

ЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ КРУТИЗНЫ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ δ -ЛЕГИРОВАННЫХ СТРУКТУР

Гергель В. А., Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А., Родионов А. В.,
Тарнавский С. П., Федоренко А. В.

С помощью малосигнальных измерений характеристик полевых транзисторов (ПТШ) на δ -легированных структурах арсенида галлия обнаружено существенное уменьшение крутизны при частотах менее 10^4 Гц. Показано, что причиной дисперсии является наличие глубоких уровней в приповерхностном слое толщиной до ~ 150 Å. Установлено, что заполнение ловушек связано с туннельно-активационным характером тока через барьер Шоттки. Представленные результаты позволяют объяснить расхождение в экспериментальных и расчетных значениях крутизны δ -ПТШ.

В разработках элементной базы ССИС на арсениде галлия все большее место занимают полевые транзисторы (ПТ) с каналом на основе двумерного электронного газа (ВЭПТ — транзисторы с высокой подвижностью электронов и δ -ПТШ — полевые транзисторы на δ -легированных структурах). Оценки показывают [1, 2], что значительного увеличения крутизны следует ожидать при приближении канала к электроду затвора на расстояния ~ 300 Å.

Но если в ВЭПТ удалось достигнуть расчетных значений крутизны, то в реальных δ -ПТШ величина собственной крутизны лишь незначительно превышает соответствующие значения для ПТШ на структурах с однородным легированием [3, 4, 5] и остается примерно в 3 раза меньше расчетной [2].

В литературе не обсуждаются причины столь значительного понижения крутизны. Исследования δ -легированных структур, проведенные нами ранее [6], показали, что объяснить это понижением слабополевой подвижности при приближении δ -слоя к свободной поверхности на расстояния ≤ 400 Å не удастся.

Цель настоящей работы — выяснение причин несоответствия расчетных и реальных значений крутизны δ -ПТШ. Результаты предварительных исследований [6] указывают на существенное влияние ловушек на параметры приборных структур. Отсюда следует целесообразность использования режимов малосигнальных измерений при исследованиях выходных и управляющих характеристик δ -ПТШ.

Измерения крутизны ПТ на δ -легированных структурах, выполненные в малосигнальном режиме в диапазоне частот 10^1 — 10^9 Гц, показали наличие резкого уменьшения крутизны в окрестности частот $5 \cdot 10^4$ Гц. При этом для длины канала ПТ ~ 0.8 мкм полная крутизна на частотах, больших 10^5 Гц, достигала значений 350 мА/В·мм, в то время как в области частот, меньших 10^4 Гц, она не превышала 120 мА/В·мм (рис. 1).

С целью уточнения природы и детализации механизма дисперсии в широком диапазоне частот и температур были проведены измерения $C-V$ -, $G-V$ - и $I-V$ -характеристик барьеров Шоттки (БШ) тестовых ячеек и затворов реальных ПТ, выполненных на δ -легированных структурах (рис. 2—6). Структуры для δ -ПТШ и тестовых БШ ячеек изготовлены в рамках МОС гибридной эпитаксии [6] в одном процессе, но на подложках с разным характером проводи-

мости: АГНК-3 ($N \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) — для БШ тестовых ячеек, АГЧП-5 ($\rho > 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$) — для δ -ПТШ. δ -Слой (концентрация электронов $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$) отделен от свободной поверхности нелегированным слоем GaAs ($N_n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$) толщиной 500 \AA , а от подложки — аналогичным буферным слоем толщиной 7000 \AA .

Исследовались δ -ПТШ, выполненные по длинноканальной и самосовмещенной технологиям. Электроды БШ тестовых ячеек и затворов длинноканальных δ -ПТШ имеют

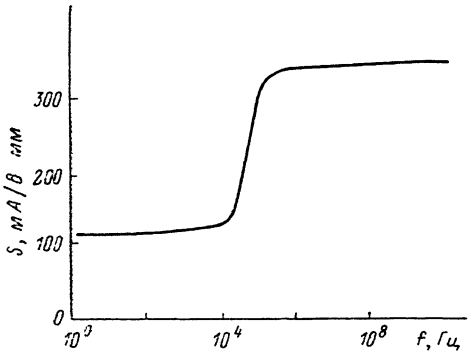


Рис. 1. Зависимость крутизны от частоты (малосигнальный режим).

двухслойную композицию Au—V, а для самосовмещенных δ -ПТШ затворы выполнены из NbN с последующим отжигом в восстановительной атмосфере водорода при температуре 620°C . C - V - и G - V -характеристики БШ

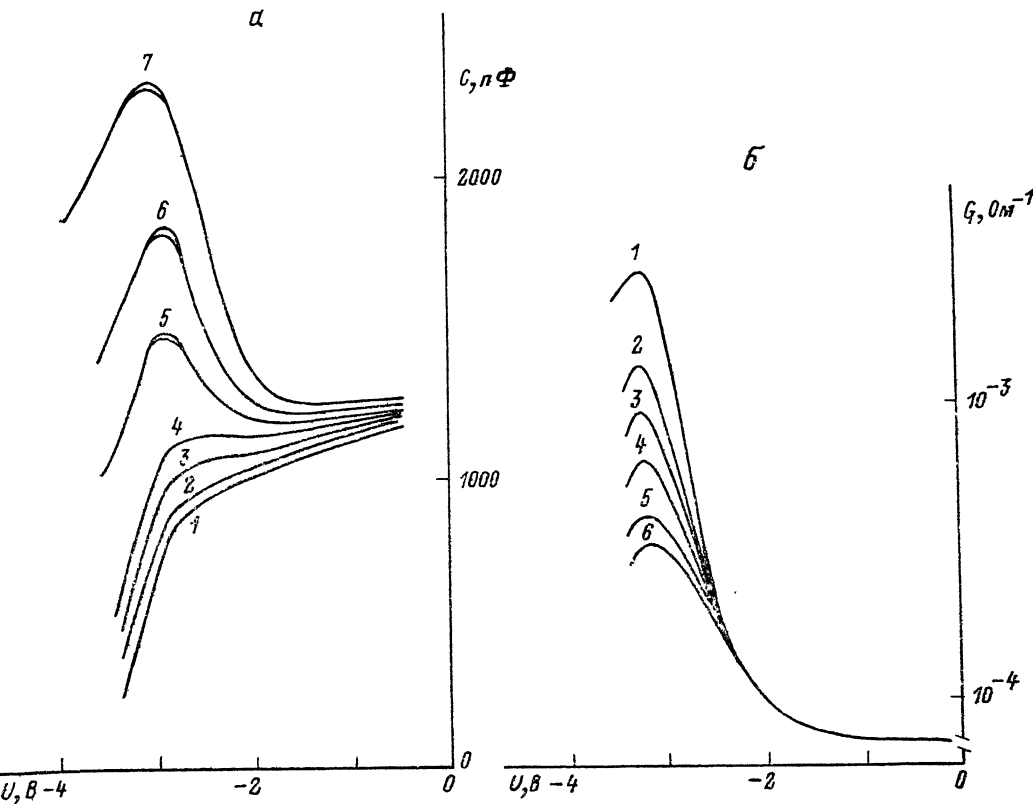


Рис. 2.

а) вольт-фарядные характеристики БШ на δ -структуре при различных частотах тестового сигнала, Гц: 1 — $2 \cdot 10^2$, 2 — 10^3 , 3 — $2 \cdot 10^4$, 4 — $8 \cdot 10^4$, 5 — $5 \cdot 10^5$, 6 — $4 \cdot 10^6$, 7 — $2 \cdot 10^7$; б) G - V -характеристики БШ на δ -структуре при различных частотах, Гц: 1 — 10^2 , 2 — $5 \cdot 10^2$, 3 — 10^3 , 4 — $5 \cdot 10^3$, 5 — $8 \cdot 10^3$, 6 — $3 \cdot 10^4$.

и затворов на δ -структурах нами исследованы в диапазоне тестовых частот 10^2 — 10^6 Гц и температур 300 — 400 К . Кроме того, в указанном температурном диапазоне на постоянном токе в режиме обратных смещений (не превышающих -4 В) исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) тестовых ячеек.

Управляющие и выходные характеристики δ -ПТШ изучены в полосе частот 0—1.5 ГГц.

Экспериментальные исследования позволили установить следующие закономерности.

а) В области частот, меньших 10^4 Гц, наблюдается сильная зависимость емкости от частоты; участок «плато» на высокочастотной $C-V$ -кривой сменяется зависимостью с явно выраженным максимумом (рис. 2, а).

б) Дисперсия малосигнальной проводимости наблюдается в области частот, больших 10^2 Гц; максимум на кривой для зависимости $G-V$ смещен по оси напряжений относительно максимума на зависимости $C-V$ в область больших значений (рис. 2, б).

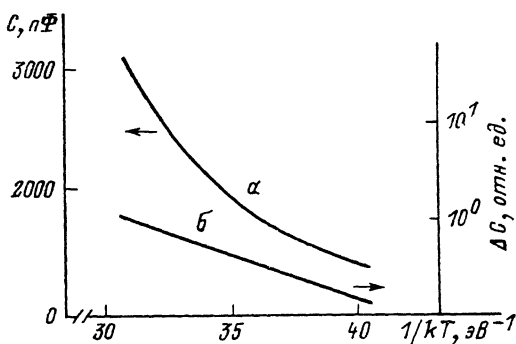


Рис. 3. Зависимость емкости C и изменений емкости ΔC от температуры для БШ на δ -структуре ($f=4 \cdot 10^8$ Гц).

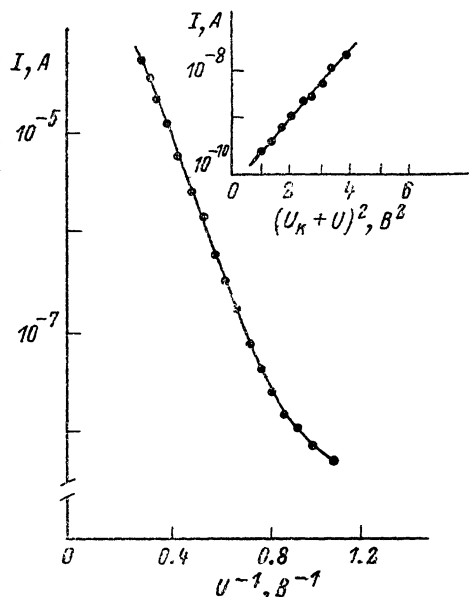


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика БШ на δ -структуре ($T \sim 300$ К).

в) Температурные исследования $C-V$ -характеристик позволили выявить активационный характер зависимости емкости; в частности, в области пика (напряжение ~ -3 В) энергия активации имеет значения ~ 0.2 эВ (рис. 3).

г) ВАХ БШ на δ -легированных структурах в режиме постоянных обратных напряжений имеют туннельный характер (рис. 4), при этом зависимости ВАХ удовлетворительно спрямляются в координатах $(\lg I, U^{-1})$ при $U > 1.4$ В и $(\lg I, U^2)$ при $U < 1.2$ В. Энергия активации монотонно убывает при увеличении напряжения обратного смещения (рис. 5), а при напряжениях, соответствующих максимуму емкости на зависимости $C-V$ также достигает значений ~ 0.2 эВ (см. вставку на рис. 5).

Обсуждение экспериментальных результатов

Вся совокупность экспериментальных результатов удовлетворительно объясняется в рамках модели, предполагающей локализацию активно влияющих на модуляцию тока ловушек, расположенных в области нелегированного слоя на расстояниях до 150 \AA от свободной поверхности (рис. 6, б). Действительно, так как $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ (здесь $\Delta E \sim 4\pi e n_0 d/x$), в диапазоне напряжений, меньших напряжений «истощения» δ -слоя (U_s), емкость тестовой ячейки БШ с хорошей точностью будет аппроксимироваться выражением

$$C = \frac{x}{4\pi d}, \quad (1)$$

где d — глубина залегания δ -слоя. При этом при увеличении напряжения обратного смещения наблюдаемый на экспериментальных $C-V$ -кривых БШ и затворов δ -ПТШ монотонный спад емкости в области высоких частот (рис. 2, а)

может быть объяснен деформацией волновых функций электронов в δ -слое [3]. При дальнейшем увеличении напряжения обратного смещения ОПЗ распространяется в область II (рис. 6, а), что приведет к уменьшению емкости:

$$C = \frac{\kappa}{4\pi d} \left(1 + \frac{\kappa}{2\pi\epsilon\epsilon_0 d^2} (\Phi_k - V + E_\delta, d) \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

где Φ_k — контактная разность потенциалов, κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, d — расстояние от поверхности до δ -слоя.

В случае тестовых частот, соизмеримых с частотами релаксации ловушек, протекают процессы их перезарядки, которые модифицируют вид C — V -характеристик БШ. Действительно, из рис. 6, б трудно получить, что

$$C = \frac{\kappa}{4\pi\alpha} \frac{V_I}{V} < \frac{\kappa}{4\pi\alpha}, \quad (3)$$

где α — расстояние от свободной поверхности (от электрода БШ) до места локализации ловушек, активно влияющих на модуляцию, V_I — напряжение, падающее в области I (рис. 6, б). В этом случае отношение значений емкостей —

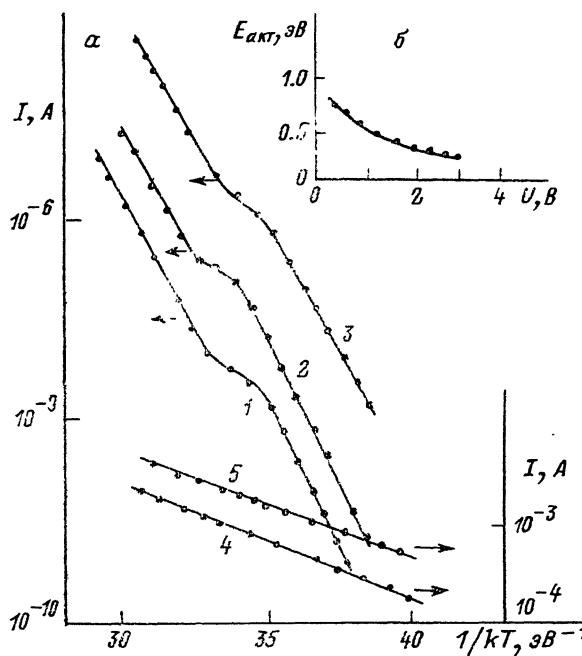
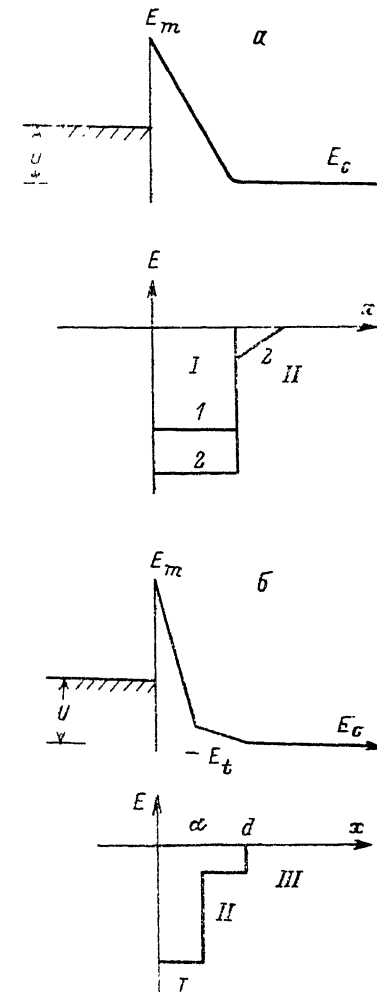


Рис. 5. Зависимости тока от температуры при различных напряжениях (а) и энергии активации тока от напряжения обратного смещения ($T=300$ К) (б) для БШ на δ -структуре.

$U, В: 1 - 0.2, 2 - 0.5, 3 - 1.0, 4 - 2.0, 5 - 2.5.$

Рис. 6. Энергетическая диаграмма и распределение электрического поля под затвором идеального (а) и реального (б) δ -ПТШ.

$1 - |Y| < |Y_\delta|, 2 - |Y| > |Y_\delta|.$

расчетной (совпадающей с высокочастотной) и максимальной измеренной низкочастотной (C_{max}) — позволяет оценить расстояние до места расположения ловушек от свободной поверхности:

$$\alpha < \frac{C_{nf} d}{C_{max}}. \quad (4)$$

В частности, при $d=5000 \text{ \AA}$ (толщине приповерхностного нелегированного слоя n^- -GaAs) для величины α получаем значения $\sim 150 \text{ \AA}$.

При указанных значениях α ($\sim 150 \text{ \AA}$) становится существенным туннелирование электронов из металла в полупроводник, чем и объясняется туннельный характер экспериментальной зависимости ВАХ (рис. 4). Для плотности туннельного тока справедливо следующее выражение:

$$j = \frac{2e}{m(2\pi\hbar)^3} \int P_y j_d(\mathbf{p}) D(P_y) d^3\mathbf{p}, \quad (5)$$

где P_y — проекция импульса электрона на ось, перпендикулярную плоскости контакта Шоттки и направленную из металла в полупроводник, P — абсолютное значение импульса электрона, $f_d(\mathbf{p})$ — функция распределения электронов, m — масса свободного электрона, $D(P_y)$ — туннельная прозрачность барьера,

$$D(P_y) = \exp\left(\frac{-4}{3} \frac{b_0}{\hbar} \sqrt{2m^*} \frac{(E_m - P_y^2/2m)^{3/2}}{E_m - F}\right) \quad [7], \quad (5a)$$

F — уровень Ферми в металле, b_0 — ширина барьера на уровне Ферми в металле. В случае подчинения туннелирующих электронов статистике Ферми—Дирака для туннельного тока через барьер имеем

$$j = \frac{ekTm}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{E_m} \ln(1 + e^{(F-E)/kT}) \exp\left(\frac{-4}{3} \frac{b_0}{\hbar} \sqrt{2m^*} \frac{(E_m - E)^{3/2}}{E_m - F}\right) dE. \quad (6)$$

Анализ подынтегрального выражения указывает на наличие резкого максимума шириной $\sim kT$. Вблизи максимума E_0 , называемого точкой перевала, происходит доминирующий перенос носителей. Если E_0 достаточно велико, то вклад в ток даст перенос выше уровня Ферми металла ($E > F$); здесь, как нетрудно убедиться,

$$E_m - E_0 = \left(\frac{\hbar(E_m - F)}{2b_0kT\sqrt{2m^*}}\right)^2. \quad (7)$$

Тогда, интегрируя (6) методом перевала и полагая, что все напряжение падает в области I (рис. 6, б), получим

$$j = \frac{em(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(\frac{-(E_m - F)}{kT} + \frac{1}{3kT} \left(\frac{e\hbar(\Phi_k - V)}{2akT\sqrt{2m^*}}\right)^2\right), \quad (8)$$

а (7) будет иметь вид

$$E_m - E_0 = \left(\frac{e\hbar(\Phi_k - V)}{2akT\sqrt{2m^*}}\right)^2. \quad (9)$$

При увеличении величины напряжения $E_m - E_0$ растет, и при $E_m - E_0 > E_m - F$ энергия перевала фиксируется непосредственно под уровнем Ферми F и почти не зависит от напряжения.

В этом случае после интегрирования (6) получим

$$j = \frac{em(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(\frac{-4\alpha}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{e\hbar} \frac{(E_m - F)^{3/2}}{\Phi_k - V}\right). \quad (10)$$

При этом напряжение, при котором энергия перевала совпадает с уровнем Ферми, определяется из выражения

$$-V_f = -\Phi_k + \frac{2akT\sqrt{2m^*}(E_m - F)}{e\hbar}. \quad (11)$$

Из сравнения с экспериментальными ВАХ (рис. 4) видно, что полученные выражения (8) и (10) удовлетворительно описывают реальную ситуацию.

Из (8) легко получить энергию активации для температурной зависимости тока

$$E_{\text{акт}} = E_0 - F = E_m - F - \left(\frac{e\hbar(\Phi_k - V)}{2akT\sqrt{2m^*}}\right)^2. \quad (12)$$

Видно, что монотонное уменьшение энергии активации при увеличении напряжения смещения, экспериментально фиксируемое в температурных исследованиях ВАХ БШ (рис. 5), объясняется тем, что для туннелирования носитель должен получить энергию, равную, как минимум, $E_0 - F$; сама же величина $E_0 - F$ уменьшается с ростом напряжения.

Заметим, при $E_{\text{акт}} \ll E_m - F$ используемое выражение является некорректным, так как в нем не учтено влияние активационного характера зависимости степени заполнения ловушек от температуры, учет которого приведет к ослаблению зависимости $E_{\text{акт}}$ с ростом напряжения. Оценки, выполненные на основе (8) и рис. 4, для расстояния от электрода БШ до плоскости локализации активных ловушек дают значения $\sim 150 \text{ \AA}$, что хорошо согласуется со значениями, полученными при емкостных измерениях.

Активационный характер зависимости емкости от температуры, обнаруживаемый в экспериментальных температурных исследованиях (рис. 3, кривая б), объясняется тем, что вклад ловушек в полную емкость определяется величиной $W\tau$, где W — частота тестирующего сигнала, а τ — время их релаксации. Так как время генерации электрона с ловушек экспоненциально зависит от температуры, то

$$W\tau \sim \exp(E_i/kT), \quad (13)$$

а значит, и емкость экспоненциально зависит от температуры. В силу изложенного из-за присутствия ловушек между электродом БШ и δ -слоем легирующей примеси большая часть модулирующего напряжения падает в области l (рис. 6, б), поэтому величина $\partial E/\partial V$ существенно меньше, чем для ПТ на идеальных δ -структурах, что приводит к значительному уменьшению малосигнальной крутизны в области частот, меньших частот релаксации ловушек.

Предложенная модель должна быть обобщена с учетом распределения ловушек в приповерхностной области. В пользу этого говорят профильные исследования элементного состава, в процессе которых в приповерхностных слоях структуры (до глубин $\sim 200 \text{ \AA}$) регистрируют вакансии по мышьяку и избыточное содержание кислорода.

Теперь находят естественное объяснение результаты исследования зависимости холловской подвижности в δ -структурах, указывающие на резкое уменьшение подвижности при приближении δ -слоя к свободной поверхности на расстоянии, меньшее 400 \AA [6].

Оценки концентрации и энергии ловушек, активно участвующих в процессе модуляции тока в канале δ -ПТШ, полученные с учетом (13), дают значения $\approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\sim 0.6 \text{ эВ}$ соответственно.

Заметим, в ПТ на однородно-легированных структурах, также полученных в рамках МОС гидридной эпитаксии, относительная величина частотной дисперсии емкости не превышает $\sim 30 \%$, что объясняется менее благоприятными условиями для туннельной эмиссии.

Таким образом, результаты представленных экспериментальных исследований и теоретических оценок позволяют установить, что причина частотной дисперсии крутизны δ -ПТШ в малосигнальном режиме, а также значительное уменьшение крутизны по сравнению с расчетной в режиме больших амплитуд вызваны участием в процессах модуляции тока и рассеяния носителей в канале части ловушек приповерхностного слоя с нарушенной стехиометрией, находящихся на расстояниях $50\text{--}150 \text{ \AA}$ от поверхности электрода затвора. Находящиеся в непосредственной близости от электрода затвора ($d < 50 \text{ \AA}$) ловушки заполнены электронами, туннелирующими из электрода, и в силу этого не проявляются в малосигнальных $C-V$, $G-V$ и $I-V$ -измерениях.

Список литературы

- [1] Schubert E. F., Ploog K. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 8. P. L608—L610.
- [2] Ploog K. // J. Cryst. Growth. 1987. V. 81. P. 304—313.
- [3] Schubert E. F., Fischer A., Ploog K. // IEEE transactions on electron devices. 1986. V. ED-33. N 5. P. 625—632.

- [4] Ильичев Э. А., Родионов А. В., Свешников Ю. Н., Федоренко А. В. // Электрон. пром. 1990. № 3. С. 27—30.
- [5] Gallium Arsenide and Related Compounds. Bristol—Philadelphia—N. Y., 1991. P. 401—406.
- [6] Виноградов Е. А., Дьяченко А. Г., Ильичев Э. А., Инкин В. Н., Качуровский Ю. Г., Полторацкий Э. А., Родионов А. В., Федоренко А. В. // Микроэлектроника. 1991. Т. 20. В. 2. С. 137—141.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Квантовая механика. М., 1963. С. 212—213.

Научно-исследовательский институт
физических проблем им. Ф. В. Лукина
Москва

Получена 26.04.1991
Принята к печати 14.05.1991

