БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ОГРАНИЧЕННОГО ТУННЕЛЬНОГО КОНТАКТА ДВУХ КВАНТОВЫХ ЯМ

Грибников З. С.

Рассмотрена туннельная проводимость контакта двух квантовых ям на ограниченной полосе $|x| < l$. Предположено, что вне полосы либо барьер, разделяющий ямы, туннельно непроницаем (высок или широк), либо одна из ям отсутствует, т. е. ямы перекрываются внахлест.

Поскольку уровни квантования в ямах предполагаются близкими, вдоль системы туннельно-связанных ям распространяются две электронные волны с близкими, но различными волновыми векторами k_1 и k_2, интерферирующие друг с другом в ограниченной структуре. Следствием этой интерференции являются размерные осцилляции проводимости туннельного контакта, а также баллистической проводимости ям, образующих этот контакт, с периодом осцилляций, определяемым разностным волновым вектором $|k_1 - k_2| l = n\pi$. В случае двумерного электронного газа амплитуда осцилляций понижается за счет разброса поперечных волновых векторов k_y. Управление осцилляциями может быть выполнено с помощью эффекта поля, подстраивающего (или расстраивающего) туннельный резонанс ям.

Ввиду возможной малости $|k_1 - k_2|$ период осцилляций имеет вполне макроскопический масштаб.

1. Первый объект данного рассмотрения, показанный на рис. 1, состоит из двух квантовых ям *1* и *2*, перекрывающихся внахлест на полосе $|x| < l$ и разделенных здесь туннельно-проницаемым потенциальным барьером. Таким образом, в этой полосе возникает туннельный контакт между ямами. Другим вариантом этой задачи является второй объект рассмотрения — туннельно-проницаемая полоса $|x| < l$ в потенциальном барьере, разделяющем ямы *1* и *2* и непроницаемом вне полосы, т. е. при $|x| > l$ (рис. 2).

Результатом предлагаемого далее расчета будет влияние как туннельного резонанса между электронными состояниями в ямах *1* и *2* на коэффициент прохождения электронов через контакт и на его электропроводность, так и квантового геометрического резонанса, возникающего при

$$2\delta kl = n\pi, \tag{1}$$

где n — целое число, $2l$ — ширина полосы контакта,

$$2\delta k = k_1 - k_2, \tag{2}$$

k_1 и k_2 — волновые векторы электронных волн в связанных квантовых ямах *1* и *2* вдоль оси x (рис. 1 и 2).

Вопрос о рациональной практической реализации контактов, подобных показанным на рис. 1 и 2, лежит вне пределов данной работы, хотя далее по ее ходу будут высказаны некоторые соображения.

2. Для максимальной простоты будем пренебрегать различием эффективных масс электронов в квантовых ямах и барьерах, сведя их к одной: m. Остановимся сначала на варианте, показанном на рис. 1.

Рассмотрим квантовое состояние с энергией E, имеющее вид свободной электронной волны с волновым вектором k_y вдоль оси y, нормальной к плоскости чертежа; в плоскости же (x, z) это состояние имеет вид падающей волны с волновым вектором k' при $x < -l$, отраженной волны с волновым вектором $-k'$ там же и проходящей волны с волновым вектором k'' при $x > l$. В направлении

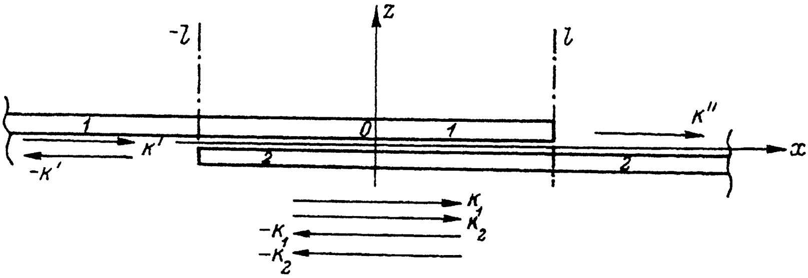


Рис. 1. Туннельный контакт внахлест для двух квантовых ям.

оси z рассматриваемое состояние захвачено в яме *1* при $x < -l$, в яме *2* при $x > l$ и в обеих ямах при $x < |l|$. Запишем это состояние. При $x < -l$ имеем

$$\psi (x, z) = \psi_1 (z) (\mathrm{e}^{ik'x} + B\mathrm{e}^{-ik'x}) , \tag{3}$$

где

$$\varepsilon \equiv E - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} = \frac{\hbar^2 (k')^2}{2m} + \varepsilon_1^{(0)}, \tag{3'}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi_1}{dz^2} + U_1 (z) \psi_1 = \varepsilon_1^{(0)}\psi_1 , \tag{4}$$

$U_1 (z)$ — «одноямный» потенциал для ямы *1* при $x < -l$. При $x > l$ имеем

$$\psi (x, z) = C\psi_2 (z) \mathrm{e}^{ik''x} , \tag{5}$$

где

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 (k'')^2}{2m} + \varepsilon_2^{(0)} , \tag{5'}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi_2}{dz^2} + U_2 (z) \psi_2 = \varepsilon_2^{(0)}\psi_2 , \tag{6}$$

а $U_2 (z)$ — одноямный потенциал для ямы *2* при $x > l$. При $|x| < l$ ищем решение в виде

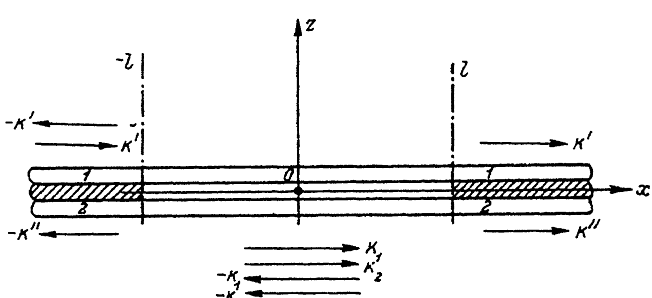


Рис. 2. Туннельный контакт между квантовыми ямами в полосе $|x| < l$.
Заштрихованные части барьера непроницаемы для электронов.

$$\psi(x, z) \simeq \psi_1(z)\,(A_1 e^{ik_1x} + B_1 e^{-ik_1x} + A_2 e^{ik_2x} + B_2 e^{-ik_2x}) + \\ + \psi_2(z)\,[\xi_1 (A_1 e^{ik_1x} + B_1 e^{-ik_1x}) + \xi_2 (A_2 e^{ik_2x} + B_2 e^{-ik_2x})], \tag{7}$$

где

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} + \varepsilon_1 = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} + \varepsilon_2, \tag{7'}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi^{(1,2)}}{dz^2} + U(z)\,\psi^{(1,2)} = \varepsilon_{1,2}\psi^{(1,2)}, \tag{8}$$

$U(z)$ — двухъямный потенциал при $|x| < l$: $U(z) = U_1(z) + \delta U_1(z) = U_2(z) + \delta U_2(z)$. Решение (7) является линейной комбинацией падающих и отраженных волн:

$$\psi(x,z) = (A_1 e^{ik_1x} + B_1 e^{-ik_1x}) + \psi^{(1)}(z) + (A_2 e^{ik_2x} + B_2 e^{-ik_2x})\,\psi^{(2)}(z), \tag{9}$$

причем

$$\psi^{(1,2)}(z) \simeq \psi_1(z) + \xi_{1,2}\psi_2(z). \tag{9'}$$

Отметим, что исходные состояния $\psi_{1,2}(z)$, принадлежащие различным одноямным потенциалам $U_{1,2}(z)$, не ортогональны друг другу:

$$\varphi_{12} = \int dz\psi_1^*(z)\,\psi_2(z) \neq 0. \tag{10}$$

Поскольку далее рассматриваются только случаи, когда энергии состояний $\varepsilon_1^{(0)}$ и $\varepsilon_2^{(0)}$, а также ε_1 и ε_2 близки друг другу и гораздо сильнее отделены от энергий всех прочих состояний, $\varepsilon_{1,2}$ через $\varepsilon_{1,2}^{(0)}$ могут быть получены с помощью теории возмущений для почти вырожденных состояний:

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{\tilde\varepsilon_1 + \tilde\varepsilon_2}{2} \mp \frac{1}{2}\,[(\tilde\varepsilon_1 - \tilde\varepsilon_2)^2 + 4\tilde u_{12}\tilde u_{21}]^{1/2}, \tag{11}$$

где

$$\tilde\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)} + \frac{u_{11} - \varphi_{12}u_{21}}{1 - |\varphi_{12}|^2};\ \tilde\varepsilon_2 = \varepsilon_2^{(0)} + \frac{u_{22} - \varphi_{21}u_{12}}{1 - |\varphi_{12}|^2};$$

$$\tilde u_{12} = \frac{u_{12} - \varphi_{12}u_{22}}{1 - |\varphi_{12}|^2};\ \tilde u_{21} = \frac{u_{21} - \varphi_{21}u_{11}}{1 - |\varphi_{12}|^2};\ \varphi_{21} = \varphi_{12}^*;$$

$$u_{11} = \int dz\psi_1^*\delta U_1\psi_1;\ u_{12} = \int dz\psi_1^*\delta U_2\psi_2;$$
$$u_{22} = \int dz\psi_2^*\delta U_2\psi_2;\ u_{21} = \int dz\psi_2^*\delta U_1\psi_1. \tag{11'}$$

Фигурирующие в (7) коэффициенты $\xi_{1,2}$ даются формулами

$$\xi_{1,2} = -\frac{\varepsilon_{1,2} - \tilde\varepsilon_1 - \varphi_{12}\tilde u_{21}}{(\varepsilon_{1,2} - \tilde\varepsilon_2)\,\varphi_{12} - \tilde u_{12}} = -\frac{(\varepsilon_{1,2} - \tilde\varepsilon_1)\,\varphi_{21} - \tilde u_{21}}{\varepsilon_{1,2} - \tilde\varepsilon_2 - \varphi_{21} - \tilde u_{12}}, \tag{12}$$

из которых следует

$$\xi_{1,2} = -\frac{1}{2\tilde u_{12}}\left(\tilde\varepsilon_1 - \tilde\varepsilon_2 \pm \sqrt{(\tilde\varepsilon_1 - \tilde\varepsilon_2)^2 + 4\tilde u_{12}\tilde u_{21}}\right), \tag{12'}$$

т. е. $\xi_1\xi_2 = -\tilde u_{21}/\tilde u_{12}$,

$$\xi_1 + \xi_2 = -\frac{\tilde\varepsilon_1 - \tilde\varepsilon_2}{\tilde u_{12}},\ \xi_1 - \xi_2 = -\frac{\sqrt{(\tilde\varepsilon_1 - \tilde\varepsilon_2)^2 + 4\tilde u_{12}\tilde u_{21}}}{\tilde u_{12}}. \tag{13}$$

Из определения (11′) интегралов u_{12} и u_{21} и с учетом

$$U(z) = U_1(z) + \delta U_1(z) = U_2(z) + \delta U_2(z)$$

следует

$$u_{12} = u_{21}^* + (\varepsilon_1^{(0)} - \varepsilon_2^{(0)})\,\varphi_{12}\,.$$

Для вещественных волновых функций $\psi_{1,2}(z)$ отсюда имеем

$$\widetilde{u}_{12} - \widetilde{u}_{21} = (\widetilde{\varepsilon}_1 - \widetilde{\varepsilon}_2)\,\varphi_{12}\,. \tag{14}$$

Поскольку $\int dz\,[\psi_1(z) + \xi_1\psi_2(z)]\,[\psi_1(z) + \xi_2\psi_2(z)] = 1 + \xi_1\xi_2 + \varphi_{12}(\xi_1 + \xi_2)$, из (13) и (14) следует строгая ортогональность гибридных состояний с энергиями ε_1 и ε_2.

3. Для геометрии на рис. 1 используем следующие граничные условия, определяющие константы B, C, $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$, введенные выше.

1) Условия обрыва слоев в точках $x = \pm l$:

$$A_1 e^{ik_1 l} + B_1 e^{-ik_1 l} + A_2 e^{ik_2 l} + B_2 e^{-ik_2 l} = 0, \tag{15}$$

$$\xi_1(A_1 e^{-ik_1 l} + B_1 e^{ik_1 l}) + \xi_2(A_2 e^{-ik_2 l} + B_2 e^{ik_2 l}) = 0\,. \tag{16}$$

2) Условия непрерывности функций и их производных на этих же границах полосы туннельного контакта, из которых следует:

$$k'' = \frac{k_1\xi_1(A_1 e^{ik_1 l} - B_1 e^{-ik_1 l}) + k_2\xi_2(A_2 e^{ik_2 l} - B_2 e^{-ik_2 l})}{\xi_1(A_1 e^{ik_1 l} + B_1 e^{-ik_1 l}) + \xi_2(A_2 e^{ik_2 l} + B_2 e^{-ik_2 l})}, \tag{17}$$

$$-k' = \frac{k_1(A_1 e^{-ik_1 l} - B_1 e^{ik_1 l}) + k_2(A_2 e^{-ik_2 l} - B_2 e^{ik_2 l}) - k' e^{-ik' l}}{A_1 e^{-ik_1 l} + B_1 e^{ik_1 l} + A_2 e^{-ik_2 l} + B_2 e^{ik_2 l} - e^{-ik' l}}\,. \tag{18}$$

Уравнения (15)—(18) позволяют найти $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$; с их помощью далее определяются коэффициент пропускания $T = \dfrac{k''}{k'}\,|C|^2$ и коэффициент отражения $|B|^2$.

Для T имеем

$$T = \frac{64k'k''}{|D|^2}\,\xi_1^2\xi_2^2(\xi_1 - \xi_2)^2(k_2\sin 2k_1 l - k_1\sin 2k_2 l)^2, \tag{19}$$

где D — детерминант системы линейных уравнений (15)—(18); согласно (3′), (5′), (7′),

$$k_{1,2}^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(\varepsilon - \varepsilon_{1,2})\,,\quad k'^{,\,''2} = \frac{2m}{\hbar^2}(\varepsilon - \varepsilon_{1,2}^{(0)})\,.$$

Рассмотрим случай достаточной близости к туннельному резонансу и достаточно большой кинетической энергии электрона, а именно предположим, что энергия Ферми μ в вырожденном случае (или температура электронов в невырожденном случае) существенно превышает разницу

$$2\delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 > 0.$$

Тогда векторы $k_{1,2}$ и $k'^{,\,''}$ все близки друг другу: δk, $|\delta k'^{,\,''}| \ll k$, где

$$k_{1,2} = k \pm \delta k,\ k = (k_1 + k_2)/2,\ \delta k = (k_1 - k_2)/2 - \frac{\sqrt{m}}{2\hbar^2} \delta\varepsilon / \sqrt{\varepsilon - \bar{\varepsilon}}\ ,$$

$$k',{}'' = k + \delta k',{}'',\ \bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2.$$

При этом

$$|D|^2 \simeq 16K^4 (\xi_1 - \xi_2)^4 F, \tag{20}$$

где $F = 1 - 4\Delta \cos 4kl\,(1 - \cos 4\delta kl) + 4\Delta^2(1 - \cos 4\delta kl)^2$, $\Delta = \zeta_1\zeta_2/(\zeta_1 - \zeta_2)^2$,

а для коэффициента пропускания имеем

$$T(k) = \frac{4\xi_1^2\xi_2^2}{(\xi_1 - \xi_2)^2} \frac{4\cos^2 2kl \sin^2 2\delta kl}{F}\,. \tag{21}$$

Первый сомножитель в правой части (21) описывает резонансный характер пропускания: он максимален при $\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{\varepsilon}_2$, достигает при этом $\tilde{u}^{21}/\tilde{u}_{12} \simeq 1$ и спадает по мере удаления $\tilde{\varepsilon}_1$ и $\tilde{\varepsilon}_2$ друг от друга. Ширина полосы резонанса имеет порядок $4(\tilde{u}_{12}\tilde{u}_{21})^{1/2}$. Из (21) также видно, что в зависимости от ширины контактной полосы $2l$ коэфициент T осциллирует. Имеются два пространственных периода осцилляций: $l_1 = \pi/2k$ и $l_2 = \pi/2\delta k$. При $m = 0.5 \cdot 10^{-28}$ г и $\varepsilon - \bar{\varepsilon} = 0.05$ эВ [здесь и далее $\bar{\varepsilon}_1 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$] имеем $l_1 \simeq 0.5 \cdot 10^{-6}$ см, т. е. 50 Å. Если $\tilde{u}_{12} = \tilde{u}_{21} = 0.001$ эВ, то $l_2 \simeq 2l_1 \dfrac{\varepsilon - \bar{\varepsilon}}{\delta\varepsilon} = 100$, $l_1 = 0.5$ мкм, т. е. в отличие от периода l_1 период l_2 может иметь вполне макроскопический масштаб.

Если контактная полоса достаточно узка по сравнению с периодом l_2:

$$2\delta kl << \pi$$

или

$$l \left(\frac{m}{2\hbar^2} \frac{(\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2)^2 + 4\tilde{u}_{12}\tilde{u}_{21}}{\varepsilon - \bar{\varepsilon}} \right)^{1/2} << \pi\ ,$$

то

$$T(k) \simeq \frac{8\tilde{u}_{21}^2 l^2 m}{\hbar^2 (\varepsilon - \bar{\varepsilon})} \cos^2 2kl\ , \tag{22}$$

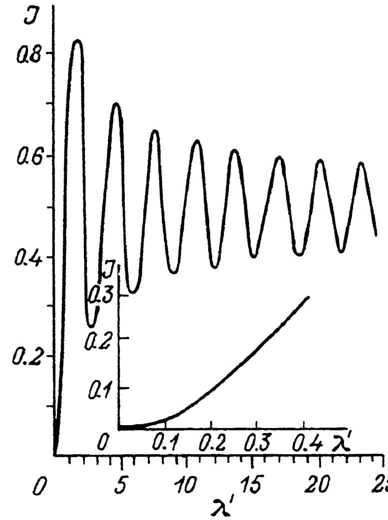
т. е. собственно резонансные свойства туннельного контакта никак не выявляются. Для их проявления туннельный контакт должен быть достаточно протяженным.

4. Наличие осцилляций коэффициента пропускания с большим периодом l_2 проявляется в линейной электропроводности туннельного контакта, изображенного на рис. 1. Рассмотрим ее для случая вырожденного электронного газа. В этом случае электропроводность опеределяется усредненным коэффициентом пропускания на энергетической поверхности Ферми $E = E_F$. С учетом (21) она при $\Delta << 1$ дается формулой

$$\sigma = \sigma_0 T_0 \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos\varphi \cos^2(\lambda \cos\varphi) \sin^2(\lambda'/\cos\varphi)\ , \tag{23}$$

Рис. 3. Зависимость интеграла $J = \int\limits_0^{\pi/2} d\varphi \cos\varphi \sin^2 (\lambda'/\cos\varphi)$ от параметра λ'.

На вставке — начальный фрагмент этой же зависимости.



где

$$\sigma_0 = \frac{e^2 m}{\pi^2 \hbar^2} \sqrt{\frac{2\,(E_F - \overline{\varepsilon})}{m}}$$

— баллистическая проводимость двумерного проводника, обусловленная стеночным током в интервале $(E_F,\ E_F - eV)$, где V — приложенное напряжение,

$$T_0 = 4\widetilde{u}_{21}^2 / [\widetilde{u}_{12}\widetilde{u}_{21} + (\widetilde{\varepsilon}_1 - \widetilde{\varepsilon}_2)^2/4]\,,\ \ \lambda = 2k_0 l\,,$$

$$\lambda' = \lambda\delta\varepsilon/2\,(E_F - \overline{\varepsilon});\ \ k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(E_F - \overline{\varepsilon}).$$

При $\lambda >> 1$, что, по-видимому, всегда реалистично, $\cos^2(\lambda\cos\varphi)$ под интегралом в (23) может быть заменен на $1/2$.

Рассмотрим сначала электропроводность настолько узкой контактной полосы, что

$$\lambda' << 1. \tag{24}$$

В этом случае главный вклад в электропроводность дают электроны с $\cos\varphi \approx \approx 0$, т. е. движущиеся почти поперек направлению тока. Приближенное вычисление интеграла из (23) для этого случая приводит к формуле

$$\sigma \simeq 4\,\frac{e^2 m^2}{\pi^2 \hbar^4} \sqrt{\frac{2}{m\,(E_F - \overline{\varepsilon})}}\ \widetilde{u}_{21}^2 l^2 \left[-\ln\left(\frac{k_0 l \delta\varepsilon}{2\,(E_F - \overline{\varepsilon})}\right) + \frac{3}{2}\right]. \tag{25}$$

Здесь видны следующие особенности: отсутствие резонансной зависимости от $\delta\varepsilon$ (исключая слабую логарифмическую зависимость); квадратичная (а не линейная) зависимость проводимости от ширины контактной полосы; падение электропроводности с ростом энергии Ферми. Логарифмический множитель в (25), несколько повышающий средний коэффициент пропускания, связан с упомянутым выше вкладом поперечных электронов.

На рис. 3 представлен результат численного интегрирования — удвоенный интеграл из правой части (23), в котором $\cos^2(\lambda\cos\varphi)$ заменен на $1/2$, в функции безразмерной ширины контактной полосы: $\lambda' = \lambda\delta\varepsilon/2\,(E_F - \overline{\varepsilon}) = l/l_0$, где

$$l_0 = \hbar\sqrt{2m^{-1}\,(E_F - (\widetilde{\varepsilon}_1 + \widetilde{\varepsilon}_2)/2)/[(\widetilde{\varepsilon}_1 - \widetilde{\varepsilon}_2)^2 + 4\widetilde{u}_{12}\widetilde{u}_{21}]}\,.$$

Из рис. 3 видно, что, хотя глубина осцилляционной модуляции утерялась, сама осциллирующая зависимость сохраняется при весьма больших значениях λ'. Естественно, весьма большие значения λ' проблематичны вследствие требования баллистического пролета электронов. Диссипативный же характер движения электронов быстро замоет предсказанные осцилляции. На вставке к рис. 3

показан начальный участок графика $J = J(\lambda')$ для малых λ', из которого видно, что квазиквадратичный ход δ от l [см. формулу (25)] сохраняется при $\lambda' \lesssim 0.2$.

Естественно, более благодарным объектом наблюдения пространственно-осцилляционных зависимостей рассматриваемого здесь типа был бы туннельный контакт не двумерных квантовых ям — слоев, а одномерных ям — нитей (контактирующих туннельно на участке длиной $2l$). В этом случае зависимость типа (21) могла бы проявиться в чистом виде при условии заполнения электронами только нижайших подзон.

В реальном эксперименте осцилляционные зависимости $\sigma = \sigma(\lambda')$ следует искать, разумеется, изменяя в $\lambda' = l/l_0$ не реальную ширину контакта $2l$, а нормировочный знаменатель l_0, т. е. изменяя $\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2$ в окрестностях резонансной точки. Это изменение может быть выполнено с помощью эффекта поля. Варианты такого эффекта поля диссипативной проводимости двухъямных объектов рассмотрены теоретически в [1, 2]; экспериментальная реализация продемонстрирована в [3].

5. В варианте структуры, показанной на рис. 2, предполагаются, как сказано выше, существование туннельной проницаемости барьера, разделяющего квантовые ямы, в полосе $|x| < l$ и ее отсутствие всюду вне полосы; однако сами ямы существуют при всех значениях x. Падающая слева волна с волновым вектором вдоль оси x, равным k', в верхней яме *1* вызывает отраженную волну с волновым вектором $-k'$ в этой яме, а также отраженную волну с вектором $-k''$ в нижней яме *2*. Направо в этих ямах пройдут волны с векторами k' и k'', существующие при $x > l$. На контактной полосе $|x| < l$ возникнут связанные двухъямные волны с волновыми векторами k_1, k_2, $-k_1$, $-k_2$, даваемые формулой (7). Используя на всех четырех контактах $x = \pm l$ граничные условия типа (17) или (18), можно вычислить два коэффициента прохождения $T' = |C'|^2$ и $T'' = \frac{k''}{k'} |C''|^2$ и два коэффициента отражения $R' = |B''|^2$ и $R'' = \frac{k''}{k'}|B''|^2$; здесь $C^{\prime,\prime\prime}$ и $B^{\prime,\prime\prime}$ — амплитуды проходящих и отраженных волн в слоях *1*, *2* соответственно. Не выписывая точных выражений, ограничимся лишь теми приближенными вариантами формул, в которых пренебрегается различием k', k'', k_1 и k_2 всюду, кроме аргументов тригонометрических функций. В этом случае $R' \simeq 0$, $R'' \simeq 0$,

$$T'' = \frac{4\tilde{u}^2}{4\tilde{u}^2 + (\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2)^2} \frac{1 - \cos 4\delta kl}{2}, \tag{26}$$

$$T' = 1 - T'', \tag{26'}$$

где $\tilde{u} = \tilde{u}_{12} \simeq \tilde{u}_{21}$. Из формул (26) и (26') видно, что волна, проходящая по верхней яме *1*, дает в полосе туннельного контакта ответвление в яму *2*, причем в точке туннельного резонанса $\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{\varepsilon}_2$ в зависимости от величины $4\delta kl$ возможны различные варианты. При $4\delta kl = 0, 2\pi, \ldots, 2n\pi, \ldots$ электронная волна проходит по слою *1*, не ответвляясь вовсе в слой *2*; при $4\delta kl = \pi, 3\pi, \ldots, (2\pi + 1)\pi, \ldots$ эта волна целиком переходит в слой *2*, не оставаясь в слое *1*; при $4\delta kl = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \ldots, \frac{2n+1}{2\pi}, \ldots$ волна делится строго пополам между слоями.

Опыты со строгим и полным делением электронной волны можно осуществить лишь в случае одномерных туннельно-связанных проводников. Однако, как следует из рис. 3, и в случае двумерных квантовых ям — слоев электропроводность верхнего слоя σ_{11} и «проходная» электропроводность σ_{12} также могут существенно осциллировать в зависимости от длины $\lambda' = l/l_0$, т. е. управляться с помощью эффекта поля:

$$\sigma_{12} = \sigma_0 T_0 J(\lambda'), \ \sigma_{11} = \sigma_0 (1 - T_0 J(\lambda')). \tag{27}$$

Отметим, что в данном примере в отличие от первого отсутствуют осцилляции с малым периодом l_1. Это связано с тем, что в приближении равных волновых векторов $k' \simeq k'' \simeq k_1 \simeq k_2$ отсутствует внутрислойное отражение, т. е. отражение в пределах каждого из слоев *1* или *2*, которые нигде не прерываются (в отличие от ситуации в первом варианте на рис. 1). Имеет место только межслойное отражение, связанное с неоднородными свойствами потенциального барьера между квантовыми ямами. Межслойное отражение проявляет только межслойный волновой вектор.

В экспериментальных структурах, в которых общий размер в направлении оси x существенно превышает ширину контактной полосы $2l$, проводимость может не сохранить баллистический характер и стать диссипативной. Разумеется, учет диссипативного характера проводимости образца может сильно исказить количественно формулы типа (27). Эти формулы заработают при тех значениях $\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2$ и $2l$, при которых проводимости σ_{12} и σ_{11} станут меньше диссипативных проводимостей длинных «омических» контактов к собственно туннельному контакту.

Для реализации необходимых здесь структур наряду с прямыми возможностями микротехнологии нужно использовать систему затворов, управляемых точно выбранным сочетанием потенциалов.

В заключение отметим явное родство описанных здесь электронных процессов с оптическими явлениями в оптоволновых ответвителях [4]. В частности, устройство, показанное на рис. 2, является аналогом пары связанных диэлектрических волноводов, рассмотренных в гл. 7 [4].

Автор благодарен Н. З. Вагидову за дружескую помощь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Vinter B., Tardella A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 7. P. 410—412.
[2] Борблик В. Л., Грибников З. С., Маркевич Ю. П. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 8. С. 1302—1314.
[3] Palevski A., Belfram F., Capasso F., Pfeiffer L., West K. W. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 15. P. 1929—1932.
[4] Хаус Х. Волны и поля в оптоэлектронике. М., 1988.

Институт полупроводников АН Украины
Киев

Получена 12.11.1991
Принята к печати 26.11.1992