

01;06
©1993

РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУХБАРЬЕРНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ

А.Б.Пашковский

С тех пор как двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (ДБРТС) были предложены [1] и экспериментально реализованы [2] они продолжают привлекать пристальное внимание экспериментаторов и теоретиков. Статические характеристики таких структур изучены достаточно подробно [3-4]. Различные подходы к анализу динамики резонансного туннелирования электронов в высокочастотных полях, основанные на использовании приближения времени жизни [5], численного расчета прохождения гауссовых пакетов [6], кинетического уравнения Вигнера [7] неравновесных функций Грина [8], аналитических свойств коэффициента прохождения [9], или вообще не учитывают специфику взаимодействия электронов с СВЧ полем или очень сложны, и, кроме того, дают во многом противоречивые результаты. Поэтому остается открытым вопрос о моделях достаточно простых, чтобы давать обозримые результаты, и в то же время достаточно точных, чтобы описывать основные особенности динамики прохождения электронами квантоворазмерных структур в СВЧ полях.

Чтобы иметь полную информацию о системе, нужно знать зависимость ее волновой функции (ВФ) от времени. Сделаем упрощающие допущения: амплитуда СВЧ поля мала, то есть мало меняет ВФ электронов по сравнению со стационарной; все падение потенциала происходит между барьерами; барьеры конечной толщины заменяются бесконечно высокими и тонкими δ -барьерами с той же эффективной площадью. (Анализ применимости данных приближений и обсуждение вопросов, связанных с энергетикой взаимодействия электронов с высокочастотным полем, будут даны в следующей публикации). В малосигнальном приближении задача допускает простое решение и без последних двух допущений, просто выкладки становятся гораздо более громоздкими.

Пусть на структуру подается только переменное электрическое поле $E(t) = E \cdot (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Для определенности

считаем, что электроны движутся слева направо. Тогда, с учетом сделанных выше допущений, нестационарное уравнение Шредингера имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \gamma \delta(x) \psi + \gamma \delta(x-a) \psi + H(t) \psi, \quad (1)$$

$$H(t) = (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \times$$

$$\times [-qEx(\eta(x) - \eta(x-a)) - \beta \delta(x-a) - qEa\eta(x-a)].$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона, a — расстояние между барьерами, $\beta = \gamma qEa/\varphi_B$ — эффективное изменение высоты второго барьера, $\gamma = \varphi_B b$, где φ_B , b — высота и толщина барьера, $\eta(x)$ — единичная функция. Так как предполагается, что амплитуда СВЧ поля мала, то решение можно искать в виде $\psi = \psi_0(x) \cdot e^{-i\omega_0 t} + \psi_1(x, t)$, где ψ_0 — решение невозмущенной задачи ($\omega_0 = \varepsilon/\hbar$, ε — энергия электронов в падающей на структуру плоской волне). Тогда для функции ψ_1 можно записать следующее уравнение:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \gamma \delta(x) \psi_1 + \gamma \delta(x-a) \psi_1 + H(t) \psi_0. \quad (2)$$

Рассматривая три области: $x < 0$, $0 < x < a$, и $x > a$. Ищем ψ_1 в виде $\psi_1(x, t) = \psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t}$. С учетом вида решения невозмущенной задачи [10] находим общие и частные решения уравнения (2) в каждой области. Окончательно для функции ψ_{\pm} имеем:

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

где $k = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}$, $k_{\pm} = (2m^*(\omega_0 \pm \omega)/\hbar)^{1/2}$.

$$P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \cdot C_0 (C_0 = \psi_0(a)), \quad \varphi_{\pm} = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0 + \frac{2qE}{m^*\omega^2} \psi_0'$$

Коэффициенты A_{\pm} , B_{\pm} , C_{\pm} , D_{\pm} находятся из условий сшивания волновой функции и ее производных на барьерах в каждый момент времени.

Далее, пренебрегая членами второго порядка малости, с учетом вида ВФ стационарного состояния для плотности потока частиц на выходе из структуры можно получить:

$$j = \frac{\hbar}{2m^*} \{ 2k|C_0|^2 + [(k_0 + k_+)C_0C_+^* + (k_0 + k)C_0^*C_-] e^{i\omega t} + \text{К.С.} \}$$

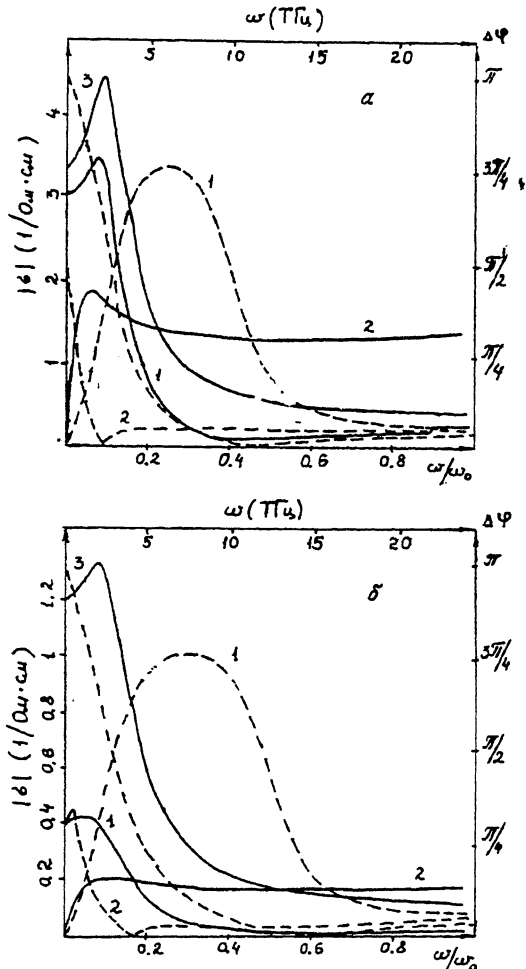


Рис. 1. Зависимость модуля проводимости (сплошная линия) и сдвига фазы тока относительно поля (пунктир) от частоты ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$).

а) Расчет без постоянного электрического поля. Энергия электронов 1 — $\varepsilon = 90$ мэВ, 2 — $\varepsilon_0 = 100$ мэВ, 3 — $\varepsilon = 110$ мэВ.

б) Расчет с приложенным постоянным полем. Энергия электронов 1 — $\varepsilon = 10$ мэВ, 2 — $\varepsilon = 20$ мэВ, 3 — $\varepsilon = 30$ мэВ.

Отсюда для каждой энергии электронов в падающей на структуру волне можно в зависимости от частоты модулирующего сигнала определить амплитуду переменного тока

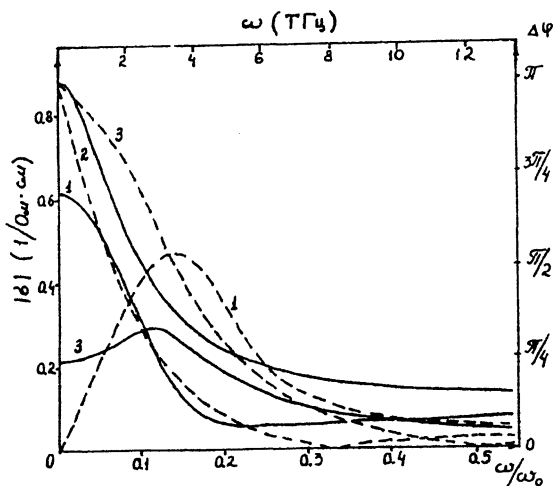


Рис. 2. Зависимость модуля проводимости (сплошная линия) и сдвига фазы тока относительно поля (пунктир) от частоты ($\omega_0 = \epsilon_0/\hbar$, $\epsilon_0 = 100$ мЭВ). Высота инжектора: 1 — $\epsilon_{и} = 90$ мЭВ, 2 — $\epsilon_{и} = 100$ мЭВ, 3 — $\epsilon_{и} = 110$ мЭВ, $T = 77$ К.

на выходе из структуры и его сдвиг по фазе относительно высокочастотного поля. Проинтегрировав ток на выходе из структуры с учетом функции распределения электронов на ее входе, можно получить значения сдвига фазы и амплитуду суммарного тока, текущего через прибор.

Аналогичным образом рассматривался случай, когда к структуре приложено постоянное электрическое поле. Просто при этом общими решениями уравнение Шредингера между барьерами являются функции Эйри, а частное решение возмущенной задачи находится в виде ряда.

Для примера рассмотрим прохождение моноэнергетических электронов через двухбарьерную GaAs/AlGaAs структуру с высотами барьеров $\varphi_B = 1.04$ эВ, толщиной $b = 11$ Å, расстоянием между барьерами $a = 65$ Å как в отсутствие электрического поля (высота резонансного уровня $E_0 \approx 100$ мЭВ), так и в случае, когда к структуре приложено постоянное поле такое, что при энергии электронов $\epsilon = 20$ мЭВ коэффициент прохождения через структуру становится максимален (рис. 1). Видно, что в отсутствие постоянного поля в резонансе при $\omega \ll \omega_0$ сдвиг фазы тока на выходе относительно переменного поля составляет величину $\pi/2$, а зависимость сдвига фазы от частоты при различных энергиях электронов может вести себя довольно сложным образом, и ее поведение не может быть описано таким простым приближением, как, например, время жизни. В то же время, расчеты показывают, при энергии электронов

$\varepsilon = E_0$, на частоте ω , при которой сдвиг фазы тока обращается в нуль, с точностью до 30% выполняется равенство $\hbar\omega \approx \Gamma$, где Γ — полуширина резонансного уровня.

Видно, что постоянное поле в данном случае не оказывает качественного влияния на динамику электронов практически во всем диапазоне частот, за исключением области $\omega \sim 0$ при $\varepsilon = 20$ мэВ. Здесь сдвиг фазы уже не равен $\pi/2$. Это объясняется тем, что в отсутствие постоянного поля максимум коэффициента прохождения $G(\varepsilon)$ при резонансной энергии является абсолютным, а сама величина коэффициента прохождения как и при свободном пролете равна 1. При наличии поля экстремум становится условным: данной энергии электронов соответствует определенное поле E_0 , при котором коэффициент прохождения максимален, но этому полю соответствует другая (несколько большая энергия) при которой $G(\varepsilon, E_0)$ достигает максимума. Эти особенности поведения $G(\varepsilon, E)$ и обуславливают соответствующие особенности поведения сдвига фазы вблизи нулевой частоты.

На рис. 2 для этой же структуры без постоянного электрического поля приведены зависимости от частоты величины проводимости и сдвига фазы тока относительно поля, рассчитанные с учетом фермиевского распределения электронов на входе при температуре $T = 77$ К. Видно, что распределение электронов по энергии приводит как к заметному уменьшению величины проводимости, так и к изменению формы всех зависимостей.

Список литературы

- [1] *Tsu R., Esaki L.* // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. P. 562.
- [2] *L.G.Solner T.C., Goodhue W.D., Tannenwald R.E., Parker C.D., Peck D.D.* // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 588.
- [3] *Долманов И.И., Рыжий В.И., Толстихин В.И.* // ФТП. 1991. Т. 24. В. 9. С. 1574–1583.
- [4] *Collins S., Lowe D., Barker J.R.* // J. Phys. C:Solid State Phys. 1987. V. 20. P. 6213–6232.
- [5] *Brown E.R., Parker C.D., Solner T.C.L.G.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 10. P. 934–936.
- [6] *Волкова Е.А., Попов Ф.М., Поповичева О.Б.* // ФТП 1991. Т.25. N 9. С. 1618–1623.
- [7] *Frensley W.R.* // Superlattices and Microstructures, 1988. V. 4. N 4/5, P. 497–501.
- [8] *Chen L.Y., Ting C.S.* // Physical Review B 1991–11. V. 43. N 3. P. 2097–2105.
- [9] *Kislou V., Kamenev A.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 12. P. 1500–1502.

Поступило в Редакцию
3 апреля 1993 г.