

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В 6H-SiC $p-n$ -СТРУКТУРАХ И ВЛИЯНИЕ НА НИХ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

Аникин М. М., Зубрилов А. С., Лебедев А. А.,  
Стрельчук А. П., Черенков А. Е.

Проведено исследование времени жизни и диффузионных длин неосновных носителей тока в  $p-n$ -структурах, изготовленных на основе 6H-SiC по различным технологиям. Методом DLTS исследованы концентрации и параметры имеющихся в этих структурах глубоких уровней (ГУ).

Исходя из статистики Шокли—Рида показано, что два обнаруженных ГУ [ $S(E_c - 0.35$  эВ) и  $R(E_c - 1.27$  эВ)] могут определять рекомбинационные процессы в исследовавшихся  $p-n$ -структурах.

*Введение.* Рекомбинационные характеристики полупроводниковых материалов определяют параметры большинства приборов. Поэтому исследования имеющихся в данном полупроводнике каналов рекомбинации являются актуальной исследовательской задачей.

Ранее [1-3] было обнаружено, что время жизни дырок в  $n$ -SiC находится в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-9}$  с, а их диффузионная длина — 0.01—1 мкм. Очевидно, что в SiC (как непрямозонном полупроводнике) основная рекомбинация идет с участием глубоких уровней (ГУ). Однако центров, которые могли бы определить столь малое время жизни, к настоящему времени в SiC обнаружено не было.

Таким образом, основная задача настоящей работы — комплексное исследование рекомбинационных характеристик неосновных носителей тока (стационарного и релаксационного времени жизни и диффузионной длины) и параметров ГЦ в 6H-SiC  $p-n$ -структурах, выполненных различными методами, на основе синтеза полученных результатов определение влияния обнаруженных ГУ на процессы безызлучательной рекомбинации в исследовавшихся структурах.

### 1. О б р а з ц ы

Были исследованы  $p^+$ - $n$ -структуры,  $n$ -база которых была получена беконтейнерной жидкостной эпитаксией (БЖЭ структуры) [4] либо сублимационным сэндвич-методом в открытой системе (СЭ структуры) [5].  $p-n$ -Переход был создан либо эпитаксиальным наращиванием  $p^+$ -слоя, легированного в процессе роста алюминием, либо ионной имплантацией алюминия. Концентрация некомпенсированных доноров в базе  $N_d - N_a$  составляла  $10^{16}$ — $10^{18}$  см $^{-3}$ . Мега-структуры площадью  $2 \cdot 10^{-3}$ — $1.6 \cdot 10^{-2}$  см $^2$  были сформированы плазмохимическим травлением.

2. Стационарное время жизни неосновных носителей заряда (ННЗ)  $\tau_{st}$  определялось из стационарных прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ)  $p-n$ -структур.

Ранее [6, 7] было показано, что в значительном интервале температур ( $T = 300$ — $800$  К) прямые ВАХ исследуемых  $p-n$ -структур, как правило, состоят из двух экспоненциальных участков вида  $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ ;  $\beta = \text{const}(T)$ . На верхнем участке ВАХ ( $J = 10^{-4}$ — $10^0$  А/см $^2$ ) были выделены термоинжекционные токи с дробными значениями  $\beta$ . Обнаружено соответствие данных токов

модели рекомбинации носителей заряда в слое объемного заряда (СОЗ)  $p-n$ -перехода через многоуровневый центр с одним «глубоким» (вероятность термических выбросов с которого пренебрежимо мала) и одним или несколькими «мелкими» (вероятность выброса близка к вероятности обратного захвата из зоны) уровнями. Параметрами модели являются, в частности, концентрация центра и сечения захвата на глубокий и мелкий уровни [8]. Однако задача выделения стационарного времени жизни, определяемого рекомбинацией через многоуровневый центр, пока не решена. Задача определения  $\tau_{st}$  может быть

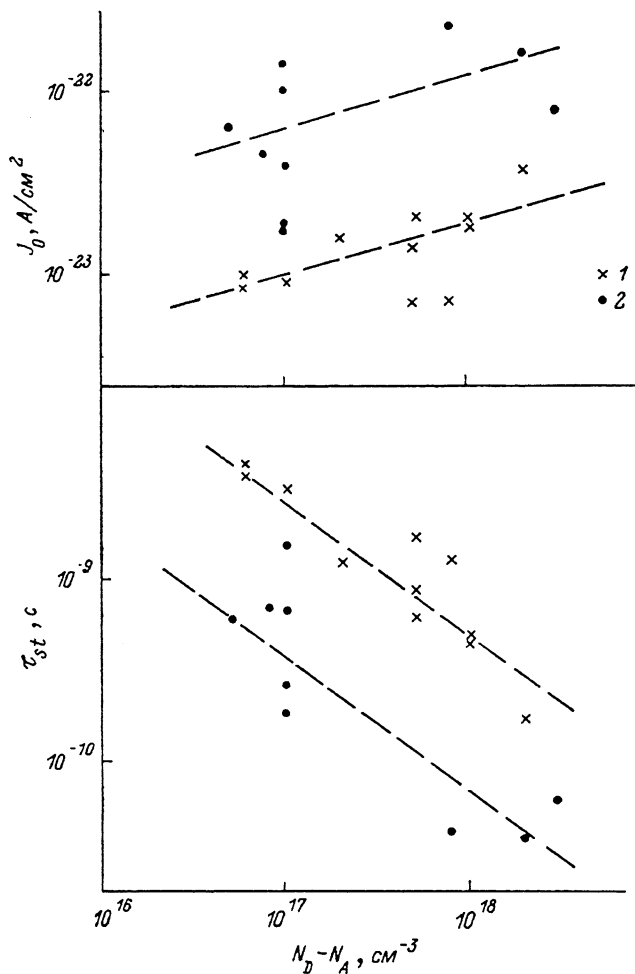


Рис. 1. Зависимости параметров  $J_0$  и  $\tau_{st}$  от концентрации  $N_D - N_A$  в базовой области  $p-n$ -структур.

1 — БЖЭ структуры, 2 — СЭ структуры.

решена для нижнего участка прямой ВАХ ( $J \leq 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>), где у части  $p-n$ -структур обнаруживается термоинжекционный ток с  $\beta=2$ , т. е. ток, удовлетворяющий модели Шокли—Нойса—Саа, рекомбинации в СОЗ  $p-n$ -переходы через глубокий уровень вблизи середины запрещенной зоны [9]. Согласно модели, предэкспоненциальный множитель  $J_0$  для такого тока определяется как

$$J_0 = \frac{qn_i \alpha}{\tau_{st}}, \quad (1)$$

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда ( $n_i=10^{-6}$  см<sup>-3</sup> при  $T=293$  К [10]),  $\alpha = \frac{kT}{qE}$  — эффективная ширина области рекомбинации,  $E$  — напряженность электрического поля в  $p-n$ -переходе.

На рис. 1 приведены экспериментально полученные при  $T=293$  К величины  $J_0$  и рассчитанные по формуле (1) значения  $\tau_{st}$  для БЖЭ и СЭ структур.

Отметим в среднем на порядок большие значения  $J_0$  и соответственно на порядок меньшие значения  $\tau_{st}$  у СЭ структур (по сравнению с БЖЭ структурами) при выполнении условия одинаковой температурной зависимости  $J_0$ , которая определяется шириной запрещенной зоны и температурной зависимостью сечений захвата, это свидетельствует о меньшей на порядок концентрации рекомбинационных центров в БЖЭ структурах. Отметим также, что ГУ вблизи середины запрещенной зоны обнаруживаются и по обратным ВАХ СЭ  $p-n$ -структур, которые при повышенных температурах демонстрируют наличие генерационного тока через такой уровень [11].

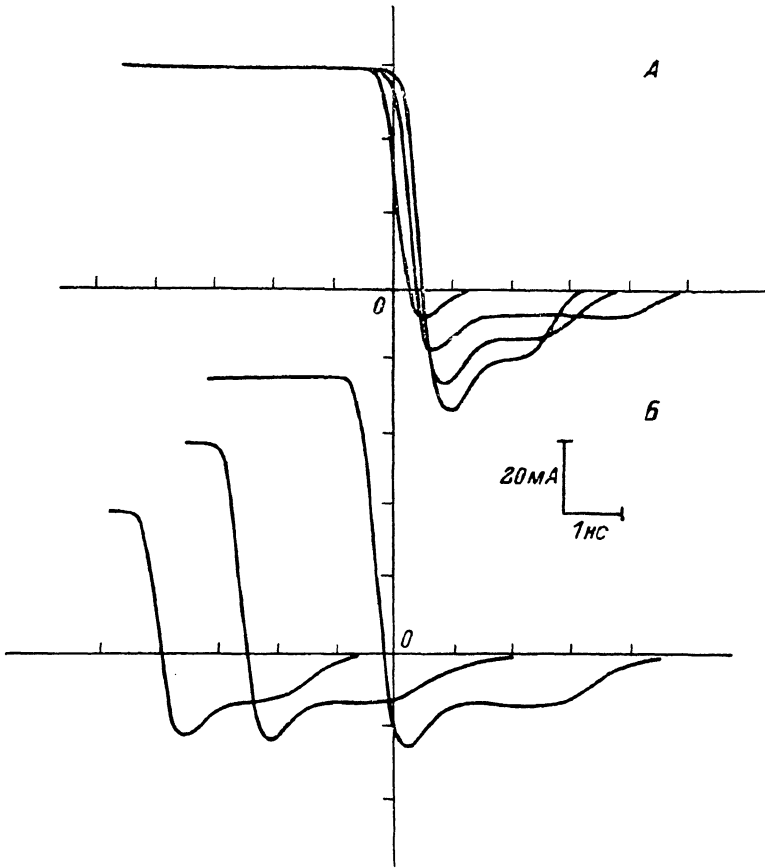


Рис. 2. Переходные характеристики переключения диода.  
 А — при неизменном прямом токе, Б — при неизменном обратном токе.

3. Релаксационное время жизни ННЗ ( $\tau_{rel}$ ) определялось по переходной характеристике переключения прямого тока на обратный при комнатной температуре. Для этого через  $p-n$ -структуру пропускался постоянный прямой ток  $I$ , прерываемый импульсами обратного напряжения длительностью 30—100 нс от генератора ТР-0306. Длительность переднего фронта импульса обратного напряжения, определяющая временное разрешение установки, составляла 0.5 нс. Нагрузочным сопротивлением являлось входное сопротивление осциллографа (50 Ом), включенное последовательно к  $p-n$ -структуре.

Наиболее «быстрые» из зарегистрированных (переходные характеристики) при различных соотношениях прямого и обратного токов приведены на рис. 2. Форма импульса обратного тока позволяет выделить две обычные фазы релаксации (фазу сохранения и фазу быстрого спада), подробно изученные при рекомбинации в квазинейтральной области [12]. Кроме того, в [13] экспериментально было показано, что такие же две фазы наблюдаются и при релаксации, обуслов-

ленной рекомбинацией неравновесных носителей в СОЗ [в (GaAl)As  $p-n$ -структурах]. Таким образом, проведенные нами эксперименты аналогичны представленным в работе [13]. Длительность фазы сохранения ( $t_c$ ) в наших экспериментах (так же, как и в [13]) удовлетворительно описываются логарифмической зависимостью от отношения прямых токов  $I_f$  к обратным  $I_r$ :

$$t_c = \tau_{rel} \ln \left( 1 + \frac{I_f}{I_r} \right). \quad (2)$$

Обработка экспериментальных данных по формуле (2) позволила установить, что  $\tau_{rel}$  в СЭ структурах равно примерно 2 нс (измерения проведены для нескольких  $p-n$ -структур на одной подложке). В БЖЭ структурах  $\tau_{rel} = 20-30$  нс, т. е. соотношение значений  $\tau_{rel}$  в СЭ и БЖЭ структурах такое же, как и соотношение значений  $\tau_{nl}$ .

#### 4. Д и ф ф у з и о н н а я д л и н а ННЗ

Диффузионная длина в БЖЭ и СЭ  $p-n$ -структурах исследовалась в диапазоне температур 300—800 К. Основные результаты получены при измерении зависимости фототока от ширины слоя объемного заряда  $p-n$ -перехода при облучении слабопоглощающимся собственным светом (аналогично [3]). При этом определялась сумма диффузионных длин электронов  $L_n$  в  $p$ -области и дырок  $L_p$  в  $n$ -области. В ряде случаев при комнатной температуре производилось раздельное определение  $L_n$  и  $L_p$  при измерении тока, индуцированного электронным зондом.

В [15] показано, что в БЖЭ структурах с  $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $L_p + L_n \approx 1.5 - 0.4$  мкм; в СЭ структурах с  $N_d - N_a = 10^{16} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $L_p + L_n \approx 0.4 - 0.05$  мкм. Для обеих технологий в среднем наблюдается тенденция к уменьшению диффузионной длины с ростом ( $N_d - N_a$ ). В БЖЭ структурах при комнатной температуре  $L_p \sim (3-7) L_n$  в зависимости от концентрации акцепторной примеси Al. В целом диффузионная длина растет с температурой и ее рост в диапазоне температур 350—800 К для СЭ структур и в диапазоне 650—800 К для БЖЭ структур происходит с энергией активации 120 мэВ, а в БЖЭ структурах в диапазоне температур 300—550 К -- с энергией активации 50—60 мэВ (соответственно энергии активации времени жизни без учета температурной зависимости подвижности ННЗ составляют 240 и 80—120 мэВ).

Таким образом, исследование рекомбинационных характеристик СЭ и БЖЭ  $p-n$ -структур показало, что в обоих типах структур существуют: а) глубокий центр с уровнем вблизи середины запрещенной зоны, отвечающий за рекомбинацию в слое объемного заряда при низком уровне инжекции, причем в БЖЭ структурах концентрация этого центра приблизительно на порядок меньше, чем в СЭ структурах; б) многоуровневые центры, имеющие как глубокий, так и мелкие уровни и отвечающие за рекомбинацию в СОЗ при более высоких уровнях инжекции, причем  $\tau_{rel}$  в БЖЭ структурах при комнатной температуре примерно на порядок больше, чем в СЭ структурах; в) рекомбинация в квазинейтральной области определяется мелкими уровнями обычного или многоуровневого центра.

#### 5. П а р а м е т р ы г л у б о к и х у р о в н е й

В БЖЭ и СЭ структурах было обнаружено пять типов ГУ, названных нами  $L$ -,  $i$ -,  $D$ -,  $S$ - и  $R$ -уровнями (рис. 3). Параметры и характерные концентрации этих уровней в обоих типах структур представлены в таблице. Поскольку из DLTS-спектров ГУ можно определить только одно сечение захвата, а для расчета времени жизни, обусловленного этим уровнем, нужно знать оба сечения, то необходимо было провести дополнительные измерения.

Ранее [16] для  $L$ -,  $i$ - и  $D$ -ГУ (уровни в нижней половине запрещенной зоны  $n$ -базы) второе сечение (сечение захвата электронов  $\sigma_n$ ) определялось нами по зависимости амплитуды DLTS-пика ( $\Delta C$ ) от длительности задержки ( $t_3$ )

Параметры обнаруженных глубоких уровней

Тип уровня	Энергетическое положение, эВ	Сечение захвата электронов, см <sup>2</sup>	Сечение захвата дырок, см <sup>2</sup>	Средняя концентрация, см <sup>-3</sup>		Расчетное значение $\tau$ при $T = 300$ К, с	
				СЭ	БЖЭ	СЭ	БЖЭ
L	$E_v + 0.24$	$10^{-18}$	$10^{-15}$	$(3 \div 5) \cdot 10^{16}$	$10^{15}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$
I	$E_v + 0.52$	$10^{-21}$	$10^{-17}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-2}$
D	$E_v + 0.58$	$3 \cdot 10^{-20}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$
S	$E_c - 0.35$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-15}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-14}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{15}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{14}$	$10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-8}$
R	$E_c - 1.27$	$3 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{15}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{14}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{-8}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{-7}$

между окончанием импульса инжекции и началом импульса обратного напряжения.

Для оценки второго сечения захвата на S- и R-ГУ (сечение захвата дырок  $\sigma_p$ ) проводилось измерение амплитуд DLTS-пиков этих уровней при инжекции ды-

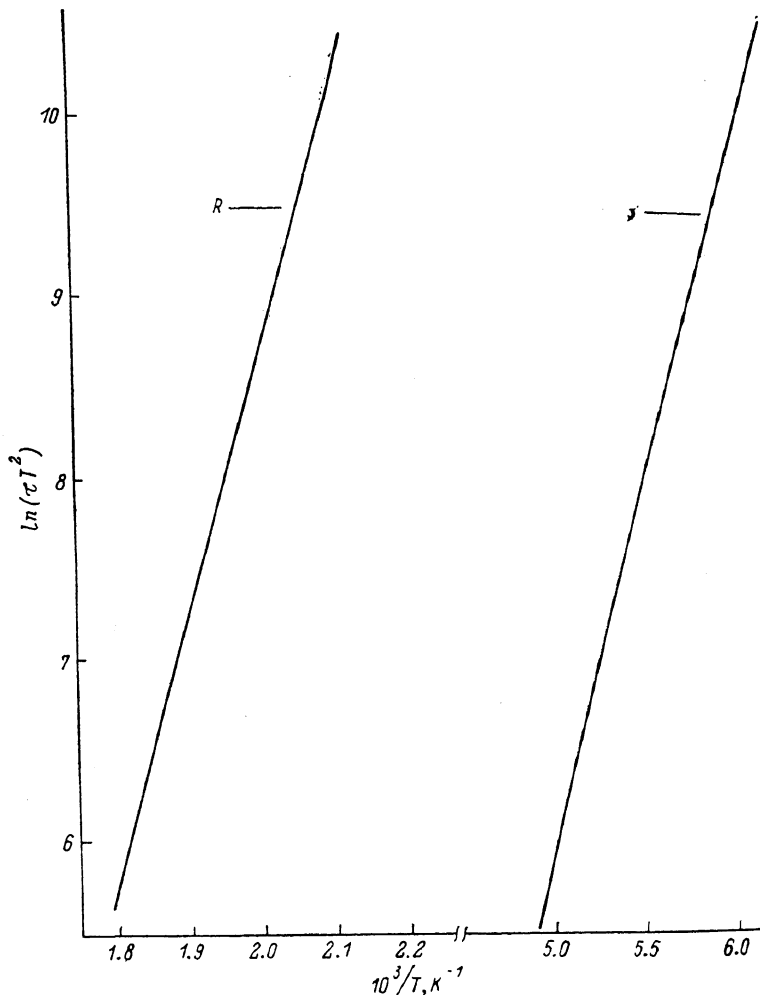


Рис. 3. Зависимости Аррениуса для S- и R-ГУ.

рок и ее отсутствии. Концентрацию заполненных электронами ГУ в верхней половине n-базы ( $m$ ) можно записать как [14]

$$m = \frac{N_T}{1 + \frac{\sigma_p \Delta p}{\sigma_n (n_0 + \Delta p)}}, \quad (3)$$

где  $N_T$  — полная концентрация ГУ,  $\Delta p$  — концентрация инжектированных дырок,  $n_0$  — концентрация электронов в  $n$ -базе. Для  $S$ -уровня при подаче импульсов инжекции было обнаружено изменение амплитуды DLTS-пика ( $\Delta C$ ) в 3—5 раз. Для  $R$ -ГУ аналогичное изменение  $\Delta C$  составляло  $\sim 1\%$ . В соответствии с формулой (3) и величиной  $\sigma_n$  для этих уровней минимальное значение  $\sigma_p$  (т. е. при условии  $\Delta p > n_0$ ) можно оценить как  $(1\div 8) \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> ( $R$ -уровень) и  $1 \cdot 10^{-14}$  ( $S$ -уровень). Отметим, что измеренные величины концентраций  $R$ - и  $S$ -ГУ совпали с точностью 10—20 % и в БЖЭ структурах были в среднем на порядок меньше, чем в СЭ структурах. Это дает основание предположить существование одного двухуровневого  $R$ — $S$ -центра.

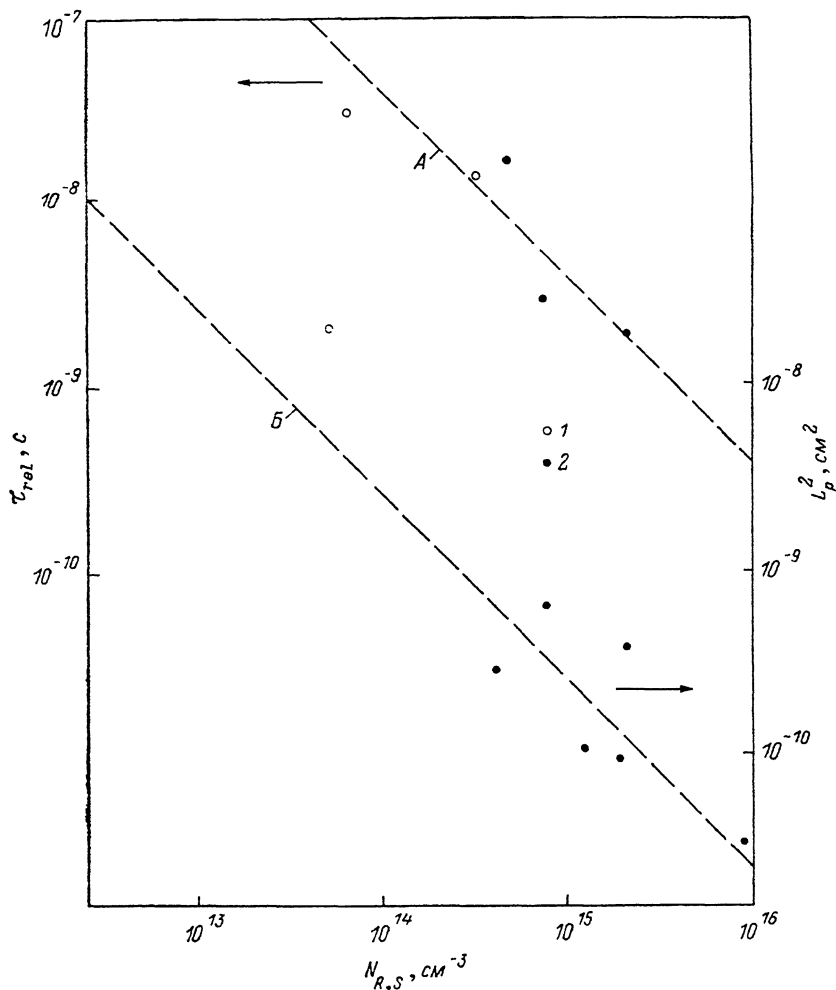


Рис. 4. Зависимость квадрата диффузионной длины ННЗ (А) и их времени жизни (Б) от концентрации  $S$ - и  $R$ -ГУ.

1 — БЖЭ структуры, 2 — СЭ структуры.

### З а к л ю ч е н и е

Исходя из параметров обнаруженных уровней был сделан расчет предполагаемого времени жизни исследовавшихся структур. Известно (см., например, [17]) выражение для времени жизни ННЗ в базовой области  $p$ - $n$ -структур

$$\tau = \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{v_T N_T \sigma_p (n_0 + p_0 + \Delta n)} + \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{v_T N_T \sigma_n (p_0 + n_0 + \Delta n)}, \quad (4)$$

где  $v_T$  — тепловая скорость носителей,  $\sigma_{n(p)}$  — сечение захвата электрона (дырки) на уровень  $n_1$  ( $p_1$ ) =  $N_c(N_v) e^{-E_i/kT}$ ,  $E_i$  — энергия ионизации уровня,

$k$  — постоянная Больцмана,  $N_{c(v)}$  — плотность состояний в  $s$  ( $v$ )-зоне,  $p_0$  ( $n_0$ ) — равновесная концентрация дырок (электронов),  $\Delta n$  — концентрация неравновесных носителей.

Результаты расчета времени жизни по формуле (4) с учетом параметров обнаруженных уровней представлены в таблице. Как видно из таблицы, единственным уровнем, исходя из параметров которого можно объяснить наблюдаемое время жизни, является  $S$ -ГУ. Отмеченная ранее большая величина времени жизни ННЗ в БЖЭ структурах по сравнению с СЭ структурами находит объяснение в меньшей концентрации  $S$ -ГУ (см. таблицу) в БЖЭ структурах. Исследование зависимости величин  $\tau_{rel}$  и  $L_p^2$  при комнатной температуре от концентрации  $S$ -уровня показало, что эти величины находятся в обратно пропорциональной зависимости (рис. 4).

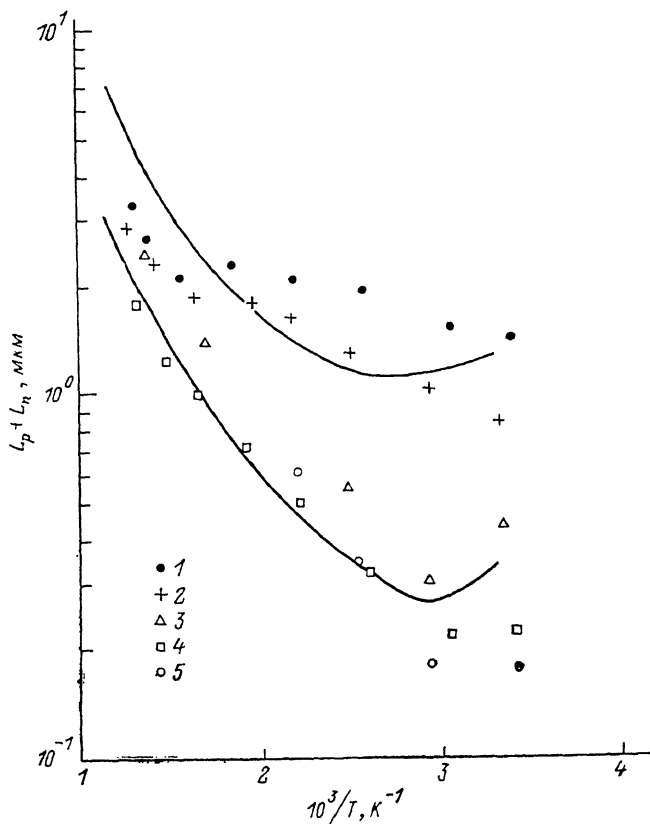


Рис. 5. Зависимость диффузионной длины дырок от температуры в БЖЭ структурах (1, 2) и СЭ структурах (3—5), сплошные линии — расчет при условии  $n_0 = 3 \cdot 10^{18}$   $\Delta n \ll n_0$ ,  $N_c/gT^{3/2} = 2.5 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ .

Измерение времени жизни и диффузионной длины в одних и тех же структурах позволило оценить величину подвижности дырок  $\mu_p^*$ . Эта величина составляла 8—10  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  для СЭ структур и 30  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  для БЖЭ структур. Полученные величины близки к значениям холловской подвижности  $\mu_p^*$  (18—50  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) при  $T = 300$  К, представленным в работе [18]. Исходя из определенной в [18] температурной зависимости подвижности, а также параметров и концентраций  $S$ -уровня в БЖЭ и СЭ структурах был сделан теоретический расчет температурного хода  $L_p$  и сопоставлен с ранее полученным экспериментально [15] (рис. 5). Расчет зависимости  $L_p = f(T)$  исходя из двухуровневой модели (рекомбинационного центра  $R-S$  [17]) практически не отличается от представленного на рис. 5 в рассмотренном диапазоне температур ( $T \leq 900$  К). Как видно из рисунка, наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых для СЭ диодов. Для БЖЭ структур увеличение энергии

активации ( $E_{\text{акт}}$ ) в области высоких температур и приближение ее к значению  $E_{\text{акт}}$  в СЭ структурах, а также наличие  $R$ - и  $S$ -ГУ в обоих типах образцов позволяют предположить, что эти ГУ оказывают влияние на рекомбинационные процессы и в БЖЭ структурах при высоких температурах.

Температурный ход  $L_p$  в БЖЭ структурах в области низких температур, очевидно, определяется другими причинами, например наличием мелкого рекомбинационного центра с  $E_i \sim 0.1$  эВ. Такую энергию ионизации в  $6H$ -SiC имеют атомы азота, и, возможно, в БЖЭ структурах при низких температурах рекомбинация идет через донорно-акцепторные пары, включающие в себя этот центр. Могут быть предложены и другие объяснения.

Таким образом, можно сделать следующие заключения.

1. За рекомбинационно-генерационные процессы по механизму Шокли—Нойса—Саа через глубокий уровень вблизи середины запрещенной зоны может быть ответствен  $R$ -ГУ.

2. Рекомбинацию в квазинейтральной области СЭ структур во всем исследованном диапазоне температур и в БЖЭ структурах при высоких температурах можно связать с  $S$ -ГУ.

3. Совпадение концентраций  $R$ - и  $S$ -уровней и анализ ВАХ в обоих типах структур позволяют предположить существование одного двухуровневого рекомбинационного центра  $R$ — $S$ .

В заключение авторы благодарят В. В. Евстропова, Н. И. Кузнецова и А. А. Лебедева за помощь в работе и ценные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Балландович В. С., Виолина Г. Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1650—1652.
- [2] Наумов А. В., Санкин В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1009—1014.
- [3] Санкин В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1325—1327.
- [4] Дмитриев В. А. и др. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 238—241.
- [5] Аникин М. М. и др. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 17. С. 1053—1056.
- [6] Аникин М. М. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1813—1818.
- [7] Аникин М. М., Евстропов В. В., Попов И. В., Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 647—651.
- [8] Евстропов В. В., Киселев К. В., Петрович И. Л., Царенков Б. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1852—1858.
- [9] Sah C. T., Noyce R. N., Shockeley W. // Proc. IRE. 1957. V. 45. N 9. P. 1228—1243.
- [10] Водаков Ю. А. и др. // Проблемы физики технологии широкозонных полупроводников. Л., 1979. С. 164—184.
- [11] Аникин М. М. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 844—847.
- [12] Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М., 1968. 263 с.
- [13] Евстропов В. В., Петрович И. Л., Царенков Б. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 12. С. 2347—2351.
- [14] Аникин М. М., Лебедев А. А., Лебедев А. А., Сыркин А. Л., Суворов А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2169—2172.
- [15] Anikin M. M., Lebedev A. A., Pyatko S. N., Soloviev V. A., Strelchuk A. M. // Abst. of III Int. Conf. on amorphous and crystalline SiC and other group. IV—IV materials. Washington, 1990. P. 6.
- [16] Аникин М. М., Лебедев А. А., Кузнецов Н. И., Сыркин А. Л., Стрельчук А. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1384—1390.
- [17] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [18] Van Daal H. J., Knippenberg W. F., Wasschek J. D. // J. Phys. Chem. Sol. 1963. V. 24. P. 109—127.