

- [4] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
 [5] Baber N., Grimmeiss H. G., Kleverman M., Omling P. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 7. P. 2853—2857.
 [6] Samara G. A., Barnes C. E. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 16. P. 2069—2072.
 [7] Samara G. A., Barnes C. E. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 14. P. 7575—7584.
 [8] Jautsch W., Wüstel K., Kumagai O., Vogl P. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5515.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград
 Физический институт ЧСАН
 Прага

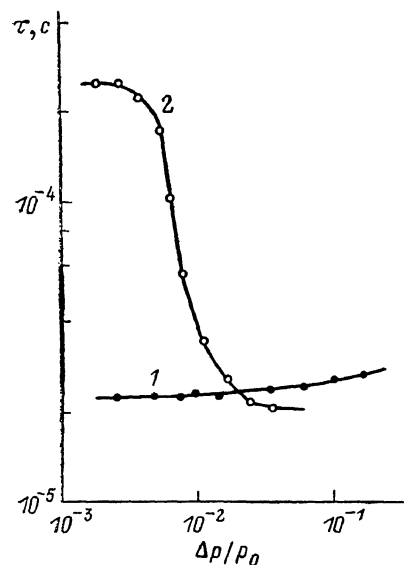
Получено 28.07.1988
 Принято к печати 17.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ДИСЛОКАЦИЯХ И РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТАХ В p -Si

Казакевич Л. А., Лугаков П. Ф., Филиппов И. М.

Дислокации в кремнии создают деформационные поля, под воздействием которых к ним мигрируют генерируемые облучением вакансии и междоузельные атомы, а вокруг дислокаций возникает потенциальный барьер для неравновесных носителей заряда (ННЗ), что изменяет условия их рекомбинации на равномерно распределенных в матрице кристалла точечных дефектах [1-3]. В данной работе изучались процессы рекомбинации ННЗ в облученном дислокационном p -Si.



Исследования проводились на монокристаллах кремния p -типа ($\rho = 20 \div 1500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), выращенных бестигельной зонной плавкой (зонные) и по методу Чохральского (тигельные). Дислокации вводились при пластической деформации четырехпопным изгибом ($T_{\text{деф}} = 750^\circ \text{C}$) с последующим медленным (скорость $\leq 0.3^\circ \text{C}/\text{c}$) охлаждением образцов. Плотность дислокаций (N_D) в них контролировалась по подсчету ямок травления. Облучение исходных ($N_D \leq 1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$) и дислокационных ($N_D > 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$) кристаллов осуществлялось γ -квантами ^{60}Co ($T_{\text{обл}} \leq$

Рис. 1. Инжекционные зависимости времени жизни носителей заряда в зонном кремнии.

$N_D, \text{см}^{-2}$: 1 — $1 \cdot 10^3$, 2 — $4 \cdot 10^5$.

$\leq 50^\circ \text{C}$). Экспериментальные результаты получены из измерений ($T_{\text{изм}} = 300 \text{ K}$) времени жизни (τ) неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости в точечном контакте.

На рис. 1 показано изменение τ в исходных и дислокационных зонных кристаллах ($\rho \approx 1000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при увеличении уровня инжекции ($\Delta p/p_0$) носителей заряда. Качественно аналогичные зависимости τ имеют место и в тигельном кремнии, но влияние дислокаций здесь проявляется слабее. Как видно, при $\Delta p/p_0 \leq 1 \cdot 10^{-2}$ в дислокационном p -кремнии τ значительно (на порядок и более) выше, чем в исходном, а при $\Delta p/p_0 > 2 \cdot 10^{-2}$ τ близко к его значению в бездислокационном кремнии. Кроме того, с ростом уровня инжекции ННЗ τ в исходных кристаллах несколько увеличивается, а в дислокационных — резко уменьшается. Полученные результаты не удается описать в рамках известной

статистики Холла—Шокли—Рида [4]. Поэтому процессы рекомбинации ННЗ в дислокационном p -кремнии попытаемся интерпретировать с учетом наличия у дислокаций областей пространственного заряда, создающих потенциальные барьеры и ямы для дырок и электронов [5], что приводит к пространственному разделению ННЗ и изменению скорости их рекомбинации. При увеличении N_D из-за усложнения дислокационной структуры кремния возрастают величина потенциального барьера ψ для основных носителей заряда, а следовательно, и время жизни ННЗ, так как $\tau \sim \exp(\psi/kT)$ [5]. С ростом $\Delta p/p_0$ заряд дислокаций несколько компенсируется неосновными носителями, в результате чего ψ уменьшается, а скорость рекомбинации ННЗ увеличивается. Поэтому на опыте в дислокационном кремнии и наблюдается резкое уменьшение τ при увеличении $\Delta p/p_0$. Следует отметить, что ψ уменьшается и при нейтрализации разорванных связей дислокаций атомами технологических примесей, в первую очередь кислородом, составляющим основу примесной атмосферы дислокаций [6].

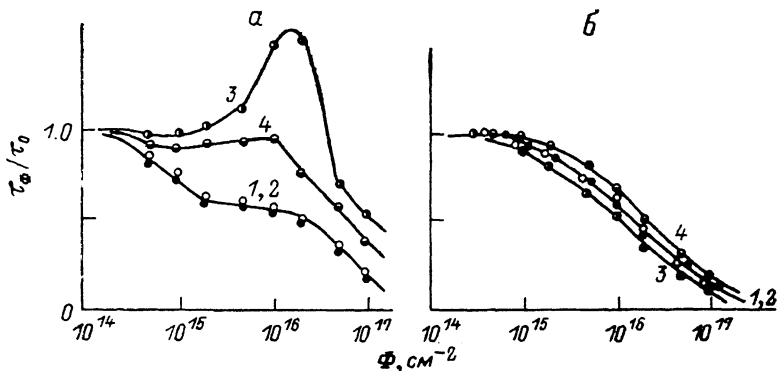


Рис. 2. Дозовые зависимости времени жизни носителей заряда в зонном (а) и тигельном (б) кремнии.

$N_D, \text{см}^{-2}$: 1, 2 — $1 \cdot 10^5$, 3, 4 — $4 \cdot 10^6$. $\Delta p/p_0$: 1, 3 — $3 \cdot 10^{-3}$, 2, 4 — $3 \cdot 10^{-2}$.

В силу этого в тигельных кристаллах τ слабее (по сравнению с зонными) изменяется при увеличении N_D , и в дислокационном кремнии с повышенной концентрацией кислорода имеют место более слабые инжекционные зависимости τ .

При облучении кристаллов кремния γ -квантами ^{60}Co образуются рекомбинационно активные точечные радиационные дефекты (РД), с накоплением которых связаны наблюдаемые на опыте (рис. 2) изменения τ по мере увеличения потока частиц. Отметим следующие факты. 1) В зонном кремнии при увеличении интегрального потока облучения до $\Phi \approx 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ τ уменьшается, затем не изменяется (исходный кремний) либо возрастает (дислокационные кристаллы), а при $\Phi \geq 2 \cdot 10^{16} \text{см}^{-2}$ независимо от плотности дислокаций τ уменьшается (рис. 2, а). В тигельном кремнии во всем исследованном интервале потоков γ -квантов имеет место монотонное уменьшение τ (рис. 2, б). 2) В исходных кристаллах практически отсутствует влияние уровня инжекции ННЗ на степень деградации τ с ростом Φ (рис. 2, кривые 1, 2), а в дислокационном материале характер дозовых зависимостей τ изменяется с ростом $\Delta p/p_0$ (кривые 3, 4). 3) Увеличение N_D от $1 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^7 \text{см}^{-2}$ приводит в зонном кремнии, как следует из анализа дозовых зависимостей τ , к резкому (до 2—3 порядков) уменьшению коэффициента $K_{\tau} = (\tau_{\Phi}^{-1} - \tau_0^{-1})/\Phi$ (τ_0, τ_{Φ} — значения τ до и после облучения) при сравнительно низком ($\Delta p/p_0 \leq 3 \cdot 10^{-3}$) уровне инжекции ННЗ, тогда как при более высоком ($\Delta p/p_0 \geq 3 \cdot 10^{-2}$) K_{τ} уменьшается лишь в 3—4 раза. В тигельном же материале с ростом плотности дислокаций K_{τ} незначительно уменьшается при $\Delta p/p_0 \leq 3 \cdot 10^{-3}$ и увеличивается примерно в 2 раза, если $\Delta p/p_0 \geq 3 \cdot 10^{-2}$.

На основании выполненных экспериментов по исследованию энергетического спектра уровней РД, их температурной устойчивости и имеющихся литературных данных [7—9] сделано заключение, что в зонных кристаллах p -кремния на начальных потоках облучения γ -квантами ($\Phi \leq 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$) изменение τ об-

условлено рекомбинацией ННЗ на E -центрах (уровень $E_c - 0.43$ эВ), а при $\Phi > > 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ — через уровень $E_v + 0.30$ эВ междуузельного углерода. В облученном тигельном p -кремнии основными рекомбинационными центрами являются комплексы углерод—кислород—дивакансия ($E_v + 0.35$ эВ). Рекомбинацией ННЗ на этих РД в рамках статистики Холла—Шокли—Рида [4] удовлетворительно описывается радиационное изменение τ в бездислокационных кристаллах. Однако при $N_D > 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ необходимо учитывать тот факт, что дислокации создают потенциальные барьеры ψ и имеет место изменение условий рекомбинации ННЗ на точечных РД [3], как образующихся при облучении в матрице кристалла (E -центры и междуузельный углерод), так и накапливающихся вблизи дислокаций (комплексы углерод—кислород—дивакансия) [10]. В таком случае $K_r \sim \eta \exp(-\psi/kT)$ (η — скорость введения РД при облучении) [3]. При увеличении N_D из-за усложнения дислокационной структуры кремния возрастают заряд дислокаций и величина создаваемого ими потенциального барьера, в силу чего K_r уменьшается. Физически это объясняется следующим образом. В дислокационном кремнии неравновесные электроны скапливаются вблизи дислокаций в потенциальных ямах, а с ростом ψ увеличивается доля захваченных дислокациями электронов и их концентрация в матрице кристалла уменьшается. Это приводит к уменьшению скоростей рекомбинации ННЗ на E -центрах и междуузельном углероде в матрице кристалла и на комплексах углерод—кислород—дивакансия вблизи дислокаций, а тем самым обуславливает значительное уменьшение K_r с ростом N_D . При увеличении уровня инжекции ННЗ, когда имеют место компенсации заряда дислокаций неравновесными носителями и уменьшение потенциального барьера ($\psi \rightarrow 0$), зависимость K_r от N_D становится более слабой. В этом случае изменение K_r с ростом N_D в основном определяется уменьшением скоростей образования E -центров и междуузельного углерода в зонном кремнии и увеличением скорости введения комплексов углерод—кислород—дивакансия в тигельном кремнии [10].

Следует отметить, что наблюдаемое при низком уровне инжекции носителей заряда в зонном дислокационном кремнии увеличение τ с ростом Φ (рис. 2, а, кривая 3) обусловлено изменением парциального времени жизни ННЗ по отношению к их рекомбинации на дислокациях. Действительно, генерируемые облучением вакансии и междуузельные атомы эффективно взаимодействуют с дислокациями [2], в силу чего возможна перестройка как примесной атмосферы дислокаций, так и их ядра. Последнее не исключает возможности увеличения потенциального барьера дислокаций, а значит, и времени жизни ННЗ. Так как в тигельных кристаллах (по сравнению с зонными) дислокации имеют более насыщенную примесную (преимущественно кислородную) атмосферу [6], в них первичные РД участвуют в комплексообразовании в основном вблизи дислокаций [10]. Структура ядра при этом практически не изменяется, и в эксперименте в таком материале увеличения τ с ростом Φ не наблюдается (рис. 2, б, кривая 3). В зонных же кристаллах первичные РД практически не имеют возможности образовывать комплексы вблизи дислокаций из-за малой концентрации в их атмосфере примесей. Поэтому созданные облучением вакансии и междуузельные атомы исчезают преимущественно на дислокациях [10], что приводит к изменению структуры ядра (его реконструкции), увеличению заряда дислокаций и величины ψ . Можно предположить, что определяющую роль в изменении структуры ядра дислокаций играет захват ими вакансий, так как для междуузельных атомов в зонном кремнии имеется достаточно других стоков (атомов узлового углерода и бора), а стоки для вакансий (атомы фосфора и кислорода) [11] истощаются раньше.

Таким образом, результаты выполненных исследований показывают, что наличие в кристаллах дислокаций и создаваемого ими потенциального барьера уменьшает эффективность рекомбинации ННЗ на вводимых при облучении РД. С другой стороны, в процессе облучения изменяется и рекомбинационная активность самих дислокаций из-за взаимодействия с ними первичных РД и перестройки дислокационной структуры.

- [1] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974. 464 с.
 [2] Любов Б. Я., Власов Н. М. // ФММ. 1979. Т. 47. В. 1. С. 140—157.
 [3] Lugakov P. F., Shusha V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 86. N 2. P. 309—312.
 [4] Hall R. N. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 2. P. 387—388. Shockley W., Read W. // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 4. P. 835—842.
 [5] Казакевич Л. А., Лугаков П. Ф., Филиппов И. М., Шуша В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 767—770.
 [6] Еремюк В. Г., Никитенко В. П., Якимов Е. Б. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. В. 3. С. 1129—1139.
 [7] Watkins G. D., Corbett J. W. // Phys. Rev. 1964. V. 134A. N 5. P. 1359—1377.
 [8] Lee Y. H., Cheng L. J., Gerson J. D., Mooney P. M., Corbett J. W. // Sol. St. Commun. 1977. V. 2. N 1. P. 109—111.
 [9] Lee Y. H., Corbett J. W., Brower K. L. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 41. N 2. P. 637—647.
 [10] Kazakevich L. A., Lugakov P. F. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 71. N 1. P. 99—108.
 [11] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.

Научно-исследовательский институт
 прикладных физических проблем
 им. А. Н. Севченко БГУ им. В. И. Ленина
 Минск

Получено 6.09.1988
 Принято к печати 17.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МЕТОДОМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ВАРИАНТАХ ТЕМПЕРАТУРНОГО И ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

Омельяновский Э. М., Поляков А. Я., Тишкин М. В.

Метод фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (ФЭРС [¹], в английской аббревиатуре OTCS [²], PITS [³]) в настоящее время широко используется для анализа спектра глубоких уровней в высокоомных полупроводниковых материалах (см., например, [⁴⁻⁷]). Идеологически метод близок к известному методу DLTS [⁸]: в нем изучается температурная зависимость времени релаксации фототока диода Шоттки (ФЭРС, OTCS) или фототока структуры с омическими контактами (PITS), для экспрессного получения спектра глубоких уровней строится, как и в DLTS, температурная зависимость разности значений релаксирующего фототока в момент времени t_1 и t_2 ($t_2 \gg t_1$). Измеряя несколько спектров с различными временными «окнами» t_1 [²] или записывая при различных температурах полные кривые релаксации и строя затем спектры с выбранными значениями t_1 [¹], можно определить энергию ионизации E_i и сечение захвата носителей σ из выражения [²]

$$1/t_1 = e_n(T_m) = N_c \sigma v_t \exp(-E_i/kT_m), \quad (1)$$

где T_m — температурное положение пика в спектре, N_c — эффективная плотность состояний (для определенности — в зоне проводимости), k — постоянная Больцмана, v_t — тепловая скорость.

Представляло интерес сравнить спектры, получаемые в методе ФЭРС в стандартном варианте, и спектры, получаемые при постоянной температуре за счет изменения частоты импульсов возбуждения, как это делается в методе DLTS (см., например, [⁹]). Изучение данного вопроса и служит предметом настоящего сообщения.