

ОСЦИЛЛЯЦИИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Захарова А. А., Рыжий В. И.

С использованием многозонного приближения метода эффективной массы рассчитан коэффициент прохождения квазичастицы над симметричной прямоугольной квантовой ямой. Найдена вольт-амперная характеристика транзисторной структуры с монополярной проводимостью, содержащей глубокую квантовую яму такой формы. Показано, что вольт-амперная характеристика имеет падающие участки как в режиме ограничения тока пространственным зарядом, так и в режиме насыщения эмиттера.

С уменьшением размеров элементов интегральных схем большую роль в их функционировании начинают играть квантовые эффекты. Появился целый класс полупроводниковых приборов, в которых интенсивно используются волновые свойства электронов и дырок [1]. К ним относятся диоды с резонансным туннелированием электронов [2-6], транзисторы, содержащие туннельно-резонансные структуры и сверхрешетки [7-11], лазеры на квантовых ямах [12, 13] и др. Самая простейшая структура, характеристики которой определяются волновыми свойствами квазичастиц, представляет собой одиночную квантовую яму, образованную двумя гетеропереходами между полупроводниковыми материалами с различными значениями ширины запрещенной зоны E_g и электронного сродства. Известно, что коэффициент прохождения электрона T над одномерной потенциальной ямой определяется интерференционными эффектами и осциллирует с изменением его кинетической энергии E . Зависимость $T(E)$ имеет максимумы при значениях E , когда на толщине ямы укладывается целое число полуволн соответствующей волновой функции, причем для симметричной прямоугольной ямы в этом случае $T(E)=1$. В работе [14] рассчитаны коэффициент прохождения квазичастицы над глубокой квантовой ямой такой формы, а также вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры, содержащей одиночную прямоугольную квантовую яму. При этом использовался параболический закон дисперсии квазичастиц в узкозонном слое. Интересно то, что ВАХ может иметь несколько падающих участков. Элементы с такими ВАХ могут быть перспективными для устройств многозначной логики. С ростом приложенного к структуре напряжения растет кинетическая энергия пролетающих над ямой электронов; если при этом $T(E)$ падает, то аналогичный падающий участок имеет также и ВАХ. Однако для анализа реалистичных структур следует учитывать ряд обстоятельств, таких как соизмеримость глубины ямы и ширины запрещенной зоны узкозонного материала, а также влияние пространственного заряда электронов в широкозонном слое (эмиттере) на протекание электрического тока. В настоящей работе использовался метод огибающих волновых функций в многозонной модели, позволивший получить адекватное выражение для величины T при любых соотношениях между кинетической энергией электрона в яме и параметрами зонной структуры узкозонного материала (для определенности имелись в виду соединения $A^{III}B^V$ или их твердые растворы). Найдена ВАХ транзисторной структуры, содержащей квантовую яму. Показано, что ВАХ имеет падающие участки как в режиме ограничения тока пространственным зарядом, так и в режиме насыщения эмиттера.

Найдем ВАХ транзисторной структуры с монополярной проводимостью и переносом носителей поперек активных слоев, зонная диаграмма которой при рабочих напряжениях изображена на рис. 1. Эмиттерный и коллекторный N -слои такого транзистора на горячих электронах (ТГЭ) слабо легированы и выполнены из более узкозонного материала, чем база, которая представляет собой квантовую яму глубиной U_0 (n^+ -слой). Электроны инжектируются в эмиттерный N -слой из эмиттерного контакта, который может быть выполнен из более узкозонного материала, чем эмиттерный слой. Будем считать их движение практически бесстолкновительным (баллистическим). Тогда неравновесные электроны налетают на квантовую яму с кинетической энергией $E \sim eV_s$, где V_s — разность потенциалов между базой и эмиттерным контактом (включая контактную разность потенциалов). Плотность тока j эмиттерного перехода такого ТГЭ существенно зависит от коэффициента отражения $R=1-T$ электронов на границе эмиттер—база, который определяется величиной V_s .

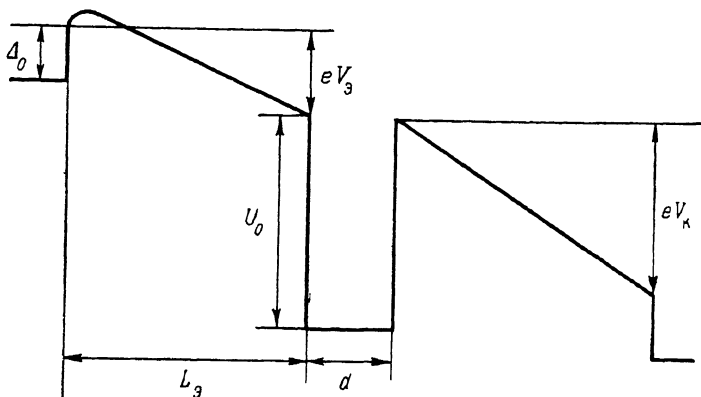


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры, содержащей квантовую яму при рабочих напряжениях.

Плотность тока в эмиттерном слое выражается через функцию распределения электронов $f(\mathbf{p}, y)$:

$$j = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{\partial E}{\partial p_y} f(\mathbf{p}, y). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{p} — квазиимпульс, e — заряд электрона, ось y направлена перпендикулярно плоскости эмиттерного (и коллекторного) гетероперехода. Для нахождения функции распределения электронов в эмиттерном слое с учетом бесстолкновительности их движения воспользуемся классическим кинетическим уравнением в следующем виде:

$$\frac{\partial E}{\partial p_y} \frac{\partial f(\mathbf{p}, y)}{\partial y} + \frac{e\Phi(y)}{\partial y} \frac{\partial f(\mathbf{p}, y)}{\partial p_y} = 0, \quad (2)$$

где $\Phi(y)$ — электрический потенциал, который находится из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \Phi(y)}{\partial y^2} = \frac{4\pi e}{\kappa} \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3p f(\mathbf{p}, y). \quad (3)$$

Здесь мы пренебрегли зарядом доноров в эмиттерном слое, κ — диэлектрическая проницаемость. Уравнения (2), (3) следует дополнить граничными условиями

$$\Phi(0) = 0, \quad \Phi(L_s) = V_s, \quad f(\mathbf{p}, L_s)|_{p_y < 0} = Rf(\mathbf{p}, L_s)|_{p_y > 0}, \quad (4)$$

где L_s — толщина эмиттерного слоя, координата $y=0$ соответствует его границе с эмиттерным контактом. Полагая $eV_s \gg T_0$, где T_0 — температура, пренебрегаем тепловым разбросом по скоростям инжектируемых электронов. В этом случае $R=R(V_s)$. Считая также $eV_k, U_0 \gg T_0$, где V_k — разность потенциалов между коллекторным контактом и базой, пренебрегаем потоком электронов из коллектора в эмиттер, а также термализованных электронов из базы. Тогда,

ограничиваясь параболическим законом дисперсии в N -слое, аналогично [15] находим функцию распределения электронов в эмиттерном слое

$$f(\mathbf{p}, y) = \frac{(2\pi)^3}{2e} j \delta(p_x) \delta[p_x^2/2m - e\Phi(y)] \delta(p_z) [\Theta(p_y) + R\Theta(-p_y)] / (1 - R). \quad (5)$$

Здесь m — эффективная масса электронов в эмиттере. Отметим, что в работе [14] использовалось неверное выражение для $f(\mathbf{p}, y)$, не сохраняющее плотность потока квазичастиц.

В режиме ограничения тока пространственным зарядом положим $\partial\Phi/\partial y|_{y=0} = 0$ [15]. Подставляя (5) в (3) и используя это условие совместно с (4), находим распределение потенциала в эмиттерном слое и ВАХ эмиттерного перехода, так же как в работе [15],

$$j = \frac{x\sqrt{2e}}{9\pi} \frac{(1-R)}{(1+R)} \frac{V_s^{3/2}}{\sqrt{m} L_s^2}. \quad (6)$$

Это выражение справедливо, если j/e существенно меньше плотности потока электронов из эмиттерного контакта, т. е. при $V_s > \bar{V}$, где

$$\bar{V} = \left(\frac{9\pi\sqrt{m} L_s^2 j_s}{x\sqrt{2e}} \right)^{2/3}.$$

Здесь $j_s = 1/4eV_s N \exp(-\Delta_0 T_0)$, v_s — тепловая скорость, N — концентрация доноров в эмиттерном контакте, Δ_0 — скачок дна зоны проводимости на его границе.

Если напряжение между базой и эмиттером велико ($V_s > \bar{V}$), так что пространственный заряд не влияет на величину тока, то в режиме насыщения эмиттера имеем

$$j = j_s (1 - R). \quad (7)$$

Плотность тока при $V_s \sim \bar{V}$ приближенно определяется нами интерполяцией значений, следующих из формул (6) и (7).

Расчет коэффициента отражения

Величина $R = 1 - T$ определяется интерференционными эффектами в рассматриваемой системе, содержащей квантовую яму. Представляет интерес случай достаточно глубокой ямы, когда амплитуда осцилляций коэффициента прохождения (и отражения) значительна. В этой ситуации особенно следует учесть непараболичность спектра квазичастиц в узкозонном материале, а для определения величин T, R воспользоваться многозонным приближением метода эффективной массы. В качестве граничных условий на гетерограницах возьмем условия непрерывности тех компонент волновых функций, которые вносят вклад в плотность потока вероятности через них (см., например, [16]). Применимость такой модели ограничена условием непрерывности межзонного матричного элемента оператора импульса. В рамках $k\hat{p}$ -метода [17] взаимодействие зоны проводимости с валентной зоной учтем точно, а взаимодействием с другими зонами будем пренебрегать. При вычислении коэффициента прохождения в широкозонных областях, прилегающих к симметричной прямоугольной квантовой яме, квазичастицы будем приближенно описывать плоскими волнами. При $k_x = 0$, где \mathbf{k} — квазиволновый вектор, гамильтониан квазичастицы в каждом из слоев гетероструктуры в базисе связанных моментов имеет квазидиагональный вид

$$H = \begin{pmatrix} H' & 0 \\ 0 & H'^* \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $H'_{ii} = (E_i, Pk_+, Pk_-/\sqrt{3}, Pk_- \sqrt{2/3})$, $H'_{ii} = H'^*_{ii}$, $H'_{ii} = -\Delta$.

Остальные члены равны нулю. Здесь $k_{\pm} = \pm i(k_x \mp ik_y)/\sqrt{2}$, Δ — энергия спин-орбитального расщепления, величина P пропорциональна матричному

элементу оператора импульса, $E + E_g - \hbar^2 k^2 / 2m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) является собственным значением (8), а собственные векторы (8) определяют разложение волновой функции квазичастицы по базисным. Учитывая квазидиагональный вид гамильтониана, достаточно представить волновую функцию в форме разложения по первым четырем базисным функциям. Собственному значению $E + E_g - \hbar^2 k^2 / 2m_0$ соответствует собственный вектор H' :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ Pk_-(E + E_g) \\ Pk_+/\sqrt{3}(E + E_g) \\ \sqrt{2} Pk_+/\sqrt{3}(E + E_g + \Delta) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где E и k связаны законом дисперсии Кейна

$$k = \frac{1}{P} \frac{|E(E + E_g)(E + E_g + \Delta)|^{1/2}}{(E + E_g + 2\Delta/3)^{1/2}}. \quad (10)$$

В области эмиттерного и коллекторного слоев, которые выполнены из одного широкозонного материала, $E_g = E_{g1}$, $\Delta = \Delta_1$, $E = E_1$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$, в области базы $E_g = E_{g2}$, $\Delta = \Delta_2$, $E = E_2$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_2$.

Представив волновую функцию электрона в каждой из областей в виде суммы падающей и отраженной волн и потребовав непрерывности тех компонент волновых функций, которые вносят вклад в плотность потока вероятности через гетерограницы (в данном случае это s -функции зоны проводимости и p_g -функции валентной зоны), находим коэффициент прохождения квазичастицы (электрона) над квантовой ямой. При $eV_s \gg T_0$, $E_1 \gg T_0$. В этом случае можно положить $k_x = 0$, так как тепловой разброс электронов по скоростям несуществен. Тогда

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_2}{E_1} \frac{k_1}{k_2} - \frac{E_1}{E_2} \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \text{SIN}^2(k_2 d)}. \quad (11)$$

Здесь мы считали $m \ll m_0$, d — толщина базы (квантовой ямы), $E_2 = E_1 + U_0$, а E и k связаны кейновским законом дисперсии (10). При $E_i \ll E_{gi}$ выражение (11) переходит в полученное ранее в работе [14] для случая параболического закона дисперсии квазичастиц в обоих материалах. Коэффициент прохождения квазичастицы обращается в единицу, если $\text{SIN}(k_2 d) = 0$, а $k_2 = \pi n / d$, где n — целое число. Минимумы T соответствуют $k_2 = \pi(n + 1/2) / d$. Возможна также ситуация, когда $T = 1$ при $\text{SIN}(k_2 d) \neq 0$, если $E_1/k_1 = E_2/k_2$. Это — условие резонансного (безотражательного) прохождения квазичастицы над одним барьером высотой U_0 [16], которое, вообще говоря, не совпадает с условием непрерывности скорости.

Коэффициент отражения $R = 1 - T$ в формулах (6) и (7) определяется следующим выражением:

$$R = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_2}{E_1} \frac{k_1}{k_2} - \frac{E_1}{E_2} \frac{k_2}{k_1} \right)^2 \text{SIN}^2(k_2 d)}, \quad (12)$$

в котором $E_1 = eV_s$, $E_2 = eV_s + U_0$, $k_1 = \sqrt{2meV_s}/\hbar$,

$$k_2 = \frac{1}{P} \left(\frac{(eV_s + U_0)(eV_s + U_0 + E_{g2})(eV_s + U_0 + E_{g2} + \Delta_2)}{eV_s + U_0 + E_{g2} + 2\Delta_2/3} \right)^{1/2}.$$

При $E_i + E_{gi} \gg \Delta_i/3$

$$R = 1 - \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{E_{gi}(eV_s + U_0)}{eV_s(eV_s + U_0 + E_{g2})} \right)^{1/2} - \left(\frac{eV_s(eV_s + U_0 + E_{g2})^{1/2}}{E_{g1}(eV_s + U_0)} \right)^2 \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \text{SIN}^2 \left[\left(\frac{2m(E_{g2} + U_0 + eV_s)(eV_s + U_0)}{\hbar^2 E_{g1}} \right)^{1/2} d \right] \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Формулы (6) и (7) совместно с выражением для $R(V_3)$ (12) или (13) задают ВАХ эмиттерного перехода рассматриваемого ТГЭ с базой — квантовой ямой при $V_3 \gg T_0$. В силу вида зависимости $R(V_3)$ ВАХ может иметь падающие участки как в режиме ограничения тока пространственным зарядом, так и в режиме насыщения. В последнем случае величина j/j_s совпадает с $1 - R(V_3) = T(V_3)$. Максимумы $j(V_3)$ приближенно соответствуют максимумам $T(V_3)$, причем

$$eV_3^n = -E_{g2}^{1/2} - U_0 + (E_{g2}^2/4 + \pi^2 n^2 P^2/d^2)^{1/2}, \quad (14)$$

где n — целое число, равное числу полуволн волновой функции электрона, укладывающихся на толщине ямы, $eV_3^n \gg T_0$. Случай $E_1/k_1 = E_2/k_2$ при $E_{g1} > E_{g2}$ и $U_0 > 0$ не реализуется.

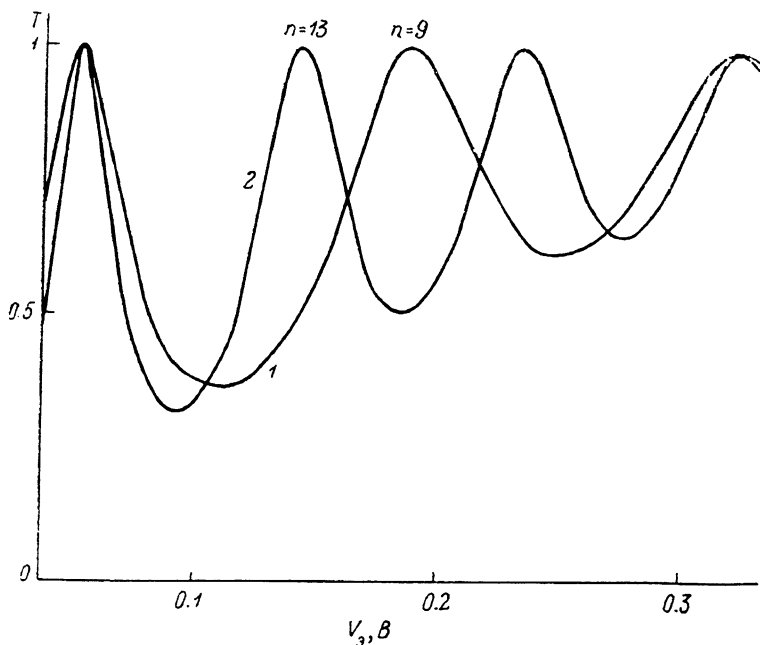


Рис. 2. Зависимости $T(V_3)$ при различных значениях толщины квантовой ямы d . $d \cdot 10^6$, см: 1 — 2, 2 — 3.

На рис. 2 показаны зависимости $T(V_3)$ для структуры типа GaAs/InAs/GaAs при различных значениях толщины квантовой ямы. При вычислении $T(V_3) = 1 - R(V_3)$ использовались формула (13), а также следующие значения параметров: $E_{c1} = 1.5$, $E_{g2} = 0.5$ эВ, $U_0 = 0.83$ эВ, $m = 6.7 \cdot 10^{-29}$ г. Каждая кривая имеет большое число падающих участков, причем с увеличением напряжения отношение максимального значения $T_{\max}(V_3)$ к минимальному $T_{\min}(V_3)$ для каждого падающего участка сокращается. Это связано с тем, что уменьшается отношение E_2/E_1 . Поскольку с ростом толщины ямы расстояние между экстремумами сокращается, отношение T_{\max}/T_{\min} при этом увеличивается для первых падающих участков кривых $T(V_3)$ в области сравнительно небольших значений V_3 . ВАХ эмиттерного перехода ТГЭ при $d = 2.5 \cdot 10^{-6}$ см и различных значениях толщины эмиттерного слоя изображены на рис. 3. Штриховой линией показана область значений $j(V_3)$, когда происходит смена режима ограничения тока пространственным зарядом режимом насыщения. С уменьшением L_s влияние пространственного заряда на протекание тока через эмиттерный переход ослабляется, так как растет электрическое поле в эмиттерном слое. Поэтому переходная область, обозначенная штриховой линией, смещается в сторону меньших значений V_3 . ВАХ на рис. 4 соответствуют различным значениям толщины квантовой ямы при $\sqrt{2} \times U_0^{1/2} / (9\pi e \sqrt{m} j_s L_s^2) = 20$. Каждая из кривых,

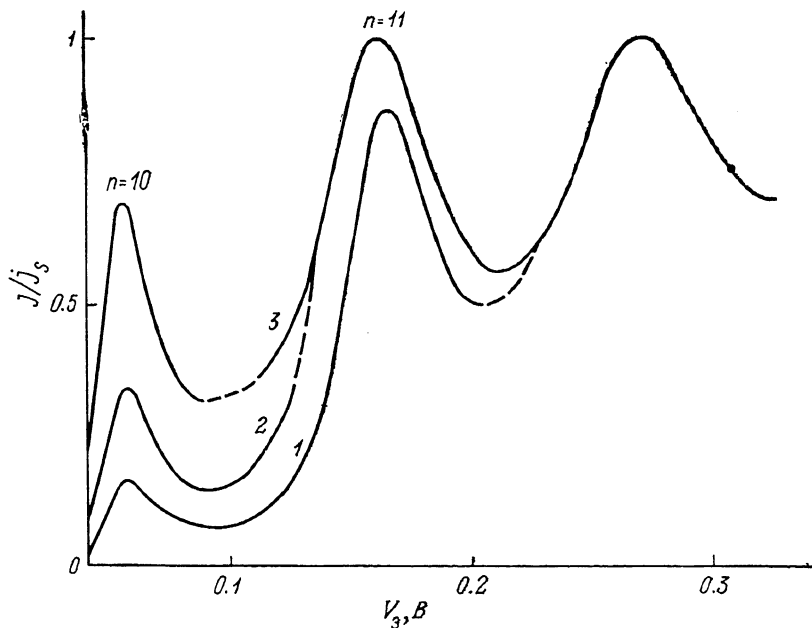


Рис. 3. ВАХ эмиттерного перехода ТГЭ при $d=2.5 \cdot 10^{-6}$ см и различных значениях параметра $a = \sqrt{2} \cdot U_0^{3/2} / (9\pi j_s L_B^2 \sqrt{m})$.
 a : 1 — 10, 2 — 20, 3 — 40.

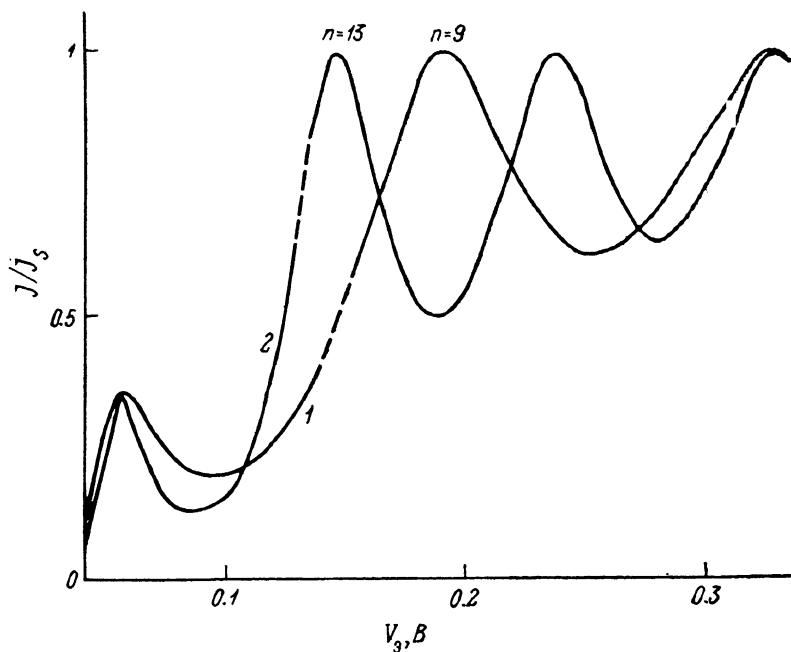


Рис. 4. Зависимости $j(V_3) j_s$ при различных значениях d .
 $d \cdot 10^6$, см: 1 — 2, 2 — 3; $a=20$

так же как и на рис. 3, имеет несколько падающих участков, причем одни из них относятся к режиму ограничения тока пространственным зарядом, другие — к области насыщения. С уменьшением d расстояние между экстремумами, так же как и на рис. 2, сокращается. С использованием формулы (14) определены и указаны на рисунках значения n , которым соответствуют максимумы $T(\Delta)$ и $j(V_0)$ при различных значениях параметров.

Важнейшей характеристикой приборов с N -образной ВАХ является контрастность этой характеристики j_{\max}/j_{\min} , где j_{\max}/j_{\min} — максимальное и минимальное значения плотности тока для каждого падающего участка. При используемых параметрах можно достичь значений $j_{\max}/j_{\min} \approx 2$, что заметно больше, чем получено в работе [14]. Это связано с использованием более корректного выражения для функции распределения электронов в эмиттере, влиянием пространственного заряда на протекание электрического тока, а также с учетом непараболичности зонной структуры. В режиме ограничения тока пространственным зарядом, если R достигает максимума, увеличивается пространственный заряд в эмиттерном слое, что приводит к дополнительному ограничению тока. Влияние непараболичности сводится к сокращению расстояния между экстремумами и соответствующему увеличению контрастности ВАХ. С увеличением толщины базы контрастность ВАХ несколько увеличивается для падающих участков ВАХ в области сравнительно небольших значений V_0 , так как растет отношение T_{\max}/T_{\min} . Однако это справедливо до тех пор, пока тепловой разброс электронов по скоростям существенно не влияет на ВАХ, т. е. расстояние между экстремумами заметно больше T_0/e .

Список литературы

- [1] Capasso F., Mohammed K., Cho A. Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1853—1869.
- [2] Potter R. C., Lakhani A. A., Beyea D., Hier H., Hempfling E., Fathimulla A. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 25. P. 2163—2164.
- [3] Lakhani A. A., Potter R. C. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 20. P. 1684—1685.
- [4] Zaslavsky A. A., Goldman V. J., Tsui D. C., Cunningham J. E. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 73. N 15. P. 1408—1410.
- [5] Hayes D. G., Skolnic M. S., Simmonds P. E., Eaves L. et al. // Surf. Sci. 1990. V. 228. N 1-3. P. 373—377.
- [6] Beresford R., Luo L. F., Longenbach K. F., Wang W. I. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1990. V. 11. N 3. P. 140—142.
- [7] Mori T., Ohmishi H., Imamura K. et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 26. P. 1779—1780.
- [8] Capasso F., Kiehl R. A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. P. 1366—1368.
- [9] Meidi I., Mains R. K., Hadded G. I., Reddy U. K. // Surf. Sci. 1990. V. 228. N 1-3. P. 426—429.
- [10] Seabaugh A. C., Frensley W. R., Randall J. N. et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1989. V. 36. N 10. P. 2338—2334.
- [11] Vengurlekar A. S., Capasso F., Hutchinson A. L., Tsang W. T. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 3. P. 262—264.
- [12] Van der Zeal J. P., Dingle R., Miller R. C., Wiegmann W., Nordland W. A. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 8. P. 463—465.
- [13] Tsang W. T. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 10. P. 786—788.
- [14] Zohra Y. // J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 8. P. 531—533.
- [15] Рыжий В. И., Федирко В. А., Хренов Г. Ю. // УФЖ. 1985. Т. 30. В. 9. С. 1365—1372.
- [16] Кисин М. В., Петросян В. И. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 50. В. 2. С. 84—88.
- [17] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.