НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНЫХ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРОВ С ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫМ ЭМИТТЕРОМ

Рыжий В. И., Хмырова И. И.

Теоретически исследуются особенности биполярных гетеротранзисторов с туннельно-резонансным эмиттером. Учитываются как зависимость плотности эмиттерного тока от напряжения база—коллектор, так и управляемое напряжением база—коллектор междолинное рассеяние. Рассчитываются распределения потенциала и вольт-амперные характеристики.

При низких напряжениях база—коллектор вольт-амперные характеристики имеют N-образную форму, что обусловлено резонансным туннелированием через ТРС эмиттер. При достаточно большом напряжении база—коллектор эмиттерный ток концентрируется в центре базы и вольт-амперные характеристики оказываются неоднозначными (одному значению напряжения соответствуют три значения тока) в некотором интервале напряжений эмиттер—база. Было показано, что при нагрузке рассматриваемые БГТ могут иметь три рабочие точки, соответствующие положительной дифференциальной проводимости.

Введение. Туннельно-резонансные структуры (ТРС) становятся обычными элементами как диодов, так и транзисторов различных типов [1-6]. Повышенное внимание к ТРС обусловлено тем, что их введение в качестве структурных компонентов позволяет реализовывать как быстродействующую логику, так и устройства обработки сигналов с использованием меньшего количества элементов [7-10]. Одна из причин этого связана с возможностью реализации элементов с отрицательным дифференциальным сопротивлением, а также бистабильностью [11-13]. Работа посвящена анализу неоднозначных вольт-амперных характеристик биполярных гетеротранзисторов (БГТ) на основе материалов группы $A^{III}B^{V}$ и встроенной в эмиттер туннельно-резонансной структуры с резким коллекторным гетеропереходом и легированным акцепторами δ-слоем (БГТ с индуцированной базой) вблизи плоскости перехода эмиттер—база. Рассматриваемые БГТ выполнены в виде слоистой гетероструктуры, имеющей зонную диаграмму, изображенную на рис. 1. Обсуждаемые БГТ отличаются следующими особенностями.

Во-первых, наличие ТРС эмиттера приводит к резкому падению локального эмиттерного тока в зависимости от напряжения база—эмиттер, если локальная разность потенциала эмиттер—база превышает некоторое пороговое значение V_E^{th}.

Во-вторых, кинетическая энергия горячих электронов, инжектированных в узкозонный базовый n-слой, может меняться в зависимости от изменения напряжения база—коллектор. Таким образом, при низких напряжениях база—коллектор (не превышающих пороговое значение коллекторного напряжения V_C^{th}) кинетическая энергия горячих электронов в базовом слое не превышает энергии междолинного перехода ε_i, так что междолинное рассеяние оказывается несущественным. Но при высоких напряжениях база—коллектор, превышающих пороговую величину V_C^{th}, кинетическая энергия горячих электронов может оказаться выше энергии перехода ε_i, и процессы междолинного рассеяния могут привести к захвату горячих электронов в узкозонной базовой области вследствие их отражения от энергетического барьера на границе база—коллектор. Таким образом, с помощью напряжения база—коллектор можно переключать эмиттерный ток с коллектора в базу или обратно.

В-третьих, базовый ток, обусловленный рекомбинацией захваченных электронов, приводит к падению потенциала вдоль базового канала и оказывает влияние на локальную плотность тока, протекающего через РТС эмиттер.

Модель

Будем считать, что имеют место неравенства

$$W_E,\ W_B \ll d, \tag{1}$$

$$l_i \ll W_E,\quad W_B < l. \tag{2}$$

Здесь W_E и W_B — толщины слоев эмиттера и базы, $2d$ — расстояние между базовыми контактами, l_i — характерная длина релаксации импульса электрона Г-долины с энергией междолинного перехода ε_i за счет таких переходов, l — длина релаксации импульса за счет внутридолинных механизмов рассеяния.

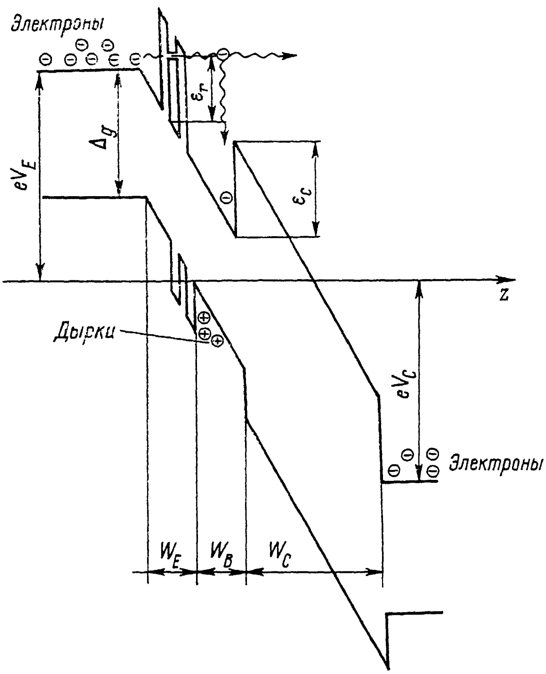

Рис. 1. Зонная диаграмма БГТ с ТРС эмиттером.

Кроме того, предполагаем, что между энергией резонансного уровня в ТР эмиттере ε_r, величиной разрыва дна зоны проводимости в гетеропереходе база—коллектор ε_c и энергией междолинного перехода ε_i существует соотношение

$$\varepsilon_c < \varepsilon_r < \varepsilon_i. \tag{3}$$

Будем также полагать, что температура T достаточно мала:

$$T \ll \hbar\omega_i,\quad \varepsilon_c, \tag{4}$$

где $\hbar\omega_i$ — характерная энергия междолинного фонона. Наконец, предполагается, что перенос дырок вдоль базового канала (в плоскости гетероперехода) связан преимущественно с их дрейфом под действием поперечной компоненты электрического поля.

Для плотности тока электронов, инжектируемых через ТР эмиттер, и плотности тока электронов, уходящих в коллектор, можно написать

$$j_E = j_r \exp\left[\frac{e\,(V_E+\varphi)}{T}\right]\Theta\,(V_E^{\text{th}} - V_E - \varphi), \tag{5}$$

$$j_C = j_r \exp\left[\frac{e\,(V_E+\varphi)}{T}\right]\Theta\,(V_E^{\text{th}} - V_E - \varphi)\exp\,(-\gamma_i). \tag{6}$$

Здесь $j_r = j_m K_r \exp\left(\dfrac{\Delta_g+\varepsilon_r}{T}\right)$, K_r — коэффициент пропускания туннельно-резонансной структуры, $(K_r < 1)$, $j_m = en_E v_T$ — максимальная плотность эмиттерного тока, n_E — концентрация электронов в эмиттерном контакте, v_T — тепловая скорость электронов, e — заряд электронов, V_E — напряжение смещения эмиттер—база, $\varphi=\varphi\,(x)$ — локальное значение потенциала в базовом слое относительно потенциала базовых контактов (ось x лежит в плоскости ТРС), $eV_E^{\text{th}} = \Delta_g + \varepsilon_r$, Δ_g — ширина запрещенной зоны в узкозонном n-слое, $\Theta = \Theta\,(v)$ — функция Хевисайда. Величина γ_i характеризует темп захвата инжектируемых электронов в базовом слое вследствие их рассеяния. Согласно неравенствам (2), внутридолинным рассеянием можно пренебречь. Поэтому величину γ_i можно считать отличной от нуля лишь в случае, когда энергия электрона в базе превосходит энергию междолинного перехода ε_i. С учетом этого можно положить

$$\gamma_i=\Gamma_i\left(\frac{V_C-\varphi-V_C^{\mathrm{th}}}{\delta V}\right)^{3/2}\Theta\left(V_C-V_C^{\mathrm{th}}-\varphi\right). \tag{7}$$

Здесь $\Gamma_i=\dfrac{2}{3}\dfrac{W_B}{v_i\tau_i}$, v_i — скорость Г-электронов с энергией ε_i, τ_i — номинальное время междолинного рассеяния [14],

$$eV_C^{\mathrm{th}}=(\varepsilon_i-\varepsilon_r)\frac{W_B+W_C}{W_B}-\Delta_g-\varepsilon_c, \tag{8}$$

$$\delta V=\frac{1}{e}\left(\Delta_g+\varepsilon_c\right)^{2/3}(\hbar\omega_i)^{1/3}. \tag{9}$$

В рассматриваемых условиях уравнение для потенциала $\varphi=\varphi\ (x)$ в действительности является уравнением непрерывности для дырок

$$\mu\frac{d}{dx}\left(\sigma\frac{d\varphi}{dx}\right)=\frac{j_E}{e}\left[1-\exp\left(-\gamma_i\right)\right]. \tag{10}$$

Здесь μ и σ — подвижность и поверхностная плотность дырок соответственно. Везде, за исключением областей вблизи базовых контактов, для поверхностной плотности дырок σ можно записать

$$\sigma=\sigma_a+\frac{\varkappa}{4\pi}\left(E_E-E_C\right). \tag{11}$$

Здесь σ_a — поверхностная концентрация акцепторов вблизи плоскости ТРС,

$$E_E=E\,|_{z=-0}=\frac{eV_E-\Delta_g}{eW_E}$$

и

$$E_C=E\,|_{z=+0}=\frac{\Delta_g+\varepsilon_c+eV_C}{e\left(W_B+W_C\right)}.$$

Последний член в выражении (11) связан с индуцированием дырок полями эмиттера и коллектора. В случае сильно легированного δ-слоя этот член относительно мал и им можно пренебречь.

Уравнение (2) дополним граничным условием

$$\varphi\,|_{x=\pm d}=0. \tag{12}$$

Если по аналогии с [15] принимать во внимание нарушение нейтральности базы и процессы диффундирования дырок, вместо уравнения (10) мы получим дифференциальное уравнение четвертого порядка с малым параметром при старшей производной. Но эти эффекты существенны только вблизи базовых контактов.

Распределение потенциала

Используя выражения (5), (6) и (8), можно переписать уравнение (10) в безразмерных переменных $\psi=e\varphi/T$ и $\xi=x/d$ в следующем виде:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2}=\nu\exp\left(\psi-\psi_r\right)\Theta\left(\psi_r-\psi\right). \tag{13}$$

Здесь $\psi_r=e\left(V_E^{\mathrm{th}}-V_E\right)/T$,

$$\nu=\frac{d^2 j_m K_r}{\mu\sigma T}\left[1-\exp\left(-\gamma_i\right)\right]. \tag{14}$$

Условие (12) принимает вид

$$\psi\,|_{\xi=\pm1}=0. \tag{15}$$

В действительности величина γ_i зависит от φ. Мы можем пренебречь этой зависимостью, если разность $|V_C - V_C^{th}|$ достаточно велика.

Если $V_E \leqslant V_E^{th}$, имеет место $\psi_r \geqslant 0$. При таких напряжениях из уравнения (13) при условии (15) получаем распределение потенциала

$$\psi = 2 \ln \frac{\cos A}{\cos A\xi}, \tag{16}$$

где $A = \left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\psi_r}{2}\right) \cos A$.

В случае $V_E > V_E^{th}$ уравнение (13) при граничном условии (15) имеет очевидное решение $\psi = \psi^{(0)} = 0$. При этом в области $V_E^{th} < V_E < V_E^m$ существуют два дополнительных решения $\psi = \psi^{(1)} \neq 0$ и $\psi = \psi^{(2)} \neq 0$. Для двух последних распределений потенциала плотность эмиттерного тока $j = 0$ в областях $\xi_r^{(1,2)} \leqslant |\xi| \leqslant 1$ вблизи базовых контактов, поскольку для этих областей $\psi_r - \psi < 0$. Но $j \neq 0$ в центре БГТ ($|\xi| \leqslant \xi_2$). Координаты $\xi_r^{(1,2)}$ могут быть найдены с использованием непрерывности потенциала ψ и его производных (ср. с [16]).

Таким образом, в области напряжений $V_E^{th} \leqslant V_E \leqslant V_E^m$ можно получить

$$\psi^{(1,2)} = \frac{1-\xi}{1-\xi_r^{(1,2)}} \psi_r \tag{17}$$

в областях $\xi_r^{(1,2)} \leqslant |\xi| \leqslant 1$ и

$$\psi^{(1,2)} = \psi_r + 2 \ln \frac{\cos A^{(1,2)}}{\cos\left[A^{(1,2)} \frac{\xi}{\xi_r^{(1,2)}}\right]} \tag{18}$$

в областях $|\xi| \leqslant \xi_r^{(1,2)}$. Здесь $\psi[\xi_r^{(1,2)}] = \psi_r$ и

$$A^{(1,2)} = \xi_r^{(1,2)} \left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2} \cos A^{(1,2)}, \tag{19}$$

$$\sin A^{(1,2)} = -\frac{\psi_r}{[1-\xi_r^{(1,2)}]} \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2}. \tag{20}$$

Исключая величину $\xi_r^{(1,2)}$ из уравнений (19) и (20), можно получить уравнение для $A^{(1,2)}$

$$\sin A^{(1,2)} \left[1 - \frac{A^{(1,2)}}{\cos A^{(1,2)}} \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2}\right] = -\frac{\psi_r}{2} \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2}. \tag{21}$$

Если $\left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2} \gg 1, |\psi_r|$, уравнение (21) приводит к выражениям

$$A^{(1)} \approx \frac{\psi_r}{2} \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2} \ll 1 \quad \text{и} \quad A^{(2)} \approx \frac{\pi}{2}\left[1 - \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2}\right] \approx \frac{\pi}{2}.$$

Соответственно

$$\xi_r^{(1)} \approx -\frac{\psi_r}{\nu} \ll 1 \quad \text{и} \quad \xi_r^{(2)} \approx 1 + \frac{\psi_r}{2} \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2} \approx 1.$$

Напряжение $V_E = V_E^m$ соответствует случаю $A^{(1)} = A^{(2)} = A^m$, $\psi_r = \psi_r^m$ и $\xi_r^{(1)} = \xi_r^{(2)} = \xi^m$. Для таких напряжений имеет место $\psi^{(1)} = \psi^{(2)}$. Если $\left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2} \gg 1$, уравнение (21) дает

$$A^m \approx \frac{\pi}{2} - \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/4}, \tag{22}$$

$$\psi_r^m \approx -2 \left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2}. \tag{23}$$

Из формулы (23) непосредственно следует

$$V_E^m \approx V_E^{th} + \frac{T}{e} (2\nu)^{1/2}, \tag{24}$$

поэтому если $V_C \gg V_C^{th}$, то для величины $\Delta V = V_E^m - V_E^{th}$ можно найти соотношение

$$\max \Delta V \approx \frac{T}{e}\left(\frac{2d^2 j_m K_r}{\mu\sigma T}\right)^{1/2} \sim \frac{d}{\mu^{1/2}}. \quad (25)$$

Таким образом, при больших напряжениях распределения потенциала и плотности эмиттерного тока отличаются явно выраженной неоднородностью. Если $V_E \geqslant V_E^{th}$ и $V_C > V_C^{th}$, имеет место обычный эффект вытеснения тока [17]. И, наоборот, в случае $V_E^{th} < V_E < V_E^m$ происходит сосредоточение эмиттерного тока в центре базы.

Вольт-амперные характеристики

С помощью формулы (5) можно записать выражение для полного эмиттерного тока в виде

$$J_E = dj_r \exp\left(\frac{eV_E}{T}\right) \int\limits_{-\xi_r}^{\xi_r} d\xi \exp(\psi). \quad (26)$$

Аналогичным образом с использованием формулы (9) можно представить выражение для полного коллекторного тока J_C и полного базового тока $J_B = J_E - J_C$. При напряжениях $V_E \leqslant V_E^{th}$ имеем $\xi_r = 1$, и с использованием соотношений (16) и (26) можно записать

$$J_E = 2dj_r \exp\left(\frac{e(V_E^{th} + V_E)}{2T}\right)\left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2} \sin A. \quad (27)$$

Если $V_C < V_C^{th}$, то параметр $\nu < 1$ и $A \approx \left(\frac{\nu}{2}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{e(V_E - V_E^{th})}{2T}\right]$, так что

$$J_E \approx 2dj_r \exp\left(\frac{eV_E}{T}\right). \quad (28)$$

В частности, при $V_E = V_E^{th}$ выражение (28) приводит к

$$J_E = J_E^{th} \approx 2dj_m K_r. \quad (29)$$

Но в случае $V_C \gg V_C^{th}$ может быть $\nu \gg 1$ и $A \approx \pi/2$. Если $V_E = V_E^{th}$, то в этом случае мы имеем

$$J_E^{th} \approx 2dj_m K_r \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2} = 2\,(2j_m K_r \mu\sigma T)^{1/2}. \quad (30)$$

Здесь мы пренебрегли членом порядка ν^{-1}.

Сравнение формул (29) и (30) показывает, что полный эмиттерный ток уменьшается с увеличением напряжения база—коллектор от величины $V_C < V_C^{th}$ до значения $V_C \gg V_C^{th}$. Это обусловлено упомянутым выше хорошо известным эффектом вытеснения тока [16].

В случае $V_E > V_E^{th}$ и $V_C < V_C^{th}$ ток $J_E \approx 0$, но при $V_E^{th} < V_E < V_E^m$ и $V_C > V_C^{th}$ заданной величине напряжения эмиттер—база V_E соответствует три значения эмиттерного тока (а также коллекторного и базового токов):

$$J_E = J_E^0 \approx 0, \quad J_E = J_E^{(1)}, \quad J_E \simeq J_E^{(2)},$$

где в соответствии с формулой (26)

$$J_E^{(1,\,2)} = 2dj_m K_r \left(\frac{2}{\nu}\right)_2^{1/2} \sin A^{(1,\,2)}. \quad (31)$$

Подставляя выражение (22) в формулу (31), можно получить следующее соотношение для полного эмиттерного тока в точке $V_E = V_E^m$:

$$J_E^{(1,\,2)} = J_E^m = 2dj_m K_r \left(\frac{2}{\nu}\right)^{1/2}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\nu}\right)^{1/2}\right]. \quad (32)$$

Используя формулы (30) и (32), получаем

$$\Delta J = J_E^{th} - J_E^{m} \approx \frac{2dj_m K_r}{\nu} \ll J_E^{th}. \tag{33}$$

Из выражения (33) при $V_C \gg V_C^{th}$ следует, что

$$\Delta J \approx \frac{\mu \sigma T}{d},$$

Естественно, в случае $V_C \gg V_C^{th}$, когда $\gamma_i \gg 1$, имеем $J_B \approx J_E$. Вольт-амперные характеристики приведены на рис. 2.

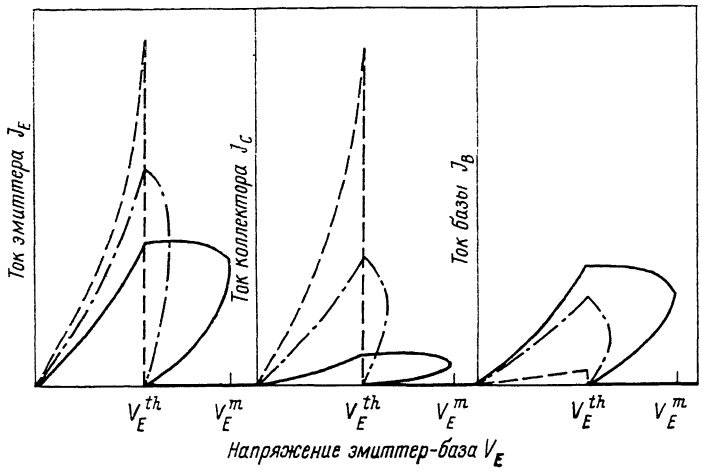

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики БГТ с идеальным ТРС эмиттером при $V_C < V_C^{th}$ (штриховая кривая), $V_C > V_C^{th}$ (штрихпунктирная) и $V_C \gg V_C^{th}$ (сплошная).

Отклонение локальных характеристик ТРС эмиттера от идеальности, связанное с уширением резонансного уровня, а также с протеканием эмиттерного тока через верхние уровни, приводит к сглаживанию вольт-амперных характеристик, представленных на рис. 2. В частности, зависимость тока J_B от напряжения V_E может иметь вид, показанный на рис. 3, из которого видно, что в случае $V_C < V_C^{th}$ существует только одна рабочая точка нагруженного БГТ. Но в случае высоких напряжений база—коллектор $V_C \gg V_C^{th}$ имеются три рабочие точки. Важно то, что эти рабочие точки соответствуют положительной дифференциальной проводимости с устойчивыми состояниями.

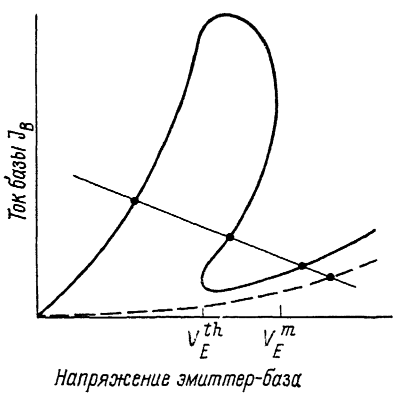

Рис. 3. Реальная вольт-амперная характеристика с нагрузочной прямой и рабочими точками при $V_C \gg V_C^{th}$ (сплошная кривая) и $V_C < V_C^{th}$ (штриховая).

Например, в случае БГТ с эмиттером и базой, выполненными из InGaAs, и двойным барьером ТРС из InAlAs—InGaAs и коллектором из InP мы можем положить [в соответствии с условиями (1)—(4)] $\Delta_g = 0.75$ эВ, $\varepsilon_i = 0.52$ эВ, $\varepsilon_c = 0.25$ эВ, $\varepsilon_r = 0.30$ эВ, $\hbar\omega_i = 0.03$ эВ, $W_E = W_B = 10^{-5}$ см, $W_C = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $d = 10^{-4}$ см. В этом случае имеем $V_E^{th} = 1.05$ В, $V_C^{th} = 0.32$ В и $\delta V = 0.31$ В. Если $\mu = 100$ см²/В·с, $\sigma = 10^{12}$ см$^{-2}$, $n_E = 10^{18}$ см$^{-3}$, $T = 300$ К, получаем $\Delta V \approx 0.375$ В или $e\Delta V/T \approx 15$ и $J_E^{th} = 3.2$ А/см (при $V_C < V_C^{th}$) и $J_E^{th} = 0.22$ А/см (при $V_C \gg V_C^{th}$).

Список литературы

[1] Davis R. H., Hosack H. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 864—869.
[2] Иогансен Л. В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. В. 2 (8). С. 207—213.
[3] Chang L. L., Esaki L., Tsu R. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. P. 593—596.
[4] Sollner T. C. L. G., Goodhue W. D., Tannenwald P. E., Parker C. D., Peek D. D. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 588—590.
[5] Capasso F., Kiehl R. A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 1366—1368.
[6] Capasso F., Sen S., Gossard A. C. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1986. V. 7. P. 573—576.
[7] Capasso F., Sen S., Beltram F., Lunardi L. M., Vengurlecar A. S., Smith P. S., Shah N. J., Malik R. J., Cho A. Y. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1989. V. 36. N 10. P. 2065—2085.
[8] Yokoyama N., Imamura K., Ohnishi H., Mori T., Muto S., Shibatomi A. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. P. 577—580.
[9] Sen S., Capasso F., Cho A. Y., Sivco D. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. 34. P. 2187—2191.
[10] Lakhani A. A., Potter R. C. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1684—1689.
[11] Leadbeater M. L., Alves E. S., Eaves L., Henini M., Hughes O. H., Sheard F. W., Toombs G. A. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. P. 1060—1066.
[12] Zaslavsky A., Goldman V. J., Tsui D. C. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1408—1412.
[13] Hughes O. H., Henini M., Alves E. S., Eaves L., Leadbeater M. L., Foster T. J., Sheard F. W., Toombs G. A. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B. 6 (4). P. 1161—1164.
[14] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
[15] Рыжий В. И., Хмырова И. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1277—1282.
[16] Рыжий В. И., Косатых О. В., Толстихин В. И., Хмырова И. И. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. В. 2. С. 147—152.
[17] Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Л., 1986. 248 с.

Физико-технологический институт АН СССР
Москва

Получена 21.09.1990
Принята к печати 3.12.1990