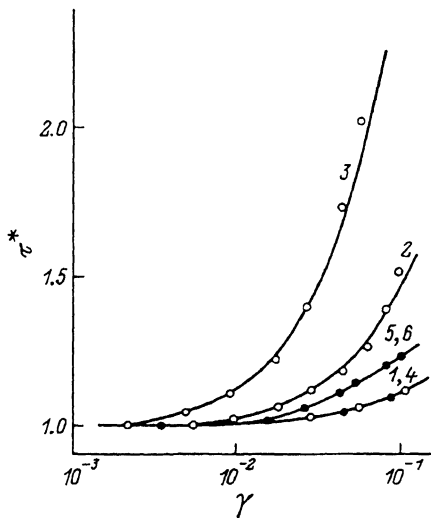


Рис. 2. Инжекционные зависимости времени жизни носителей заряда в бездислокационных (1-3) и контрольных (4-6) кристаллах.

$T_m = 300$ К; Φ , см^2 : 1, 4 — 0; 2, 5 — $1.5 \cdot 10^{15}$; 3, 6 — $3 \cdot 10^{16}$.

фотомагнитоэлектрического эффекта и методом модуляции проводимости в точечном контакте. На этих же образцах проводились измерения коэффициента Холла.

Из анализа полученных результатов следует, что основными РД, ответственными за радиационное изменение τ и компенсацию материала при температуре измерений $T_m = 300$ К, являются E -центры с энергетическим уровнем $E_c - 0.43$ эВ. На рис. 1 (кривые 1, 2) показаны дозовые зависимости величины $\Delta\tau^{-1} = \tau_\Phi^{-1} - \tau_i^{-1}$ (τ_i, τ_Φ — значения времени жизни в исходных кристаллах и после облучения дозой Φ). Как видно, в контрольном кремнии наблюдается линейная зависимость $\Delta\tau^{-1}$ от Φ , тогда как для исследуемого материала характерно суперлинейное изменение $\Delta\tau^{-1}$ при увеличении интегрального потока γ -квантов. На этом же рисунке (кривые 3, 4) приведены полученные из холловских измерений данные об эффективности введения E -центров. Обращает на себя внимание следующий факт. Скорость $\eta = N/\Phi$ образования E -центров (N — концентрация дефектов) в исследуемых кристаллах гораздо меньше, чем в контрольных [5], и уменьшается с ростом Φ , а в контрольных образцах η остается практически постоянной при всех значениях Φ .

На основании результатов, приведенных на рис. 1, в рамках модели Холла-Шокли-Рида [7, 8] был проведен расчет сечений захвата σ_p дырок на уровне E -центров, из которого следует, что для кристаллов

контрольного кремния $\sigma_p = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2}$ и не зависит от Φ . В исследуемых бездислокационных кристаллах на начальных этапах облучения σ_p имеет примерно такое же значение, но с увеличением интегрального потока γ -квантов возрастает (примерно в $4 \div 5$ раз при $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ по сравнению со значением, соответствующим $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$).

На рис. 2 приведены инжекционные зависимости τ , измеренные при $T_m = 300 \text{ К}$ до и после облучения различными интегральными потоками γ -квантов. Здесь $\gamma = \Delta n/n_0$ — уровень инжекции носителей заряда, $\tau^* = \tau_\gamma/\tau_0$ — относительная величина, где τ_γ , τ_0 — значения времени жизни носителей заряда при произвольном уровне инжекции носителей заряда и при $\gamma \rightarrow 0$ соответственно, а Δn , n_0 — концентрации избыточных и равновесных носителей заряда. Отметим, что в увеличении Φ в исследуемых кристаллах чувствительность τ^* к уровню инжекции носителей заряда растет (точки 2, 3), а в контрольных дислокационных (точки 5, 6) практически не изменяется при используемых значениях Φ .

Наблюдаемые особенности в процессах рекомбинации носителей заряда в облученных бездислокационных кристаллах, полученных зонной плавкой в атмосфере аргона, можно связать с наличием в их объеме не выявляемых селективным травлением ростовых нарушений (мелких включений межузельного типа) [4], окруженных примесной атмосферой и создающих в кристаллической решетке анизотропные поля упругих напряжений, под воздействием которых к ним мигрируют первичные РД, где они участвуют в образовании рекомбинационно активных и компенсирующих комплексов. В результате на начальных этапах облучения E -центры накапливаются преимущественно в ближайшем окружении включений и распределение их в объеме кристалла оказывается неравномерным, а из-за локализации электрически активных центров в ограниченной области кристалла появляются потенциальные барьеры ψ для неосновных носителей заряда. Поэтому для описания рекомбинационных процессов в этом случае наиболее оправданным будет использование моделей, учитывающих наличие потенциальных барьеров ψ [9–11]. При такой ситуации сечение захвата дырок на уровне E -центров, сосредоточенных вблизи включений в локальной области кристалла, будет эффективным, т.е. $\sigma_p^* = \sigma_p \exp(\psi/kT)$ [10,11]. С ростом Φ концентрация E -центров вблизи включений увеличивается, они формируют более плотные кластеры РД (E -центров), что ведет к возрастанию заряда и, соответственно, к возрастанию величины потенциального барьера ψ . Это в свою очередь приводит к увеличению σ_p^* , а тем самым и к наблюдаемой на опыте суперлинейной зависимости $\Delta\tau^{-1}$ от Φ . Оценки показывают, что при $\Phi = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ величина потенциального барьера достигает значения $\psi \approx 0.03 \text{ эВ}$, а когда $\Phi = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, то $\psi \approx 0.05 \text{ эВ}$.

С учетом изложенных соображений представляется возможным объяснить инжекционные зависимости τ (рис. 2). Так, увеличение ψ приводит к росту асимметрии сечений захвата основных и неосновных носителей заряда на уровне РД [11], а это обуславливает более сильную зависимость τ^* от γ . В соответствии с моделью [10,11], учитывающей наличие окружающих кластеры РД потенциальных барьеров ψ , были выполнены расчеты инжекционных зависимостей τ , изображенные на рис. 2 сплошными линиями (кривые 1–3 для исследуемых

бездислокационных кристаллов). Как оказалось, результаты эксперимента (точки) удовлетворительно совпадают с расчетом при значении $\psi \approx 0.03$ эВ ($\Phi = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻²), которое было получено при анализе дозовых зависимостей $\Delta\tau^{-1}$.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать заключение о возможности формирования кластеров *E*-центров при облучении кремния, содержащего ростовые структурные нарушения, которые создают поля упругих напряжений. Это приводит к наблюдаемому на опыте суперлинейному изменению $\Delta\tau^{-1}$ и особенностям рекомбинации носителей заряда, связанным с увеличением эффективного сечения захвата дырок на уровне *E*-центров из-за наличия потенциальных барьеров.

Список литературы

- [1] К. Рейви. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии* (М., 1984).
- [2] А.Р. Ситникова, Л.М. Сорокин, И.Е. Таланин, К.Л. Малышев, Э.Г. Шейхет, Э.С. Фалькевич. *ФТТ*, **28**, 1829 (1986).
- [3] С. Junichi. In: *Defects and Prop. Semicond.: Def. Eng. Symp. Def. Qual. Semicond.* (Tokyo, 1987), p. 143.
- [4] I.I. Kolkovskii, P.F. Lugakov, V.V. Shusha. *Phys. St. Sol. (a)*, **127**, 103 (1991).
- [5] Л.А. Казакевич, П.Ф. Лугаков. *ФТП*, **25**, 110 (1991).
- [6] Л.А. Казакевич, П.Ф. Лугаков. *ФТП*, **26**, 1142 (1992).
- [7] R.N. Hall. *Phys. Rev.*, **87**, 387 (1952).
- [8] W Shockley, W.Read. *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
- [9] Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин. *Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий*. (М., 1971).
- [10] O.L. Curtis. *J. Appl. Phys.*, **39**, 3109 (1968).
- [11] П.Ф. Лугаков, В.В. Шуша. *ФТП*, **13**, 1739 (1979).

Редактор Л.В. Шаронова

Charge carrier recombination at radiation defects in a dislocation-free float-zone *n*-Si

L.A.Kazakevich, P.F.Lugakov

A.N.Shevchenko Scientific-Research Institute for Applied Physics Problems,
220064 Minsk, Belarus
Belarussian Agrarian Technical University, 220608 Minsk, Belarus

A study has been made of peculiarities of charge-carrier recombination at radiation defects in a dislocation-free float-zone *n*-Si. The peculiarities are considered to be a result of the presence of grown-in damages in the bulk of the crystal which are sources of stress fields. Results obtained are explained in terms of formation of *E*-centre agglomerations during the irradiation that lead to the arising of potential barriers and increasing of the effective cross-section of the minority carrier capture by *E*-centers.