

©1994 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ

Е.И.Голант, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер

Государственное научно-производственное предприятие «Исток», 141120,
Фрязино, Россия
(Получена 15 июня 1993 г. Принята к печати 23 ноября 1993 г.)

Теоретически изучается установившееся прохождение электронов через квантово-размерные пролетные участки с локализованным высокочастотным электрическим полем терагерцового диапазона. Взаимодействие электронов с полем описывается нестационарным уравнением Шредингера с модулированным во времени гамильтонианом. Описывается строгий аналитический метод решения этого уравнения в малосигнальном приближении, пригодный для пролетных участков, содержащих прямоугольные барьеры. Исследуются зависимости амплитуды и фазы переменных составляющих проходящего через барьер и введенного во внешней цепи токов от энергии падающих электронов, частоты модулирующего поля, высоты и ширины барьера. Обнаружено, что в отличие от классического случая, сколь угодно тонкий квантово-размерный пролетный участок, в том числе и безбарьерный, может обладать отрицательной динамической проводимостью.

Развитие современной электроники привело к появлению целого класса задач, которые практически не имело смысла рассматривать ранее, например, таких как прохождение электронов в высокочастотных (ВЧ) полях через структуры, характерные размеры которых сравнимы с длиной волн де Бройля. Работы в этом направлении находятся на начальной стадии. До сих пор не найден достаточно строгий подход к теоретическому анализу подобных процессов, требующему решения нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, зависящим от координат и времени. Не решены даже некоторые простейшие, но принципиальные задачи, например, о времени туннелирования частиц сквозь одиночный статический потенциальный барьер [1]. Различные подходы к анализу динамики резонансного туннелирования электронов в ВЧ полях, основанные на использовании приближения времени жизни [2], численного расчета прохождения гауссовых пакетов [3,4], кинетического уравнения Вигнера [5], неравновесных функций Грина [6], аналитических свойств коэффициента прохождения [7] или вообще не учитывают специфику взаимодействия электронов с

ВЧ полем, или очень сложны и, кроме того, дают во многом противоречивые результаты даже для двухбарьерных структур с одной квантовой ямой. В настоящее время, по всей видимости, наибольший практический интерес представляет исследование динамики электронов в резонансно-туннельных структурах. Однако для лучшего понимания физических процессов, происходящих при прохождении электронов через сложные квантово-размерные структуры, представляется интересным исследовать динамику прохождения электронов через одиночные барьеры. Частично эта задача рассматривалась в работе [8], однако лишь с целью определения времени туннелирования через барьер. В данной работе динамика прохождения электронов рассматривается в общем виде на примерах участка с локализованным высокочастотным полем в виде прямоугольного и δ -барьеров. Предлагается простой способ решения подобных задач путем непосредственного решения уравнения Шредингера в предположении малости амплитуды ВЧ поля.

Описание модели

Чтобы иметь полную информацию о системе, нужно знать зависимость волновой функции (ВФ) от времени. Решение этой задачи в общем случае даже для прямоугольного барьера представляет значительные трудности, однако она может быть просто решена, если сделать допущение, что амплитуда ВЧ поля мала, т.е. поле слабо изменяет ВФ электронов по сравнению со стационарной.

Пусть на барьер подается переменное электрическое поле $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Тогда для прямоугольного потенциального барьера высотой U и толщиной a нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

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

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

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона, \hbar — постоянная Планка, $\theta(x)$ — единичная функция.

Так как амплитуда ВЧ поля мала, решение можно искать по теории возмущений в виде $\psi = \psi_0(x, t) + \psi_1(x, t)$, где $\psi_0(x, t) = \psi_0(x)e^{-i\omega_0 t}$ — решение невозмущенной задачи, $\psi_1 \ll \psi_0$, $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$, ε — энергия электронов в падающей на структуру плоской волне [9,10]. Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо. Функция ψ_1 удовлетворяет уравнению

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

Как известно, при $\varepsilon < U$ решение невозмущенной задачи, нормированное на один электрон, имеет вид (см. [11])

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp[ikx] + D_0 \exp[-ikx], & x < 0, \\ A_0 \exp(-\kappa x) + B_0 \exp(\kappa x), & 0 < x < a, \\ C_0 \exp[ik(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (3)$$

где $k = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}$, $\kappa = (2m^*|U - \varepsilon|/\hbar^2)^{1/2}$, а коэффициенты A_0 , B_0 , C_0 , D_0 определяются из условий непрерывности ВФ и ее производных на границах области. Если $\varepsilon > U$, то при $0 < x < a$ $\psi_0 = A_0 \exp(-i\kappa x) + B_0 \exp(i\kappa x)$.

Рассмотрим три области: $x < 0$, $0 < x < a$ и $x > a$. Ищем ψ_1 в виде $\psi_1(x, t) = \psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t}$.

При $x < 0$ решением уравнения (2) является плоская волна, уходящая налево, $\psi_{\pm}(x, t) = D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x - i(\omega_0 \pm \omega)t]$, где $k_{\pm} = [2m^*(\omega_0 \pm \omega)/\hbar]^2$.

При $x > a$ $\psi_{\pm}(x)$ удовлетворяют уравнению

$$\hbar(\omega_0 \pm \omega)\psi_{\pm} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_{\pm}}{\partial x^2} - qEa\psi_0, \quad (4)$$

частное решение которого имеет вид $\chi_{\pm} = P_{\pm} \exp[ik(x - a)]$, где

$$P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} C_0. \quad (5)$$

В интервале $0 < x < a$ ψ_{\pm} удовлетворяют уравнению

$$\hbar(\omega_0 \pm \omega)\psi_{\pm} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_{\pm}}{\partial x^2} - U\psi_{\pm} - qEx\psi_0. \quad (6)$$

С учетом того что $\psi_0'' = \kappa^2\psi_0$ (или $\psi_0'' = -\kappa^2\psi_0$, если электроны проходят над барьером) легко проверить, что частные решения этого уравнения имеют вид

$$\varphi_{\pm} = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0 + \frac{qE}{m^*\omega^2} \psi_0'. \quad (7)$$

Согласно (4)–(7) условие применимости теории возмущений $|\psi_1| \ll |\psi_0|$ выполняется, если $\frac{qEa}{\hbar\omega} \ll 1$ и $\frac{qEa}{\hbar\omega} \frac{\hbar\kappa}{am^*\omega} \ll 1$. При этом, как мы видим, решения с частотами $\pm n\omega$ имеют порядок малости $(qEa/\hbar\omega)^n$.

Окончательно для функций ψ_{\pm} имеем

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x], & x < 0, \\ A_{\pm} \exp(-\kappa_{\pm}x) + B_{\pm} \exp(\kappa_{\pm}x) + \varphi_{\pm}(x), & 0 < x < a, \\ C_{\pm} \exp[ik_{\pm}(x - a)] + P_{\pm} \exp[ik(x - a)], & x > a, \end{cases} \quad (8)$$

где $\kappa_{\pm} = (2m^*|U - \varepsilon \mp \hbar\omega|/\hbar^2)^{1/2}$. Коэффициенты A_{\pm} , B_{\pm} , C_{\pm} , D_{\pm} находятся из условий непрерывности волновой функции и ее производной на границах барьера в каждый момент времени:

$$D_{\pm} = A_{\pm} + B_{\pm} + \varphi_{\pm}(0),$$

$$-ik_{\pm}D_{\pm} = -\kappa_{\pm}A_{\pm} + \kappa_{\pm}B_{\pm} + \varphi'_{\pm}(0),$$

$$C_{\pm} + P_{\pm} = A_{\pm} \exp(-\kappa_{\pm}a) + B_{\pm} \exp(\kappa_{\pm}a) + \varphi_{\pm}(a),$$

$$ik_{\pm}C_{\pm} + ikP_{\pm} = \kappa_{\pm} \left[B_{\pm} \exp(\kappa_{\pm}a) - A_{\pm} \exp(-\kappa_{\pm}a) \right] + \varphi'_{\pm}(a). \quad (9)$$

Зная волновую функцию электронов, по стандартной формуле $\mathbf{j} = \frac{iq\hbar}{2m^*} [\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi]$ можно рассчитать плотность тока в структуре, а также исследовать энергетику взаимодействия электронов с высокочастотным полем. Пренебрегая членами 2-го порядка малости, с учетом вида ВФ стационарного состояния для плотности тока за барьером ($j = j_0 + j_{\omega} = j_0 + j_{+\omega} + j_{-\omega}$) можно получить

$$j = \frac{q\hbar}{2m^*} \left\{ 2k|C_0|^2 + \left[(k + k_+)C_0C_+^* \exp[i(k - k_+)(x - a)] + (k + k_-)C_0^*C_- \exp[i(k_- - k)(x - a)] \right] e^{i\omega t} + \text{К.С.} \right\}. \quad (10)$$

На выходе из структуры при $x = a$ это выражение принимает вид

$$j = \frac{q\hbar}{2m^*} \left\{ 2k|C_0|^2 + \left[(k + k_+)C_0C_+^* + (k + k_-)C_0^*C_- \right] e^{i\omega t} + \text{К.С.} \right\}. \quad (11)$$

Отсюда для каждой энергии падающих на барьер электронов можно в зависимости от частоты модулирующего сигнала определить амплитуду переменного тока на выходе (будем называть его электронным током в отличие от тока наведенного) и его сдвиг по фазе $\Delta\varphi$ относительно входного сигнала. Интересно отметить, что в области за барьером интерференционные эффекты приводят к тому, что существуют точки в пространстве, для которых $j_{\omega} = 0$ в любой момент времени.

Приведенные выше выражения справедливы только при $\omega < \omega_0$, когда общим решением уравнения (4) для ψ_- является плоская волна. При $\omega > \omega_0$ ψ_- принимает вид

$$\psi_-(x, t) = C_- \exp[-\tilde{\kappa}(x - a) - i(\omega_0 - \omega)t] + P_- \exp[ik(x - a) - i(\omega_0 - \omega)t],$$

где $\tilde{\kappa} = [2m^*(\omega - \omega_0)/\hbar]^{1/2}$, что приводит к появлению тока

$$j_{-\omega} = \frac{q\hbar}{2m^*} (k + i\tilde{\kappa})C_0^*C_- \exp[-(ik + \tilde{\kappa})(x - a) + i\omega t] + \text{К.С.}, \quad (12)$$

экспоненциально затухающего с расстоянием. При этом решение ψ_- можно интерпретировать как появление в области с ВЧ полем особого состояния (назовем его квазисвязанным), на котором локализируются электроны.

Предполагая малость характерных размеров структуры по сравнению с длиной волны, энергию, получаемую электронами от высокочастотного поля за период (или энергию, отдаваемую источником гармонического сигнала току во внешней цепи), можно рассчитать в квазистатическом приближении:

$$W = \left\langle \int_0^a j(x, t) E(x, t) dx \right\rangle T = \left\langle j_i(t) E(t) \right\rangle a T = T |j_i| E a \cos(\Delta\varphi_i),$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение по периоду колебаний $T = 2\pi/\omega$, $E(t) = \frac{1}{a} \int_0^a E(x, t) dx$, $j_i(t) = \frac{1}{a} \int_0^a j(x, t) dx$ — так называемый наведенный ток [12], $\Delta\varphi_i$ — сдвиг фазы между наведенным током и полем на частоте ω . Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести комплексную проводимость структуры σ , равную отношению комплексных амплитуд тока на выходе из структуры и напряженности электрического поля; аналогичную величину для наведенного тока обозначим σ_i . Тогда выражение для передаваемой энергии (энергии взаимодействия) принимает вид

$$W = 2TaE^2 |\sigma_i| \cos(\Delta\varphi_i) = 2TaE^2 \operatorname{Re} \sigma_i. \quad (13)$$

Однако в ряде случаев расчет наведенного тока может наталкиваться на определенные технические трудности. В то же время энергия взаимодействия может быть найдена путем суммирования средних энергий модуляционных электронных волн (соответствующих электронам с $\varepsilon = \varepsilon_0 \pm \hbar\omega$):

$$W = \frac{\hbar\omega T}{q} \left\{ j[\psi_+(a)] - j[\psi_+(0)] - j[\psi_-(a)] + j[\psi_-(0)] \right\}.$$

Отсюда из (13) с учетом вида ВФ можно получить

$$\operatorname{Re} \sigma_i = \frac{\hbar^2\omega}{2aE^2 m^*} \left[k_+ (|C_+|^2 + |D_+|^2) - k_- (|C_-|^2 + |D_-|^2) \right].$$

Такой подход позволяет получить только реальную часть проводимости. Зато при этом можно проследить за потоками энергии, обусловленными взаимодействием электронов с высокочастотным полем в прошедшей, $W(a)$, и отраженной, $W(0)$, волнах в отдельности. Для простоты описания это можно сделать, введя формально проводимости в прошедшей и отраженной волнах,

$$\operatorname{Re} \sigma_i(a) = \frac{W(a)}{2TaE^2} = \frac{\hbar^2\omega}{2aE^2 m^*} [k_+ |C_+|^2 - k_- |C_-|^2],$$

$$\operatorname{Re} \sigma_i(0) = \frac{W(0)}{2TaE^2} = \frac{\hbar^2\omega}{2aE^2 m^*} [k_+ |D_+|^2 - k_- |D_-|^2].$$

Значения коэффициентов C_{\pm} , D_{\pm} для прямоугольного барьера имеют хотя и простой, но довольно громоздкий вид. Для аналитических исследований удобнее заменить прямоугольный барьер δ -барьером с той же эффективной площадью. (Приближение δ -барьера применимо для тонких и высоких барьеров, когда $2m^*Ua^2/\hbar^2 \ll 1$, $\varepsilon \ll U$ или $k\hbar^2/a \gg U$ — см. [13]). Тогда уравнение (2) переходит в

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \alpha \delta(x) \psi_1 - (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) [\beta \delta(x) + \gamma \theta(x)] \psi_0, \quad (14)$$

где $\alpha = aU$, $\beta = qEa^2/2$, $\gamma = qEa$, а волновая функция основного состояния принимает вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp[ikx] + D_0 \exp[-ikx], & x < 0, \\ C_0 \exp[ikx], & x > 0. \end{cases}$$

При $x > 0$ ψ_{\pm} удовлетворяют уравнению (4), а возмущенная часть ВФ имеет вид

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x], & x < 0, \\ C_{\pm} \exp[ik_{\pm}x] + P_{\pm} \exp[ikx], & x > 0. \end{cases}$$

Условия непрерывности на δ -барьере приводят к системе (см. [13])

$$D_{\pm} = C_{\pm} + P_{\pm},$$

$$-\frac{i\hbar^2}{2m^*} [k_{\pm}(C_{\pm} + D_{\pm}) + kP_{\pm}] + \alpha D_{\pm} - \beta C_0 = 0,$$

откуда с учетом вида P_{\pm} находим

$$C_{\pm} = C_0 \frac{m^* \beta \pm \frac{m^* \gamma}{\hbar \omega} \left[\alpha - \frac{i\hbar^2}{2m^*} (k_{\pm} + k) \right]}{\alpha m^* - i\hbar^2 k_{\pm}}. \quad (15)$$

Подставив (15) в (11) с учетом вида C_0 , можно получить

$$j_{\omega} = \frac{q^2 E a}{2m^*} \frac{k^2 \hbar^5}{(m^* \alpha)^2 + k^2 \hbar^4} \left\{ \frac{k_+ - k_-}{\hbar \omega} + \frac{m^*}{2} \left[\frac{(k + k_+)a - 2i}{\alpha m^* + i\hbar^2 k_+} + \frac{(k + k_-)a + 2i}{\alpha m^* - i\hbar^2 k_-} \right] \right\} e^{i\omega t} + \text{К.С.} \quad (16)$$

Анализ этого выражения показывает, что при ω , стремящемся к 0, сдвиг фазы между полем и током ($\Delta\varphi$) тоже стремится к 0 (заметим, что здесь и далее во всех случаях предполагается, что $qEa \ll \hbar\omega$), а с ростом частоты $\Delta\varphi$ возрастает. При $aU \gg \hbar^2 k/m^*$ сдвиг фазы мал, причем он тем меньше, чем выше и толще барьер. Этот результат согласуется с выражением для времени пролета электронов через барьер, полученным в [8].

Кроме прохождения электрона через δ -барьер, достаточно простое решение можно получить и при пролете электронами безбарьерного участка с локализованным ВЧ полем. В этом случае система (9) заметно упрощается, а выражение для C_{\pm} принимает вид

$$C_{\pm} = \frac{qE}{\hbar\omega} \left[\frac{k\hbar}{m^*\omega} (k_{\pm} + k) \pm 1 \right] \frac{e^{ik_{\pm}a} - e^{ika}}{2ik_{\pm}}. \quad (17)$$

Подставив (17) в (11) с учетом вида C_0 , вынося общий множитель $\exp(ika)$, получаем

$$j_{\omega} = \frac{q^2 E}{2m^* \omega} \left\{ \left[\frac{\hbar k}{m^* \omega} (k_- + k)^2 - k_- - k \right] \frac{e^{i(k_- - k)a} - 1}{2ik_-} - \left[\frac{\hbar k}{m^* \omega} (k_+ + k)^2 + k_+ + k \right] \frac{e^{-i(k_+ - k)a} - 1}{2ik_+} \right\} e^{i\omega t} + \text{К.С.}$$

При $\omega \ll \omega_0$ это выражение можно заметно упростить, разложив экспоненты в ряд с точностью до членов третьего порядка:

$$j_\omega \approx \frac{q^2 E a}{4 \hbar k} \left\{ i k a \frac{\omega}{\omega_0} - \left(1 - \frac{k^2 a^2}{3} \right) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right\} e^{i\omega t} + \text{К.С.} \quad (18)$$

Отсюда видно, что на низкой частоте при пролете безбарьерного участка с локализованным ВЧ полем в плоскости $x = a$ сдвиг фазы между током и полем равен $\pi/2$. Это принципиально отличает свободный пролет от прохождения частиц через барьер (там при $\omega \rightarrow 0$ $\Delta\varphi \rightarrow 0$). По-видимому, разница связана с тем, что в отсутствие ВЧ модуляции для безбарьерного участка коэффициент прохождения равен 1, поэтому любое изменение дна зоны проводимости ведет к его уменьшению, в то время как уменьшение высоты барьера (если не рассматривать случай резонансного прохождения над прямоугольным барьером [14]) ведет к росту коэффициента прохождения.

Отметим, что когда справедливо сделанное выше разложение и $k^2 a^2 < 3$, $\text{Re } j_\omega(a, \omega) < 0$. Отсюда следует, что достаточно короткие безбарьерные пролетные участки с приложенным ВЧ полем при не слишком высоких энергиях электронов могут обладать отрицательной динамической проводимостью (ОДП). Необходимо подчеркнуть, что отрицательная активная проводимость короткого безбарьерного пролетного участка при малых углах пролета электронов $\omega\tau = \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon} ka < 1$ — это специфический квантовый эффект. Как известно, согласно классической электронной теории активная проводимость электронного промежутка может принимать отрицательные значения только при углах пролета, больших 2π .

Результаты расчетов

Исследуем полученные формулы более детально на примере GaAs с барьерами из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

На рис. 1 приведены зависимости от частоты модулей проводимости $|\sigma|$ и $|\sigma_i|$ и сдвигов фаз между током и полем $\Delta\varphi$ и $\Delta\varphi_i$ при пролете моноэнергетическими электронами с концентрацией $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ безбарьерного участка с локализованным ВЧ полем длиной 100 \AA . Видно, что при малых значениях энергии электронов или длинах пролетного участка таких, что $ka \ll \pi$, с увеличением частоты от 0 до $\omega_0 \approx \varepsilon/\hbar$ сдвиг фазы между электронным током и полем $\Delta\varphi$ возрастает от $\pi/2$ почти до π . При приближении частоты к ω_0 наблюдается резкий рост модуля проводимости и отрицательной активной составляющей, которые могут достигать весьма значительных величин. При увеличении частоты, когда электроны с энергией $\varepsilon = \hbar(\omega_0 - \omega)$ перестают вносить вклад в ВЧ ток, $\Delta\varphi$ резко падает почти до 0, величина проводимости начинает постепенно уменьшаться, а активная часть проводимости становится положительной. С увеличением ka , т.е. с увеличением отношения длины пролетного участка к длине волны электрона $\lambda = 2\pi/k$, рост сдвига фаз с частотой происходит менее резко. При $ka > \pi$ сдвиги фаз $\Delta\varphi$, $\Delta\varphi_i < \pi/2$, и активная часть проводимости безбарьерного участка становится положительной на всех частотах.

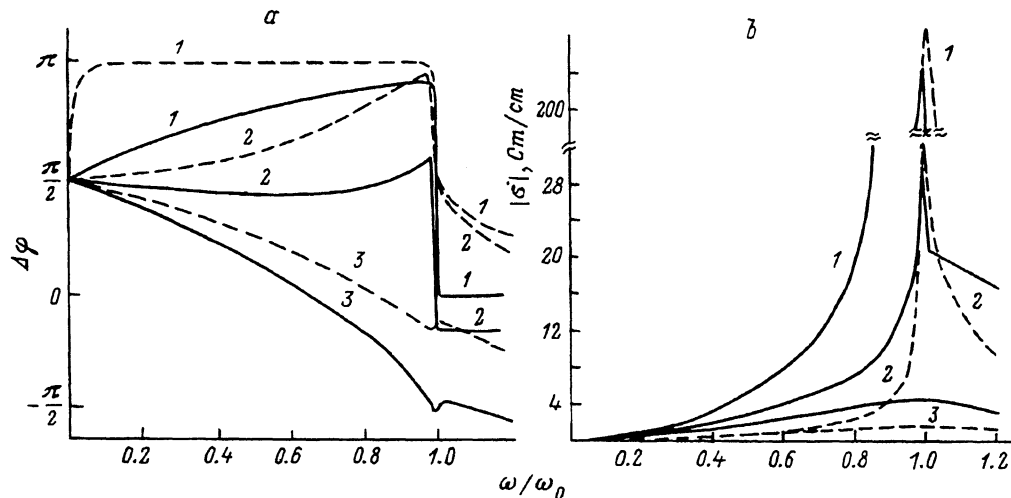


Рис. 1. Зависимости от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \epsilon/\hbar$) при пролете электронами безбарьерного участка с высокочастотным полем: а — сдвига фаз между электронным током на выходе и полем (сплошные линии) и наведенным током и полем (штриховые), б — модуля проводимости по электронному (сплошная линия) и наведенному (штриховая) току. Энергия электронов ϵ , мэВ: 1 — 1, 2 — 30, 3 — 300.

Для наведенного тока при малых энергиях электронов $\Delta\varphi_i$ возрастает с увеличением частоты заметно быстрее, чем $\Delta\varphi$, а величины $|\sigma|$ и $|\sigma_i|$ близки. При увеличении ka величина $|\sigma_i|$ становится заметно меньше, чем $|\sigma|$. Интересно отметить, что при малых ka , когда наблюдается ОДП, потоки энергий в прошедшей и отраженной волнах, модулированных высокочастотным полем, практически равны: $\text{Re } \sigma_i(a) \approx \text{Re } \sigma_i(0)$. При исчезновении ОДП ($ka \sim \pi$) большая часть энергии, передаваемой электронам высокочастотным полем, уносится прошедшей волной, при этом энергия взаимодействия в прошедшей и отраженной волнах могут иметь разные знаки. Надо отметить, что на низких частотах как при пролете электронами безбарьерного участка, так и при прохождении через барьер, величины $|j[\psi_+(0)]|$ и $|j[\psi_-(0)]|$ много меньше, чем $|j[\psi_+(a)]|$ и $|j[\psi_-(a)]|$.

Рассмотрим теперь прохождение электронов через барьер. Как отмечалось ранее, при малых коэффициентах прохождения ($G \ll 1$) сдвиги фаз между полем и электронным током (а также наведенным) при $\omega < \omega_0$ малы (рис. 2). При $\omega = \omega_0$ сдвиг фазы $\Delta\varphi$ претерпевает разрыв, а далее с увеличением частоты он заметно возрастает. Частотная зависимость проводимости оказывается иной, чем для безбарьерного участка, а ее величина довольно мала. При $\omega < \omega_0$ $|\sigma| \approx |\sigma_i|$, а сдвиг фаз между электронным и наведенным током мал. Интересно, что в этом случае ($G \ll 1$) на всех частотах энергия, передаваемая ВЧ полем электронам, отраженным от барьера, мала по сравнению с энергией, переданной электронам, прошедшим через барьер, а $|j[\psi_+(0)]|$, $|j[\psi_-(0)]| \ll |j[\psi_+(a)]|$, $|j[\psi_-(a)]|$.

Более интересным оказывается случай, когда коэффициент прохождения электронов через барьер не слишком мал. При прохождении электронов через тонкие барьеры ($G \approx 1$), как и при пролете безба-

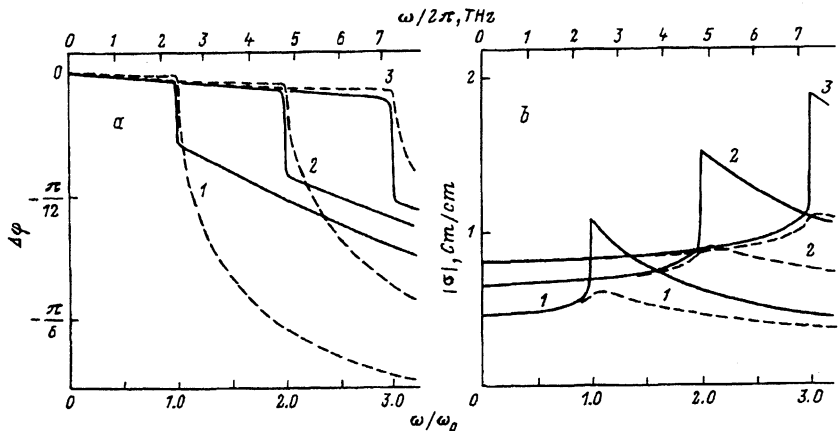


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при прохождении электронов через барьер высотой $U = 100$ мэВ, толщиной 40 \AA . Энергия электронов ε : 1 — ε_0 , 2 — $2\varepsilon_0$, 3 — $3\varepsilon_0$; $\varepsilon_0 = 10$ мэВ. $\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$.

рьерных участков с локализованным ВЧ полем, может наблюдаться ОДП, сдвиг фазы между электронным и наведенным током мал, а их амплитуды близки (рис. 3). При этом, если энергия электронов достаточно мала, большая часть энергии может передаваться высокочастотному полю отраженными электронами. Интересно отметить, что для невысокого барьера приближение δ -барьера и точный расчет дают практически одинаковые результаты, и если коэффициент прохождения не мал, качественная картина прохождения электронов через барьер не отличается заметно от картины прохождения над барьером.

Вблизи резонансного прохождения электронов над барьером характер рассматриваемых зависимостей заметно изменяется (рис. 4) (энергия $\varepsilon = 160$ мэВ соответствует резонансу). Это связано с изменением характера взаимодействия с ВЧ полем прошедших и отраженных электронов. За резонансом отраженные электроны на всех частотах

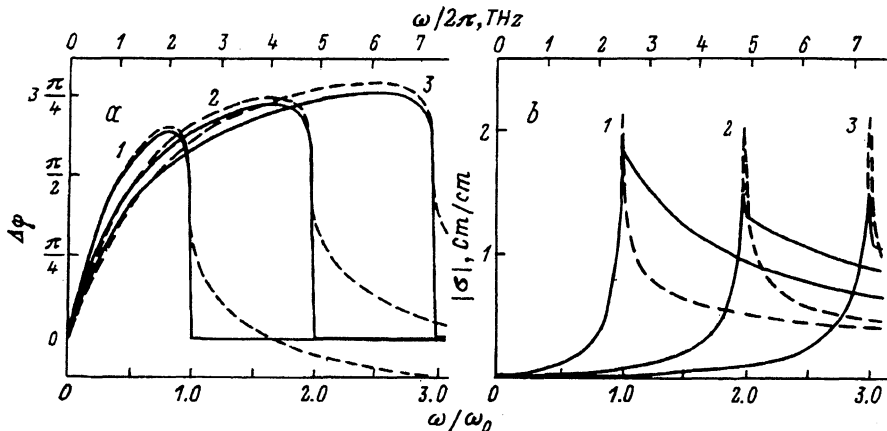


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но при прохождении электронов через барьер высотой $U = 60$ мэВ, толщиной 5 \AA . Энергия электронов ε : 1 — ε_0 , 2 — $2\varepsilon_0$, 3 — $3\varepsilon_0$; $\varepsilon_0 = 10$ мэВ. $\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$.

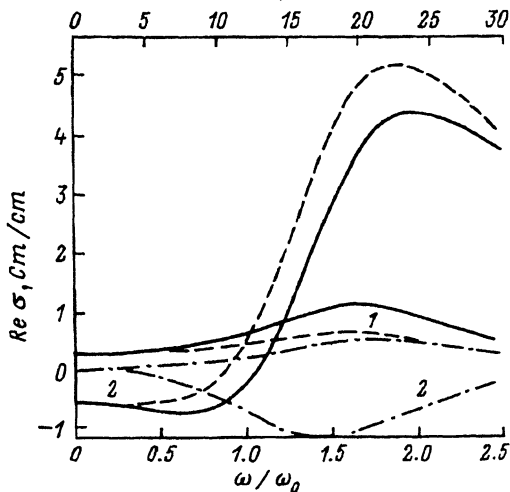


Рис. 4. Зависимость от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \epsilon/\hbar$) действительных частей: проводимости по наведенному току $\text{Re } \sigma_i$ (сплошная линия), проводимости в прошедшей волне $\text{Re } \sigma_i(a)$ (штриховая) и проводимости в отраженной волне $\text{Re } \sigma_i(0)$ (штрихпунктирная) при прохождении электронов через барьер высотой $U = 100 \text{ мэВ}$, толщиной 100 \AA . Энергия электронов ϵ : 1 — ϵ_0 , 2 — $4\epsilon_0$; $\epsilon_0 = 50 \text{ мэВ}$. $\omega_0 = \epsilon_0/\hbar$.

отдают энергию полю, а прошедшие электроны на частотах ниже некоторой характерной частоты ω_τ ($\omega_\tau \sim \hbar\kappa/am^*$) отдают, а выше этой частоты отбирают энергию у поля. Это проявляется в соответствующих частотных зависимостях $\text{Re } \sigma_i(\omega)$.

Отдельно следует рассмотреть случай $\omega > \omega_0$, когда в области высокочастотного поля появляется упомянутое выше квазисвязанное состояние. Для δ -барьера можно получить простые выражения для C_- и $j_{-\omega}$:

$$C_- = C_0 \frac{m^*\beta + \frac{m^*\gamma}{\hbar\omega} \left[\frac{\hbar^2}{2m^*} (ik - \tilde{\kappa}) - \alpha \right]}{\alpha m^* + \hbar^2 \tilde{\kappa}};$$

$$j_{-\omega} = \frac{q^2 E a}{2m^*} \frac{k^2 \hbar^5}{(m^*\alpha)^2 + k^2 \hbar^4} \frac{k + i\tilde{\kappa}}{\alpha m^* + \hbar^2 \tilde{\kappa}} \times$$

$$\times \left(\frac{m^* a}{2} + \frac{\hbar(ik - \tilde{\kappa})}{2\omega} - \frac{\alpha m^*}{\hbar\omega} \right) e^{i\omega t} + \text{К.С.}$$

Примеры частотных зависимостей проводимости σ и сдвига фазы $\Delta\varphi$ между током $j_{-\omega}$ и полем приведены на рис. 5. Видно, что величины $j_{-\omega}$ и $j_{+\omega}$ могут быть сравнимы, а сдвиг фазы между $j_{-\omega}$ и полем может достигать π . Локализация электронов в области ВЧ поля и их движение в этой области должны приводить к появлению переменного поля, которое при достаточно высокой концентрации электронов в падающей на структуру волне может быть сравнимо с полем модулирующего сигнала, что может существенно изменить характер взаимодействия с ВЧ полем всего электронного потока. (Вообще говоря, эти вопросы требуют дополнительного исследования и выходят за рамки данной работы). Отметим, что хотя при $\omega > \omega_0$ электроны в ψ_- -волне не выносят энергию из области взаимодействия, вклад ψ_- -волны в наведенный ток может быть не мал, так что появление квазисвязанного состояния может приводить к заметному изменению зависимостей $\Delta\varphi_i(\omega)$ и $\sigma_i(\omega)$.

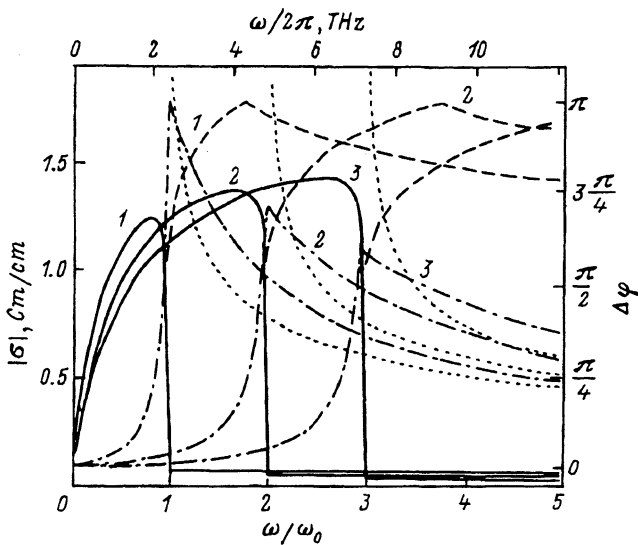


Рис. 5. Зависимость модуля проводимости для $j_{-\omega}$ (сплошная линия), для $j_{-\omega}$ (штриховая) и сдвига фазы тока относительно поля для $j_{-\omega}$ (штрихпунктирная), для $j_{-\omega}$ (точечная) от нормированной частоты ω/ω_0 при прохождении электронов через потенциальный барьер толщиной 5 \AA и высотой 50 мэВ . Энергия электронов ϵ : 1 — ϵ_0 , 2 — $2\epsilon_0$, 3 — $3\epsilon_0$; $\epsilon_0 = 10 \text{ мэВ}$.

Приведенные выше результаты были получены для моноэнергетических электронных потоков. Картина несколько меняется, когда падающие на барьер электроны имеют реальную функцию распределения по энергиям. Естественно, в том случае, когда $k_B T \ll \hbar\omega_0$ (здесь k_B — постоянная Больцмана), учет функции распределения просто определенным образом сгладит наблюдаемую картину. При $k_B T \sim \hbar\omega_0$ могут наблюдаться некоторые количественные изменения в зависимостях действительной и мнимой частей проводимости от частоты, хотя качественный характер этих зависимостей сохраняется, а при $k_B T \gg \hbar\omega_0$ может наступить значительное изменение этих зависимостей.

Авторы благодарны Я.Б.Мартынову за помощь в работе и полезные замечания.

Список литературы

- [1] S. Collins, D. Lowe, J.R. Barker. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **20**, 6213 (1987).
- [2] E.R. Brown, C.D. Parker, T.C.L.G. Solner. Appl. Phys. Lett., **54**, 934 (1989).
- [3] N.C. Kluksdahi, A.M. Kriman, C. Ringhofer, D.R. Ferry. Sol. St. Electron., **31**, 743 (1988).
- [4] Е.А. Волкова, Ф.М. Попов, О.Б. Поповичева. ФТП, **25**, 1618 (1991).
- [5] W.R. Frensley, Superlatt. Microstruct., **4**, 497 (1988).
- [6] L.Y. Chen, C.S. Ting. Phys. Rev. B, **43**, 2097 (1991).
- [7] V. Kislov, A. Kamenev. Appl. Phys. Lett., **59**, 1500 (1991).
- [8] M. Buttiker, R. Landauer. Phys. Rev. Lett., **49**, 1739 (1982).
- [9] А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **19**, вып. 15, 1 (1993).
- [10] А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **19**, вып. 15, 6 (1993).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, 103. М.: Наука (1987).

- [12] И.В. Лебедев. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2, 27. М.: Энергия (1964).
- [13] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. Задачи по квантовой механике, 172. М.: Наука (1981).
- [14] А.С. Тагер. Электрон. техн., сер. 1, Электроника СВЧ, вып. 9 (403), 21 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова
