

БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КВАНТОВОЙ ЯМЫ С ТУННЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Н. З. Вагидов, З. С. Грибников

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 28.05.1992. Принята к печати 8.06.1992)

Рассмотрена омическая баллистическая проводимость вырожденного двухмерного электронного газа в квантовой яме, туннельно-связанной на полосе $|x| < l$ с существующей только на этой полосе другой квантовой ямой. Эта «подвешенная» вторая яма существенно влияет на проводимость первой только вблизи туннельного резонанса, вызывая осцилляции вычисляемой проводимости в зависимости от ширины полосы 2 или от концентрации электронного газа. Таким образом, для существенного отражения электронов необходим двойной резонанс — туннельный и геометрический. Последний достигается в микроструктурах с независимым управлением потенциалами двух различных затворов.

1. Рассмотрим квантовую яму 1, чья электропроводность вдоль направления оси x (рис. 1) здесь вычисляется. Электрический ток в яму «заводится» с помощью некоторых «омических» контактов C , располагающихся достаточно далеко друг от друга и находящихся вне поля нашего интереса. В этом поле находится фрагмент другой квантовой ямы 2, называемой резонатором и отделенной от ямы 1 туннельно-проницаемым потенциальным барьером. Этот фрагмент занимает полосу $|x| < l$ и отсутствует вне ее. Рассматриваемую идеальную картину туннельного резонатора можно попытаться реализовать многими способами, один из которых назовем. На рис. 2, *a* показаны две квантовые ямы, верхняя из которых истощена с помощью затвора G . Разрез в затворе выделяет полосу шириной $\sim 2l$, в пределах которой электроны сохраняются и в верхней яме. Такой способ независимой коммутации связанных квантовых ям недавно реализован в работе [1]. Геометрия структуры и потенциалы должны быть выбраны таким образом, чтобы при полном отсутствии ямы 2 под затвором яма 1 оставалась достаточно заселенной (рис. 2, *b*). Источником электронов в этой структуре является сильно легированная подложка, которую также можно использовать как электрод для задания смещения на затворе. Для изоляции подложки от омических контактов C , а также для обеспечения баллистического транспорта в резонаторе и под резонатором предусмотрен достаточно протяженный нелегированный спейсер S . Другой вариант реализации туннельного резонатора мог бы отличаться от данного перемещением источника электронов и спейсера в верхнюю часть конструкции — в слой 1. При этом квантовую яму 1 можно было бы заменить обогащенным слоем (или инверсионным слоем) на базе только одного гетероперехода. Такая конструкция приблизилась бы к стандартной конструкции полевого гетероструктурного транзистора (но с добавочной квантовой ямой 2 и с разрезным затвором). На рис. 2, *a* не указаны возможные защитные или компенсационные элементы структуры. Штрихами показан возможный добавочный затвор G_1 в разрезе основного затвора G ; затвор G_1 управляет независимо.

Диссипативный транспорт электронов вдоль пары туннельно-связанных квантовых ям, управляемых полевым электродом, рассматривался ранее в теоретических работах [2–4] и экспериментально — в [5]. Осцилляционные эффекты в баллистической проводимости ограниченного туннельного контакта рас-

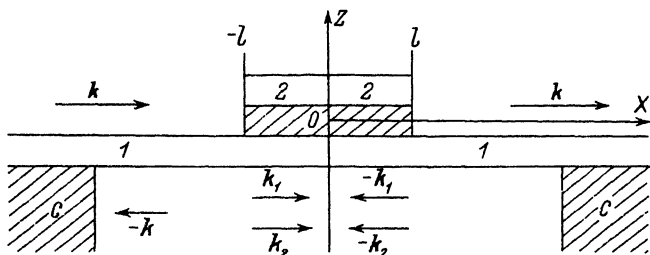


Рис. 1. Квантовая яма с туннельным резонатором (модельный вариант).

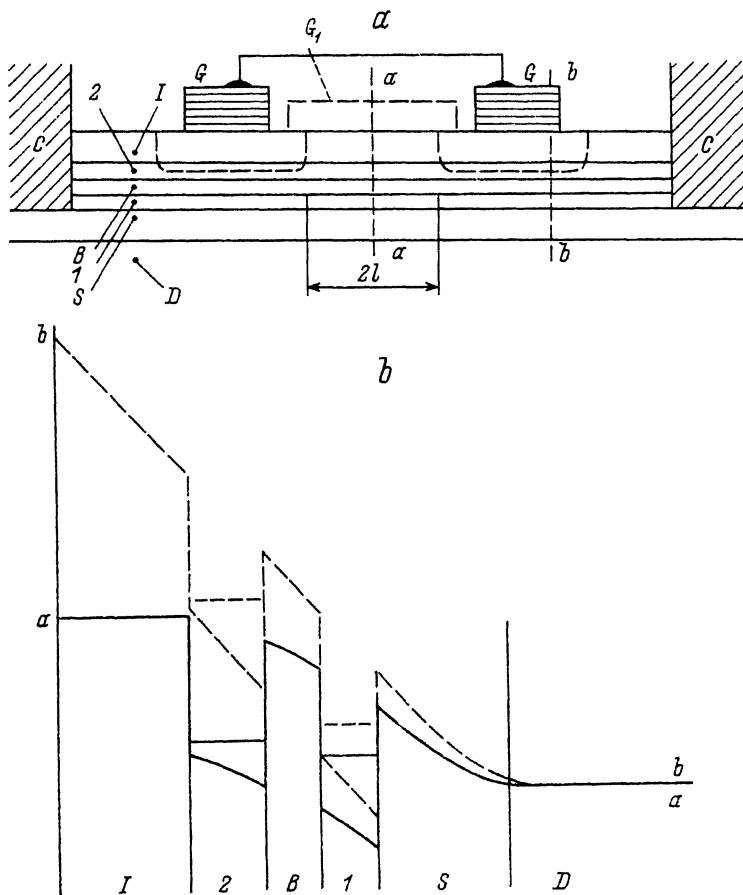


Рис. 2. Схема одного из вариантов туннельного резонатора: схематический чертеж структуры (а), потенциальная диаграмма вдоль линий aa (сплошная) и bb (штриховая). C — омические контакты, G — затвор с разрезом, I — широкозонный барьер-изолятор, 2 — квантовая яма, формирующая резонатор, B — барьер между ямами, 1 — основная квантовая яма, S — нелегированный широкозонный барьер-спейсер, D — сильно легированная широкозонная подложка — источник электронов.

смотрены одним из нас [6]. Они являются аналогами явлений в связанных диэлектрических оптоволоконных световодах [7, 8]. Данная работа является прямым продолжением [6].

2. Будем рассматривать только нижайшие уровни размерного квантования (вдоль оси Z) в ямах 1 и 2 (рис. 1), близкие друг к другу и энергетически отделенные достаточно от более высоких состояний, т. е. предположим режим туннельного резонанса или близость к нему.

Первым этапом вычислений являются коэффициенты прохождения и отражения в яме 1 волны с волновым вектором $k_x = k$, падающей слева на участок с туннельным резонатором и вследствие туннелирования во фрагмент ямы 2 проходящей далее направо только частично, а частично отражающейся назад. Таким образом, слева от полосы $|x| < l$ решение имеет вид

$$\Psi(x, z) = \Psi_1(z) [\exp(ikx) + B \exp(-ikx)], \quad (1)$$

причем энергия электрона составляет $E = \varepsilon_1^{(0)} + \hbar^2(k^2 + k_y^2/2m)$, где $\varepsilon_1^{(0)}$ — уровень размерного квантования; k_y — волновой вектор в направлении нормали к плоскости рисунка и всюду одинаковый, m — масса электрона также для простоты всюду одинаковая — в обеих ямах и в барьере; $\psi_1(z)$ — локальная волновая функция, обусловленная размерным квантованием в яме 1. Справа от полосы имеем

$$\Psi(x, z) = C\Psi_1(z) \exp(ikx), \quad (2)$$

а в полосе $|x| < l$

$$\begin{aligned} \Psi(x, z) = & \Psi_1(z) [A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x) + A_2 \exp(ik_2x) + \\ & + B_2 \exp(-ik_2x)] + \Psi_2(z) \{ \zeta_1 [A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x)] + \\ & + \zeta_2 [A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x)] \}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Psi_2(z)$ — локализованная волновая функция в яме 2, а $k_{1,2}$ определяются уравнениями

$$E = \varepsilon_1 + \hbar^2(k_1^2 + k_y^2)/2m = \varepsilon_2 + \hbar^2(k_2^2 + k_y^2)/2m, \quad (4)$$

где ε_1 и $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ — близкие друг другу два нижайших энергетических состояния в системе двух туннельных связанных квантовых ям 1 и 2:

$$\varepsilon_{1,2} = (\tilde{\varepsilon}_1 + \tilde{\varepsilon}_2)/2 \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2)^2 + 4\tilde{u}_{12}\tilde{u}_{21}},$$

$$\tilde{\varepsilon}_1 = \varepsilon_1^{(0)} + (\tilde{u}_{11} - \varphi u_{21})/(1 - \varphi^2), \quad \tilde{\varepsilon}_2 = \varepsilon_2^{(0)} + (u_{22} - \varphi u_{12})/(1 - \varphi^2),$$

$$\tilde{u}_{12} = (u_{12} - \varphi u_{22})/(1 - \varphi^2), \quad \tilde{u}_{21} = (u_{21} - \varphi u_{11})/(1 - \varphi^2), \quad \varphi = \int dz \Psi_1 \Psi_2 \neq 0,$$

$$u_{11} = \int dz \Psi_1^2 \delta U_1, \quad u_{12} = \int dz \Psi_1 \Psi_2 \delta U_2,$$

$$u_{22} = \int dz \Psi_2^2 \delta U_2, \quad u_{21} = \int dz \Psi_1 \Psi_2 \delta U_1,$$

$$\delta U_1(z) = U(z) - U_1(z), \quad \delta U_2(z) = U(z) - U_2(z), \quad (5)$$

$U(z)$ — двухъямный потенциал системы двух ям, порождающий состояния с энергиями $\varepsilon_{1,2}$; $U_1(z)$ — одноямный потенциал, порождающий состояние $\psi_1(z)$ с энергией $\varepsilon_1^{(0)}$; $U_2(z)$ — одноямный потенциал, порождающий состояние $\psi_2(z)$ с

энергией $\varepsilon_2^{(0)}$. Нетрудно показать, что $\bar{u}_{12} - \bar{u}_{21} = (\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_2) \varphi$. Коэффициенты $\zeta_{1,2}$ в (3) даются формулами

$$\zeta_{1,2} = - [\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2 \pm \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_1 - \tilde{\varepsilon}_2)^2 + 4\tilde{u}_{12}\tilde{u}_{21}}] / 2\tilde{u}_{12},$$

т. е. $\zeta_1 \zeta_2 = -\bar{u}_{21}/\bar{u}_{12} \approx -1$, $\zeta_1 + \zeta_2 = -(\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_2)/\bar{u}_{12}$.

Для определения $B, C, A_{1,2}, B_{1,2}$ в формулах (1)–(3) используем следующие граничные условия:

$$\zeta_1 [A_1 \exp(\pm ik_1 l) + B_1 \exp(\mp ik_1 l)] + \zeta_2 [A_2 \exp(\pm ik_2 l) + B_2 \exp(\mp ik_2 l)], \quad (6)$$

$$-k = \frac{k_1 [A_1 \exp(-ik_1 l) - B_1 \exp(ik_1 l)] + k_2 [A_2 \exp(-ik_2 l) - B_2 \exp(ik_2 l)] - k \exp(-ikl)}{A_1 \exp(-ik_1 l) + B_1 \exp(ik_1 l) + A_2 \exp(-ik_2 l) + B_2 \exp(ik_2 l) - \exp(-ikl)}, \quad (7)$$

$$k = \frac{k_1 [A_1 \exp(ik_1 l) - B_1 \exp(-ik_1 l)] + k_2 [A_2 \exp(ik_2 l) - B_2 \exp(-ik_2 l)]}{A_1 \exp(ik_1 l) + B_1 \exp(-ik_1 l) + A_2 \exp(ik_2 l) + B_2 \exp(-ik_2 l)}; \quad (8)$$

эти условия выражают непрерывность волновых функций и их производных по x в яме l при $x = \pm l$ и наличие узлов волновых функций в этих точках в яме 2.

3. Коэффициент пропускания структуры $T = |C|^2$ дается выражением

$$T = \frac{64k^2}{|D|^2} (\zeta_1 - \zeta_2)^2 \left[\frac{k_2^2 \zeta_1^2 + k_1^2 \zeta_2^2}{2} (1 - \cos 4k'l \cos 4\delta kl) - \right. \\ \left. - k_1 k_2 \zeta_1 \zeta_2 (\cos 4\delta kl - \cos 4k'l) + \frac{k_2^2 \zeta_1^2 - k_1^2 \zeta_2^2}{2} \sin 4k'l \sin 4\delta kl \right], \quad (9)$$

где

$$k' = (k_1 + k_2)/2, \quad \delta k = (k_1 - k_2)/2,$$

$$D = 4 \left\{ \zeta_1^2 \sin 2k_1 l [(k^2 + k_2^2) \sin 2k_2 l + 2ikk_2 \cos 2k_2 l] + \right. \\ \left. + \zeta_2^2 \sin 2k_2 l [(k^2 + k_1^2) \sin 2k_1 l + 2ikk_1 \cos 2k_1 l] - \right. \\ \left. - 2\zeta_1 \zeta_2 \sin 2k'l [(k^2 + k_1 k_2) \sin 2k'l + 2ikk' \cos 2k'l] + \right. \\ \left. + 2\zeta_1 \zeta_2 \sin 2\delta kl [(k_1 k_2 - k^2) \sin 2\delta kl + 2ik\delta k \cos 2\delta kl] \right\}.$$

Далее, полагая, что $k_1 \approx k_2 \approx k \approx k' \gg \delta k$, будем пренебрегать различием $k_{1,2}, k$ и k' всюду, исключая аргументы тригонометрических функций, что сильно упростит анализ выражения T . При этом

$$T = (\zeta_1 - \zeta_2)^2 \frac{R_2}{R_4}, \quad (10)$$

где

$$R_2 = (\zeta_1^2 + \zeta_2^2) (1 - \cos 4k'l \cos 4\delta kl) - 2\zeta_1 \zeta_2 (\cos 4\delta kl - \cos 4k'l) + \\ + (\zeta_1^2 - \zeta_2^2) \sin 4k'l \sin 4\delta kl, \quad (10')$$

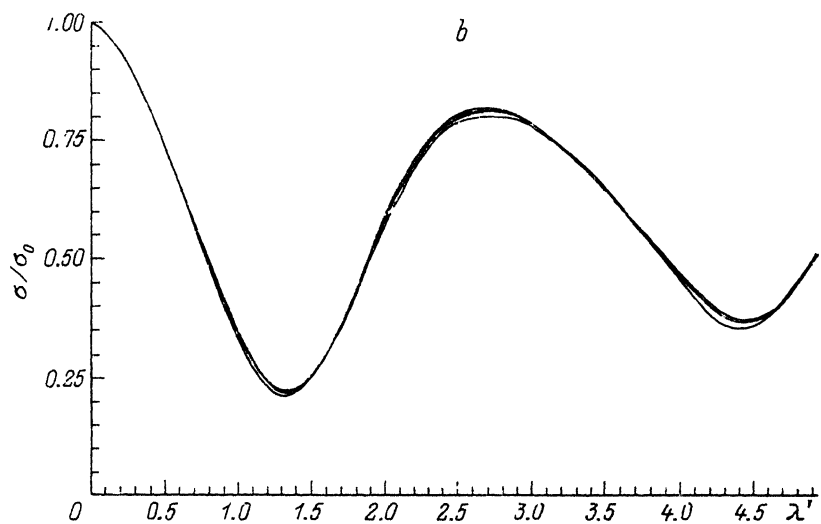
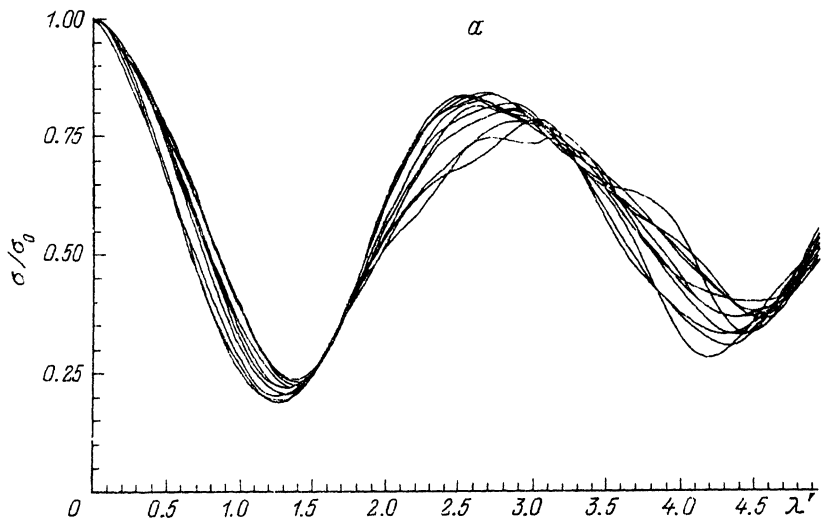


Рис. 3. Зависимости σ/σ_0 от $\lambda' = k_0 l \frac{\delta \varepsilon}{E_F - \varepsilon}$ при различных значениях $\lambda = 2k_0 l$. а) $\lambda = 15 + 25$ (одиннадцать кривых), б) $\lambda = 50 + 300$ (шесть кривых).

$$\begin{aligned}
 R_4 = & \zeta_1^4 + \zeta_2^4 + 5\zeta_1^2\zeta_2^2 - 2\zeta_1\zeta_2^3(\zeta_1^2 + \zeta_2^2)(1 + \cos 4\delta kl) + \zeta_1^2\zeta_2^2 \cos 8\delta kl + \\
 & + (\zeta_1 - \zeta_2)^2 [2\zeta_1\zeta_2 \cos 4k'l - (\zeta_1^2 + \zeta_2^2) \cos 4k'l \cos 4\delta kl + \\
 & + (\zeta_1^2 - \zeta_2^2) \sin 4k'l \sin 4\delta kl].
 \end{aligned}$$

(10')

Из формулы (10) видно, что T в зависимости от l осциллирует с двумя периодами:

$$l_1 = \pi / (k_1 + k_2), \quad l_2 = \pi / |k_1 - k_2|.$$

(11)

Нас интересуют осцилляции именно со вторым периодом, поскольку реально первый микроскопичен (~ 10 нм), тогда как второй может быть вполне макроскопичен вследствие близости k_1 и k_2 в условиях туннельного резонанса. Рассмотрим диапазон изменения T , задав два значения $\cos 4\delta kl$: 1 и -1 . При $\cos 4\delta kl = 1$ имеем $T(1) = 1$, т. е. коэффициент прохождения устойчиво максимален; при $\cos 4\delta kl = -1$ имеем

$$T(-1) = \frac{(\xi_1^2 - \xi_2^2)^2 \cos^2 2k'l}{4\xi_1^2\xi_2^2 + (\xi_1^2 - \xi_2^2)^2 \cos^2 2k'l}. \quad (12)$$

Вдали от туннельного резонанса, когда $(\xi_1^2 - \xi_2^2)^2 \gg 4\xi_1^2\xi_2^2$, $T(-1)$ также близок к 1. Нетрудно убедиться, что вдали от резонанса $T = 1$ при любых значениях δkl . Зато при резонансе, когда $\xi_1^2 = \xi_2^2 = 1$, имеем $T(-1) = 0$. Условие избирательности пропускания имеет вид

$$(\xi_1^2 - \xi_2^2)^2 \ll 4\xi_1^2\xi_2^2. \quad (13)$$

Итак, ограниченная квантовая яма 2, нанесенная на квантовую яму 1, может эффективно отражать электроны в ней, если: а) состояния в ямах близки к резонансу; б) полуширина l полосы — ямы 2 близка к одному из резонансных значений:

$$4\delta kl = (2n + 1)\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (14)$$

т. е. имеет место двойной (туннельно-геометрический) резонанс.

4. Баллистическая проводимость квантовой ямы с резонатором дается формулой [6]

$$\sigma = \sigma_0 \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos \varphi T(\varphi), \quad (15)$$

где $\sigma_0 = (e^2 m / \pi^2 \hbar^2) \sqrt{2(E_F - \bar{\epsilon})/m}$ — баллистическая проводимость двумерного газа с эффективной массой m и энергией Ферми E_F ; $\bar{\epsilon} = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2 = (\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2)/2$; $T(\varphi)$ — коэффициент прохождения T , определяемый формулой (10) и записанный в форме функции угла на поверхности Ферми. При этом $4k'l = 2\lambda \cos \varphi$, а $4\delta kl = 2\lambda' / \cos \varphi$, где $\lambda = 2k_0 l$, $\lambda' = \lambda \delta \epsilon / 2 (E_F - \bar{\epsilon})$, $k_0^2 = 2m (E_F - \bar{\epsilon}) / \hbar^2$, $\delta \epsilon = (\epsilon_2 - \epsilon_1) / 2$. При туннельном резонансе

$$T(\varphi) = \left\{ 1 + \frac{\sin^4(\lambda' / \cos \varphi)}{4 \cos^2(\lambda' / \cos \varphi) \sin^2(\lambda \cos \varphi)} \right\}^{-1}. \quad (16)$$

При $\lambda \gg 1$ из (15) следует

$$\sigma = 2\sigma_0 \int_0^{\pi/2} d\varphi \cos \varphi \frac{\cos^2(\lambda' / \cos \varphi)}{1 + \cos^2(\lambda' / \cos \varphi)}. \quad (17)$$

Формула (17) получена в результате усреднения $T(\varphi)$ по интервалу $\pi/\lambda < \varphi < (n+1)\pi/\lambda$.

На рис. 3 построены зависимости σ/σ_0 от λ' при точном туннельном резонансе, т. е. при $\bar{\epsilon}_1 = \bar{\epsilon}_2$. На рис. 3, а эти зависимости построены при сравнительно малых значениях λ (от 15 до 25), когда необходимое условие $\lambda \gg \lambda'$ выполняется с недостаточным запасом. Видны сравнительно большой резонанс и следы осцилляций с малым периодом. На рис. 3, б построены шесть зависимостей при

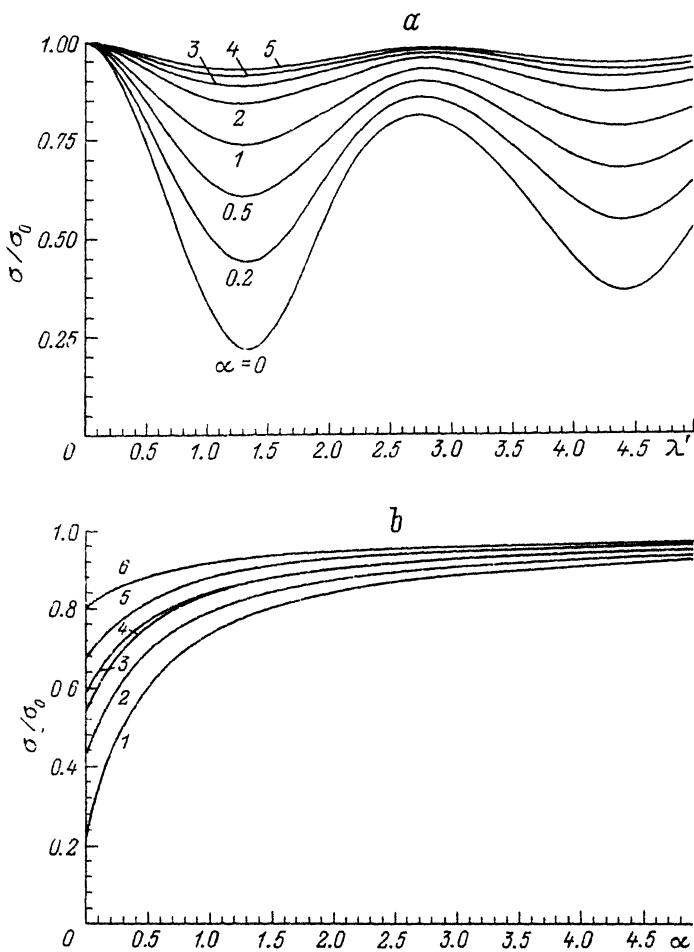


Рис. 4. Зависимости σ/σ_0 от λ' при различных параметрах настройки туннельного резонанса (а), а также от α при различных значениях λ' , выбранных в минимумах (1—3) и максимумах (4—6) зависимостей σ/σ_0 от λ' при $\alpha = 0$ (б). $b - \lambda = 500$.

$\lambda = 50 \div 300$. Здесь нет ни разброса, ни малопериодных осцилляций: вполне удовлетворительно работает формула (17). Из рис. 3 видно, что в условиях туннельного резонанса степень модуляции прохождения электронов через участок под резонатором весьма велика: проводимость σ в первом минимуме по λ' составляет $\sim 0.2\sigma_0$. Минимум этот достигается при $\lambda' \approx 1.35$. Регулировать значение λ' можно тремя способами — длиной l , величиной энергии Ферми $E_F - \bar{\epsilon}$ и, наконец, туннельным энергетическим расщеплением $\delta\epsilon$. В первых двух случаях вместе с величиной λ' будет изменяться и λ , но если при всех этих изменениях она остается весьма большой (например, больше 50 согласно рис. 3), то изменения λ не играют заметной роли. При управлении величиной $\delta\epsilon$ необходимо не выходить из настройки на точный туннельный резонанс. Расстройка туннельного резонанса приводит к резкому уменьшению эффекта геометрической настройки. Иллюстрацией этому служит рис. 4. На рис. 4, а построены те же, что и выше, зависимости σ/σ_0 от λ' при фиксированном большом значении λ ($\lambda = \infty$) и

различных значениях $\alpha = (\tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2)^2 / 4\tilde{u}_{12}\tilde{u}_{21}$ — расстройного параметра. Видно, что с ростом α глубина модуляции резко падает, что связано с малым прохождением электронной волны из основного слоя 1 в резонатор 2. На рис. 4, б построены зависимости σ/σ_0 от α в максимумах и минимумах зависимостей на рис. 4, а. Они позволяют судить об остроте настройки туннельного резонанса (при выбранных значениях $\tilde{u}_{12} \approx \tilde{u}_{21}$!).

5. Данной работой мы продолжили начатые в [6] поиски макроскопических проявлений квантового поведения туннельно-связанных квантовых ям. В первой из рассмотренных в [6] структур требовались различные электрические контакты к каждой из ям и их правильное ограничение в пространстве. Различные контакты и правильное ограничение размера туннельно-проницаемого барьера требовались для реализации второй из рассмотренных в [6] структур. Здесь рассмотрена структура с электрическим подключением только одной из квантовых ям. От второй (пассивной) требуется только правильное ограничение ее реального размера. Если выполнять структуру предложенным выше (рис. 2) способом, аналогичным реализованному в [1], то потребуются затворы только на лицевой части образца (отметим, что в структурах, исследованных в [1], использовались наряду с лицевыми затворами также и заднестеночные затворы). Некоторое упрощение структуры компенсировано усложнением настройки: эффекты возникают только в случае двойного туннельно-геометрического резонанса. Естественно, что данный расчет охватывает только общий принцип возможной экспериментальной реализации. Конкретная реализация потребует дальнейшей концентрации расчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West. Appl. Phys. Lett., 57, 2324 (1990).
- [2] B. Vinter, A. Tardella. Appl. Phys. Lett., 50, 410 (1987).
- [3] В. Л. Борблик, З. С. Грибников, Б. П. Маркевич. ФТП, 25, 1302 (1991).
- [4] J. M. Bigelow, J. P. Leburton. Appl. Phys. Lett., 57, 795 (1990).
- [5] A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, K. West. Phys. Rev. Lett., 65, 1929 (1990).
- [6] З. С. Грибников. ФТП, 26, 996 (1992).
- [7] Х. Хаус. Волны и поля в оптоэлектронике. М. (1988).
- [8] А. Янив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. М. (1987).

Редактор В. В. Чалдышев
