

СВЯЗЬ ЖЕЛТОЙ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В 6H-SiC С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

Аникин М. М., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А.,
Стрельчук А. М., Сыркин А. Л.

В $p^+ - n$ -структурах, изготовленных на основе 6H-SiC по различным технологиям, проведено исследование спектров электролюминесценции (ЭЛ), а также определены параметры и концентрации глубоких уровней. Обнаружено, что в $p^+ - n$ -структурах, имеющих желтую ЭЛ ($h\nu_{\max} \sim 2.14$ эВ), всегда присутствуют D -центры ($E_v + 0.58$ эВ).

Показано, что наблюдавшаяся ЭЛ может быть объяснена излучательной рекомбинацией дырки, захваченной на D -центр, и электрона в зоне проводимости. Принятая модель рекомбинации, если исходить из параметров D -центра, хорошо объясняет зависимость ЭЛ от плотности прямого тока и температуры, а также температурную зависимость постоянной времени послесвечения.

Введение. Характерная для 6H-SiC полоса электролюминесценции с $h\nu_{\max} \sim 2.14$ эВ (желтая ЭЛ) обычно связывается с присутствием атомов бора [^{1, 2}]. Методом измерения эффекта Холла были обнаружены в запрещенной зоне 6H-SiC два уровня — мелкий $E_v + (0.3 - 0.4)$ и глубокий $E_v + (0.6 - 0.7)$ эВ, которые приписывались бору [^{2, 3}].

Однако уровень «глубокого бора» — предполагаемого активатора желтой ЭЛ не был обнаружен при исследовании ЭПР и фотоемкости кристаллов SiC [^{4, 5}]. В [⁶] предполагалось, что ряд особенностей данной люминесценции может определяться состоянием нестехиометрических собственных дефектов в исследуемых структурах.

Цель настоящей работы — установить возможную связь желтой ЭЛ $p^+ - n$ -структур с одним из обнаруженных в этих структурах глубоким центром (ГЦ), на основании выбранной модели рекомбинации и параметров ГЦ объяснить основные характеристики желтой ЭЛ.

Для достижения поставленной цели было проведено исследование спектров ЭЛ и релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) в одних и тех же $p^+ - n$ -структурах, изготовленных по различным технологиям.

1. Образцы и методы измерения

Исследовались структуры, $p^+ - n$ -переход в которых был получен сублимационным наращиванием p^+ -слоя на сублимационные эпитаксиальные слои n -типа [⁷] (ЭС структуры), ионным легированием исходных эпитаксиальных слоев n -типа ионами Al (ИЛ структуры) [⁸].

Все эти структуры имели концентрации $N_d - N_a$ в базовой области $1.4 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, диаметр меза-структур 300—1000 мкм, ориентацию (0001) Si. Кроме того, использовались ЭС структуры, в которые до создания меза-структур проводилась диффузия бора (SiC).

Параметры ГЦ и их концентрации определялись методом нестационарной емкостной спектроскопии на установке с относительной чувствительностью $\Delta C/C \sim 10^{-3}$. Спектры электролюминесценции снимались с использованием спектрометра SPM-2, ФЭУ-79 и схемы синхронного детектирования.

На основании емкостных измерений [9, 10] было подтверждено, что легирование бором приводит к образованию как мелкого, так и глубокого центров. Нами [9] также было обнаружено, что в $p^+ - n$ -структурах на основе SiC, полученного сублимационной эпитаксией, существуют по крайней мере два ГЦ с энергиями ионизации 0.5–0.6 эВ: i -центр [$E_v + (0.52 \pm 0.02)$ эВ, $\sigma_p = 10^{-17}$ см², $\sigma_n = 10^{-21}$ см²] и D -центр [$E_v + (0.58 \pm 0.02)$ эВ, $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-18}$ см², $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-20}$ см²]. Дальнейшие исследования показали следующее: 1) в SiC⟨B⟩ преобладают D -центры, ЭЛ желтая; 2) в ИЛ структурах D -центры отсутствуют, а максимум ЭЛ находится в зеленой области спектра; 3) в ЭС структурах имеются как i -

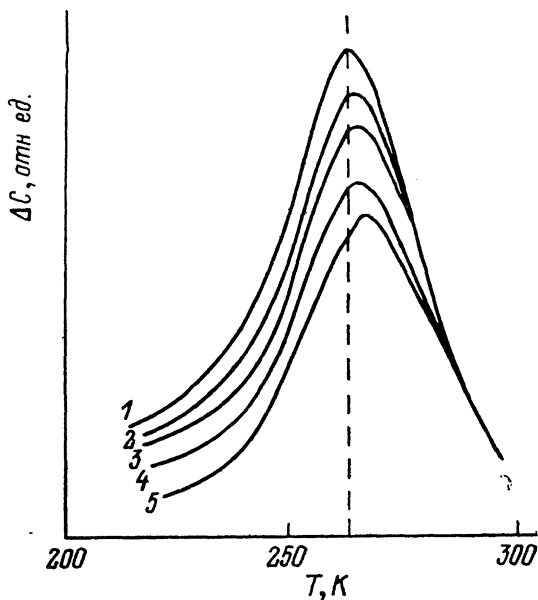


Рис. 1. DLTS-спектр ЭС структуры ($t_1 = 100$, $t_2 = 200$ мс при различных величинах t_3 . t_3 , мс: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 3, 4 — 9, 5 — 20.

центры [(1 ÷ 3) 10^{16} см⁻³], так и D -центры [(1 ÷ 3) 10^{15} см⁻³], а максимум ЭЛ с увеличением плотности прямого тока смещается из желтой области спектра в зеленую.

Близость значений σ_p и E_i для i - и D -центров приводила к наложению их DLTS-пиков в ЭС и SiC⟨B⟩-структурах. При этом определяемая энергия ионизации ГЦ ($E_{i, \text{cp}}$) в структурах данных типов находилась в интервале значений $0.52 < E_{i, \text{cp}} < 0.58$ эВ. Поэтому для анализа спектров ЭС и SiC⟨B⟩-структур использовалась методика обработки [11], включающая в себя отдельное определение параметров уровней из низко- и высокотемпературного крыльев DLTS-пика.

Кроме того, удалось разделить DLTS-сигнал, обусловленный каждым уровнем за счет большой разницы в постоянных времени перезарядки τ_3 i - и D -центров электронами из зоны проводимости $\tau_{3i}/\tau_{3D} \sim 30$. Для этого при DLTS-измерениях после подачи импульса прямого напряжения обратное напряжение подавалось не мгновенно, а спустя время t_3 , при котором обратное напряжение на структуре равно 0. За время t_3 происходила перезарядка центров электронами из зоны проводимости и амплитуда DLTS-пика (ΔC) уменьшалась. Величина τ_3 определялась из зависимости $\Delta C = f(t_3)$. При наличии обоих типов центров с увеличением t_3 происходило смещение максимума суммарного DLTS-пика (рис. 1).

Таким образом, при сопоставлении емкостных и оптических экспериментальных данных в $6H$ -SiC $p^+ - n$ -структурах, изготовленных по различным техно-

логиям, установлена взаимосвязь между наличием D -центров и наличием желтой ЭЛ. Соответствие между желтой ЭЛ и каким-либо другим ГЦ отсутствует.

3. Характеристики желтой ЭЛ

В образцах $\text{SiC}\langle\text{B}\rangle$ была исследована зависимость интенсивности желтой ЭЛ от температуры, плотности прямого тока и времени после окончания импульса прямого тока (времени послесвечения). Измерения показали, что интенсивность желтой ЭЛ немонотонно зависит от температуры, имея максимум (рис. 2). Положение максимума, зависящее от плотности прямого тока (J),

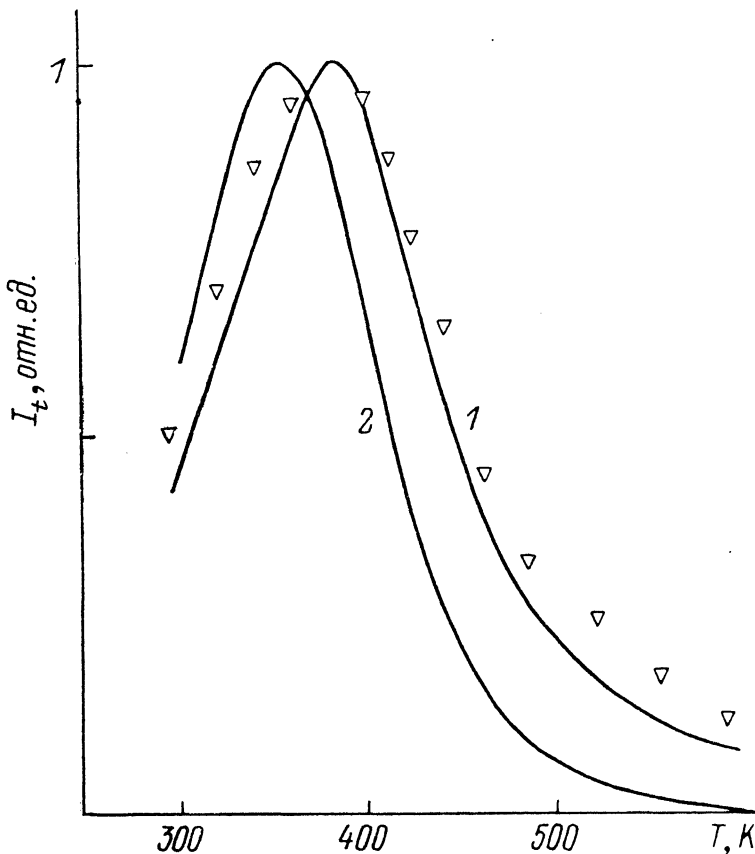


Рис. 2. Зависимость интенсивности желтой ЭЛ от температуры при $J=0.5 \text{ A/cm}^2$.

Сплошные линии — расчет; 1 — с учетом, 2 — без учета температурного хода L_p .

смещалось от $T_m=300$ ($J=1.5 \cdot 10^{-2} \text{ A/cm}^2$) до $T_m=450 \text{ K}$ ($J=5 \text{ A/cm}^2$) (рис. 3). Постоянная времени послесвечения с увеличением температуры уменьшалась от 270 (300 K) до 6 мкс (430 K) (рис. 3).

Зависимость интенсивности ЭЛ при 300 K от плотности прямого тока имела сублинейный участок и два участка линейного роста (рис. 4). При $T \sim 600 \text{ K}$ сублинейный участок уменьшался и зависимость становилась практически полностью линейной.

4. Модель рекомбинации

Обнаруженное соответствие между наличием в $6H\text{-SiC}$ p - n -структурах желтой ЭЛ и наличием в этих же структурах D -центров указывает на участие данного ГЦ в процессе излучательной рекомбинации. Ранее [12, 13] было установлено, что высокотемпературная «борная» ЭЛ в $6H$ -, $4H$ - и $3C$ -SiC обусловлена излучательными переходами зона проводимости—акцептор. Поэтому при ана-

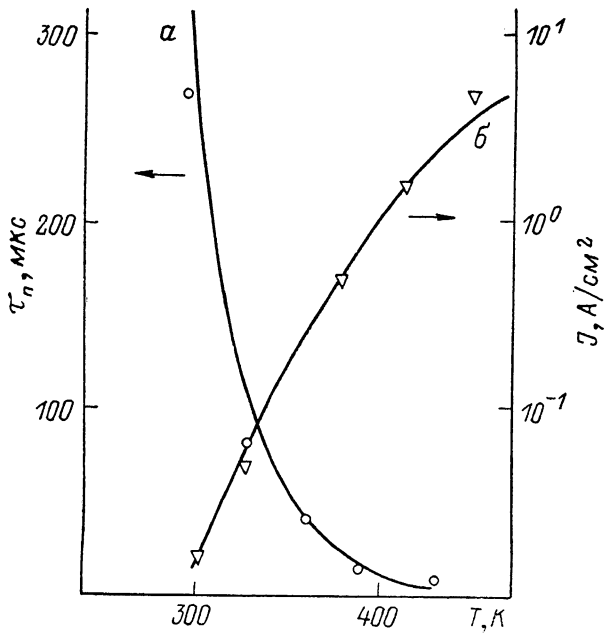


Рис. 3. Зависимость постоянной времени послесвечения желтой ЭЛ от температуры (а), положение максимума зависимости $I_t=f(T)$ при различных величинах плотности прямого тока (б).

Точки — эксперимент, линии — расчет.

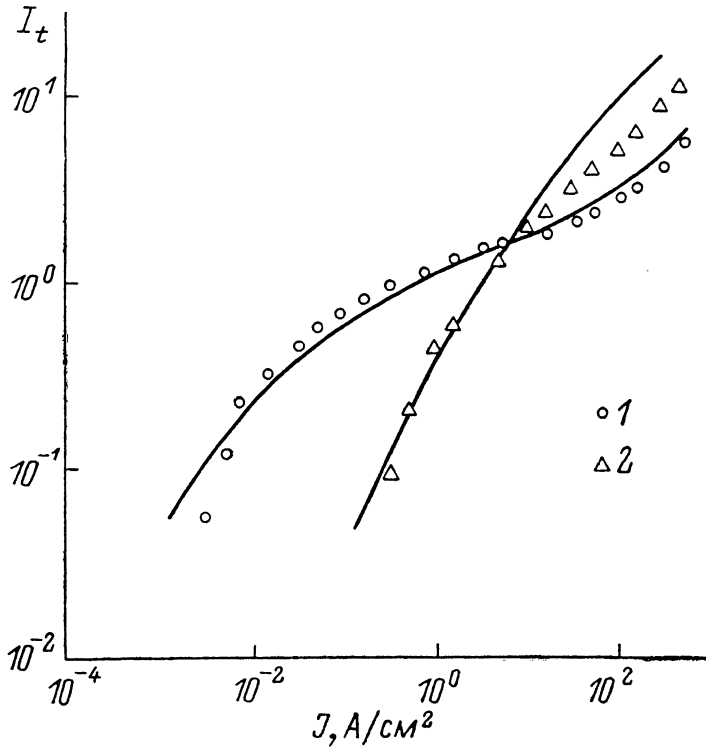


Рис. 4. Зависимость интенсивности желтой ЭЛ от плотности прямого тока при различных температурах.

T, K : 1 — 300, 2 — 630. Сплошные линии — расчет.

лизе экспериментальных данных мы исходили из того, что желтая ЭЛ обусловлена излучательной комбинацией дырки, захваченной на D -центр, и электрона в зоне проводимости. Тогда выражение для интенсивности ЭЛ в единице объема в единицу времени (I_e, t) имеет вид

$$I_e \cdot t = \alpha_n (n_n + \Delta n) m, \quad (1)$$

где $\alpha_n = \sigma_n v_n$; σ_n — сечение захвата электрона на уровень, v_n — тепловая скорость, n_n — концентрация электронов в базе, $\Delta p = \Delta n$ — концентрация инжектированных носителей, m — концентрация ГЦ, заполненных дырками.

Для определения m , согласно статистике Шокли—Рида, можно записать

$$\frac{dm}{dt} = (M - m) \Delta p \alpha_p - (n_n + \Delta p) \alpha_n n - \beta_i m, \quad (2)$$

где $\beta_i = \alpha_p N_v e^{-E_i/kT}$, $\alpha_p = \sigma_p v_p$, σ_p — сечение захвата дырки на уровень, N_v — плотность состояний в валентной зоне, E_i — энергия ионизации уровня, k — постоянная Больцмана, T — температура, M — полная концентрация глубоких центров.

Решением этого уравнения при начальных условиях $t=0$, $m=0$ будет

$$m = \frac{M}{1 + \frac{\alpha_p (\Delta p + n_n) + \beta_i}{\alpha_p \Delta p}} (1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (3)$$

где $\tau_0 = [(n_n + \Delta p) \alpha_n + \alpha_p \Delta p + \beta_i]^{-1}$, t_n — длительность импульса инжекции. В случае, когда $t_n \gg \tau_0$, величина m выходит на насыщение.

Для получения выражения, описывающего интенсивность ЭЛ в единицу времени (I_e), подставим (3) в (1) ($t_n \gg \tau_0$) и проинтегрируем по X (ось X направлена от металлургической границы p - n -перехода в глубь базовой области)

$$I_e = \frac{MSL_p \alpha_p \alpha_n}{\alpha_n + \alpha_p} \left[\Delta p_0 + \frac{n_n \alpha_p - \beta_i}{\alpha_n + \alpha_p} \ln \left(\frac{\alpha_n n_n + \beta_i + (\alpha_n + \alpha_p) \Delta p_0}{\alpha_n n_n + \beta_i} \right) \right]. \quad (4)$$

Выражение для постоянной времени послесвечения можно получить из (2) при условии прекращения инжекции ($\Delta p=0$):

$$\tau_n = \frac{1}{\alpha_n n_n + \beta_i}. \quad (5)$$

5. Сопоставление расчета и эксперимента

Для проведения расчета необходимо определение всех входящих в формулы (4), (5) параметров. Величины σ_p и E_i были найдены из DLTS-спектра D -центра. Величины N_v и n_n рассчитывались на основе экспериментально определенных $N_d - N_n$ и литературных данных [14] по формулам для статистики электронов в полупроводниках [15]; σ_n определялась из постоянной времени перезарядки τ_n D -центра электронами из зоны проводимости.

Для сравнения расчетных зависимостей $I_e = f(\Delta p_0)$ с экспериментальными $I_e = f(J)$ необходимо определить связь Δp_0 и J . Для этого было проведено исследование зависимости амплитуды DLTS-пика (ΔC) от длительности импульса инжекции (t_n) (при $t_n \sim \tau_0$). Из зависимости $\Delta C = f(t_n)$ определялись τ_0 и соответственно Δp_0 . Зависимость концентрации инжектированных носителей от амплитуды импульса прямого напряжения (U_{np}) изображена на рис. 5. Сопоставление зависимости $\Delta p_0 = f(U_{np})$ и вольт-амперной характеристики диода позволило вычислить зависимость $\Delta p_0 = f(J)$ и сравнить расчетные кривые с экспериментальными.

Теоретические зависимости $I_e = f(J)$ (сплошные линии) были нормированы и совмещены с экспериментальными при $J \sim 10$ А/см² (рис. 4). Наличие сублинейного участка данной зависимости при 300 К обусловлено большим различием в сечениях захвата дырки и электрона на D -центр: $\alpha_n/\alpha_p \sim 6 \cdot 10^{-5}$ [в слу-

где $\alpha_p = \alpha_n$ зависимость $I_i = f(J)$ была бы линейной для всех плотностей прямого тока]. Появление второго линейного участка начинается при $\Delta p_0 \approx n_n$, так как это приводит к увеличению вероятности перезарядки D -центра электронами в зоны проводимости (рост $\alpha_n [n_n + \Delta p_0]$). С увеличением температуры возрастает вероятность термической ионизации дырки (β_i , велико), поэтому стационарное заполнение ГЦ наступает при больших значениях $\Delta p_0(J)$, что обуславливает сокращение сублинейного участка.

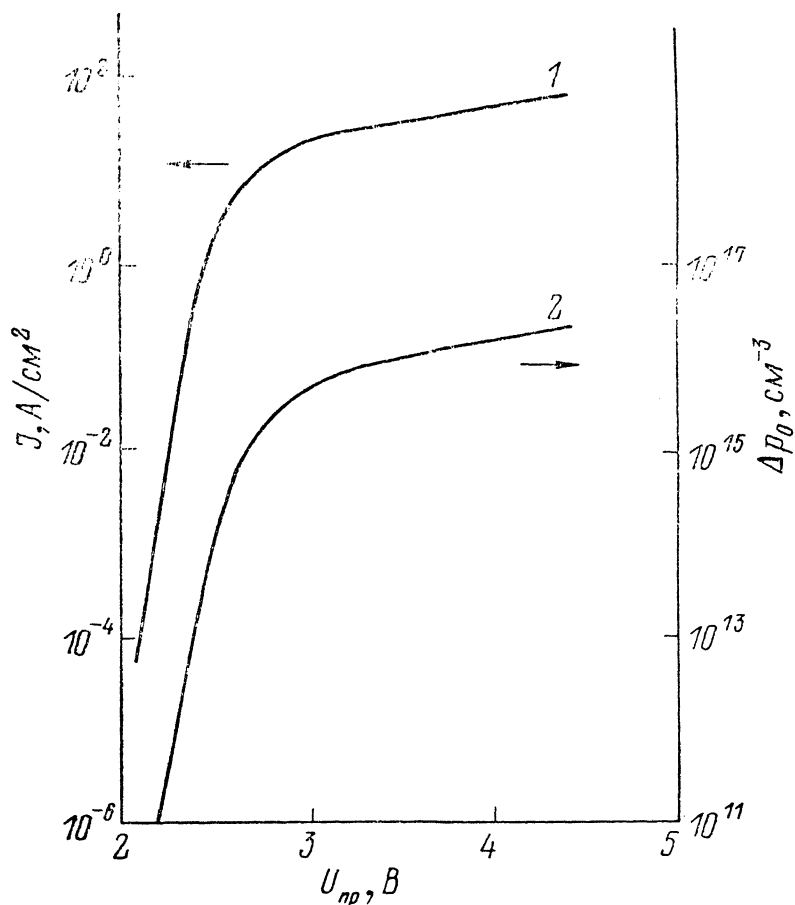


рис. 5. Вольт-амперная характеристика ЭС структуры (1), зависимость концентрации инжектированных дырок от амплитуды импульса инжекции в ЭС структуре (2).

На рис. 2 представлена зависимость $I_i = f(T)$. Начальный рост интенсивности вызван дополнительной ионизацией донорных уровней в базе, а последующий спад — ростом вероятности термической ионизации дырки (β_i). Лучшее согласие теории с экспериментом получено при учете температурного хода L_p в структурах данного типа.

Диффузионные длины дырок исследовались нами традиционным для SiC методом регистрации фототока $p-n$ -структуры в зависимости от ширины слоя объемного заряда при возбуждении носителей собственным светом. В указанном диапазоне температур происходило увеличение L_p в 5—7 раз.

Увеличение концентрации инжектированных носителей (рост J) компенсирует рост β_i , и максимум кривой с увеличением J смещается в область больших температур (рис. 3).

Анализ температурной зависимости постоянной времени послесвечения τ_n желтой ЭЛ [формула (5)] показывает, что в области низких температур основной вклад в тушение ЭЛ вносят рекомбинация дырки, захваченной на D -центр, и электрона в зоне проводимости ($\tau_n \sim 1/\alpha_n n_n$), а при высоких — термическая ионизация дырки с D -центра ($\tau_n \sim 1/\beta_i$).

Заключение. Как следует из сопоставления экспериментальных и расчетных данных, на основании выбранной модели рекомбинации и параметров *D*-центра можно объяснить все имеющиеся результаты исследования желтой ЭЛ.

С точки зрения энергетического положения уровня соответствие желтой ЭЛ излучательному переходу электрона из зоны проводимости на *D*-центр возможно, если сдвиг Франка—Кондона для этого центра будет ≤ 0.35 эВ.

Авторы благодарят А. А. Лебедева, А. Г. Кечека и В. В. Евстропова за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Виолин Э. Е., Холуянов Г. Ф. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 11. С. 3395—3397.
- [2] Водаков Ю. А., Жумаев Н., Зверев Б. П., Ломакина Г. А., Мохов Е. Н., Одинг В. Г., Семенов В. В., Симахин Ю. Ф. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 2. С. 373—378.
- [3] Вейнгер А. И., Водаков Ю. А., Кулев Ю. И., Ломакина Г. А., Мохов Е. Н., Одинг В. Г., Соколов В. И. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 21. С. 1319—1323.
- [4] Копылов А. А., Пихтин А. Н. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 1. С. 15—20.
- [5] Баландович В. С., Виолина Г. Н., Таиров Ю. М. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 498—503.
- [6] Водаков Ю. А., Гончаров Е. Е., Ломакина Г. А., Мальцев А. А., Мохов Е. Н., Одинг В. Г., Рамм М. Г., Рябова Г. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 207—210.
- [7] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Растегаев В. П., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф., Челноков В. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 298—300.
- [8] Аникин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Севастьянов В. Е., Сыркин А. Л., Суворов А. В., Челноков В. Е., Шпынев Г. П. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 17. С. 1053—1056.
- [9] Аникин М. М., Лебедев А. А., Сыркин А. Л., Суворов А. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 114—117.
- [10] Suttrop W., Pensl G., Lanig P. // Exp. Abstract Electrochem. Soc. Mtg. 1989. P. 716—717.
- [11] Кечек А. Г., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР Л., 1987. № 1147.
- [12] Kuwabara H., Yamata S. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 30. P. 739—746.
- [13] Ikeba M., Matsunami H., Tanaka T. // Phys. Rev. 1980. V. 22. P. 2842—2854.
- [14] Vodakov Y. A., Lomakina G. A., Mokhov E. N., Radovanova E. I., Sokolov V. J., Урманова М. М. // Phys. St. Sol. (a). 1976. V. 35. N 1. P. 37—42.
- [15] Блэкмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.

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

Получена 9.01.1990
Принята к печати 30.03.1990