Письма в ЖТФ, том 20, вып. 20 26 октября 1994 г.

01;06.2

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР С СИЛЬНО И НЕМОНОТОННО ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ КОЭФФИЦИЕНТОМ ПРОХОЖДЕНИЯ

Е.И.Голант, Я.Б.Мартынов, А.Б.Пашковский

С развитием современной наноэлектронной технологии появились новые приборы — диоды и транзисторы с резонансным туннелированием электронов, существенное влияние на характеристики которых оказывает квантовомеханическое взаимодействие потока электронов с высокочастотным (ВЧ) электрическим полем. Одной из основных характеристик таких приборов является отрицательная динамическая проводимость (ОДП), которую обычно связывают с наличием участка отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперной характеристике, в большинстве квантоворазмерных структур (КС) обусловленным резонансным характером зависимости коэффициента прохождения электронов от энергии. Предполагается, что граница существования ОДП связана с характерным временем нахождения электронов внутри структуры на резонансном квазиуровне и равна $\omega_k \approx \Gamma/\hbar$ [1–3] (здесь Γ — полуширина резонансного уровня). Однако более детальный квантовомеханический анализ [4] заставляет взглянуть на физику высокочастотной проводимости КС совершенно с другой стороны.

Рассмотрим этот вопрос на примере прохождения моноэнергетического потока электронов с энергией ε и концентрацией $n = 10^{17}$ см$^{-3}$ через духбарьерную резонансно-туннельную структуру (ДБРТС) [5] с высотой резонансного уровня $\mathcal{E}_r \approx 101$ мЭв и полушириной $\Gamma = 11$ мЭв. В соответствии с [4] вычислим малосигнальную активную проводимость ДБРТС σ, равную отношению удвоенной удельной мощности, отбираемой электронами от ВЧ поля к квадрату амплитуды этого поля. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Видно, что при $\varepsilon < \mathcal{E}_r$ проводимость ДБРТС положительна и достигает максимума когда $\varepsilon + \hbar\omega \approx \mathcal{E}_r$, а при $\varepsilon > \mathcal{E}_r$ — отрицательна и минимальна, когда $\varepsilon - \hbar\omega \approx \mathcal{E}_r$. Таким образом, частота, на которой активная проводимость экстремальна, пропорциональна разнице энергии электронов и высоты резонансного уровня $\omega \approx |\mathcal{E}_r - \varepsilon|/\hbar$, а величи-

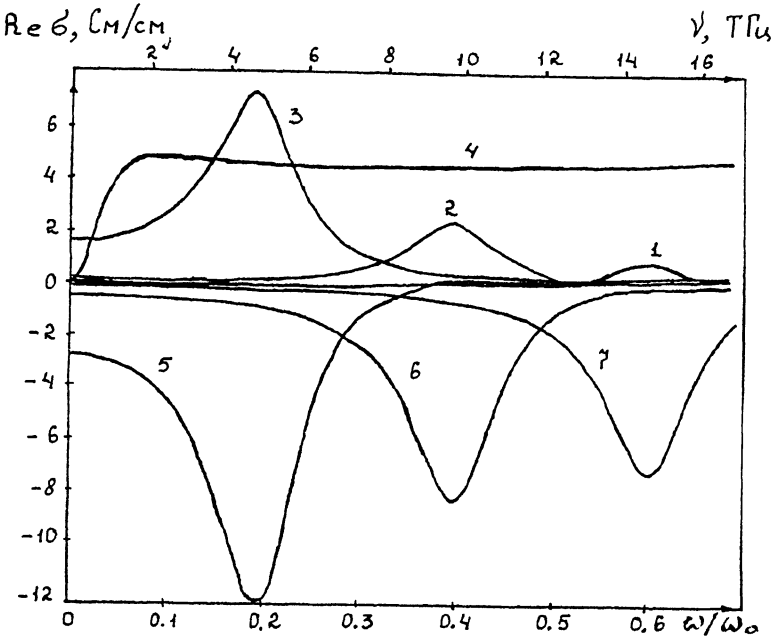

Рис. 1. Зависимость активной проводимости от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$) при прохождении электронов через двухбарьерную резонансно-туннельную структуру с высотой барьеров $U = 1.04$ Эв, толщиной $b = 11$ Å расстоянием между барьерами $a = 65$ Å. Энергия электронов:
1 — $\varepsilon = 0.4\varepsilon_0$, *2* — $\varepsilon = 0.6\varepsilon_0$, *3* — $\varepsilon = 0.8\varepsilon_0$, *4* — $\varepsilon = \varepsilon_0 = \mathcal{E}_r = 101$ мЭв, *5* — $\varepsilon = 1.2\varepsilon_0$, *6* — $\varepsilon = 1.4\varepsilon_0$, *7* — $\varepsilon = 1.6\varepsilon_0$.

на экстремума медленно уменьшается с ростом энергии. Из этого следует, что частота, на которой ОДП максимальна, не связана непосредственно с временем жизни электронов на квазиуровне. Соответственно и величина частоты, на которой исчезает ОДП, также находится в противоречии с распространенной оценкой предельной частоты ОДП ДБРТС: $\omega_k \approx \Gamma/\hbar$.

Характер зависимостей $\sigma(\omega, \varepsilon)$ позволяет предположить, что в ДБРТС вероятность поглощения или испускания кванта с энергией $\hbar\omega$ пропорциональна соответствующему статическому коэффициенту прохождения электронов через ДБРТС — $T(\varepsilon \pm \hbar\omega)$. Действительно, при $\varepsilon < \mathcal{E}_r$ $T(\varepsilon + \hbar\omega) > T(\varepsilon - \hbar\omega)$ для всех ω и, в соответствии с нашим допущением, вероятность поглощения кванта $\hbar\omega$ превышает вероятность испускания, поэтому электроны в среднем отбирают энергию от ВЧ поля, а максимум отбираемой энергии и, соответственно, проводимости ($\sigma > 0$) совпадает с максимумом $T(\varepsilon + \hbar\omega)$. При $\varepsilon > \mathcal{E}_r$ $T(\varepsilon + \hbar\omega) < T(\varepsilon - \hbar\omega)$, электроны в среднем отдают энергию ВЧ полю, а максимум отдаваемой энергии и отрицательной проводимости соответствует максимуму $T(\varepsilon - \hbar\omega)$.

Высказанная гипотеза о связи коэффициентов поглощения и испускания со статическим коэффициентом прохождения справедлива не только для ДБРТС. В качестве второго примера рассмотрим прохождение электронов через прямоугольный потенциальный барьер высотой U и толщиной a, к которому приложено слабое однородное электрическое поле $E(t) = E \cdot (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ ($2E$ — амплитуда ВЧ поля). В этом случае нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + U\Big[\theta(x) - \theta(x-a)\Big]\psi + H(x,t)\psi$$

$$H(x,t) = -qE\Big[x\left[\theta(x) - \theta(x-a)\right] + a\theta(x-a)\Big]\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right), \quad (1)$$

где q, m^* — заряд и масса электрона, $\theta(x)$ — единичная функция. Решение (1) можно искать по теории возмущений в виде $\psi(x,t) = \psi_0(x)e^{-i\omega_0 t} + \psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t}$, [4,5], где ψ_0 — невозмущенная волновая функция, $|\psi_\pm| \ll |\psi_0|$, $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$. При надбарьерном прохождении функции $\psi_\pm(x)$ имеют вид

$$\psi_\pm(x) = \begin{cases} D_\pm \exp[-ik_\pm x], & x < 0 \\ A_\pm \sin(\varkappa_\pm x) + B_\pm \cos(\varkappa_\pm x) \mp & \\ \qquad \mp \frac{qEx}{\hbar\omega}\psi_0(x) + \frac{qE}{m^*\omega^2}\psi_0'(x), & 0 < x < a \\ C_\pm \exp[ik_\pm(x-a)] \mp \frac{qEa}{\hbar\omega}\psi_0(x), & x > a \end{cases},$$

где $k = \left(2m^*\varepsilon/\hbar^2\right)^{1/2}$, $\varkappa = \left(2m^*(\varepsilon - U)/\hbar^2\right)^{1/2}$, $k_\pm = \left(2m^*(\varepsilon \pm \hbar\omega)/\hbar^2\right)^{1/2}$, $\varkappa_\pm \left(2m^*(\varepsilon \pm \hbar\omega - U)/\hbar^2\right)^{1/2}$, а система уравнений для определения коэффициентов $A_\pm$, $B_\pm$, $C_\pm$, $D_\pm$ [4] представляется как

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ -ik_\pm & -\varkappa_\pm & 0 & 0 \\ 0 & \sin(\varkappa_\pm a) & \cos(\varkappa_\pm a) & -1 \\ 0 & \varkappa_\pm\cos(\varkappa_\pm a) & -\varkappa_+\sin(\varkappa_\pm a) & -ik_\pm \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D^\pm \\ A_\pm \\ B_\pm \\ C_\pm \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{qE}{\hbar\omega} \begin{pmatrix} \frac{\hbar}{m^*\omega}\psi_0'(0) \\ \left(\mp 1 - \frac{\hbar\varkappa^2}{m^*\omega}\right)\psi_0(0) \\ -\frac{\hbar}{m^*\omega}\psi_0'(a) \\ \left(\pm 1 + \frac{\hbar\varkappa^2}{m^*\omega}\right)\psi_0(a) \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Решив систему (2) и используя формулу энергообмена между электронами и ВЧ полем [4], можно рассчитать частотные зависимости активной динамической проводимости:

$$\sigma(\varepsilon,\omega) = \frac{\hbar\omega}{2aE^2}\Big(J_+ - J_-\Big), \tag{3}$$

где $J_\pm = \hbar k_\pm \left(|C_\pm|^2 + |D_\pm|^2\right)/m^*$.

Следует отметить, что матрица системы (2) имеет тот же вид, что и матрица, описывающая статическое прохождение электронов над барьером (это является общим свойством метода возмушений вида [4,5] и справедливо для произвольной КС). Этот факт, а также соображения, приведенные выше для ДБРТС, дают основания предположить связь потоков электронов, отдавших J_- или поглотивших J_+ энергию $\hbar\omega$ с прозрачностью КС, в виде $J_\pm \sim (qE/\hbar\omega)^2 \varepsilon F(\varepsilon, \pm \pm\hbar\omega)T(\varepsilon \pm \hbar\omega)$, где $F(\varepsilon, \pm\hbar\omega)$ — медленно меняющаяся функция. При $F(\varepsilon, \pm\hbar\omega) = F = \text{const}$ выражение для активной проводимости принимает вид:

$$\sigma(\varepsilon,\omega) = F\varepsilon\Big(T(\varepsilon + \hbar\omega) - T(\varepsilon - \hbar\omega)\Big)/\hbar\omega. \tag{4}$$

Здесь F — зависящий от параметров структуры нормировочный множитель. Полученное выражение по виду похоже на формулу (39) работы [6], однако относится не к переходам электронов между основным и возбужденным состояниями соседних ячеек сверхрешетки, а к переходам электронов между состояниями непрерывного спектра, существующими только при наличии ВЧ поля. Результаты строгого расчета частотных зависимостей проводимости барьера по формуле (3) для ряда значений энергии электронов $\varepsilon > U$ изображены на рис. 2 *сплошными линиями*. Приближенный расчет по формуле (4) показан *прерывистыми линиями*. На этом же рисунке отдельно приведены зависимости $T(\varepsilon)$. Видно, что моноэнергетическая ВЧ проводимость зависит от частоты существенно немонотонно, в частности на одной из кривых имеется два участка ОДП. Видно также, что качественное поведение $\sigma(\varepsilon, \omega)$ хорошо описывается формулой (4): расположение экстремумов и нулевой функции (4) весьма близко к результатам точного расчета. Особо следует

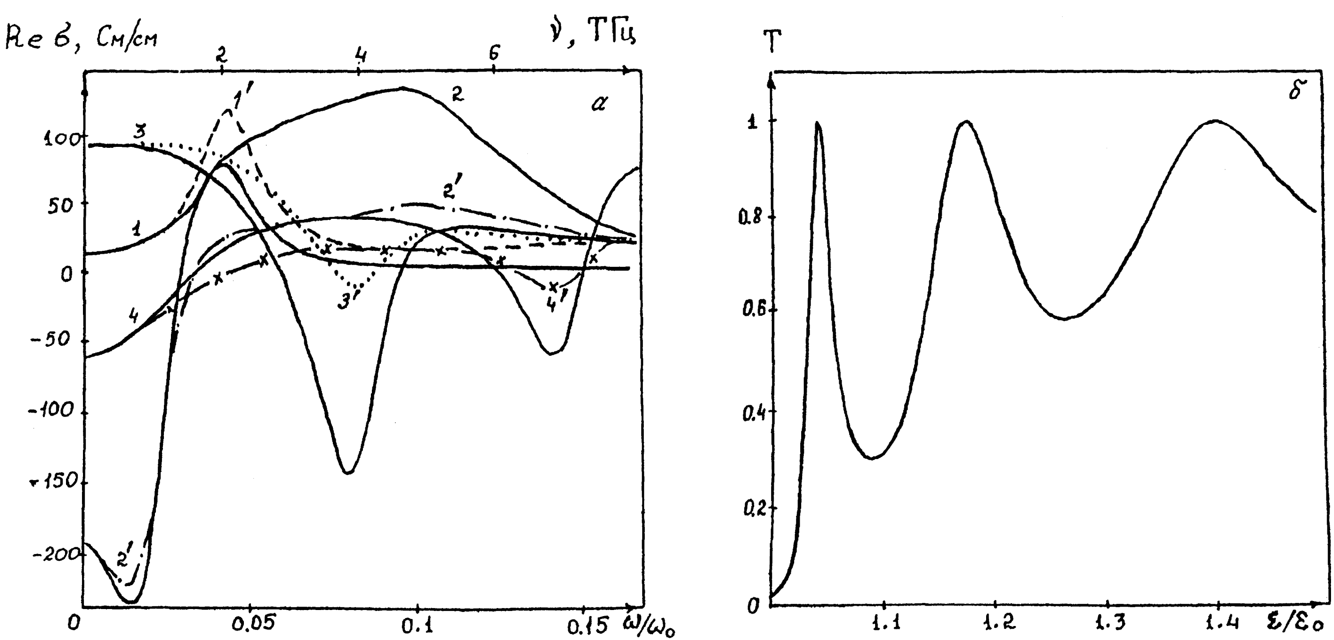

Рис. 2. Зависимости: *а* — активной проводимости от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$), *б* — коэффициента прохождения от нормированной энергии $\varepsilon/\varepsilon_0$ при прохождении электронов через прямоугольный $Al_xGa_{1-x}As$ барьер высотой $U = 200$ мЭв, толщиной 250 Å. Энергия электронов: *1*, *1'* — $\varepsilon = \varepsilon_0 = 200$ мэВ; *2*, *2'* — $\varepsilon = 1.063\varepsilon_0$; *3*, *3'* — $\varepsilon = 1.126\varepsilon_0$; *4*, *4'* — $\varepsilon = 1.189\varepsilon_0$. Концентрация электронов $n = 10^{17}$ см$^{-3}$.

отметить, что константа F в (4), подбираемая по значению проводимости при $\omega \to 0$, с высокой степенью точности не зависит от ε.

Поэтому, исходя из приведенных результатов, можно сделать вывод, что высокочастотная ОДП может наблюдаться при прохождении электронов не только через прямоугольные потенциальные барьеры, и двухбарьерные резонансно-туннельные структуры, но и через другие квантоворазмерные структуры с сильно и немонотонно изменяющимся коэффициентом прохождения. Причем при достаточно больших $\hbar\omega$ динамическая проводимость может быть отрицательной, в то время как статическая — положительной.

Данная работа поддерживается Российским Фондом фундаментальных исследований, проект № 94–02–04449.

Список литературы

[1] *Ricco B.*, **Azbel M. Ya.** // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. P. 1970–1981.
[2] *Luryi S.* // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 5. P. 490–492.
[3] *Brown E.R., Parker C.D.*, **Solner T. C. L. G.** // Apll. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 10. P. 934–936.
[4] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ, 1993. Т. 19. В. 17. С. 1–6.
[5] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ, 1993. Т. 19. В. 17. С. 7–11.
[6] *Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А.* // ФТП, 1972. Т. 6. В. 1. С. 148–162.

Научно-исследовательский
институт "ИСТОК",
Фрязино

Поступило в Редакцию
2 апреля 1994 г.
В окончательной редакции
15 июля 1994 г.