

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИОННОГО ТОКА В ОБЛУЧЕННЫХ α -ЧАСТИЦАМИ $p^+—n$ -ПЕРЕХОДАХ ИЗ ВЫСОКООМНОГО КРЕМНИЯ

Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Н. Б. Строкан

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 8.04.1992. Принята к печати 26.06.1992)

Исследовано изменение обратного тока диодов из высокоомного n -Si после облучения α -частицами и последующего изохронного отжига. Параметры радиационных дефектов измерялись методом DLTS с привлечением для обработки спектров математического моделирования. Установлена важная роль в формировании генерационного тока глубоких центров, связанных с междоузельным углеродом. Показана эффективность низкотемпературного отжига (150°C) для восстановления обратного-тока диода.

$p^+—n$ -переходы из высокоомного кремния являются основной структурой современных детекторов сильноионизирующих частиц (протонов, дейтронов, α -частиц, а также более тяжелых частиц или ионов). Как правило, это «мелкие» $p^+—n$ -переходы, выполненные по планарной технологии. Важным параметром, влияющим на качество детектора, является величина тока в режиме обратного смещения. Методы планарной технологии позволяют свести к минимуму токи утечки по периферии $p^+—n$ -перехода и реализовать в приборах обратный ток преимущественно генерационной природы. Условиям работы детектора неизбежно сопутствует радиационное воздействие регистрируемых частиц. Поэтому исследование генерационно-рекомбинационных процессов, стимулированных радиационными дефектами в области пространственного заряда $p^+—n$ -перехода, важно для прогнозирования характеристик прибора.

Целью настоящей работы является дифференциация вклада радиационных дефектов в величину обратного тока. Исследуется воздействие термического отжига при температурах $T_a = 150 \div 400^\circ\text{C}$ на спектр уровней и приводятся данные о перестройке дефектов, связанных с углеродом.

Эксперимент

В работе исследовались планарные $p^+—n$ -диоды с пассивированной периферией на основе Si, полученного зонной перекристаллизацией, изготовленные методом ионного легирования [1]. Концентрация примесей, определяемая по вольт-фарадным характеристикам, составляла $\approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что соответствует удельному сопротивлению $\approx 1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$. Облучение проводилось в вакууме при комнатной температуре источником α -частиц ^{244}Cm (энергия частиц $E = 5.5 \text{ МэВ}$) с использованием для защиты периферии $p^+—n$ -перехода диафрагмы. Отжиг образцов осуществлялся в воздушной атмосфере. Спектры глубоких уровней измерялись методом DLTS непосредственно после облучения (интервал времени не превышал $\sim 3 \text{ ч}$).

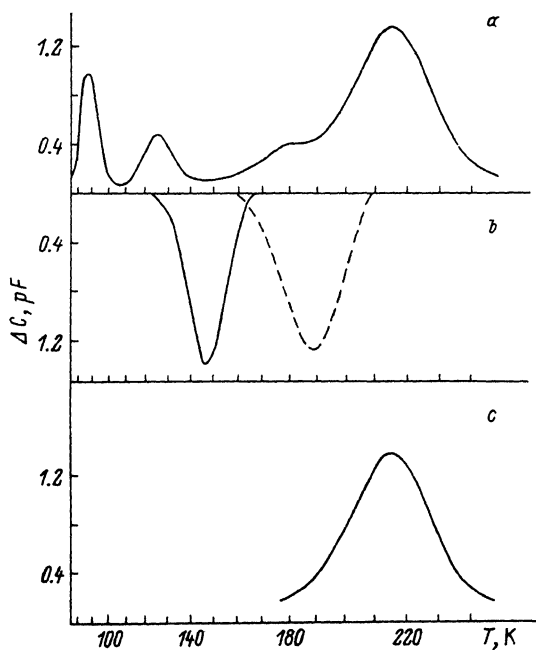


Рис. 1. Спектры сигнала DLTS диода, облученного α -частицами. Расположение уровней в запрещенной зоне: *a*, *c* — верхняя половина зоны; *b* — нижняя. Время заполнения: *a*, *b* — 20 мкс; *c* — 50 мкс. *b* — измерения в режиме инжекции; штриховая линия — результат отжига последовательно при 150 и 250°C по 30 мин.

Обсуждение структуры глубоких уровней

Спектры уровней радиационных дефектов в верхней и нижней половинах запрещенной зоны приведены на рис. 1. Система шести наблюдаемых уровней качественно коррелирует с данными работ [2-7]. Полученные нами из эксперимента параметры уровней сведены в табл. 1.

Таблица 1
Параметры глубоких уровней в Si после облучения α -частицами

Тип уровня	Энергия уровня, эВ	Сечение захвата $\sigma_n, \sigma_p, \text{см}^2$
E1	$E_c - 0.18$	$2 \cdot 10^{-14}$
E2	$E_c - 0.22$	$2 \cdot 10^{-16}$
E3	$E_c - 0.29$	$2 \cdot 10^{-17}$
E4	$E_c - 0.40$	$2 \cdot 10^{-16}$
H1	$E_v + 0.33$	$9 \cdot 10^{-14}$
H2	$E_v + 0.40$	$3 \cdot 10^{-14}$

Примечание. Для H1, H2 приведены значения σ_p , для остальных — σ_n .

1. Как отмечалось ранее [2], структуры спектров глубоких уровней, возникающих при облучении α -частицами и электронами с энергией порядка единиц МэВ, подобны. Поэтому в отношении их природы будем опираться на представления, развитые в многочисленных работах по облучению Si электронами. В со-

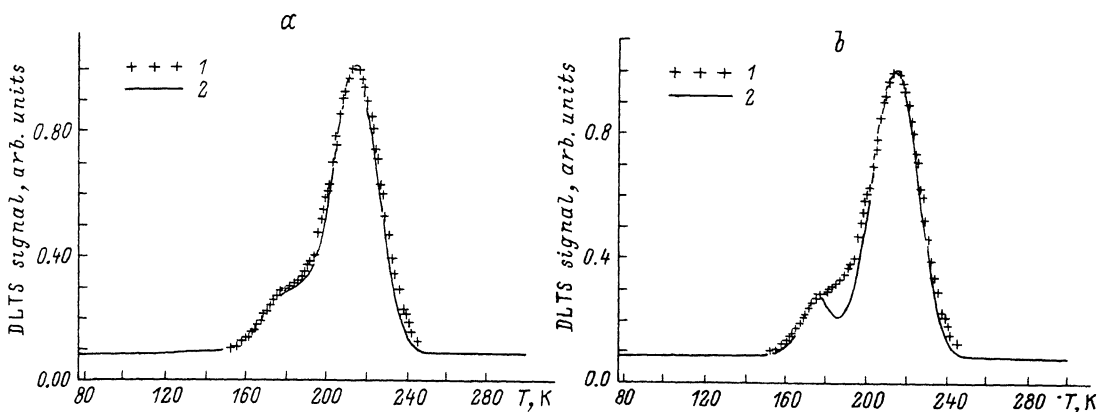


Рис. 2. Машинное моделирование спектров DLTS: 1 — эксперимент, 2 — расчет. Параметры уровней, использованные при расчете: *a* — $E_c = -0.29$ эВ и $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17}$ см² для E_3 , $E_c = -0.40$ эВ и $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16}$ см² для E_4 ; *b* — $E_c = -0.48$ эВ и $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-12}$ см² для E_3 , $E_c = -0.40$ эВ и $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16}$ см² для E_4 .

ответствии с ними три уровня в верхней половине запрещенной зоны E_1 (с энергией $E_c = -0.18$ эВ), E_2 ($E_c = -0.22$ эВ) и E_4 ($E_c = -0.40$ эВ) принадлежат комплексу вакансии—кислород (A -центр), двухзарядной (W^-) и однозарядной (W^-) дивакансиям соответственно.

2. Центр E_3 исследован значительно хуже по сравнению с E_1 , E_2 , E_4 в силу сложности выделения его в спектре DLTS, а также нестабильности при комнатной температуре. Действительно, более интенсивный и близко расположенный к E_3 пик однозарядной дивакансии E_4 искажает его форму и существенно снижает точность определения параметров традиционными методами обработки DLTS-спектров. Так, согласно [8], E_3 соответствует энергия $E_c = -0.3$ эВ при сечении захвата электрона $\sigma_n = (0.6 - 1.2) \cdot 10^{-17}$ см², тогда как в [9] для E_3 получены значения $E_c = -0.37$ эВ, $\sigma_n = 1.4 \cdot 10^{-14}$ см², а в [4] — $E_c = -0.48$ эВ и $\sigma_n = (1 - 15) \cdot 10^{-12}$ см².

Для определения энергии уровня E_3 в настоящей работе использовано машинное моделирование спектров DLTS в предположении суперпозиции уровней E_3 и E_4 при задании известных параметров уровня E_4 . Результаты подгонки формы модельного спектра к экспериментальному приведены на рис. 2, *a*. Полученные при этом параметры уровня E_3 — энергия $E_c = -0.29$ эВ и сечение захвата электрона $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17}$ см², близки к данным [8]. Для сравнения на рис. 2, *b* даны результаты обработки наших спектров при параметрах уровня E_3 согласно [4]. Наблюдается очевидное расхождение модельного и экспериментального спектров.

Дополнительным подтверждением полученных результатов служит сравнение постоянной времени заполнения уровня

$$\tau_f = [\gamma_n (n_c + n_1)]^{-1}$$

с длительностью импульса заполняющего напряжения Δt . Здесь γ_n — коэффициент захвата электронов, n_c и n_1 — значения концентрации электронов в зоне проводимости в равновесных условиях и при совпадении уровня Ферми с уровнем E_3 соответственно. Очевидно, что при $\tau_f > \Delta t$ сигнал DLTS от уровня E_3 будет падать. В эксперименте при $\Delta t = 50$ мкс и величине $\tau_f \approx 3$ мс, соответствующей $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17}$ см², пик E_3 исчезает. С другой стороны, оценка, выполненная для параметров E_3 ($\sigma_n = 1 \cdot 10^{-12}$ см²) из [4], дает значение $\tau_f \approx 6 \cdot 10^{-2}$ мкс, пред-

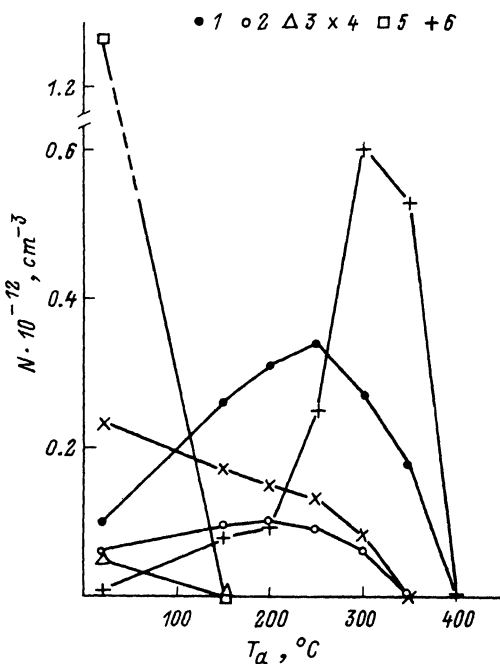


Рис. 3. Зависимость концентрации глубоких уровней от температуры изохронного отжига T_a . Номера кривых соответствуют уровням: 1 — E_1 , 2 — E_2 , 3 — E_3 , 4 — E_4 , 5 — H_1 , 6 — H_2 .

полагающее неизменность высоты пика, что однако противоречит эксперименту (рис. 1, с).

Ответственной за возникновение пика E_3 считается пара фосфор—междоузельный углерод [10]. Кроме того, можно высказать предположение о связи E_3 с дивакансией. Именно, в работе [11] приведены спектры DLTS диодов из n -Si, подвергнутых облучению электронами с энергией вблизи порога дефектообразования (270 кэВ). На этих спектрах отсутствуют не только пики E_2 и E_4 , связанные с дивакансией, но также и пик E_3 .

3. Что касается уровней в нижней половине запрещенной зоны H_1 (энергия $E_v+0.33$ эВ) и H_2 (энергия $E_v+0.40$ эВ), то однозначной интерпретации они не имеют. Согласно работам по электронному облучению Si и α -облучению p -Si

Таблица 2
 Параметры глубоких уровней в облученном α -частицами Si после изохронного отжига

Энергия уровня, эВ	Сечение захвата σ_n, σ_p , см ²	Температура возникновения уровня, °C
$E_c-0.17$	$2 \cdot 10^{-17}$	300
$E_c-0.40$	$8 \cdot 10^{-15}$	300
$E_c-0.29$	$2 \cdot 10^{-16}$	300
$E_c-0.36$	$2 \cdot 10^{-17}$	350
$E_c-0.33$	$1 \cdot 10^{-17}$	400
$E_v+0.43$	$1 \cdot 10^{-14}$	400

Примечание. Для последнего в таблице глубокого уровня приведено значение σ_p , для остальных — σ_n .

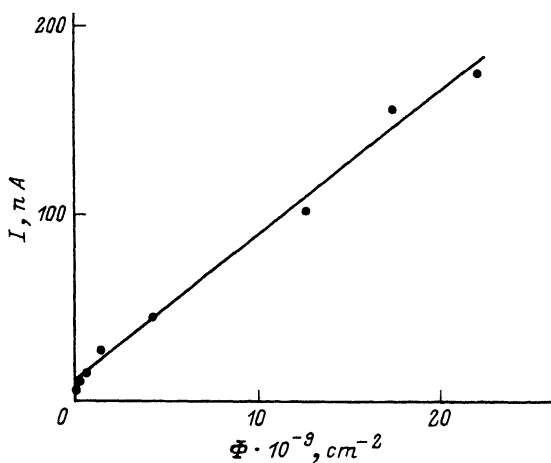


Рис. 4. Зависимость обратного тока диода от дозы облучения α -частицами. $V \approx 12.5$ В.

[^{8, 10-14}] в их структуру входит междуузельный углерод C_j . Важной особенностью этих центров является их низкая стабильность. Так, $H1$, обусловленный, согласно [^{8, 10}], атомами C_j , отжигается уже при комнатной температуре. При этом (см. рис. 3) увеличивается интенсивность пиков $H2$ и $E1$. Это обстоятельство указывает на сложную структуру пика $E1$, обычно приписываемого A -центру. По-видимому, он является суперпозицией проявления собственно A -центра ($E1^A$) и углеродосодержащего комплекса ($E1^C$) [^{10, 11}].

4. Параметры уровней, возникающих в результате воздействия на облученные α -частицами образцы изохронного отжига в температурном диапазоне 200—400 °С, приведены в табл. 2. Анализ результатов отжига позволяет уточнить природу центра $H2$. Наблюдаемая, согласно рис. 3, неэквивалентность возрастания содержания $E1$ и $H2$ при отжиге $H1$ противоречит модели [¹⁵], в которой $E1^C$ и $H2$ являются соответственно акцепторным и донорным уровнями комплекса C_j-C_s (C_s — атом углерода в узле решетки). На наш взгляд, более вероятной моделью $H2$ является кислородосодержащий дефект C_j-O_j , для которого корреляция с концентрацией кислорода в Si как раз и наблюдалась в [^{15, 16}].

Особенности вольт-амперных характеристик

1. Обратные ветви $p^+ - n$ -структур исследовались с целью выяснения влияния дефектов на обратный ток и возможности восстановления тока в процессе отжига. Наблюдалось линейное изменение тока от дозы облучения (Φ вплоть до $\Phi = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻²) (рис. 4). Это позволяет ввести коэффициент деградации тока α :

$$\Delta I_\Phi = \alpha \Phi \Omega.$$

Здесь ΔI_Φ — разность между током после облучения и исходным значением; Ω , см³ — подвергнутый облучению объем. Величина коэффициента α определялась нами для напряжения обратного смещения, соответствующего глубине обеднения ≈ 30 мкм, т. е. равного пробегу α -частицы с энергией 5.5 МэВ. Полученное значение $\alpha = 1.1 \cdot 10^{-14}$ А/см (при $V = 3$ В) превышает аналогичный параметр $(0.6 - 2.1) \cdot 10^{-16}$ А/см, определенный в [¹⁷] для нейтронов с энергией 4.5 МэВ. Превышение этой величины на два порядка при облучении α -частицами связано с большей плотностью радиационных дефектов и условиями измерения тока, когда в его величину вносят вклад все созданные дефекты.

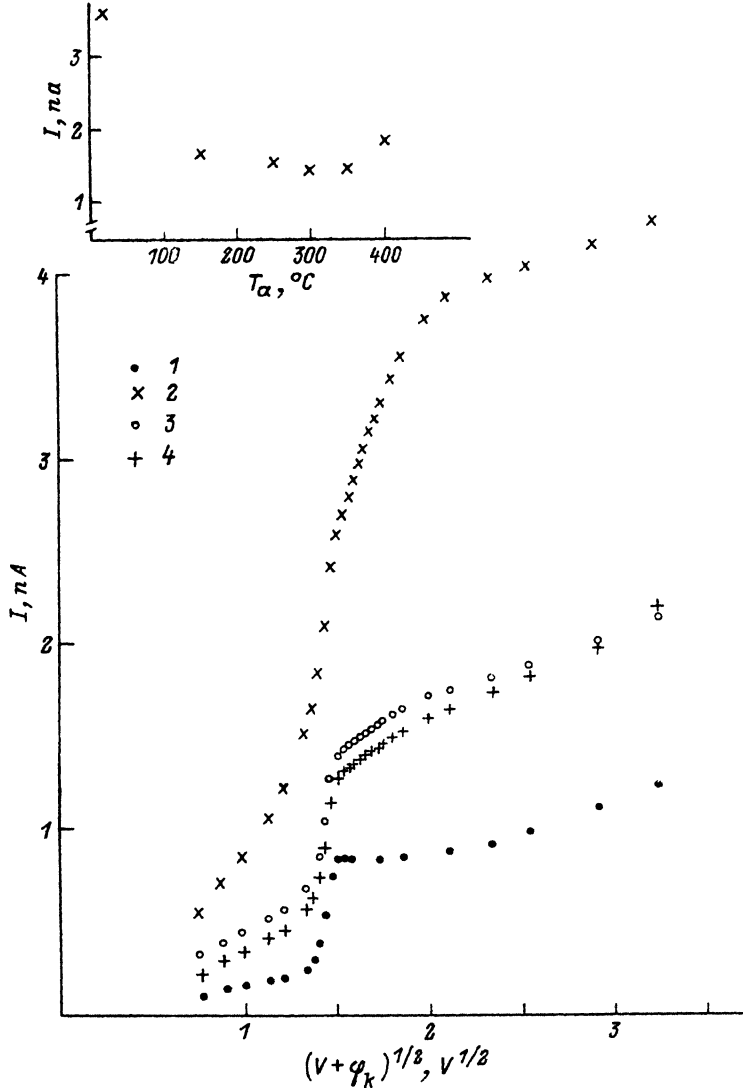


Рис. 5. Зависимость обратного тока диода от напряжения. 1 — до облучения; 2 — после облучения, доза $6.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$; 3, 4 — после отжига при 150 и 250 $^\circ\text{C}$ соответственно. На вставке — зависимость тока от температуры изохронного отжига; $V = 3 \text{ В}$.

Сопоставление вида обратной ветви вольт-амперных характеристик для исходного, облученного α -частицами при дозе $6.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, а также подвергнутого после облучения изохронному отжигу диода, приведено на рис. 5. На кривых следует выделить четыре участка.

Прежде всего отметим общую для всех кривых ступень тока при $V \approx 1.5 \text{ В}$. Рост тока здесь обусловлен тем, что структуры $p^+ - n$ -перехода выполнялись в геометрии «расширенного электрода», т. е. металлизация p^+ -области распространяется на пассивирующий окисел. При этом первоначально обогащенная электронами из-за положительного заряда окисла периферия $p^+ - n$ -структуры с ростом смещения переходит в состояние обеднения и, как следствие, растет эффективная площадь $p^+ - n$ -перехода. Кроме этого, в процесс формирования тока включается компонента, обусловленная поверхностной генерацией.

Участок характеристики, следующий за отмеченной выше ступенью, соответствует для облученного образца распространению зоны обеднения в область с максимальной концентрацией дефектов (конечный отрезок пути пробега α -частиц). При дальнейшем росте напряжения темп роста тока замедляется, так как область пространственного заряда расширяется за счет не подвергавшегося радиационному воздействию кремния. Наконец, ход $I(V)$ на начальном участке обусловлен обеднением области Si с малой концентрацией радиационных дефектов (начало пробега α -частицы).

2. Анализ темпа роста тока позволяет определить генерационное время жизни τ . Для его оценки использовалась известная формула [18]:

$$\tau = qn_i W / I \sim qn_i [(V + \varphi_k) / N_d]^{1/2} / I,$$

где W — ширина области обеднения, φ_k — контактная разность потенциалов, N_d — концентрация мелкой примеси. Соответственно измеряемое приращение тока от напряжения входит в выражение для τ как

$$\tau = A \cdot \Delta [(V + \varphi_k)^{1/2}] / \Delta I. \quad (1)$$

Отметим, что в формулу (1) необходимо ввести, согласно [19], поправочный множитель, который учитывает превышение величины W над областью максимальной генерации. Последнее весьма существенно вблизи $V \sim \varphi_k$, соответствующего в нашем случае области обеднения ≈ 10 мкм, т. е. началу пробега α -частиц и, значит, сравнительно слабому дефектообразованию.

Значение поправочного множителя было определено нами для необлученного образца. Именно τ для $V \gg \varphi_k$ составило 2.10 мс, но по формуле (1) при $V = 0.5$ В было получено 1.66 мс. Чтобы «сшить» эти значения, в последующем значения τ на начальном участке (при напряжении 0.5 В) увеличивались в 1.26 раза. В итоге из кривых рис. 5 для состояния образца непосредственно после облучения были получены значения τ : 390 мкс при $V < 1$ В, 270 мкс для области наибольших радиационных нарушений и 2.1 мс при $V > 3$ В, что соответствует исходному неповрежденному материалу.

После отжига при 150 °С в течение 30 мин эти значения составили 1.04, 0.95 и 1.9 мс соответственно. Как следует из первой части статьи, восстановление τ связано с отжигом наименее стабильных дефектов $H1$ и $E3$, наибольшее значение среди которых имеет $H1$ (междоузельный углерод). Соответствующее изменение в ходе изохронного отжига обратного тока облученного диода приведено на вставке рис. 5. Заметное снижение тока наблюдается уже после первой стадии отжига (150 °С, 30 мин). Эти результаты находятся в согласии с работой [20] по нейтронному облучению, где приращение обратного тока детекторов снизилось на $\approx 80\%$ после отжига при 150 °С. Однако последнее связывалось с отжигом центра $E4$. Аналогично нашим наблюдениям также отмечалось снижение обратного тока в ходе выдержки при комнатной температуре.

3. Возвращаясь к системе обнаруженных нами уровней, отметим, что основной вклад в возрастание тока должны вносить наиболее глубокие центры $H1$ и $E4$. Оценим генерационное время жизни по известной формуле работы [18] (обозначения общепринятые):

$$\tau = \frac{\sigma_n \exp [(E - E_i) / kT] + \sigma_p \exp [(E_i - E) / kT]}{\sigma_n \sigma_p V_T N} \quad (2)$$

Концентрация уровней N и сечение захвата σ были определены выше. Для нахождения отношения сечений σ_p / σ_n воспользуемся соотношением [21] для $E4$:

$$N_m = N_i \sigma_n / (\sigma_n + \sigma_p), \quad (3)$$

где N_m и N_i — реально измеряемая в условиях инжекции дырок и полная концентрации центров соответственно. Отсюда для $E4$ находим $\sigma_p/\sigma_n \approx 2$. Для $H1$ подобная оценка согласно [11] дает $\sigma_p/\sigma_n < 0.2$. Далее по формуле (2) были определены значения τ . Оказалось, что времена жизни, обусловленные уровнем $H1$, меньше, чем при рекомбинации через $E4$, и составляют 560 мкс при концентрации $H1 \approx 1.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При определении концентрации $H1$ величина, получаемая из спектров DLTS, корректировалась в соответствии с формулой (3).

4. В заключение отметим методическую возможность анализа генерационной активности системы глубоких уровней в $p^+ - n$ -структурах. Допустим, обнаруживаются, как в нашем случае, 4 центра.¹ Параметры этих уровней, используемые в (2), находятся с некоторой погрешностью. Поэтому целесообразно для независимой оценки прибегнуть к системе уравнений, связывающих значения тока диода с вкладом центров в процесс генерации:

$$\sum N_{ij} Z_j = I_i.$$

Здесь Z_j — кинетические коэффициенты, I_i — соответствуют токам при 3 В обратного смещения за вычетом тока необлученного диода. Составив равенства для значений после облучения и 3-х стадий отжига (150° , 250° , 300° C , 30 мин), получаем полную систему линейных уравнений.

Результаты описанного расчета расположили наблюдаемые уровни в порядке убывания генерационной активности как $E4 \rightarrow H1 \rightarrow H2 \rightarrow E1$. С учетом же концентрации вводимых уровней значительное влияние на время жизни оказывает $H1$. Тем самым получено дополнительное подтверждение важной роли уровней, связанных с междоузельным углеродом.

Заключение. При облучении высокоомного Si α -частицами возникает система уровней радиационных дефектов, в которой важную роль играют центры, связанные с междоузельным углеродом. В результате низкотемпературного отжига за счет уровня $H1$ (C_i) происходит образование центров $H2$ ($C_i - O_i$) и $E1$ ($C_i - C_i$). При этом ток облученных диодов значительно снижается. Уменьшение при последующих стадиях менее существенно. Более того, несмотря на полный отжиг первичных дефектов при 400° C восстановления вольт-амперной характеристики не происходит. Последнее связано с возникновением новых глубоких центров и, возможно, с проявлением поверхностных эффектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Й. фон Борани, Б. Шмидт. ФТП, 19, 2122 (1985).
- [2] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Е. С. Игнатенко, Н. Б. Строкан, У. Ш. Туребеков, Й. Борани, Б. Шмидт. ФТП, 25, 852 (1991).
- [3] Л. С. Берман, А. Д. Ременюк, В. Б. Шуман. ФТП, 15, 1155 (1981).
- [4] Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов, В. Г. Виноградова. ФТП, 21, 609 (1987).
- [5] В. В. Караваев, Н. В. Кузнецов, В. Н. Филатов. ФТП, 24, 1234 (1990).
- [6] Н. Indusekhar, V. Kumar, D. Sengupta. Phys. St. Sol. (a), 93, 645 (1986).
- [7] A. Hallen, B. U. R. Sundqvist, Z. Paska, B. G. Svensson, V. Rosling, J. Tiren. J. Appl. Phys., 67, 1266 (1990).
- [8] F. Chantre, L. C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., 48, 1000 (1986).
- [9] N. Zafar, Igbal M. Zafar. J. Appl. Phys., 68, 887 (1990).
- [10] M. T. Asom, J. L. Benton, R. Sauer, L. C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., 51, 256 (1987).
- [11] Л. С. Берман, В. А. Желко, В. Н. Ломасов, В. Н. Ткаченко. ФТП, 23, 2129 (1989).
- [12] Л. С. Берман, Н. А. Витовский, В. Н. Ломасов, В. Н. Ткаченко. ФТП, 24, 2186 (1990).
- [13] В. И. Губская, П. В. Кучинский, В. М. Ломако. ФТП, 20, 1055 (1986).
- [14] П. В. Кучинский, В. М. Ломако, А. П. Петрунин. ФТП, 23, 1625 (1989).
- [15] C. A. Lodos. Japan. J. Appl. Phys., 27, 2089 (1988).

¹ Из-за одновременного отжига центров $H1$ и $E3$ мы будем оперировать их суммарной концентрацией.

- [16] C. A. Londos, J. Grammatikakis. Phys. St. Sol. (a), 109, 421 (1988).
- [17] H. W. Kraner, Z. Li, K. U. Posnecker. Nucl. Instr. a. Meth., A279, 266 (1989).
- [18] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, 453. Т. 1. М. (1984).
- [19] Р. Маллер, Т. Кейминс. Элементы интегральных схем, 630. М. (1989).
- [20] E. Borohi, R. Macii, C. Leroy, C. Manoukian-Bertrand, C. Furetta, R. Paludetto, S. Pensotti, P. G. Rancoita, M. Rattaggi, A. Seidman, L. Vismara. Nucl. Instr. a. Meth., A301, 215 (1991).
- [21] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках 176. Л. (1981).

Редактор Л. В. Шаронова
