

Неупругое резонансное туннелирование

© Л.С. Брагинский, Э.М. Баскин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступила в Редакцию 23 декабря 1997 г.)

В приближении туннельного гамильтониана получено и проанализировано общее выражение для резонансного вклада в туннельный ток. Рассмотрены два типа резонансных туннельных структур: структуры со случайным распределением примесей и двухбарьерные структуры, в которых появление резонансного уровня связано с размерным квантованием. Обсуждается влияние температуры на вольт-амперные характеристики туннельных структур. Для экспериментов по неупругой туннельной спектроскопии изучается влияние профиля потенциального барьера на форму линии d^2I/dV^2 . Обсуждаются возможные экспериментальные ситуации, в которых неупругая составляющая туннельного тока оказывается сравнимой с упругой.

Задача о резонансном туннелировании при наличии электрон-фононного взаимодействия решена в работе [1]. Точное решение задачи возможно только в предположении, что взаимодействие с фононами имеет место лишь для электронов, локализованных на примеси. Как и следовало ожидать, электрон-фононное взаимодействие приводит к уширению резонансного пика. При этом, однако, возможно сохранение фазы волновой функции туннелирующего электрона. Это действительно имеет место, если потенциальный барьер таков, что время пребывания электрона на примеси существенно меньше характерного времени сбоя фазы.

В нашей работе рассмотрен другой предельный случай. Считается, что время пребывания электрона на примеси существенно больше времени сбоя фазы. Это лишает нас возможности получить точное решение задачи, но позволяет ввести функцию распределения электронов на примеси.

В приближении второго порядка по константе электрон-фононного взаимодействия полностью учтено влияние колебаний решетки на величину резонансного туннельного тока. Показано, что взаимодействие с фононами в процессе туннелирования вносит определяющий вклад в неупругий резонансный ток, если ширина барьера много больше, чем радиус локализованного состояния.

Получены выражения для упругой и неупругой составляющих туннельного тока. Обсуждаются возможные экспериментальные ситуации, в которых неупругая составляющая туннельного тока оказывается сравнимой с упругой. Показано, что форма пиков на экспериментальных зависимостях второй производной резонансного туннельного тока по напряжению меняется с ростом температуры. При низких температурах I'' имеет вид первой производной от δ -функции, а для высоких — второй производной.

1. Неупругое резонансное туннелирование через барьер с примесями

Рассмотрим задачу о туннелировании электрона через барьер с примесями, на которых имеется локализованное состояние с энергией E_0 . На основании анализа, проведенного в [2], мы ограничимся учетом электрон-фононного взаимодействия лишь при туннелировании электрона на резонансную примесь. Запишем гамильтониан в виде

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_p \varepsilon_1(p) a_p^+ a_p + \sum_p \varepsilon_2(p) b_p^+ b_p \\
 & + E_0 \sum_i c_i^+ c_i + \sum_q \omega_q \left(f_q^+ f_q + \frac{1}{2} \right) \\
 & + 1/\sqrt{V} \sum_{i,p} t_{1i} (a_p^+ c_i e^{ipR_i} + \text{h.c.}) \\
 & + 1/\sqrt{V} \sum_{i,p} t_{2i} (b_p^+ c_i e^{ipR_i} + \text{h.c.}) \\
 & + \sum_{p,i,q} T_{1i} [a_p^+ c_i (f_q^+ - f_{-q}) e^{ipR_i} + \text{h.c.}] \\
 & + \sum_{p,i,q} T_{2i} [b_p^+ c_i (f_q^+ - f_{-q}) e^{ipR_i} + \text{h.c.}]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь a_p^+ и b_p^+ — операторы рождения свободных электронов слева и справа от барьера, c_i^+ рождает электрон на примеси в точке R_i , f_q^+ рождает фонон. Первые два члена в (1) соответствуют кинетической энергии элек-

тронов по разные стороны от барьера, третий — электрону на примеси, четвертый — фононам с дисперсией $\omega(q)$ (для простоты предполагается наличие лишь одной ветви фононов), пятый и шестой члены соответствуют упругому туннелированию электронов с электродов на примесь, седьмой и восьмой — туннелированию на примесь с участием фононов. Зависящие от координат примесей величины t_1 , t_2 , T_1 , T_2 определяются выражениями (5) и (9) работы [2] соответственно. В (1) опущен член, соответствующий прямому туннелированию через барьер, предполагаемый малым. Кроме того, в (1) отсутствует член, связанный с непосредственным туннелированием между примесями в барьере. Последнее допущение справедливо, если характерное расстояние между примесями оказывается порядка или превышает ширину барьера.

Оператор тока определим как производную по времени от оператора числа частиц слева от барьера, т.е.

$$\begin{aligned} \hat{I} &= e\hat{N} = -e \sum_p [a_p^+ a_p, H] \\ &= -e \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{p,i} t_{1i} a_p^+ c_i e^{ipR_i} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p,i} T_{1i} a_p^+ c_i (f_q^+ - f_{-q}) e^{ipR_i} \right\}. \end{aligned}$$

Тогда ток равен

$$\begin{aligned} I &= -e \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{p,i} t_{1i} \langle a_p^+ c_i \rangle e^{ipR_i} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p,i} T_{1i} \langle a_p^+ c_i (f_q^+ - f_{-q}) \rangle e^{ipR_i} \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Под $\langle \rangle$ здесь понимается термодинамическое среднее. В первом приближении теории возмущений из (2) найдем

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2, \quad I_1 = -e \operatorname{Im} \Pi_1, \quad I_2 = -e \operatorname{Im} \Pi_2, \\ \Pi_1 &= -\frac{2T}{(2\pi)^3} \sum_{n,i} \int |t_{1i}|^2 G_1(p, \omega_n) D_0(\omega_n) d^3 p, \\ \Pi_2 &= \frac{2T^2}{(2\pi)^6} \sum_{n,i} \int |T_{1i}|^2 G_1(p, \omega_n) \\ &\quad \times D_0(\omega_l) F(q-p, \omega_l - \omega_n) d^3 p d^3 q. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} G_{1,2} &= \frac{1}{i\omega_n - \varepsilon_{1,2}(p) + \mu_{1,2}}, \quad D_0 = \frac{1}{i\omega_n - E_0 + \mu_i}, \\ F(q, \omega_n) &= -\frac{\omega(q)}{\omega_n^2 + \omega^2(q)} \end{aligned}$$

— функции Грина электронов справа от барьера, электронов слева от барьера, электронов на примеси и фононов соответственно, $\varepsilon_{1,2}(p)$ и $\mu_{1,2}$ — энергии и уровни

Ферми электронов слева и справа от барьера, μ_i — уровень Ферми электронов на примеси, $\omega_n = \pi T(2n+1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, T — температура.

Будем далее считать электрон-фононное взаимодействие слабым. Тогда в следующих порядках теории возмущений поправка к D_0 связана только с возможностью прямого туннелирования электрона с примеси в зону. Это означает, что в выражении (3) вместо D_0 необходимо подставить полную функцию Грина примесного электрона, определяемую из уравнения

$$\begin{aligned} D_{i'i'} &= D_0 \delta_{i'i'} + 1/V \sum_{i''} \int t_{1i''} t_{1i'}^* G_1(p) e^{ip(R_i - R_{i''})} D_{i''i'} D_0 d^3 p + \\ &\quad \times 1/V \sum_{i''} \int t_{2i''} t_{2i'}^* G_2(p) e^{ip(R_i - R_{i''})} D_{i''i'} D_0 d^3 p. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (4) можно решить, полагая малыми недиагональные члены в $D_{i'i'}$. Это предположение справедливо при малой концентрации примесей ($N \ll d^{-2} \sqrt{2mE_0}$, где d — ширина барьера) [3] и в нашей модели заведомо выполнено. Действительно, в исходном гамильтониане (1) не учтены межпримесные переходы, что возможно только при выполнении еще более жесткого условия для концентрации примесей ($Nd^3 \ll 1$).

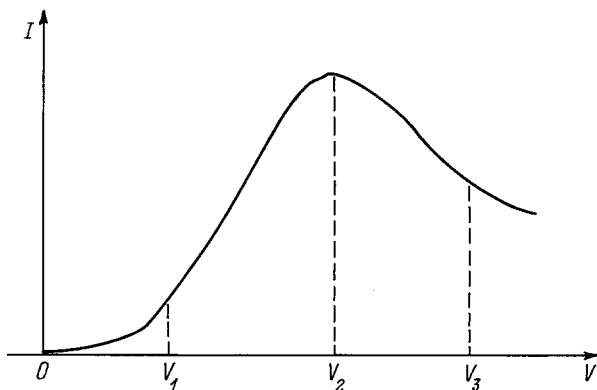
Опуская i' , найдем

$$\begin{aligned} D &= D_0 + 1/V \left[\int |t_{1i}|^2 G_1(p) d^3 p + \int |t_{2i}|^2 G_2(p) d^3 p \right] D_0 D, \\ D &= \frac{1}{i\omega - E_0 + \mu_i + i\Gamma_i}, \end{aligned} \quad (5)$$

где Γ_i — мнимая часть выражения в квадратных скобках; возможность для электронов туннелировать в зону приводит к уширению уровня примеси. Реальная часть выражения в квадратных скобках дает несущественный для нас сдвиг уровня примеси E_0 относительно уровней Ферми справа и слева от барьера. Величина Γ_i для случая одной примеси определена в [3]. После несложных, но громоздких преобразований из (3) найдем

$$\begin{aligned} I_1 &= -\frac{4e}{(2\pi)^3} \sum_i \int \frac{\Gamma_i [f_1(\varepsilon_1) - f] |t_{1i}|^2}{[\varepsilon_1 - E_0 + \mu_i - \mu_1]^2 + \Gamma_i^2} \frac{d\varepsilon_1}{V_\perp} d^2 p_\parallel, \\ I_2 &= -\frac{2e}{(2\pi)^6} \sum_i \int \frac{|T_{1i}|^2}{V_\perp} \\ &\quad \times \left\{ \frac{\Gamma_i [(1+N)f_i(1-f_i) - Nf_i(1-f_i)]}{[\varepsilon_1 - E_0 + \omega(q) - \mu_1 + \mu_i]^2 + \Gamma_i^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\Gamma_i [(1+N)f_1(1-f_1) - Nf_1(1-f_1)]}{[\varepsilon_1 - E_0 - \omega(q) - \mu_1 + \mu_i]^2 + \Gamma_i^2} \right\} d\varepsilon_1 d^2 p_\parallel d^3 q. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $V_\perp = 1/m_1 \sqrt{2m_1 \varepsilon_1 - p_{1\parallel}}$, N — число фононов в системе (функция Бозе), f_1 — функция Ферми для электронов слева от барьера, f_i — среднее число электронов на примеси. В случае $\Gamma_i \neq 0$ f_i не является функцией



Вольт-амперная характеристика барьера, содержащего резонансный уровень.

Ферми. Ее можно определить численным суммированием ряда

$$f_i = \frac{1}{2} + T \sum_n \frac{1}{i\omega_n - E_0 + \mu_i + i\Gamma_i}, \quad (7)$$

f_i как функция $E_0 - \mu_i$ имеет вид размытой ступеньки, ширина размытия которой равна $\max(T, \Gamma_i)$.

Определенный таким образом туннельный ток $I = I_1 + I_2$ соответствует току между левым электродом и примесью. Аналогично можно найти ток между примесью и правым электродом. Приравняв полученные величины туннельного тока, можно получить уравнение непрерывности, определяющее уровень Ферми электронов на примесях. Такая процедура вычисления туннельного тока возможна только для барьеров низкой прозрачности. В этом случае электроны достаточно долго находятся на примесях, что, во-первых, приводит к сбою фазы их волновой функции и, во-вторых, делает возможным установление квазиравновесия. Это оправдывает применение равновесной температурной диаграммной техники для определения туннельного тока.

Рассмотрим возможные проявления эффектов резонансного туннелирования в экспериментах. Как правило, эти эффекты наблюдаются на вольт-амперных характеристиках структур, а также в экспериментах по туннельной спектроскопии, где измеряется зависимость второй производной туннельного тока по напряжению. Выражения (6) позволяют получить вольт-амперную характеристику структуры, в которой имеет место как упругое (I_1), так и неупругое (I_2) резонансное туннелирование.

Для анализа выражений (6) предположим вначале, что электрон-фононное взаимодействие отсутствует, а температура равна нулю. Рассмотрим вклад в (6) от одной примеси, расположенной в соответствии с условием резонанса внутри барьера, так что $t_{1i} = t_{2i}^*$. Первый интеграл (6) содержит лоренцевский член $\frac{\Gamma}{(\varepsilon - E_0 + \mu_i - \mu_1)^2 + \Gamma^2}$. Это значит, что если уровень Ферми слева от барьера μ_1 оказывается ниже уровня примеси, то резонансный ток через барьер равен нулю. Повышение уровня Ферми приводит к появлению упругой компоненты резонансного

туннельного тока. Если $t_{1i} = t_{2i}^*$, то, опуская в уравнении непрерывности I_2 , найдем $\mu_i = (\mu_1 + \mu_2)/2$. Условие появления упругой составляющей тока следующее: $eV > E_0$.

Зависимость $I(V)$ в области $eV \approx E_0$ показана на рисунке. Подъем в зависимости $I(V)$ связан с появлением I_1 , так что $e(V_2 - V_1) \sim \Gamma$. Спуск на участке $V_2 - V_3$ связан в первую очередь с уменьшением туннельной прозрачности барьера t_1 для электронов, туннелирующих с энергией $E = E_0$, вследствие увеличения его высоты. Кроме того, различное изменение туннельной прозрачности барьеров t_1 и t_2 приводит к нарушению условия резонансного туннелирования при дальнейшем увеличении смещения. Величину $V_3 - V_2$ можно оценить, предполагая, что при таком смещении прозрачность барьера изменяется на величину порядка ее самой, тогда

$$e(V_3 - V_2) \sim \frac{2k}{md},$$

где $k = \sqrt{2mU_0}$, U_0 — характерная высота барьера. Как правило, $\Gamma \ll k/md$, так что $|V_2 - V_1| \ll |V_3 - V_2|$, т.е. вольт-амперная характеристика резонансного тока через одиночную примесь имеет форму ступеньки.

Рассмотрим вольт-амперную характеристику структуры со случайным распределением примесей. Пусть при определенном смещении eV имеет место резонансное туннелирование через некоторую примесь. Это значит, что энергия Ферми туннелирующего электрона равна энергии примесного уровня, и, кроме того, выполняется условие $t_{1i} = t_{2i}^*$. Изменение напряжения смещения приводит к выходу из резонанса этой примеси. Однако при этом условие резонанса по энергии оказывается выполненным для некоторой другой примеси, у которой z -координата отличается от z -координаты первой (резонансной) примеси. Это значит, что в резонансном туннелировании могут принимать участие примеси, расположенные в некотором слое, толщина которого имеет порядок подбарьерной длины волны электрона. Суммирование по всем примесям из этого слоя приводит к эффективному уширению ступеньки в вольт-амперной характеристике. Ширина области подъема имеет порядок

$$e|V_2 - V_1| \sim \frac{eV}{kd} \sim \frac{k}{md},$$

так что размер области подъема оказывается порядка области спуска $|V_3 - V_2|$. Другими словами, вольт-амперная характеристика барьера со случайно разбросанными примесями имеет вид колокола с шириной порядка $2k/md$.

2. Неупругое резонансное туннелирование через двухбарьерную структуру

Для рассмотрения туннелирования через многобарьерные структуры необходимо учесть возможность продольного движения электрона в квантовой яме между

барьерами. Это приводит к появлению дополнительного квантового числа, характеризующего состояния электронов в яме — импульса электрона, направленного параллельно плоскости барьера, а уровень поперечного квантования E_0 уширяется в зону. С учетом сохранения продольной составляющей квазиимпульса туннелирующего электрона гамильтониан (1) принимает вид

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_p \varepsilon_1(p) a_p^+ a_p + \sum_p \varepsilon_2(p) b_p^+ b_p \\
 & + \sum_i E_0(p_{\parallel}) c_{p_{\parallel}}^+ c_{p_{\parallel}} + \sum_q \omega(q) \left(f_q^+ f_q + \frac{1}{2} \right) \\
 & + \sum_p t_{1p} (a_{p_{\perp}, p_{\parallel}}^+ c_{p_{\parallel}} + \text{h.c.}) + \sum_p t_{2p} (b_{p_{\perp}, p_{\parallel}}^+ c_{p_{\parallel}} + \text{h.c.}) \\
 & + \sum_{p,q} T_{1p} [a_{p_{\perp}, p_{\parallel}}^+ c_{p_{\parallel}+q_{\parallel}} (f_{q_{\perp}, q_{\parallel}}^+ - f_{-q_{\perp}, -q_{\parallel}}) + \text{h.c.}] \\
 & + \sum_{p,q} T_{2p} [b_{p_{\perp}, p_{\parallel}}^+ c_{p_{\parallel}+q_{\parallel}} (f_{q_{\perp}, q_{\parallel}}^+ - f_{-q_{\perp}, -q_{\parallel}}) + \text{h.c.}], \quad (8)
 \end{aligned}$$

а выражения для тока (6) соответственно — вид

$$\begin{aligned}
 I_1 = & -\frac{4e}{(2\pi)^3} \int \frac{\Gamma [f_1(\varepsilon_1) - f] |t_{1p}|^2}{[\varepsilon_1 - E_0(p_{\parallel}) + \mu - \mu_1]^2 + \Gamma^2} \frac{d\varepsilon_1}{V_{\perp}} d^2 p_{\parallel}, \\
 I_2 = & -\frac{2e}{(2\pi)^6} \int \frac{|T_{1p}|^2}{V_{\perp}} \\
 & \times \left\{ \frac{\Gamma [(1+N)f(1-f_1) - Nf_1(1-f)]}{[\varepsilon_1 - E_0(p_{\parallel}) + \omega(q) - \mu_1 + \mu_i]^2 + \Gamma_i^2} \right. \\
 & \left. - \frac{\Gamma [(1+N)f_1(1-f) - Nf_1(1-f_1)]}{[\varepsilon_1 - E_0(p_{\parallel}) - \omega(q) - \mu_1 + \mu]^2 + \Gamma^2} \right\} \\
 & \times d\varepsilon_1 d^2 p_{\parallel} d^3 q. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Здесь Γ , f и μ — размытие уровня поперечного квантования, среднее число частиц и уровень Ферми для электронов в квантовой яме. Их значения определяются выражениями (5), (7) и уравнением непрерывности для тока соответственно.

Будем считать для простоты, что уровень размерного квантования уширен вследствие продольного движения в параболическую зону с эффективной массой, равной эффективной массе электрона в левом полупроводнике. Резонансное туннелирование начинается в этом случае при таких напряжениях смещения, при которых уровень Ферми электронов в левом контакте совпадает со дном зоны поперечного квантования $E = E_0(0)$. Дальнейшее повышение напряжения ведет к увеличению резонансного туннельного тока. В этом случае помимо сохранения энергии туннелирующего электрона необходимо сохранение продольной составляющей его импульса p_{\parallel} . Другими словами, электроны с поперечной составляющей импульса, равной $p_{\perp}^2 = 2mE_0$, и продольной $p_{\parallel}^2 < 2meV$

могут участвовать в резонансном туннелировании. Увеличение тока прекращается при смещениях $eV \sim k/md$, при которых оказывается существенным эффективное увеличение высоты барьера для резонансно туннелирующих электронов. Таким образом, форма пика в вольт-амперной характеристике для обоих типов рассматриваемых структур оказывается аналогичной. Вольт-амперные характеристики типа приведенной на рисунке наблюдались в значительном количестве экспериментальных работ (см., например, [4]), а также были получены в результате численного моделирования [5].

3. Коротковолновые фононы при неупругом резонансном туннелировании

До сих пор мы рассматривали ситуации, когда неупругий ток I_2 был малой добавкой к резонансному упругому току. Строго говоря, в этом случае неупругие эффекты заметны лишь в экспериментах по неупругой туннельной спектроскопии (см. раздел 4).

Однако существуют условия, при которых I_2 оказывается порядка или даже больше I_1 . Это возможно в случае, когда для резонансного туннелирования необходимо излучение коротковолнового фонона. Тогда эффекты неупругости должны проявляться непосредственно на вольт-амперных характеристиках.

Предположим, что туннелирование имеет место через примесный уровень, связанный с боковой долиной непрямозонного полупроводника. Волновая функция электрона на примеси имеет вид

$$y_i(\mathbf{r}) = e^{-\sqrt{2M[U(z_0) - E]}|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| + ik_0 r_0},$$

а волновая функция электрона в барьере

$$\varphi_p(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{\pi|p|}} e^{-\int_0^z |p| dz + ip_{\parallel} \rho}.$$

Здесь $\mathbf{r}_0 = \{\rho_0, z_0\}$ — координаты примеси, \mathbf{k}_0 — положение дна боковой долины в k -пространстве ($|\mathbf{k}_0| \sim \pi/a$), \mathbf{p}_{\parallel} — составляющая импульса электрона, параллельная плоскости барьера, $\rho = \{x, y\}$ — координаты в этом направлении, $|p| = \sqrt{2m[U(z) - E] + p_{\parallel}^2}$, m и M — эффективные массы в центральной и боковой долинах соответственно. Тогда из формулы (5) работы [2] найдем

$$\begin{aligned}
 t_1 = & \frac{1}{4m} \sqrt{\frac{2}{\pi|p(z_0)|}} [|p(z_0)| + ik_0 z] \\
 & \times \frac{k}{[k^2 + (p_{\parallel} - k_{0\parallel})^2]^{3/2}} e^{-\int_0^{z_0} |p| dz}, \\
 & k = \sqrt{2M[U(z_0) - E]}.
 \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{k}_{0\parallel}$ и k_{0z} — составляющие вектора \mathbf{k}_0 , параллельная плоскости барьера и перпендикулярная ей соответственно. По сравнению со случаем $|\mathbf{k}_0| = 0$ t_1 содержит

параметр $\left(\frac{k}{k_0}\right)^3$, а величина тока $I_1 \propto \left(\frac{k}{k_0}\right)^6$. Для относительно мелкого резонансного уровня $\frac{k}{k_0} \ll 1$.

Малый параметр $\frac{k}{k_0}$ не появляется при вычислении неупругого резонансного тока T_1 . Если малый параметр, связанный с неупругостью электрон-фононного взаимодействия, окажется большим чем $\left(\frac{k}{k_0}\right)^3$, то $|t_1| < |T_1|$ и $I_2 > I_1$.

4. Обсуждение. Туннельная спектроскопия

Форма пика второй производной туннельного тока по напряжению в случае одиночной примеси аналогична первой производной от δ -функции, а его ширина равна ширине примесного уровня Γ . В структуре с примесями замещения, случайно распределенными в узлах кристаллической решетки, должна наблюдаться серия таких пиков, каждый из которых соответствует резонансному туннелированию через примеси, расположенные в соответствующих кристаллографических плоскостях, параллельных плоскости барьера. Число пиков по порядку величины равно отношению подбарьерной длины волны электрона к постоянной решетки.

Характерное расстояние между этими пиками определяется наклоном потенциального барьера и имеет порядок $\Delta \sim Ea_0$, где E — напряженность поля в барьере, a_0 — постоянная решетки. Таким образом, при условии $\Delta > \Gamma$ в эксперименте по туннельной спектроскопии возможно наблюдение резонансного туннелирования через примеси, расположенные в различных плоскостях, что действительно имело место в работе [6].

Существенного изменения формы пика туннельного спектра следует ожидать при увеличении температуры T . Действительно, в этом случае характерный размер участка подъема $V_2 - V_1$ для одиночной примеси оказывается порядка $T \gg \Gamma$. Если при этом $T < k/md$, то форма пика остается прежней. При дальнейшем увеличении температуры ($T > k/md$) вольт-амперная характеристика одиночной примеси принимает форму колокола, а соответствующая линия в туннельном спектре I'' имеет вид второй производной от δ -функции. При этом условие разрешения линий в туннельном спектре, соответствующих примесям, расположенным в соседних кристаллографических плоскостях $T < \Delta$, оказывается совместимым с неравенством $T > k/md$, если $ka_0 > 1$. Фактически это означает возможность резонансного туннелирования только через примеси, лежащие в одной плоскости. Такое изменение формы спектра при изменении температуры позволяет делать качественные выводы о форме барьера или о положении примесей, через которые осуществляется резонансное туннелирование. Действительно, рассмотрим два барьера с одинаковой туннельной прозрачностью $k'd' = k''d''$. Первый — высокий, но узкий, второй — низкий и широкий. Тогда очевидно, что существует промежуточная

область температур $k'/m'd' > T > k''/m''d''$, в которой для разных барьеров отличается форма I'' . Это же относится к различным типам примесей в одном барьере, а именно: найдется такой температурный интервал, где в туннельном спектре смогут наблюдаться резонансные пики разной формы.

Влияние электрон-фононного взаимодействия можно исследовать, анализируя выражения для I_2 (6), (9). Видно, что помимо основных туннельно-резонансных особенностей могут наблюдаться их фоннные повторения. Условия их наблюдения имеют вид $eV/kd > \omega_0 \gg \Gamma$, где ω_0 — характерная частота фонона, $eV = E_0$ — смещение, соответствующее основному резонансному пику. Такие фоннные повторения наблюдались в экспериментах [7].

Мы еще раз благодарим М.В. Энтина за многочисленные плодотворные обсуждения и А.П. Ковчавцеву, обратившего наше внимание на разнообразие формы пиков в туннельных спектрах.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19028) и программы "Университеты России" (грант № 95-0-7.2-151).

Список литературы

- [1] Л.И. Глазман, Р.И. Шехтер. ЖЭТФ **94**, 292 (1988).
- [2] Л.С. Брагинский, Э.М. Баскин. ФТТ, в печати.
- [3] А.В. Чаплик, М.В. Энтин. ЖЭТФ **67**, 208 (1974).
- [4] Fukuyama, T. Waho, T. Mizuni. J. Appl. Phys. **79**, 1801 (1996).
- [5] В.Ф. Елесин, Д.В. Мельников, А.И. Подливаев. ФТП **30**, 4, 620 (1996).
- [6] А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, К.О. Постников, И.М. Субботин, Ж.И. Хорват. ФТП **21**, 11, 1944 (1987).
- [7] U. Lenz et al. J. Appl. Phys. **80**, 6329 (1996).