

## Особенности резонансного взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем в двухбарьерных структурах

© И.В. Беляева, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский

Научно-исследовательский институт "Исток",  
141120 Фрязино, Россия

(Получена 21 июля 1995 г. Принята к печати 4 апреля 1996 г.)

Представлены частотные зависимости малосигнальной динамической проводимости симметричной и несимметричной двухбарьерных гетероструктур, рассчитанных в одноэлектронном приближении. Особое внимание уделено случаю туннелирования электронов через верхние минизоны. В приближении высокой мощности (ширины) барьеров получено аналитическое выражение для динамической проводимости двухбарьерной резонансно-туннельной структуры, согласующееся со строгим расчетом. Показано, что: а) динамическая проводимость возрастает как четвертая степень ширины барьеров, б) квантовые переходы с четным изменением номера уровня запрещены, в) динамическая проводимость обратно пропорциональна третьей степени частоты, если расстояние между уровнями меняется с частотой так, что все время выполняются условия резонанса. В зависимости от номеров рабочих уровней рассчитана максимально возможная интенсивность излучательных переходов двухбарьерных гетероструктур в условиях постоянства плотности тока питания и характерного времени нарушения когерентности, вызываемого фононным рассеянием. Показано, что интенсивность заметно возрастает, если в качестве рабочего использовать не основной, а, например, четвертый уровень структуры.

### 1. Введение

В многочисленных работах, посвященных исследованию резонансно-туннельных структур (РТС) (см., например, [1–5]), большое внимание уделялось изучению динамической проводимости  $\sigma$ . В малосигнальном приближении эта проводимость на частоте  $\omega$  определяется разностью выходящих из двухбарьерной резонансно-туннельной структуры (ДБРТС) потоков электронов  $J$  как поглотивших ( $J(\varepsilon + \hbar\omega)$ ), так и испустивших ( $J(\varepsilon - \hbar\omega)$ ) квант энергии  $\hbar\omega$  [6,7]:

$$\sigma(\varepsilon, \omega) = \frac{2\hbar\omega}{aE^2} [J(\varepsilon + \hbar\omega) - J(\varepsilon - \hbar\omega)], \quad (1)$$

где  $2E$  — амплитуда переменного поля частоты  $\omega$ ,  $a$  — размер области локализации высокочастотного (ВЧ) поля,  $\varepsilon$  — энергии электронов. Особый интерес представляет проблема получения отрицательной динамической проводимости (ОДП)  $\sigma$  в ТГц-диапазоне частот, где недавно был впервые экспериментально реализован униполярный лазер на сверхрешетке [8].

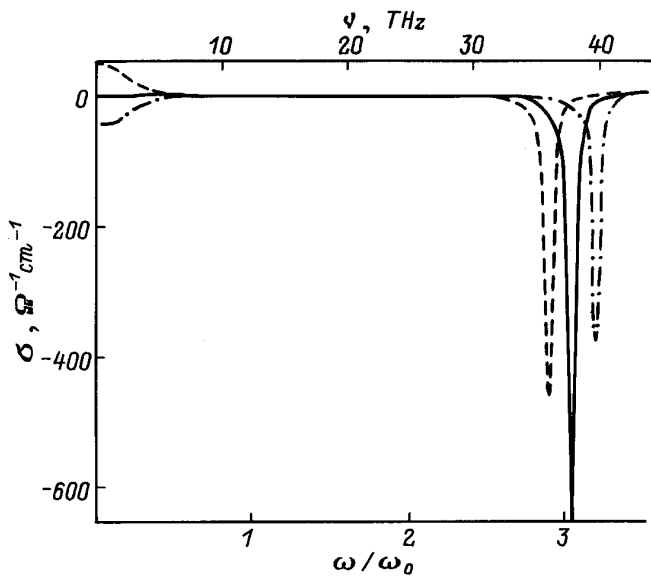
Характеристики РТС в большой мере определяются способом инжекции электронов внутрь структуры, которая обычно осуществляется путем приложения напряжения, смещающего систему квазиуровней (минизон) структуры вниз, с тем чтобы один из уровней оказался в достаточной близости от дна зоны проводимости входного контакта РТС, где обеспечиваются условия интенсивного перетекания электронов на этот уровень. Однако приложенное напряжение существенно нарушает симметрию РТС, что ведет к уменьшению максимальной туннельной прозрачности (коэффициента прохождения)  $T$  по сравнению с  $T = 1$  при полной симметрии структуры. Это огра-

ничивает эффективность непосредственной инжекции, особенно в высшие минизоны РТС. С целью обойти это ограничение в работе [9] был экспериментально исследован способ, основанный на применении инжектора, разгоняющего электроны до нужной энергии. Была продемонстрирована возможность когерентного туннелирования электронов в резонансно-туннельной структуре с инжектором, в том числе и по высшим уровням. Основываясь на этом, в [10] было теоретически показано, что инжекция электронов во 2-ю минизону двухбарьерной резонансно-туннельной структуры может обеспечить отрицательную динамическую проводимость, достаточную для работы инфракрасного (ИК) лазера.

В настоящей статье, развивая подход [10,11], мы исследуем динамическую проводимость ДБРТС, возникающую при прохождении электронов по высшим резонансным уровням структуры.

### 2. Расчет динамической проводимости при инжекции электронов в высшие минизоны двухбарьерной резонансно-туннельной структуры

В работе [12] было показано, что при движении электрона с энергией  $\varepsilon$  через квантово-размерную структуру с немонотонно изменяющимся статическим коэффициентом прохождения  $T(\varepsilon)$  вероятность поглощения или испускания электроном кванта  $\hbar\omega$  максимальна, если энергия электрона, испытавшего столкновение с фотоном, близка к энергии  $\mathcal{E}_m$ , соответствующей максимуму  $|T(\varepsilon)|$ . Следовательно, модуль проводимости резко возрастает на частоте

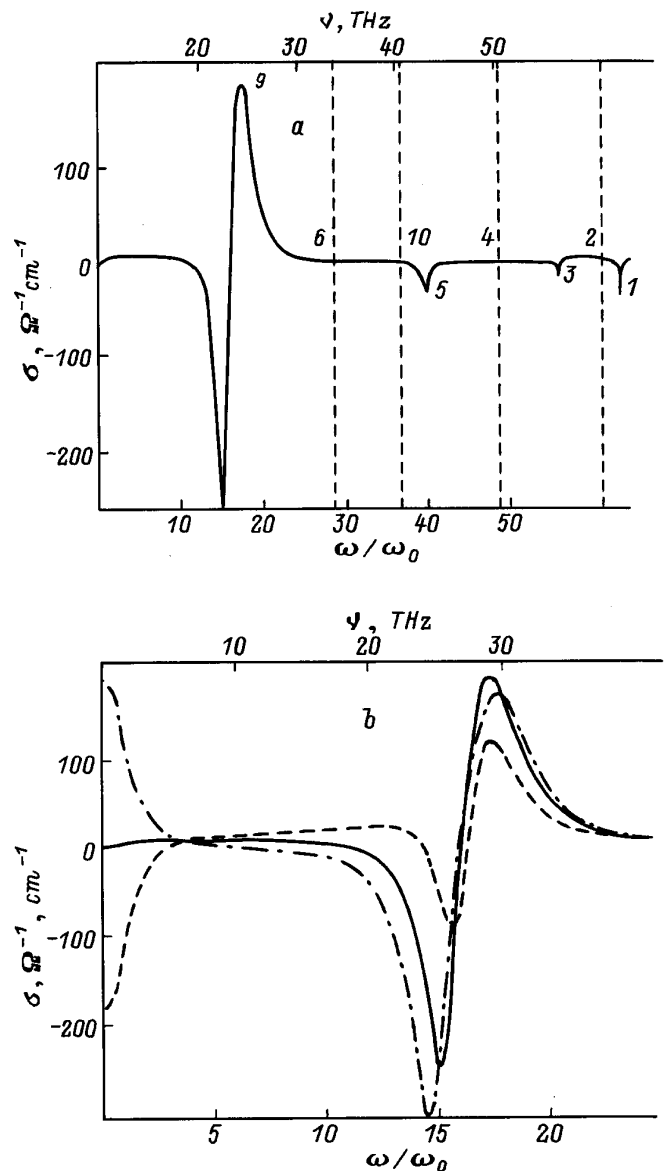


**Рис. 1.** Зависимость активной проводимости двухбарьерной резонансно-туннельной структуры  $\sigma$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_0$  ( $\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$ ) при прохождении моноэнергетического потока электронов с концентрацией  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  через 2-й резонансный уровень. Параметры структуры:  $a = 95 \text{ \AA}$ ,  $\varphi_b = 1.04 \text{ эВ}$ ,  $b = 11 \text{ \AA}$ . Энергия электронов  $\varepsilon$ :  $\varepsilon_2 = 4.05\varepsilon_0$  (сплошная линия),  $3.9\varepsilon_0$  (штриховая),  $4.2\varepsilon_0$  (штрихпунктирная);  $\varepsilon_0 = 51.24 \text{ мэВ}$ .

$\omega = |\mathcal{E}_m - \varepsilon|/\hbar$ . Однако при нерезонансном прохождении электронов через ДБРТС величина ОДП ограничивается тем, что из-за низкого коэффициента прохождения  $T(\varepsilon)$  сравнительно малая доля электронов попадает в структуру и взаимодействует с ВЧ полем. Поэтому, естественно, возникает предположение, подтвержденное в [10] строгим квантовомеханическим расчетом, что вероятность взаимодействия с ВЧ полем значительно увеличивается, если электроны проходят через ДБРТС не по первому, а по второму резонансному уровню, а частота колебаний поля соответствует расстоянию между уровнями. При этом величина ОДП резко возрастает и может стать даже заметно больше статической (см. рис. 1).

Для получения высоких значений ОДП в принципе возможно использование не только 1-го и 2-го, но и более высоких резонансных уровней. Рассмотрим этот вопрос на примере простейшей симметричной двухбарьерной структуры толщиной  $a$  с тонкими ( $\delta$ -образными) барьерами высотой  $\varphi_b$  и толщиной  $b$  [11] в отсутствие постоянного электрического поля. На рис. 2 приведена рассчитанная по методике [11] зависимость активной проводимости  $\sigma(\varepsilon)$  при прохождении моноэнергетических электронов через 8-ой резонансный уровень структуры с параметрами  $a = 275 \text{ \AA}$ ,  $\varphi_b = 1.04 \text{ эВ}$  и  $b = 11 \text{ \AA}$  (для такой структуры частота переходов с 1-го на 2-ой резонансный уровни  $\nu = \omega/2\pi \simeq 5 \text{ ТГц}$ ). Пунктиром на рис. 2,  $a$

отмечены частоты, соответствующие переходам на четные уровни. Рядом с максимумами и пунктирными линиями поставлены номера уровней, на которые совершаются переходы. Надо отметить, что для данной структуры расчет носит сугубо приближенный характер, так как в нем не учитываются такие существенные особенности зонной структуры полупроводникового материала как непараболичность закона дисперсии и наличие долин  $L$  и  $X$ . Видно, что про-



**Рис. 2.** Зависимость активной проводимости двухбарьерной резонансно-туннельной структуры  $\sigma$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_0$  ( $\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$ ) при прохождении моноэнергетического потока электронов с концентрацией  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  через 8-й резонансный уровень. Параметры структуры:  $a = 275 \text{ \AA}$ ,  $\varphi_b = 1.04 \text{ эВ}$ ,  $b = 11 \text{ \AA}$ . Энергия электронов  $\varepsilon$ :  $a - \varepsilon_8 = 64.8\varepsilon_0$ ;  $b - \varepsilon_8$  (сплошные линии),  $64.2\varepsilon_0$  (штриховые),  $65.4\varepsilon_0$  (штрихпунктирные);  $\varepsilon_0 = 6.91 \text{ мэВ}$ .

водимость как при переходах между 2-м и 1-м, так и при переходах между 8-м и нечетными резонансными уровнями носит резонансный характер. Вероятность переходов на четные уровни мала (можно сказать такие переходы запрещены). При этом при переходах между 8-м и 7-м уровнями максимум проводимости наблюдается при энергии, не точно соответствующей резонансному прохождению через 8-й уровень  $\mathcal{E}_8$ , а меньшей (рис. 2, b). Объясняется это тем, что в этом случае существенными становятся переходы с 8-го уровня не только на 7-ой, но и на широкий 9-й уровень. В этом случае при  $\varepsilon < \mathcal{E}_8$  создаются условия, когда разница в числе переходов на 7-й и 9-й уровень оказывается больше, чем при  $\varepsilon = \mathcal{E}_8$ . При переходах на более низкие резонансные уровни максимум проводимости наблюдается при энергии электронов строго равной  $\mathcal{E}_8$  (надо отметить, что ширина 8-го уровня  $\Gamma_8 = 21.3$  мэВ намного больше ширины первого  $\Gamma_1 = 0.053$  мэВ.) Видно, что для данной структуры на частотах, соответствующих переходам на разрешенные (в данном случае нечетные) уровни максимальная величина проводимости наблюдается при переходах между соседними уровнями. Вероятность переходов на следующие разрешенные уровни оказываются заметно меньшей, а затем с ростом разницы номеров уровней вероятность перехода на них опять возрастает.

Представляется интересным проследить, как несимметрия структуры (различие в мощности 1-го и 2-го барьеров) влияет на величину резонансной высокочастотной проводимости. На рис. 3 приведены зависимости  $\sigma_N$  при прохождении электронов через 4-й резонансный уровень от толщины 2-го барьера  $b_2$  при фиксированной толщине 1-го ( $b_1$ ) и наоборот. Надо отметить, что в случае несимметричной структуры, как и в случае симметричной структуры, максимум проводимости наблюдается не на частоте  $\omega_{NL} = |\mathcal{E}_N - \mathcal{E}_L|/\hbar$ , а на частоте, близкой к ней. Для сравнения на этом же графике приведены зависимости  $\sigma_N(b)$ , когда одновременно увеличивается толщина обоих барьеров (изменение толщины каждого барьера  $b$  равно половине изменения толщины 2-го барьера в 1-м случае:  $b = (b_1 + b_2)/2$ ).

Из рис. 3 видно, что с ростом толщины 2-го барьера величина  $\sigma_N$  вначале быстро возрастает (почти так же, как и в симметричной структуре), а затем выходит на примерно постоянное значение. В случае увеличения толщины 1-го барьера наблюдается совершенно другая картина: вначале величина проводимости слабо возрастает, а затем монотонно убывает. Объяснить эти особенности можно следующим образом. При увеличении толщины 2-го барьера амплитуда волновой функции электронов вначале увеличивается, а затем, когда 2-й барьер становится достаточно толстым и практически не пропускает электроны, рост амплитуды волновой функции прекращается. В пределе, с ростом толщины 2-го барьера

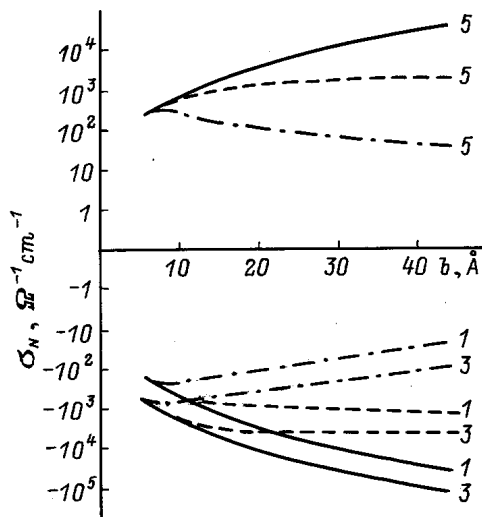


Рис. 3. Зависимость от толщины барьера  $b$  активной проводимости двухбарьерной резонансно-туннельной структуры  $\sigma_N$  ( $a = 275 \text{ \AA}$ ,  $\varphi_b = 1.04 \text{ эВ}$ ) при прохождении электронов через 4-й резонансный уровень. Сплошные линии — зависимости  $\sigma_N(b)$  при изменении толщины обоих барьеров, штриховые —  $\sigma_N(b_2)$  при  $b_1 = \text{const}$ , штрихпунктирные —  $\sigma_N(b_1)$  при  $b_2 = \text{const}$ . Цифрами у кривых обозначены номера уровней, на которые совершаются переходы.

реализуется ситуация барьер–(участок в ВЧ поле)–(бесконечная стенка). Соответственно ведет себя и величина проводимости: вначале возрастает, а затем практически не изменяется. При этом, как показывают расчеты, большинство провзаимодействовавших с ВЧ полем электронов уходит налево (отражается от стенки). В случае увеличения толщины 1-го барьера, все меньше электронов проходит внутрь ДБРТС и, начиная с какого-то момента, амплитуда волновой функции уменьшается, соответственно уменьшается и величина проводимости. При этом, естественно, большинство провзаимодействовавших с ВЧ полем электронов уходит направо (отражается от 1-го барьера).

### 3. Приближение барьеров большой "мощности"

Для объяснения этих закономерностей целесообразно получить аналитическое выражение динамической проводимости. Предположим, что к структуре приложено слабое однородное электрическое поле, которое изменяется со временем по закону  $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ . Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо. Тогда, с учетом сделанных выше допущений, нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial \Psi}{\partial x^2} + \alpha \delta(x) \Psi + \alpha \delta(x - a) \Psi + H(x, t) \Psi,$$

$$H(x, t) = -qE \left[ x\theta(x) - \theta(x-a) + a\theta(x-a) \right] (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (2)$$

Здесь  $q$ ,  $m^*$  — заряд и масса электрона,  $\alpha = \varphi_b b$ ,  $\theta(x)$  — единичная функция. Если волновая функция основного состояния  $\Psi_0$ , нормирования на один электрон, имеет вид

$$\Psi_0(x) = \begin{cases} \exp ikx + D \exp ikx & x < 0, \\ A \sin kx + B \cos kx & 0 < x < a, \\ C \exp[ik(x-a)] & x > a, \end{cases} \quad (3)$$

то в приближении малого сигнала поправка  $\Psi_1$  к ней равна [7]

$$\Psi_1 = \Psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \Psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t},$$

где  $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$ ,  $\varepsilon$  — энергия электронов, падающих на структуру,  $k = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}$  — их волновой вектор. Функции  $\Psi_{\pm}$  для данной структуры имеют вид

$$\Psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp(-ik_{\pm}x) & x < 0, \\ A_{\pm} \sin k_{\pm}x + B_{\pm} \cos k_{\pm}x + \chi_{\pm}(x) & 0 < x < a, \\ C_{\pm} \exp[ik_{\pm}(x-a)] + P_{\pm} \exp[ik(x-a)] & x > a, \end{cases} \quad (4)$$

где  $k_{\pm} = [2m^*(\omega_0 \pm \omega)/\hbar]^2$ ,  $P_{\pm} = \mp qEa\Psi_0(a)/\hbar\omega$ , а  $\chi_{\pm}(x)$  — частные решения уравнения

$$\hbar(\omega_0 \pm \omega)\chi_{\pm}(x) = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial \chi_{\pm}}{\partial x^2} - qEx\Psi_0(x). \quad (5)$$

В данном случае (см. [11])

$$\chi_{\pm}(x) = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \Psi_0(x) + \frac{qE}{m^*\omega^2} \Psi_0'(x). \quad (6)$$

Коэффициенты  $A_{\pm}$ ,  $B_{\pm}$ ,  $C_{\pm}$ ,  $D_{\pm}$  находятся из условий шивания волновой функции и ее производных на барьерах в каждый момент времени [11], а система для их определения в матричной форме имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ ik_{\pm} - y & k_{\pm} & 0 & 0 \\ 0 & \sin k_{\pm}a & \cos k_{\pm}a & -1 \\ 0 & -k_{\pm} \cos k_{\pm}a & k_{\pm} \sin k_{\pm}a & ik_{\pm} - y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} D_{\pm} \\ A_{\pm} \\ B_{\pm} \\ C_{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$f_1 = \chi_{\pm}(0), \quad f_2 = -\chi'_{\pm}(0),$$

$$f_3 = P_{\pm} - \chi_{\pm}(a), \quad f_4 = (y - ik)P_{\pm} + \chi'_{\pm}(a), \quad y = 2m^*\alpha/\hbar^2.$$

Решение (7) имеет простой, но довольно громоздкий вид и неудобно для аналитических исследований, однако при определенных условиях это удается заметно

упростить. Известно, что в ДБРТС коэффициент прохождения имеет четко выраженный резонансный характер, а в структурах с тонкими барьерами величина волнового вектора, определяющего резонансные уровни, на которых коэффициент прохождения равен 1, находится из решения трансцендентного уравнения [13]

$$\operatorname{tg} ka = -\frac{k\hbar^2}{\alpha m^*} = -\frac{2k}{y}, \quad (8)$$

В условиях резонансного туннелирования коэффициенты невозмущенной волновой функции и функции  $f$  в уравнении (7) принимают вид

$$A = \frac{y}{k} + i, \quad B = 1, \quad C = \left(\frac{y}{k} + i\right) \sin ka + \cos ka, \quad D = 0;$$

$$f_1 = \frac{qE}{m^*\omega^2}(ik + y), \quad f_2 = \frac{qE}{\hbar\omega} \left(\pm 1 + \frac{2\omega_0}{\omega}\right),$$

$$f_3 = -\frac{qE}{m^*\omega^2} [(ik + y) \cos ka - k \sin ka],$$

$$f_4 = -\frac{qE}{\hbar\omega} \left(\pm 1 + \frac{2\omega_0}{\omega}\right) \left[\left(\frac{y}{k} + i\right) \sin ka + \cos ka\right].$$

Пусть моноэнергетический поток электронов проходит через резонансный уровень с номером  $N$ , а частота электрического поля соответствует переходам на резонансный уровень с номером  $L$ . Определитель системы (7) имеет вид

$$\Delta = (2k_{\pm}^2 - y^2) \sin k_{\pm}a - 2k_{\pm} \cos k_{\pm}a + 2ik_{\pm}(k_{\pm} \cos k_{\pm}a + y \sin k_{\pm}a). \quad (9)$$

При  $y \gg k_{\pm}$  и при величине волнового вектора, соответствующего резонансному уровню, определитель становится мал и равен  $\Delta \approx 2ik_{\pm}^2(-1)^{L+1}$ , а при переходах не на резонансный уровень  $\Delta \approx k_{\pm}y$ . Поэтому для узких резонансных уровней будет существенна вероятность переходов только между двумя уровнями. В случае же широких уровней с большими номерами становятся существенными переходы как на нижний, так и на верхний уровень (см. рис. 2). Определители для нахождения  $C_{\pm}$  и  $D_{\pm}$  имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta_{D_{\pm}} &= f_1 [k_{\pm}(ik_{\pm} - y) \cos k_{\pm}a + k_{\pm}^2 \sin k_{\pm}a] \\ &\quad - f_2 [(ik_{\pm} - y) \sin k_{\pm}a + k_{\pm} \cos k_{\pm}a] \\ &\quad + f_3 k_{\pm}(ik_{\pm} - y) + k_{\pm} f_4, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{C_{\pm}} &= -f_1 k_{\pm}(ik_{\pm} - y) + k_{\pm} f_2 \\ &\quad - f_3 [k_{\pm}(ik_{\pm} - y) \cos k_{\pm}a + k_{\pm}^2 \sin k_{\pm}a] \\ &\quad + f_4 [k_{\pm} \cos k_{\pm}a - (ik_{\pm} - y) \sin k_{\pm}a]. \end{aligned} \quad (11)$$

При  $y \gg k_{\pm}$  имеем

$$\Delta_{D\pm} \approx \frac{qE}{m^*\omega^2} (ik+y)(ik_{\pm}-y)k_{\pm}(\cos k_{\pm}a - \cos ka), \quad (12)$$

$$\Delta_{C\pm} \approx \frac{qE}{m^*\omega^2} (ik+y)(ik_{\pm}-y)k_{\pm}(\cos k_{\pm}a \cos ka - 1). \quad (13)$$

С учетом (8) видно, что при переходах с нечетным изменением номера уровня

$$|\cos k_{\pm}a - \cos ka| \approx |\cos k_{\pm}a \cos ka - 1| \approx 2,$$

а при нечетном изменении номера уровня

$$|\cos k_{\pm}a - \cos ka| \approx |\cos k_{\pm}a \cos ka - 1| \approx 0.$$

Это известное правило отбора по четности объясняется особенностями симметрии волновых функций и возмущения.

Поэтому для моноэнергетических электронов с концентрацией  $n$  при переходах между резонансными уровнями, с учетом того что  $ak_{\pm} \approx \pi L$ , активная проводимость ДБРТС имеет вид

$$\sigma \approx \pm \frac{8q^2 m^* \alpha^4 n}{\pi L \hbar^6 \omega^3} [1 - (-1)^{N-L}]. \quad (14)$$

Более строгий расчет с учетом в выражениях для  $\Delta_{C\pm}$  и  $\Delta_{D\pm}$  членов, не содержащих  $y$ , приводит к формуле

$$\sigma \approx \pm \frac{q^2 n}{\pi L} \left[ \frac{8\alpha^2}{\hbar^3 \omega^3} \left( \frac{m^* \alpha^2}{\hbar^3} + 2\omega_0 \pm \omega \right) \right] [1 - (-1)^{N-L}], \quad (15)$$

которая в отличие от (14) имеет относительную погрешность порядка  $(k/y)^3$ , а не  $(k/y)^2$ . Подчеркнем, что обе формулы выведены в предположении переходов только между двумя уровнями.

Исследуем, насколько точно полученные формулы описывают величину проводимости в реальных структурах при не слишком малом отношении  $k/y$ . На рис. 4 приведены зависимости относительной погрешности в величине активной проводимости (при расчете по формулам (14) и (15)) от толщины барьеров при прохождении электронов через 8-й резонансный уровень структуры с шириной  $a = 275 \text{ \AA}$ . На этом же рисунке приведена зависимость от толщины барьера параметра  $2k/y$ . Видно, что для тонких барьеров ( $b < 20 \text{ \AA}$ ,  $2k/y > 0.5$ ) при переходах между уровнями  $8 \rightarrow 7$  зависимость проводимости лучше описывается формулой (14). Это объясняется тем, что в структуре с тонкими барьерами существенны переходы не только на 7-й, но и на 9-й резонансные уровни, поэтому обе формулы неточны, а лучшим оказывается более грубое приближение (14).

Следует отметить, что максимально возможное значение проводимости при переходах  $8 \rightarrow 7$ , которое, как показывает строгий расчет, достигается на частоте  $\omega < (\mathcal{E}_8 - \mathcal{E}_7)/\hbar$  (см. рис. 2, b), точнее

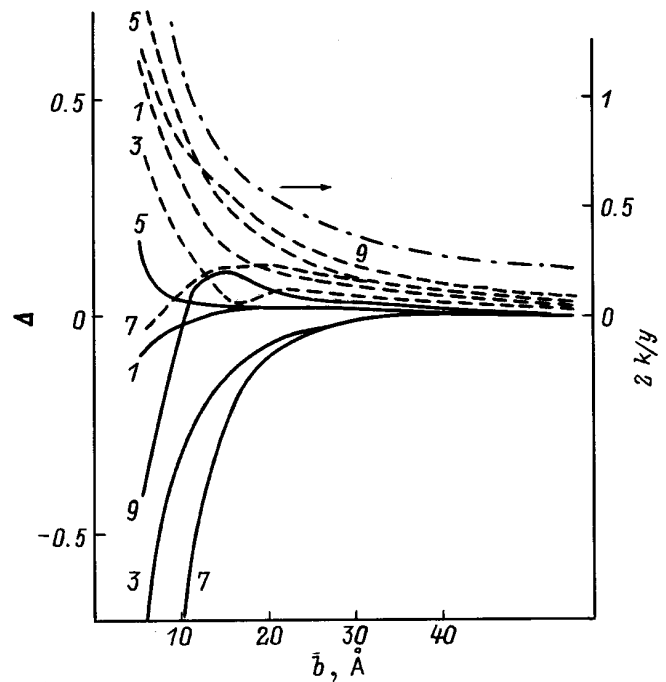


Рис. 4. Зависимость относительной погрешности  $\Delta = (\sigma - \bar{\sigma})/\sigma$  от толщины барьеров  $b$  при расчете резонансной активной проводимости  $\bar{\sigma}$  по формуле (15) (сплошные линии) и (14) (штриховые), а также параметра  $2k/y$  (штрихпунктирная линия) при прохождении электронов через 8-й уровень двухбарьерной структуры с шириной  $a = 275 \text{ \AA}$  (высота барьеров  $\varphi_b = 1.04 \text{ эВ}$ ). Цифрами обозначены номера уровней, на которые совершаются переходы.

описывает формула (15). Для более толстых барьеров ( $20 \text{ \AA} < b < 40 \text{ \AA}$ ,  $0.25 < 2k/y < 0.5$ ) формула (15) заметно точнее, чем (14). При дальнейшем увеличении толщины структуры, как и следовало ожидать, результаты расчетов по формулам (14) и (15) оказываются практически одинаковыми и весьма точно описывают величину проводимости.

#### 4. Оценка максимальной интегральной проводимости двухбарьерных резонансно-туннельной структуры

Увеличивая толщину барьеров, можно, казалось бы, получать сколь угодно большие значения резонансной проводимости ДБРТС, однако возможность увеличения проводимости путем применения более толстых барьеров ограничена сужением уровня, на который инжектируются электроны, что приводит к возрастанию среднего времени нахождения электрона в яме и, следовательно, к возрастанию роли процессов рассеяния, которые нарушают когерентность прохождения электронов.

Представляя интересным, ограничивая мощность барьеров предельным условием сохранения когерент-

ности, найти зависимость проводимости от номеров рабочих уровней  $L$  и  $N$ .

В соответствии с (14) моноэнергетическая проводимость  $\sigma$  прямо пропорциональна четвертой степени мощности барьеров  $\alpha$ . Вместе с тем, как можно показать, ширина  $M$ -го квазиуровня ( $M$ -й энергетической минизоны)  $\Gamma_M$ , определяемая туннелированием через одинаковые  $\delta$ -барьеры, обратно пропорциональна  $\alpha^2$ :

$$\Gamma_M = \left( \frac{\hbar^2 \pi M}{m^*} \right)^3 \frac{1}{\alpha^2 a^4}. \quad (16)$$

Ширина квантовой ямы  $a$  задается частотой  $\omega$  и номерами рабочих уровней:

$$a = \left[ \frac{\pi^2}{2m^* \omega} (N^2 - L^2) \right]^{1/2}, \quad (17)$$

так что проводимость ДБРТС выражается через  $\tau_M = \hbar/\Gamma_M$  — туннельное время жизни электрона в  $M$ -й минизоне:

$$\sigma = \pm \frac{256\omega}{\pi^3 m^*} (q\tau_M)^2 I \frac{M^6}{N^3 L^3} F(N, L),$$

$$\frac{\omega\tau_M}{2\pi} > \frac{(N^2 - L^2)}{M^3} K^2, \quad (18)$$

где  $F(N, L) = N^2 L^2 / (N^2 - L^2)^4$ , а  $K = NL/I$  — номер уровня, на который переходят электроны под действием ВЧ поля.

Для того чтобы принятая модель когерентного прохождения электронов через ДБРТС была справедливой, необходимо, чтобы характерное время туннелирования  $\tau_M = \hbar/\Gamma_M$  было больше, чем время процессов рассеяния, нарушающих когерентность волновой функции электрона. Это время  $\tau_R$  меньше характерного времени переходов, вызываемых фоновым рассеянием, поскольку когерентность могут нарушать и столкновения, оставляющие электрон в той же энергетической подзоне [14]. Строго говоря, должно быть принято наиболее жесткое условие  $\tau_R < \tau_L$  (ограничение по более узкому нижнему уровню), обеспечивающее когерентность всего процесса туннелирования с участием фононов, однако если предположить, что основную роль играют процессы рассеяния в минизоне, в которую инжектируется ток, то при инжекции на верхний уровень ( $I = N$ ) целесообразно рассмотреть и более слабое ограничение по верхнему уровню:  $\tau_R < \tau_N$ .

Для качественного анализа предположим, что  $\tau_R$  не зависит от энергии, а мощность барьеров  $\alpha$  выбрана максимально допустимой, так что  $\hbar/\Gamma_M = \tau_R$ . При этом в формуле (18) при  $I = L$  (инжекция на нижний уровень, положительная проводимость) следует положить  $M = L$  (ограничение по нижнему уровню), а при  $I = N$  (инжекция на верхний уровень, отрицательная проводимость)  $M = L$  или  $M = N$ ,

в зависимости от того, по какому уровню,  $L$  или  $M$ , вводится ограничение по рассеянию.

Для приборных применений интерес представляет интегральная проводимость  $G$ :

$$G = S \int_0^\infty f(\varepsilon) \frac{\sigma(\varepsilon)}{a} d\varepsilon, \quad (19)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения ДБРТС,  $f(\varepsilon)$  — функция распределения числа электронов по поперечной (перпендикулярной барьерам) энергии  $\varepsilon$  в падающем на структуру потоке. Для достаточно узких квазиуровней, учитывая, что в резонансном взаимодействии участвуют  $\Gamma_L/\Gamma_I n(\mathcal{E}_I)$  электронов, где  $n(\mathcal{E}_I)$  их средняя концентрация в падающем на ДБРТС потоке (в интервале энергии  $\Gamma_I$  вблизи  $\mathcal{E}_I$ ), из (6) следует

$$G \simeq [\Gamma_L/\Gamma_I n(\mathcal{E}_I)] \sigma(\mathcal{E}_I)/a. \quad (20)$$

Статический коэффициент прохождения считается равным единице.

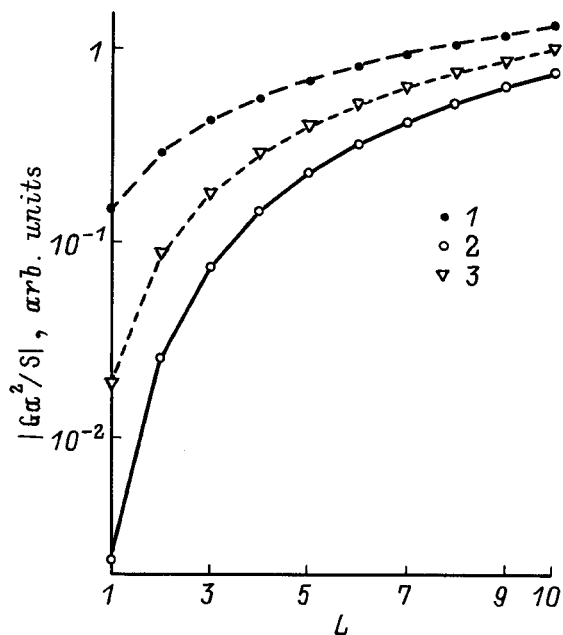
Предположим, что вместе с изменением высоты уровня инжекции  $\mathcal{E}_I = \hbar\omega I / (N^2 - L^2)$ , высота инжектора и концентрация электронов в нем изменяются таким образом, что плотность тока питания  $J_0 = qv(\mathcal{E}_I)n(\mathcal{E}_I)$  поддерживается постоянной. При этом концентрация электронов  $n(\mathcal{E}_I)$  обратно пропорциональна поперечной скорости электронов  $v(\mathcal{E}_I) = (2\mathcal{E}_I/m^*)^{1/2}$ :

$$n(\mathcal{E}_I) = \frac{J_0}{qv(\mathcal{E}_I)} = J_0 / \left\{ q \left[ 2(\hbar\omega/m^*) I / (N^2 - L^2) \right] \right\}^{1/2}. \quad (21)$$

Подставляя (1) и (8) в (7) и учитывая, что в соответствии с (20)  $\Gamma_L/\Gamma_I = L^3/I^3$ , получаем

$$G = \pm S \frac{256}{\pi^4} q J_0 \omega \frac{\tau_R^2}{\hbar} \frac{M^6}{N^3 I^3} F(N, L). \quad (22)$$

Интересно, что  $G$  не зависит явно от эффективной массы электрона  $m^*$ , однако активные свойства приборов определяются в большей степени величиной  $Ga^2/S$ , прямо пропорциональной (при пренебрежении влиянием переменного пространственного заряда) удельному сопротивлению  $SR = Ga^2/S(\varepsilon\omega)^2$ , (здесь  $\varepsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника). Эта величина определяет интенсивность излучательных переходов (на единицу площади) во всей структуре равную  $Ga^2 E_1^2 / 2\hbar\omega S$ , а также условия генерации как в лазере [10]:  $-Ga^2/S > \sigma_S w$  ( $\sigma_S$  — положительная проводимость омических потерь,  $w$  — ширина оптического волновода), так и в генераторе на резонансно-туннельном пролетном диоде [15]:  $-Ga^2/S > SR_S(\varepsilon\omega)^2$  ( $R_S$  — омическое сопротивление пассивных и контактных слоев диода).



**Рис. 5.** Зависимость максимально достижимого значения величины  $|Ga^2/S|$  от номера нижнего рабочего уровня  $L$ . Инжекция на верхний уровень: 1 — ограничение по верхнему уровню, 2 — ограничение по нижнему уровню; 3 — инжекция и ограничение по нижнему уровню.

Используя формулы (3) и (9), получаем

$$Ga^2/S = \pm \frac{256}{\pi^3} qJ_0 \frac{\tau_P^2}{2m^*} \frac{M^6}{N^3 I^3} F(N, L)(N^2 - L^2). \quad (23)$$

Можно строго показать, учитывая свойства функции  $F(N, L)$  (см. (4)), что максимум модуля  $Ga^2/S$ , так же как максимумы модулей  $G$  и  $\sigma$ , достигаются при переходах между соседними уровнями при  $N = L + 1$ , что соответствует приведенным выше результатам численного расчета. В этом случае

$$\begin{aligned} |Ga^2/S|_{L+1, L+1} &\sim L^2(L+1)^2/(2L+1)^3, \\ |Ga^2/S|_{L+1, L} &\sim [L/(L+1)]^6(Ga^2/S)_{L+1, L+1}, \\ |Ga^2/S|_{L, L} &\sim [L/(L+1)]^3(Ga^2/S)_{L+1, L+1}, \end{aligned}$$

где первый индекс указывает уровень инжекции, второй — уровень, ширина которого ограничивается рассеянием. Соответствующие графики показаны на рис. 5. Видно, что эффективность работы прибора на границе когерентного режима существенно возрастает с ростом рабочего уровня  $L$ .

Понятно, что наибольшие значения величина  $|Ga^2/S|$  имеет, когда  $\tau_P$  ограничивает ширину верхней минизоны, в то время как нарушающими когерентность процессами в более узкой нижней подзоне пренебрегается. При этом использование переходов  $5 \rightarrow 4$  вместо  $2 \rightarrow 1$  дает возможность увеличить интенсивность излучательных переходов, пропорциональную  $|Ga^2/S|$ , приблизительно в 50 раз. Еще

более заметного различия в интенсивности переходов, примерно на два порядка, при увеличении  $L$  от 1 до 4 можно ожидать, если пользоваться более жестким условием  $\hbar\Gamma_L \geq \tau_P$ , обеспечивающим когерентность волновой функции как в верхней, так и в нижней подзонах.

## 5. Заключение

Таким образом, путем решения нестационарного уравнения Шредингера в малосигнальном приближении проанализированы частотные зависимости активной динамической проводимости двухбарьерной резонансно-туннельной структуры в ТГц-диапазоне. Показано, что проводимость структуры максимальна при работе на соседних уровнях энергии. Рассчитана зависимость проводимости от толщины ("мощности") барьеров. Отмечены и объяснены различия в поведении проводимости при увеличении толщин 1-го и 2-го барьеров. В предположении высокой мощности барьеров  $\alpha$  получены простые аналитические выражения проводимости ДБРТС, весьма точно соответствующие строгому решению уравнения Шредингера при  $\alpha > 4\hbar[\hbar(\omega_0 \pm \omega)/2m^*]^{1/2}$ .

Из полученных выражений для проводимости следует, в частности, что:

- 1) с ростом толщины барьеров проводимость увеличивается как 4-я степень толщины;
- 2) переходы с четным изменением номеров уровней запрещены;
- 3) с ростом номера уровня проводимость уменьшается обратно пропорционально номеру уровня;
- 4) проводимость обратно пропорциональна 3-й степени частоты;
- 5) максимально достижимая (при ограничении рассеянием) интегральная проводимость и пропорциональная ей интенсивность излучательных квантовых переходов существенно возрастают с ростом номера уровня, на который инжектируются электроны.

Авторы благодарны А.С. Тагеру за внимание к работе и полезные замечания.

Данная работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований, грант N 94-02-04449 и Научным советом по программе "Физика твердотельных наноструктур", грант № 1-050.

## Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. ФТП, **6**, 148 (1972).
- [2] W.H. Frensley. Superlat. Microstr. **4**, 491 (1988).
- [3] L.Y. Chen. C.S. Ting. Phys. Rev. B, **43**, 2097 (1991).
- [4] V. Kislov, A. Kamenev. Appl. Phys. Lett., **59**, 1500 (1991).
- [5] J.P. Loehr, J. Singh, R.K. Mains, G.I. Haddad. Appl. Phys. Lett., **59**, 2070 (1991).
- [6] А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **19**, 1 (1993).

- [7] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. ФТП, **28**, 740 (1994).
- [8] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 533 (1994).
- [9] P. England, J.R. Hayes, E. Colas, M. Helm. Sol. St. Electron., **32**, 1213 (1989).
- [10] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Письма ЖТФ, **20**, 74 (1994).
- [11] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. ФТП, **28**, 954 (1994).
- [12] Е.И. Голант, Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Письма ЖТФ, **20**, 10 (1994).
- [13] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981).
- [14] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **63**, 1354 (1993).
- [15] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Письма ЖТФ, **21**, 16 (1995).

*Редактор Т.А. Полянская*

### **Particular properties of resonant interaction of electrons with a high-frequency electric field in two-barrier structures**

*I.V. Belayeva, Ye.I. Golant, A.B. Pashkovskii*

State Research and Production Enterprise "Istok",  
141120 Fryazino, Russia