

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ БЛОКАДА В ОДНОМЕРНОМ КВАНТОВОМ НАСОСЕ С КОЛЕБЛЮЩИМИСЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ЯМАМИ

М. М. Махмудиан, М. В. Энтин, Л. С. Брагинский*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 22 февраля 2007 г.

Изучаются кондактанс и стационарный ток в одномерной квантовой проволоке с гармонически колеблющимися дельта-образными барьерами/ямами. Показано, что в структуре с одиночной ямой при определенных параметрах кондактанс обращается в нуль. Это явление связано с возникновением в системе квазиэнергетических состояний, соответствующих полному и упругому отражению частиц от ямы. Рассмотрен стационарный фотогальванический ток под действием переменного поля в двухъямной структуре. Показано, что производная от фотогальванического тока по энергии Ферми обращается в нуль при тех же условиях. Результаты для системы с одиночной ямой обобщены на случай одномерной решетки сильной связи, уровень одного из узлов которой колеблется. Показано, что задача о рассеянии частицы на трехмерном короткодействующем центре с осциллирующим потенциалом сводится к соответствующей одномерной задаче.

PACS: 73.23.-b, 73.50.Pz

1. ВВЕДЕНИЕ

Туннелирование через нестационарные барьеры было предметом изучения в ряде работ [1–6]. В частности, оно привлекло к себе внимание в связи с квантовыми насосами [7–13]. В работах [11, 12] мы изучали стационарный ток в одномерном квантовом насосе, который моделировался потенциалом двух дельта-функций, амплитуда которых гармонически менялась со временем. При исследовании этой системы в режиме большого переменного сигнала мы обнаружили, что производная от тока по энергии Ферми при определенных значениях напряжения испытывает существенное падение. Это оказалось неожиданным, так как при взаимодействии с периодически колеблющимся потенциалом происходит неупругое многоканальное рассеяние электронов. Исчезновение же этой производной означает одновременное обращение в нуль амплитуд всех каналов прохождения, что дает бесконечное число условий на конечное число параметров. Ранее такое поведение предсказывалось в задаче с одной колеблющейся дель-

та-функцией [1, 4] и прямоугольной ямой [6]. В качестве причины этого явления в работе [6] предполагалось смешивание электронного состояния с энергией, близкой к частоте колебаний, с состоянием с нулевой энергией. В то же время не было установлено, является ли сильное отражение полным и насколько это явление зависит от выбранной модели.

Задачей настоящей работы является изучение кондактанса и стационарного тока в отсутствие тянущего напряжения в квантовой проволоке, содержащей одну или две колеблющиеся ямы вида дельта-функции при достаточно большой амплитуде колебаний. Будет показано, что при определенных соотношениях параметров такая система способна полностью и упруго отражать частицу. Отметим, что ничего подобного не происходит для стационарного потенциала с одинаковыми асимптотиками на плюс и минус бесконечностях: в таком потенциале коэффициент отражения всегда отличен от единицы, в то время как коэффициент прохождения может быть сделан равным единице за счет резонанса. В работе исследована зависимость резонансов идеального отражения от параметров.

*E-mail: mahmood@isp.nsc.ru

Помимо одномерной системы с дельта-образным потенциалом рассмотрено рассеяние частицы на трехмерном колеблющемся короткодействующем потенциале. Мы покажем, что эта задача сводится к предыдущей. Также рассмотрено обобщение одномерной модели на одномерную решетку сильной связи, один из атомов которой имеет гармонически колеблющийся уровень.

В настоящей работе также показано, что в системе из двух ям возникает сложная зависимость контактанса и стационарного фототока от параметров системы, обусловленная резонансами отражения отдельных ям и интерференцией волн, отраженных от разных ям. В частности, мы продемонстрируем, что нули вероятности прохождения при падении с разных сторон не совпадают. Примечательным свойством системы является возникновение очень узких и управляемых резонансов.

2. ОДНОМЕРНАЯ СИСТЕМА С КОЛЕБЛЮЩИМИСЯ δ -ОБРАЗНЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

2.1. Базовые уравнения

Будем рассматривать одномерные системы с потенциалами

$$U(x) = (u + v \sin(\omega t))\delta(x), \quad (1)$$

$$U(x) = (u_1 + v_1(t))\delta(x+d) + (u_2 + v_2(t))\delta(x-d). \quad (2)$$

Здесь $v_1(t) = v_1 \sin(\omega t)$, $v_2(t) = v_2 \sin(\omega t + \varphi)$, t — время, $\hbar = m = 1$.

Модель (1) используется для рассмотрения задачи о контактансе структуры, а модель (2), кроме того, — для задачи о квантовом насосе.

Волновую функцию будем искать в виде

$$\Psi = \sum_n e^{-i(E+n\omega)t} \times \begin{cases} \delta_{n,0} e^{ip_n x} + r_n e^{-ip_n x} & \text{слева от ямы,} \\ t_n e^{ip_n x} & \text{справа от ямы.} \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $p_n = \sqrt{p^2 + 2n\omega}$, $p = \sqrt{2E}$. В модели (2) между ямами ($-d < x < d$) волновая функция имеет вид

$$\Psi = \sum_n e^{-i(E+n\omega)t} (a_n e^{ip_n x} + b_n e^{-ip_n x}). \quad (4)$$

Волновая функция (3) соответствует одной волне, падающей на яму слева. (В конечных формулах мы

будем помечать значками « \rightarrow » и « \leftarrow » решения для задач с волной, падающей соответственно слева и справа.) Величины t_n и r_n дают амплитуды прохождения (отражения) с поглощением (при $n > 0$) или излучением (при $n < 0$) n квантов переменного поля, t_0 определяет амплитуду упругого процесса. Если величины p_n становятся мнимыми, то волны, уходящие от ям, нужно считать затухающими. Это означает, что $\text{Im } p_n > 0$.

Для задачи с одной дельта-функцией коэффициенты прохождения удовлетворяют уравнениям

$$t_n(p_n + iu) + \frac{v}{2}(t_{n+1} - t_{n-1}) = p_n \delta_{n,0}. \quad (5)$$

Уравнения, описывающие двухъямный случай (2), были выписаны в работе [11].

Ток в системе при малой разности приложенных напряжений может быть представлен в виде $J = J_0 + G\epsilon(\mu_r - \mu_l)$. Первое слагаемое описывает фотогальванический ток, существующий в отсутствие приложенного напряжения (разности химических потенциалов $\mu_r - \mu_l$), а второе — омический ток, определяемый контактансом G :

$$G = \frac{G_0}{2} \int dE (\mathcal{T}^{\rightarrow} + \mathcal{T}^{\leftarrow}) \left(-\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right). \quad (6)$$

Здесь

$$\mathcal{T}^{\rightarrow} = \sum_n |t_n^{\rightarrow}|^2, \quad \mathcal{T}^{\leftarrow} = \sum_n |t_n^{\leftarrow}|^2,$$

стрелки соответствуют направлению падения, $f(E)$ — фермиевская функция распределения, $G_0 = 2e^2/h$ — квант контактанса,

$$J_0 = \frac{e}{\pi\hbar} \int dE (\mathcal{T}^{\rightarrow} - \mathcal{T}^{\leftarrow}) f(E). \quad (7)$$

При низкой температуре

$$G = \frac{G_0}{2} (\mathcal{T}^{\rightarrow} + \mathcal{T}^{\leftarrow})|_{E=E_F}, \quad (8)$$

$$e \frac{\partial}{\partial \mu} J_0 \equiv \mathcal{G} = G_0 (\mathcal{T}^{\rightarrow} - \mathcal{T}^{\leftarrow})|_{E=E_F}. \quad (9)$$

Получившаяся величина \mathcal{G} имеет размерность контактанса. Согласно уравнениям (8) и (9), фототок в отсутствие приложенного напряжения определяется разностью величин $\mathcal{T}^{\rightarrow}$ и \mathcal{T}^{\leftarrow} , а контактанс — их суммой. Следовательно, для наличия фотогальванического тока, в отличие от контактанса, необходима пространственная асимметрия системы. Отметим, что контактанс положителен, что не является

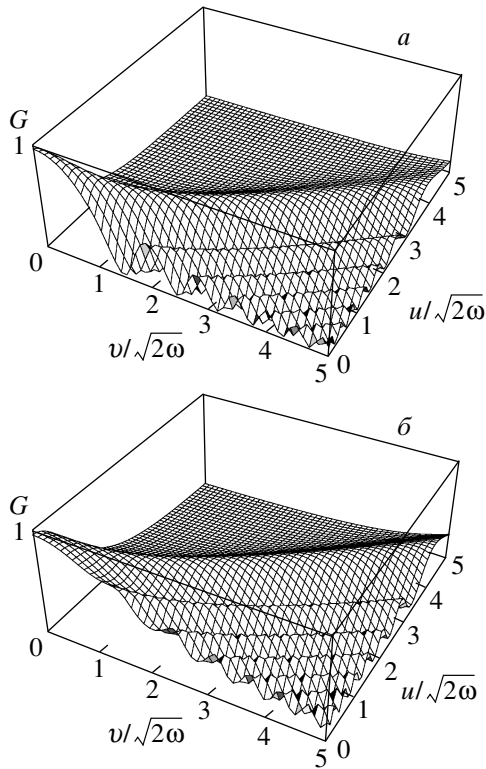


Рис. 1. Зависимости кондактанса дельта-образного барьера в единицах G_0 от параметров u и v . Энергия Ферми равна 0.5ω (а), 1.5ω (б)

очевидным, так как в присутствии переменного сигнала, в принципе, возможна и абсолютная отрицательная фотопроводимость. Кондактанс ответствен за пассивный перенос, стремящийся выровнять разность потенциалов, а фотогальванический ток — за активный.

При низкой температуре как кондактанс, так и производная от фотогальванического тока по химическому потенциалу даются вероятностью прохождения при энергии электронов, равной энергии Ферми. Если обе вероятности прохождения при какой-либо энергии обращаются в нуль, то обращается в нуль и низкотемпературный кондактанс, а фотогальванический ток приобретает «полочку» как функция химического потенциала. Именно так происходит в рассматриваемых модели (1) и симметричной модели (2)¹⁾.

¹⁾ Следует подчеркнуть, что величины T^{\rightarrow} и T^{\leftarrow} не являются коэффициентами прохождения через барьер: последние имеют вид $\sum |t_n|^2 p_n/p$. В результате в неупругом случае, в отличие от статического барьера, кондактанс не ограничен величиной G_0 .

2.2. Кондактанс и резонансы идеального отражения в модели с одной дельта-функцией

Рассмотрим вначале кондактанс в системе с одной дельта-функцией. На рис. 1 изображены зависимости кондактанса от параметров потенциала. Из рис. 1 видно, что кондактанс является осциллирующей функцией амплитуды колебаний дельта-функции. Осцилляции занимают область $u < |v|$. В области, в которой энергия E_F меньше частоты, кондактанс обращается в нуль на линиях на плоскости (v, u) . Это обращение в нуль вначале было установлено численно: вблизи линий величина кондактанса уменьшается, по крайней мере, на 15 порядков. В то же время, если $E_F > \omega$, то кондактанс осциллирует с изменением v , не достигая нуля.

Как устроено состояние рассеяния вблизи нуля коэффициента прохождения? Эта функция находится из условия, что $t_n = 0$ при $n \geq 0$. Отсюда и из соотношения $\delta_{n,0} + r_n = t_n$ следует, что $r_n = -\delta_{n,0}$. Таким образом, волновая функция этого состояния представляет собой разность падающей и упруго отраженной волн, к которым добавлена сумма локализованных мод:

$$\theta(-x)e^{ipx} - e^{-ipx} + \sum_{n < 0} t_n e^{-|p_n||x|}, \quad (10)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция. Другими словами, в резонансе не только прохождение, но и неупругость исчезает. Из выражений (5) и (10) следует, что в резонансе коэффициенты t_n удовлетворяют однородным уравнениям

$$t_{-2} = 2t_{-1} \frac{p_{-1} + iu}{v},$$

$$t_n(p_n + iu) + \frac{v}{2}(t_{n+1} - t_{n-1}) = 0 \quad (11)$$

при $n \leq -2$

и «граничным» условиям $t_{-1} = -2p/v, t_{-\infty} \rightarrow 0$.

Однородность условий соответствует дискретному значению энергии, определяемому задачей на собственные значения. Эти состояния можно трактовать аналогично локализованным квазиэнергетическим состояниям. При наличии периодического во времени возмущения энергия E электрона сохраняется с точностью до целого числа квантов, т. е. дискретные состояния электрона можно классифицировать квазиэнергией $\epsilon = \omega \{E/\omega\}$, где $\{\dots\}$ означает дробную часть числа. В то же время состояния (10) классифицируются по начальной энергии электрона. Такие состояния являются одновременно

и квазиэнергетическими. Одной квазиэнергии соответствует бесконечное число состояний, взявшихся из разных энергий.

Обращение кондактанса в нуль связано с точным обращением в нуль коэффициента прохождения. Поскольку в резонансе яма полностью отражает электроны, в этих условиях система обладает бесконечным сопротивлением. По аналогии с кулоновской блокадой явление можно назвать «высокочастотной» блокадой.

Рассмотрим высокочастотную блокаду в пределе $v \rightarrow 0$. При таком малом потенциале для типичных значений $p_n \approx \sqrt{2n\omega}$ коэффициенты волновой функции t_n убывают пропорционально степеням v . Исключением является коэффициент t_{-2} при достаточно малом p_{-1} . Выпишем уравнения для t_{-1} и t_{-2} :

$$\begin{aligned} (p_{-1} + iu)t_{-1} - \frac{v}{2}t_{-2} &= 0, \\ (p_{-2} + iu)t_{-2} + \frac{v}{2}(t_{-1} - t_{-3}) &= 0. \end{aligned} \tag{12}$$

Мелкий уровень возникает вблизи $E = \omega$. При этом $p_{-2} \approx i\sqrt{2\omega}$. Считая, что $t_{-3} \ll t_{-1}$ (в этом можно убедиться, используя найденное решение и следующие уравнения), получаем

$$E = \omega - \frac{(u - v^2/4\sqrt{2\omega})^2}{2}.$$

Высокочастотная блокада существует при $u < v^2/4\sqrt{2\omega}$. В частности, в эту область попадает локализованный уровень в стационарной яме вида дельта-функции ($v = 0, u < 0$). При $u = 0$ уровень отстоит от границы зоны на $v^4/64\omega$.

Систему (11) при заданной квазиэнергии можно трактовать в качестве задачи на собственные значения величины v^{-1} . На рис. 2 приведена зависимость локальных квазиуровней от v при $u = 0$, найденная из численного решения системы (11). Из результатов видно, что при малом v существует всего один резонанс идеального отражения. В пределе $v \rightarrow 0$ поведение уровня соответствует ожидаемому аналитически. В отличие от задачи с постоянным потенциалом в виде дельта-функции при $v \neq 0$, число резонансов в случае идеального отражения больше или равно единице. При увеличении амплитуды колебаний число резонансов увеличивается.

Очередные уровни энергии возникают при некоторых критических значениях, приближенно описываемых выражением $v_n = 2\sqrt{2n\omega}$, с увеличением v отщепляясь от границы квазиэнергетической зоны $E = \omega$. Вблизи точек v_n при $n > 0$ зависимость уров-

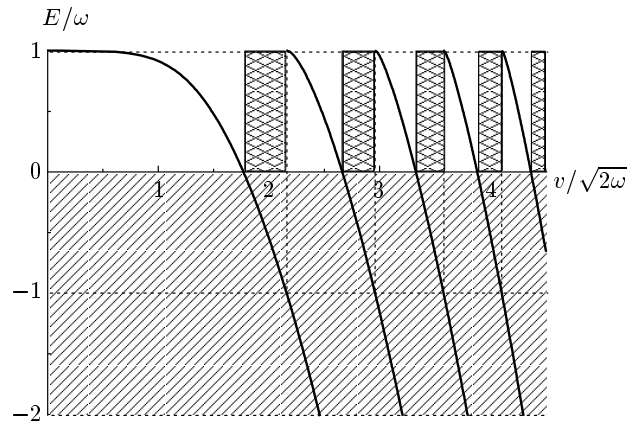


Рис. 2. Зависимость энергии резонанса идеального отражения от амплитуды переменного сигнала v . Для удобства зависимость приведена в схеме расширенных зон. В схеме приведенных зон все энергии нужно привести к области $0 < E < \omega$. Вертикальные штриховые линии отмечают значения v , при которых возникают очередные резонансы. Эти значения совпадают с точками пересечения предыдущими уровнями границы $E = -\omega$. Штриховкой помечена нефизическая область отрицательных энергий, которой соответствует мнимое значение импульса налетающей и отраженной частиц. Двойной штриховкой помечены «запрещенные зоны» по величине v , в которых отсутствуют нули кондактанса

ней энергии от v касается прямой $E = \omega$, подчиняясь закону

$$E = \omega [1 - n(2/\omega)^{3/4}(v - v_n)^{3/2}].$$

Все кривые приблизительно эквидистантны в координатах $v^2/2\omega$.

Согласно рис. 1, резонансы идеального отражения существуют только при $E < \omega$. Положение найденных резонансов на рис. 2 соответствует нулям кондактанса на рис. 1.

В соответствии с рис. 2, нули кондактанса существуют не для всех v : имеются «запрещенные зоны» по этой величине. Подчеркнем, что высокочастотная блокада не связана со взаимодействием электронов, в отличие от кулоновской. Важно также заметить, что обращение в нуль кондактанса возникает только в пространственно-симметричной системе.

2.3. Кондактанс и фототок в структуре с двумя дельта-функциями

Является ли высокочастотная блокада свойством, присущим только дельта-образной яме? Для

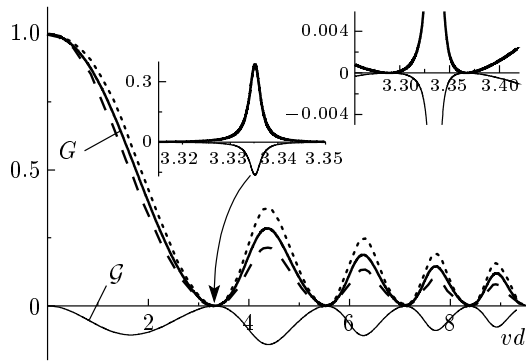


Рис. 3. Зависимости кондактанса (жирная линия) и производной от фототока по химическому потенциалу (тонкая линия) в единицах G_0 от амплитуды колебаний в структуре из двух дельта-функций. Штриховая и пунктирная линии соответствуют величинам T^{\rightarrow} и T^{\leftarrow} . На вставках показана окрестность нулей кондактанса с различным увеличением. Параметры задачи: $\omega = 5$, $p_F = \pi/2d$, $\varphi = \pi/2$, $u_1 = u_2 = 0$, $v = v_1 = v_2$

ответа на этот вопрос рассмотрим систему из двух колеблющихся дельта-функций. Эта система была предметом изучения в качестве простейшего примера квантового насоса [11, 12]. В настоящей работе мы остановимся на области сильного внешнего поля, где возможна блокада.

На рис. 3 изображены зависимости кондактанса G и производной от фототока по химическому потенциалу \mathcal{G} от амплитуды колебаний потенциалов $v = v_1 = v_2$ при $u = 0$. При грубом разрешении зависимость G весьма похожа на зависимость в случае одной дельта-функции (рис. 1). Обе величины G и \mathcal{G} испытывают осцилляции, обращаясь в нуль в одних и тех же точках. При этом, в отличие от случая одной дельта-функции, величина \mathcal{G} отлична от нуля, так как в системе отсутствует пространственная симметрия.

Хотя картина и меняется с изменением параметров $u_{1,2}$, $v_{1,2}$, p_F , наличие и положение нулей слабо зависит от них. Однако ситуация меняется в окрестности нулей грубой картины. На вставках к рис. 3 изображена тонкая структура окрестности нулей.

В симметричном случае на месте нуля возникает очень узкий пик, окруженный двумя нулями величин G и \mathcal{G} . Возникновение такой структуры можно понять из следующих соображений. При наличии двойной ямы локальные квазиэнергетические состояния должны расщепляться. Их расщепление экспоненциально мало по параметру расстояния между ямами, умноженному на импульс (мнимый), соответ-

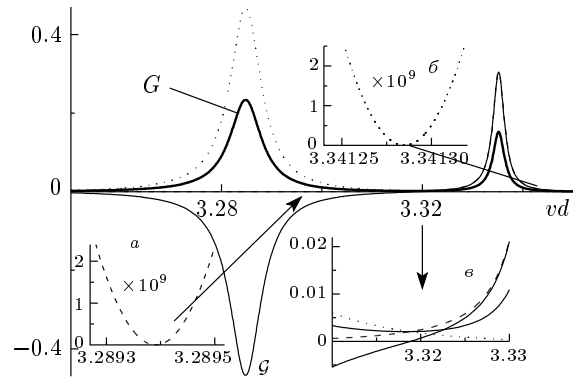


Рис. 4. Та же область, что и на вставках к рис. 3, при наличии слабой асимметрии потенциалов. Параметры $v = v_1 = v_2 - 0.1/d$, остальные параметры те же, что и на рис. 3. При этих значениях параметров основная картина не изменяется, но окрестность нулей претерпевает значительные изменения: T^{\rightarrow} имеет только пик, расположенный в правой части основного рисунка, а T^{\leftarrow} — пик слева. Нули T^{\rightarrow} и T^{\leftarrow} (вставки *a*, *б*) оказываются расположенными в разных точках, не совпадающих с точкой, в которой $T^{\rightarrow} = T^{\leftarrow}$ (вставка *в*)

ствующий квазиэнергии. Это порождает типичное поведение стационарного тока: он обращается в нуль вблизи локального уровня одиночной ямы, который расщепляется на два близко расположенных нуля; расщепление вызывается взаимодействием состояний. Отметим, что при выбранном импульсе Ферми удовлетворяются условия двойного резонанса, так как между дельта-функциями укладывается точно половина длины волны. Поэтому при амплитуде, соответствующей полному отражению, каждая яма выступает как непроницаемая и электронные состояния между ними квантуются. В результате возникают исключительно узкие резонансы. Конечность их ширины и конечность сквозного тока (связанного с резонансным туннелированием) определяются слабым перекрытием локализованных состояний.

Кроме расщепления нулей за счет взаимодействия состояний, может быть расщепление, вызванное асимметрией системы. Мы исследовали влияние асимметрии потенциала. Действительно, даже небольшое отличие u_1 от u_2 , как и v_1 от v_2 , приводит к расщеплению пика и дополнительному расщеплению нулей. Рисунок 4 показывает, как влияет на окрестность нулей слабое отличие v_1 от v_2 , а именно $v_1 = v = v_2 - 0.1/d$. Грубая картина (основная часть рис. 3) при таком изменении параметров не меняется. Однако окрестность нулей изменяется

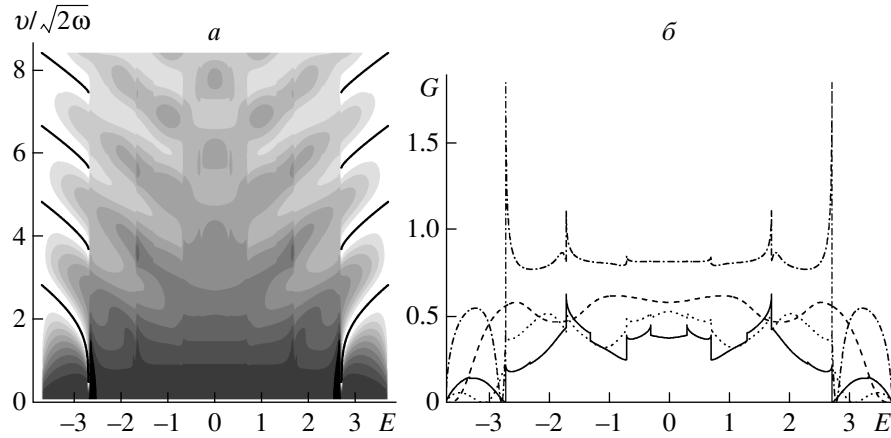


Рис. 5. *a* — Карта уровней кондактанса (в единицах G_0) в модели сильной связи как функция энергии Ферми (в единицах ω) и параметра v при $u = 0$, $\Delta = 3.7$. Уровни изменяются эквидистантно от < 0.1 (белый цвет) до ≥ 1 (черный). Линия нулей кондактанса изображена черным цветом. *б* — Зависимость кондактанса от энергии Ферми при $\Delta = 3.7$, $u = 0$ для величин $v = \sqrt{2}$ (штрих-пунктирная линия), $2\sqrt{2}$ (штриховая), $3\sqrt{2}$ (пунктирная), $4\sqrt{2}$ (сплошная)

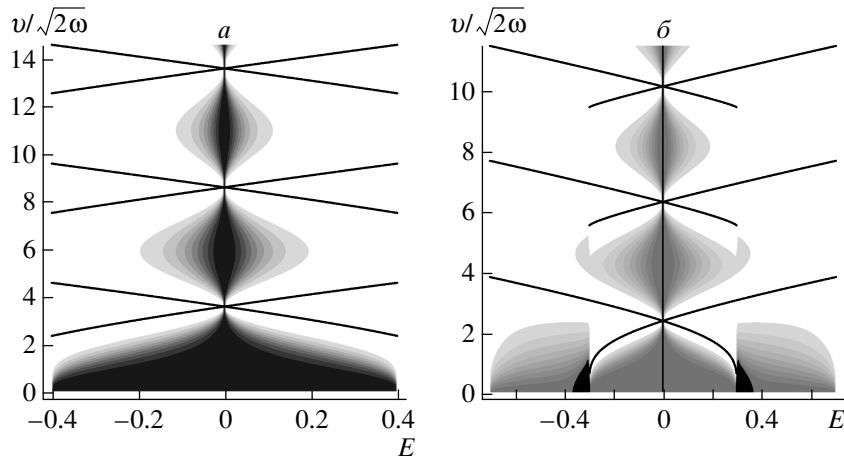


Рис. 6. Карта уровней кондактанса при $u = 0$, $\Delta = 0.4$ (*a*), 0.7 (*б*). Диапазон уровней такой же, как на рис. 5

весьма существенно. Эта окрестность, в отличие от рис. 3, содержит два пика. Величины T^{\rightarrow} и T^{\leftarrow} начинают обращаться в нуль при разных значениях v . Таким образом, при соответствующих параметрах система из двух дельта-функций оказывается «одно-сторонним идеальным зеркалом». По этой причине кондактанс не обращается в нуль. Величина \mathcal{G} обращается в нуль в точке, где совпадают T^{\rightarrow} и T^{\leftarrow} . Кроме того, пики кондактанса оказываются несимметричными.

Общим свойством зависимостей фототока и кондактанса от переменного сигнала в двухъямной структуре является наличие нулей обеих величин. Эти нули появляются из-за возникновения локаль-

ных уровней энергии, как и в задаче с одной ямой. Однако ток имеет более сложное поведение.

3. МОДЕЛЬ ТРЕХМЕРНОГО КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩЕГО ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ЦЕНТРА

Другим вариантом задачи о колеблющемся потенциале является короткодействующая примесь с колеблющимся уровнем. Рассмотрим трехмерную систему с граничным условием на волновую функ-

цию:

$$\frac{\partial(\psi r)}{\partial r} = (u + v \sin(\omega t))(\psi r)|_{r \rightarrow 0}. \quad (13)$$

Состояния рассеяния с волной, падающей вдоль оси x , в такой задаче могут быть записаны в виде

$$\psi = e^{-iet} \left(e^{ipx} + \sum_n t_n \frac{e^{ip_n r}}{p^r} e^{-in\omega t} \right).$$

Полное сечение рассеяния равно

$$\frac{4\pi}{p^3} \sum_{n \geq 0} p_n |t_n|^2.$$

Нетрудно видеть, что коэффициенты t_n описываются системой уравнений (5). В частности, $t_n = 0$ при $n \geq 0$, если удовлетворяются уравнения (11), т. е. при тех же уровнях квазиэнергии, при которых выполняются (11). Эти состояния соответствуют отсутствию рассеяния на короткодействующем потенциале.

4. МОДЕЛЬ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ С ОДИНОЧНЫМ ОСЦИЛЛИРУЮЩИМ АТОМОМ

Еще одна модификация задачи состоит в одномерной модели сильной связи с колеблющимся во времени уровнем одного из атомов:

$$i\dot{a}_m - \delta_{m,0}(\tilde{u} + \tilde{v} \sin(\omega t))a_0 + \frac{\Delta}{2}(a_{m+1} + a_{m-1}) = 0. \quad (14)$$

Здесь $a_n(t)$ — амплитуда вероятности на n -м атоме в момент времени t . Будем искать решение задачи о прохождении через колеблющийся узел в виде

$$\begin{aligned} a_{m \leq 0} &= \sum_n (\delta_{n,0} e^{ip_n m} + r_n e^{-ip_n m}) e^{-i(E+n\omega)t}, \\ a_{m \geq 0} &= \sum_n t_n e^{ip_n m} e^{-i(E+n\omega)t}. \end{aligned} \quad (15)$$

В отличие от рассмотренной проблемы (5), число каналов прохождения и отражения ограничено. В частности, при $\omega > 2\Delta$ существует только упругий канал.

Для t_n получаем уравнение (5) с

$$p_n = \sqrt{\frac{\Delta^2 - (E + n\omega)^2}{\Delta}}, \quad u = \frac{\tilde{u}}{\sqrt{\Delta}}, \quad v = \frac{\tilde{v}}{\sqrt{\Delta}}.$$

При этом внутри разрешенной зоны, когда $-\Delta < E + n\omega < \Delta$, считается, что $p_n > 0$, а в запрещенной зоне $\text{Im} p_n > 0$. Решение этой задачи аналогично решению задачи (1).

На рис. 5, 6 изображен рельеф кондактанса как функции энергии Ферми и амплитуды колебаний уровня атома при $u = 0$ и трех типичных значениях интеграла перекрытия $\Delta = 0.4, 0.7, 3.7$. Симметрия относительно оси $E = 0$ обусловлена электронно-дырочной симметрией модифицированных уравнений (15). Негладкая структура линий уровня отражает наличие резонансов прохождения — фотонных повторений краевых особенностей (см. рис. 5б).

Жирными линиями на рис. 5, 6 отмечены резонансы идеального отражения. Условия для резонансов получаются, если положить равными нулю все коэффициенты t_n , для которых энергия попадает в разрешенную зону, $-\Delta < E + n\omega < \Delta$. Если $\omega < 2\Delta$, этому удовлетворяет, помимо $n = 0$, по крайней мере, еще одно значение n . Потребовав равенства нулю t_1 или t_{-1} , мы добиваемся обращения в нуль всех t_n соответственно при $n \geq 1$ или $n \leq -1$. Оставшаяся цепочка удовлетворяет уравнениям (11) или эквивалентным при $n \geq 1$.

При $\omega > 2\Delta$ только состояние $n = 0$ является распространяющимся. Требование $t_0 = 0$ приводит к условию $t_1 - t_{-1} = 2p_0/v$. Формально это условие связывает цепочки t_n с $n > 0$ и $n < 0$. Однако, предположив, что либо $t_1 = 0$, либо $t_{-1} = 0$, получаем для $n < -1$ или $n > 1$ независимые однородные системы уравнений, которые совпадают при $E = 0$. Таким образом, при $E = 0$ состояния оказываются двукратно вырожденными; из-за симметрии относительно замены $E \leftrightarrow -E$ линии нулей симметрично пересекаются в точках $E = 0$. Это соображение остается справедливым уже при $\omega > \Delta$.

При $\Delta = 3.7$ частота мала по сравнению с шириной разрешенной зоны. В этом случае поведение кондактанса в окрестности $\pm\Delta$ аналогично задаче (1), так как в переходах замешаны только состояния вблизи границ зоны, описываемые моделью эффективной массы для свободного электрона (дырки). Нули кондактанса достигаются только в областях ширины ω вблизи границ спектра, а в остальных областях кондактанс как функция энергии осциллирует, не достигая нуля.

При $\Delta = 0.4$ частота велика по сравнению с шириной разрешенной зоны энергии и область существования нулей перекрывает всю разрешенную зону. Нули расположены почти эквидистантно: это легко понять, если пренебречь малым значением Δ . Получающееся уравнение эквивалентно уравнению

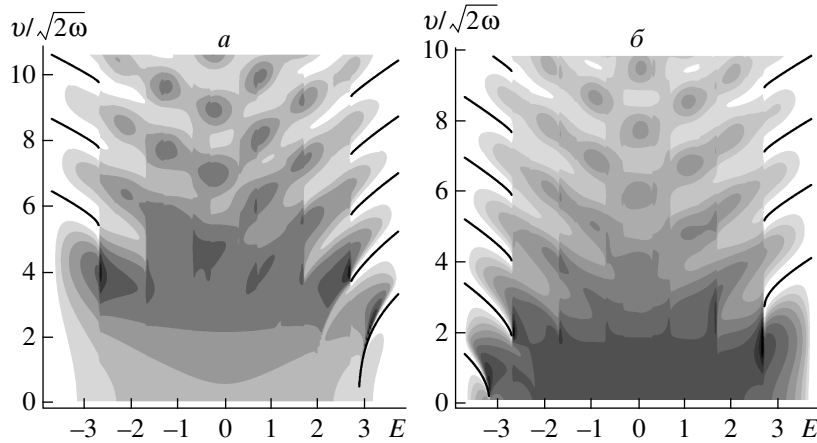


Рис. 7. То же, что на рис. 5, при $u = 3$ (а), -1 (б)

для штарковской лестницы в модели сильной связи, если считать n номером узла, ω — электрическим полем, умноженным на расстояние между узлами, а Δ — интегралом перекрытия. При $\Delta = 0.7$ частота превышает полуширину разрешенной зоны; это приводит к пересечению линий резонансов идеального отражения, но они имеют точки окончания²⁾.

Включение конечной величины u приводит к деформации зависимости кондактанса от v и энергии (рис. 7). При этом симметрия по E не сохраняется, что соответствует модифицированной системе уравнений (5).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что присутствие переменной во времени ямы приводит в резонансных условиях к полной блокаде переноса через одномерную структуру, в частности, кондактанса и частичного вклада электронов на поверхности Ферми в стационарный ток. Эти нули играют определяющую роль в зависимости кондактанса и стационарного тока от параметров системы. Подчеркнем, что колеблющаяся потенциальная яма выступает в роли идеального зеркала или (с точки зрения электрических свойств) идеального изолятора. Одним из следствий этого может являться возникновение почти локализованных состояний на

²⁾ Отметим также, что при $\omega > \Delta$ состояние $E = 0$ при любом v является безотражательным состоянием. Линии резонансов идеального отражения пересекаются между собой и с безотражательным состоянием при $E = 0$, так что точки пересечения являются для кондактанса существенно особыми.

фоне непрерывного спектра. Так, в частности, происходит в двухъямных структурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16398), Программы для поддержки научных школ РФ (грант № НШ-4500.2006), Президента РФ (грант № МК-8112.2006.2) и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. P. F. Bagwell and R. K. Lake, Phys. Rev. B **46**, 15329 (1992).
2. M. Wagner, Phys. Rev. A **51**, 798 (1995).
3. W. Li and L. E. Reichl, Phys. Rev. B **60**, 15732 (1999).
4. D. F. Martinez and L. E. Reichl, Phys. Rev. B **64**, 245315 (2001).
5. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, and D. G. Baksheev, Phys. Rev. B **53**, 4672 (1996).
6. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, and D. G. Baksheev, Phys. Rev. B **54**, 13452 (1996).
7. D. J. Thouless, Phys. Rev. B **27**, 6083 (1983).
8. P. W. Brouwer, Phys. Rev. B **58**, R10135 (1998).
9. M. Moskalets and M. Büttiker, Phys. Rev. B **66**, 205320 (2002).
10. S. W. Kim, Int. J. Mod. Phys. B **18**, 3071 (2004).
11. Л. С. Брагинский, М. М. Махмудиан, М. В. Энтин, ЖЭТФ **127**, 1046 (2005).
12. M. M. Mahmoodian, L. S. Braginsky, and M. V. Entin, Phys. Rev. B **74**, 125317 (2006).
13. M. M. Mahmoodian and M. V. Entin, Europhys. Lett. **77**, 67002 (2007); E-print archives, cond-mat/0610832.