

## КУЛОНОВСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО ЗАРЯДА И АНОМАЛЬНАЯ ТУННЕЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ

Л. А. Манакова\*

Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 сентября 1998 г.

Рассмотрено влияние экранированного кулоновского взаимодействия между металлическими электронами в берегах и локализованным электроном на примесном уровне на процессы туннелирования в допированных квантовых структурах с собственным двумерным континуумом. Показано, что нефермижидкостная махановская особенность на уровне Ферми неустойчива относительно дополнительного рассеяния, обусловленного туннелированием. В результате при сближении уровня Ферми берегов и края двумерной зоны имеет место качественное изменение вольт-амперной характеристики: пик с участком отрицательного дифференциального сопротивления, отвечающий нефермижидкостной особенности, заменяется на ступеньку или двухступенчатую структуру, которые соответствуют одиночному или расщепленному фермижидкостному резонансу, возникающему вблизи края  $2D$ -зоны в процессе туннелирования.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время среди физических реализаций нефермижидкостного поведения наиболее интенсивно экспериментально и теоретически изучаются обобщенные варианты примесной модели Андерсона, а также многоканальные, как спиновые, так и орбитальные, кондо-модели, в частности, прототип всех примесных нефермижидкостных моделей — двухканальная кондо-модель (см., например, обзор [1]).

Туннельные эксперименты дают возможность прямого наблюдения нефермижидкостных эффектов в подобных системах по особенностям вольт-амперных характеристик [2]. По этой причине изучение туннельных спектров примесных систем с нефермижидкостным основным состоянием имеет принципиальное значение. Реально, по-видимому, наблюдать переходы (кроссовер) из нефермижидкостного в фермижидкостное состояние, поскольку нефермижидкостное состояние неустойчиво относительно любых возмущений, снимающих вырождение по орбитальным или спиновым степеням свободы.

В частности, в двухканальной орбитальной (квадрупольной) кондо-модели ранее были известны два механизма неустойчивости нефермижидкостного состояния. Во-первых, неустойчивость относительно искажений примесного центра, понижающих его симметрию (эффект или псевдоэффект Яна—Теллера) [3], которые приводят к снятию орбитального вырождения примесного уровня и, соответственно, возвращают систему к фермижидкостному поведению при низких температурах.

\*E-mail: manakova@kurm.polyn.kiae.su

Второй механизм [4] описывал неустойчивость нефермижидкостного состояния относительно анизотропии каналов рассеяния (напомним, что в двухканальной орбитальной кондо-модели индексам каналов рассеяния отвечают две проекции физического спина электрона). Анизотропия каналов возникает во внешнем магнитном поле, и соответствующий кроссовер от нефермижидкостного к фермижидкостному состоянию наблюдался в работе [2].

В работах [5, 6] было показано, что в туннельных структурах возникает новый механизм неустойчивости нефермижидкостного состояния. В [5, 6] рассматривались механизмы туннелирования в допированных квантовых структурах с собственным двумерным континуумом. Для вырожденного примесного уровня была описана новая физическая реализация двухканальной орбитальной кондо-модели и получен переход из нефермижидкостного в фермижидкостное состояние, имеющий место при варьировании расстояния между уровнем Ферми и краем двумерной зоны, а также глубины примесного уровня.

Физической причиной перехода является существование фермижидкостных резонансов вблизи края двумерной зоны. Резонансы формируются в процессе туннелирования из-за рассеяния квазидвумерных электронов из дефектного слоя квантовой структуры на нефермижидкостных возбуждениях с уровня Ферми берегов. При этом сам примесный уровень является глубоким и не находится в резонансе с уровнем Ферми в берегах.

Таким образом, в [5, 6] была доказана неустойчивость нефермижидкостного состояния относительно примесного рассеяния (как резонансного, так и потенциального), которое в рассмотренной задаче порождается туннелированием.

Вклад краевых резонансов в туннельный ток много больше величины тока в нефермижидкостном состоянии. По этой причине описанной неустойчивости нефермижидкостного состояния отвечает аномальное увеличение туннельных прозрачности и тока.

Ключевая роль двумерного континуума в механизмах туннелирования в допированных квантовых структурах была впервые продемонстрирована в работах [7, 8].

Давно и хорошо известным примером систем с нефермижидкостными возбуждениями на уровне Ферми [9, 10] являются системы с кулоновским взаимодействием между локализованным электроном на невырожденном примесном уровне и металлическими электронами. В работе [11] кулоновское взаимодействие локализованного электрона на примесном уровне с металлическими электронами в берегах рассматривалось в задаче о туннелировании через резонансный уровень под барьером. В этом случае при доминирующей роли махановского резонанса на уровне Ферми [12] имеет место характерная степенная зависимость тока от напряжения с участком отрицательного дифференциального сопротивления.

В настоящей работе рассмотрено влияние экранированного кулоновского взаимодействия между металлическими электронами в берегах и локализованным электроном на невырожденном примесном уровне на процессы туннелирования в допированных квантовых структурах с собственным двумерным континуумом.

Показано, что механизмы туннелирования в квантовой структуре с собственным двумерным континуумом качественным образом меняются как по сравнению с задачей о туннелировании через резонансный уровень под барьером [11], так и по сравнению с задачей, в которой нефермижидкостное состояние порождается двухканальным орбитальным кондо-рассеянием [5, 6]. Существенным для эксперимента результатом

является то, что при сближении уровня Ферми берегов и края двумерной зоны имеет место качественное изменение вольт-амперной характеристики: пик с участком отрицательного дифференциального сопротивления, отвечающий нефермижидкостной махановской особенности на уровне Ферми, заменяется на ступеньку или двухступенчатую структуру, которые описывают вклад в туннельный ток фермижидкостных краевых резонансов.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1. Рассмотрим квантовую структуру с энергетическим профилем двухбарьерной квантовой ямы (DBQW) типа слоистых структур GaAlAs/GaAs/GaAlAs, у которых внутренний слой GaAs образует квантовую яму с собственным двумерным континуумом пространственно-квантованных зонных состояний.

Примесь переходного металла рождает глубокий уровень с энергией  $E_d$  в запрещенной зоне внутреннего слоя DBQW. Этот слой имеет также двумерный континуум с законом дисперсии  $\varepsilon_{k_\perp}$ . Рассматривается ситуация, когда уровень Ферми в берегах находится в окрестности дна зоны проводимости внутреннего слоя. Гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_{00} + H_t + H_{int}, \quad (1)$$

где  $H_{00} = H_{00}^\nu + H_{00}^d + H_{00}^c$  — гамильтониан независимых берегов и ямы.

Туннельный гамильтониан для рассматриваемой системы записывается в виде

$$H_t = H_{td} + H_{tc} = \sum_{k\nu\sigma} (T_{kd}^\nu a_{k\nu\sigma}^+ d_\sigma + \text{H.c.}) + \sum_{k\nu\sigma} \sum_{k'_\perp} (T_{kk'_\perp}^\nu a_{k\nu\sigma}^+ c_{k'_\perp\sigma} + \text{H.c.}). \quad (2)$$

Операторы  $a_{k\nu\sigma}$  описывают электронные состояния в левом ( $L$ ) и правом ( $R$ ) берегах туннельного контакта. Операторам  $d_\sigma$  и  $c_{k_\perp}$  в яме отвечают волновые функции гибридных локализованных  $\psi_d(\mathbf{r})$  и зонных  $\Psi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r})$  состояний [13].

Туннельные матричные элементы в (2) имеют вид

$$T_{kd}^\nu = B(\mathbf{k}_\perp) T_d^\nu(k_i), \quad T_{kk'_\perp}^\nu = (T_0^\nu(k_i) \delta_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp} + T_{kc}^\nu B(\mathbf{k}'_\perp)), \quad (3)$$

$$T_{kc}^\nu = T_c^\nu(k_i) B(\mathbf{k}_\perp).$$

Здесь  $B(\mathbf{k}_\perp) = V_{k_\perp d} / (E_d - \varepsilon_{k_\perp})$ ,  $V_{k_\perp d}$  — матричный элемент гибридизации в яме. В (3)  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp$ ,  $k_i$  и предполагалось, что продольное и поперечное движения электронов в берегах разделены:  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{k_\perp} + \varepsilon_{k_i}$ , вследствие чего примесный вклад в  $T_{kk'_\perp}^\nu$  оказывается сепарабельным, что позволяет получить точное решение туннельной задачи.

«Затравочное» туннелирование между берегами и ямой, которому отвечает член с  $T_0^\nu(k_i)$  в  $T_{kk'_\perp}^\nu$ , определяет перестройку спектра вблизи края двумерной зоны в яме. В этой области формируются затухающие краевые состояния (evanescent states) [7], спектр которых при  $\varepsilon - \varepsilon_c < \gamma_0 \ll W_c$  описывается плотностью состояний:

$$\rho_c(\varepsilon) = \frac{\rho_{0c}}{\pi} \left[ \arctg \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\gamma_0} - \arctg \frac{\varepsilon - W_c}{\gamma_0} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_{0c}$  — пороговая плотность состояний невозмущенной  $2D$ -зоны,  $\varepsilon_c$ ,  $W_c \sim \rho_{0c}^{-1}$  — соответственно край и ширина  $2D$ -зоны,  $\gamma_0 \sim \sum_{\nu} |T_0^{\nu}(\varepsilon_c)|^2 \rho_{0\nu}$ ,  $\rho_{0\nu} \sim W_a$  — соответствующая туннельная ширина,  $W_a$  — ширина зоны проводимости в берегах.

Таким образом, в актуальной области энергий в туннельном гамильтониане  $H_{tc}$  остается только примесный член, пропорциональный  $T_c^{\nu}(k_l)$  в (3), но плотность состояний  $2D$ -континуума определяется выражением (4).

Туннельный гамильтониан  $H_t$  может быть преобразован к «однозонному» виду удобно при рассмотрении взаимодействий. Это делается с помощью линейного преобразования

$$a_{k\sigma} = u_k a_{kL\sigma} + v_k a_{kR\sigma}, \quad b_{k\sigma} = u_k a_{kR\sigma} - v_k a_{kL\sigma}, \quad (5)$$

$$u_k = \frac{T_{kd}^L}{[(T_{kd}^L)^2 + (T_{kd}^R)^2]^{1/2}}, \quad u_k^2 + v_k^2 = 1.$$

Непосредственно проверяется, что в новом представлении, как с локализованным состоянием, так и с двумерным континуумом, гибридизуются квазичастицы только одного сорта с операторами  $a_{k\sigma}$ .

Преобразованный туннельный гамильтониан  $H_t^{(a)}$  получается из  $H_t$  в (2) с помощью замен:

$$a_{k\nu\sigma}^+ \rightarrow a_{k\sigma}, \quad T_{kd}^{\nu} \rightarrow T_{kd}^a = [(T_{kd}^L)^2 + (T_{kd}^R)^2]^{1/2},$$

$$T_{kk'_\perp}^{\nu} \rightarrow T_{kk'_\perp}^a = T_{kk'_\perp}^L u_k + T_{kk'_\perp}^R v_k.$$

Законы дисперсии в берегах считаются одинаковыми:  $\varepsilon_k^L = \varepsilon_k^R = \varepsilon_{ka}$ . Поскольку в туннельный гамильтониан входят только состояния  $a_{k\sigma}$ , для них определяется и гамильтониан взаимодействия  $H_{int}$ .

2. Источниками особенностей в актуальной области энергий вблизи края  $2D$ -зоны являются член  $H_{tc}$  из туннельного гамильтониана, а также взаимодействие  $H_{int}$  электронов в берегах с примесным состоянием в яме. В соответствии с формализмом, развитым в работах [5–7], диагонализацию гамильтониана в (1) удобно провести в два этапа. На первом этапе диагоналируем гамильтониан  $H_0 = H_{00} + H_{int}$  и получим многочастичные возбуждения на уровне Ферми в берегах. Затем учтем обусловленное туннелированием  $H_t$  дополнительное рассеяние квазидвумерных электронов из ямы на этих возбуждениях.

В настоящей работе в качестве  $H_{int}$  рассматривается экранированное кулоновское взаимодействие, обусловленное поляризацией металлических электронов в берегах из-за процессов перезарядки примесного состояния, индуцированных туннелированием. Записывая  $H_{int}$  через парциальные состояния  $a_{k\mu\sigma}$ , которые для  $d$ -примеси вводятся с помощью соотношения

$$a_{k\sigma} = \sum_{\mu} a_{k\mu\sigma} K_{d\mu}(\Omega_k),$$

где  $K_{d\mu}(\Omega_k)$  — кубические гармоники телесного угла  $\Omega_k$ ,  $\mu$  — номер строки неприводимого представления точечной группы, получим

$$H_{ee} = \sum_{kk'\sigma} \sum_{\mu} V_{\mu}(kk') a_{k\mu\sigma}^+ a_{k'\mu\sigma} d^{\dagger} d. \quad (6)$$

Как показано в [8], взаимодействие  $H_{ee}$  порождается как туннелированием  $T_{kd}^a$ , так и туннелированием  $T_0^a(k_l)$  между берегами и  $2D$ -континуумом. Второй механизм есть одно из проявлений существования «блоховского хвоста» у примесной волновой функции. А именно, перезарядка блоховских состояний вблизи края  $2D$ -зоны порождает флуктуации заряда на глубоком уровне и, соответственно, взаимодействие типа (6).

Взаимодействие (6) является основным в так называемом некондовском режиме, когда отсутствует обменное рассеяние. Для  $d$ -уровня такая ситуация может иметь место в случае, когда орбитальное и спиновое вырождения уровня полностью снимаются за счет совместного действия кристаллических полей, ян-теллеровских искажений и правила Хунда.

Как известно [9, 11], решение задачи с кулоновским взаимодействием включает в себя описание двух процессов разной физической природы, которые приводят к инфракрасным расходимостям в функциях Грина и в туннельных характеристиках. Первый процесс — рассеяние электронов проводимости на потенциале

$$\sum_{kk'\sigma} \sum_{\mu} V_{\mu}(kk') a_{k\mu\sigma}^+ a_{k'\mu\sigma},$$

действующем в течение конечного промежутка времени. Это рассеяние всегда дает расходимость в функции Грина  $G_{kk'}(\varepsilon)$  электронов проводимости, которая соответствует «махановскому» резонансу на уровне Ферми [12]. Второй процесс связан с «катастрофой ортогональности»: даже слабый потенциал, обусловленный флуктуациями заряда на примесном уровне, перестраивает многочастичную волновую функцию электронов проводимости так, что она становится почти ортогональна начальной волновой функции. Этот процесс, отвечающий также эффективному уширению примесного уровня, приводит к размытию махановского резонанса в спектре электронов проводимости (см. [9]).

Ниже нам понадобится электронная плотность состояний в берегах:

$$\rho_{a\mu}(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_k G_{kk}(\varepsilon) \equiv -\frac{1}{\pi} \text{Im} G(\varepsilon), \quad \varepsilon > 0,$$

где  $G(\varepsilon)$  — просуммированная по импульсам функция Грина металлических электронов, рассеивающихся на внезапно включающемся (при  $t = 0$ ) потенциале. Эта функция была вычислена в работе [9], и она имеет вид

$$G(\varepsilon) = i\rho_{0a} \exp(i\pi\alpha_{\mu}) \Gamma(\alpha_{\mu}) \left(\frac{\varepsilon_F}{\varepsilon}\right)^{\alpha_{\mu}}, \quad \alpha_{\mu} = \frac{2\delta_{\mu}}{\pi}, \quad (7)$$

соответственно, плотность состояний равна

$$\rho_{a\mu}(\varepsilon) = A_{\mu} \rho_{0a} \left(\frac{\varepsilon_F}{\varepsilon}\right)^{\alpha_{\mu}}, \quad A_{\mu} = (1/\pi) \sin(\pi\alpha_{\mu}) \Gamma(\alpha_{\mu}). \quad (8)$$

Здесь  $\rho_{0a} \sim \varepsilon_F^{-1}$  — плотность состояний на уровне Ферми для невзаимодействующих электронов,  $\Gamma(\alpha)$  — гамма-функция,  $\delta_{\mu}$  — фазовый сдвиг в канале рассеяния  $\mu$ .

Напомним здесь также, что при  $\alpha_{\mu} \rightarrow 0$  последний множитель в (7), (8) должен быть записан более аккуратно, а именно, как

$$[(\varepsilon_F/\varepsilon)^{\alpha_{\mu}} - 1],$$

при этом плотность состояний принимает вид

$$\rho_{\alpha\mu}(\varepsilon) \sim \rho_{0\alpha} \alpha_{\mu} \ln \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon},$$

и особенность в собственно-энергетических функциях (см. ниже) и, соответственно, в  $T_0(z)$  на уровне Ферми исчезает.

Функция Грина  $G_d(z)$  локализованного состояния имеет также хорошо известный вид [9], определяемый перестройкой ферми-моря примесным потенциалом

$$G_d(z) \sim \frac{1}{(\varepsilon_F)^{\alpha_d} (z - \bar{E}_d)^{1-\alpha_d}}, \quad \alpha_d = 2 \sum_{\mu} \left( \frac{\delta_{\mu}}{\pi} \right)^2, \quad \alpha_d \ll \frac{\gamma_d}{|\varepsilon_d|} \ll 1, \quad (9)$$

$$\bar{E}_d = E_d + \Sigma_d(\bar{E}_d) \equiv \varepsilon_d + i\gamma_d, \quad \Sigma_d(\bar{E}_d) \approx \sum_{\mu} |T_{k_F d \mu}^a|^2 \rho_{0\alpha} \left( \frac{\varepsilon_F}{\bar{E}_d - \varepsilon_c} \right)^{\alpha_{\mu}}. \quad (10)$$

Для случая глубокого уровня, который рассматривается в настоящей работе, выполняются соотношения  $|\varepsilon_d| \equiv \varepsilon_c - \varepsilon_d \sim \varepsilon_F$ ,  $\gamma_d \ll |\varepsilon_d|$ .

Элементарными возбуждениями на уровне Ферми, которые описываются функцией Грина (7), являются бозоноподобные электрон-дырочные пары [10].

### 3. ОБЩЕЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ И ЕЕ ОСОБЕННОСТИ

1. Рассмотрим дополнительное рассеяние квазидвумерных электронов дефектного слоя на электрон-дырочных парах с уровня Ферми в берегах, обусловленное туннельным членом  $H_{tc}$ .

Как было показано в [5–7], матрица рассеяния  $\mathcal{T}_{\sigma}^{cc}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}; z)$  для электрона внутри ямы определяется из функции Грина  $G_{cc}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}; z)$ :

$$G_{\sigma}^{cc}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}; z) = \delta_{\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}} G_{0\mathbf{k}_{\perp}}(z) + G_{0\mathbf{k}_{\perp}}(z) \mathcal{T}_{\sigma}^{cc}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}; z) G_{0\mathbf{k}'_{\perp}}(z) \quad (11)$$

и выражение для нее имеет вид

$$\mathcal{T}_{\sigma}^{cc}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{k}'_{\perp}; z) = \frac{T_0(z)}{1 - T_0(z) J_c(z)} B(\mathbf{k}_{\perp}) B^*(\mathbf{k}'_{\perp}), \quad (12)$$

$$T_0(z) = |\Sigma_{dc}(z)|^2 G_{d\sigma}(z) + \Sigma_{cc}(z). \quad (13)$$

В (11) использованы обозначения:  $G_{0\mathbf{k}_{\perp}}(z) = [z - \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_{\perp}}]^{-1}$  и  $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_{\perp}}$  — спектр, которому соответствует плотность состояний (4).

Из определения матрицы рассеяния в (12) следует, что величина  $T_0(z)$  играет роль эффективного потенциала рассеяния для  $2D$ -электронов. Первый член в  $T_0(z)$  описывает процессы резонансного рассеяния, которые определяются виртуальными переходами между  $2D$ -континуумом и примесным состоянием в яме через электронные состояния берегов. Второй член в  $T_0(z)$  описывает процессы потенциального рассеяния квазидвумерных электронов с амплитудой  $\Sigma_{cc}(z)$ .

В [5, 6] было показано, что во взаимодействующей системе в актуальной области энергий функции  $\Sigma_{cc}(z)$ ,  $\Sigma_{dc}(z)$  удобно записать в виде спектрального представления функции Грина электронов проводимости:

$$\Sigma_{cc}(z) = \sum_{k\mu\sigma} \frac{|T_{kc\mu}^a|^2 f(\epsilon_{ka})}{(z - \epsilon_c) - (\epsilon_{ka} - \epsilon_c)} = \sum_{\mu} |T_{kFc\mu}^a|^2 \int_{-\infty}^0 d\epsilon \frac{\rho_{a\mu}(\epsilon)}{(z - \epsilon_c) - \epsilon}. \quad (14)$$

Энергии отсчитываются от  $\epsilon_F \rightarrow \epsilon_c$ ,  $f(\epsilon)$  — функция Ферми.

Из определения (14) следует также, что во взаимодействующей системе функции  $\Sigma_{cc}(z)$ ,  $\Sigma_{dc}(z)$  являются гильбертовыми преобразованиями многочастичной плотности состояний и в силу этого имеют особенности на уровне Ферми, соответствующие махановским пикам в плотности состояний. Подставляя (8) в (14), получаем

$$\Sigma_{cc}(z) = \sum_{\mu} |T_{kFc\mu}^a|^2 A_{\mu} \rho_{0a} \left( \frac{\epsilon_F}{z - \epsilon_c} \right)^{\alpha_{\mu}}, \quad A_{\mu} \sim 1. \quad (15)$$

Выражение для  $\Sigma_{dc}(z)$  имеет в актуальной области энергий вид аналогичный (15) с заменой  $|T_{kFc\mu}^a|^2$  на  $T_{kFc\mu}^a T_{kFd\mu}^{a*}$ .

Интеграл  $J_c(z)$  — гильбертова трансформация квазидвумерной одночастичной плотности состояний  $\rho_c(\epsilon)$ , определенной в (4). При  $|z - \epsilon_c|/\gamma_0 \ll 1$  этот интеграл имеет логарифмическую особенность

$$J_c(z) = \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{0c} \text{Ln} \left( \frac{\gamma_0}{z - \epsilon_c} \right), \quad \tilde{\rho}_{0c} = \rho_{0c}(\epsilon_c) |B(\epsilon_c)|^2. \quad (16)$$

Логарифмическая особенность в собственно-энергетической части  $J_c(z)$  порождает одночастичные резонансы в той же области энергий, где существует многочастичный резонанс, который определяет особенности эффективного рассеивающего потенциала  $T_0(z)$ . По этой причине полюса матрицы рассеяния определяются самосогласованным уравнением

$$1 - T_0(z) J_c(z) = 0. \quad (17)$$

В отсутствие взаимодействия  $T_0(z)$  является слабо меняющейся функцией по сравнению с  $J_c(z)$ , так что одночастичные резонансы вблизи края  $2D$ -зоны, полученные в [7], существуют только благодаря логарифмической особенности в  $J_c(z)$  и поэтому являются экспоненциально узкими.

2. Рассмотрим решения уравнения (17) при наличии кулоновского взаимодействия. Подставляя выражения (9), (15) в  $T_0(z)$  и рассматривая для простоты один канал рассеяния  $\mu_0$  с максимальным фазовым сдвигом, получаем, что уравнение (17) для полюсов матрицы рассеяния  $\mathcal{T}^{cc}$  имеет вид

$$1 - \left[ \gamma_{d\mu_0} \left( \frac{\epsilon_F}{z - \epsilon_c} \right)^{\alpha_{\mu_0}} + \gamma_{d\mu_0}^2 \rho_{0a} \left( \frac{\epsilon_F}{z - \epsilon_c} \right)^{2\alpha_{\mu_0}} \left( \frac{\epsilon_F}{z - \bar{E}_d} \right)^{1-\alpha_d} \right] J_c(z) = 0, \quad (18)$$

здесь  $\gamma_{d\mu_0} \equiv |T_{kFd\mu_0}^a|^2 \rho_{0a} A_{\mu_0} \sim \gamma_d \sim \gamma_0 |B|^2$ .

Мы видим, что махановский резонанс и катастрофа ортогональности в нашем случае дают вклад в разные величины, определяющие  $T_0(z)$ . Резонанс в функции Грина электронов проводимости определяет плотность состояний в спектральных разложениях собственно-энергетических функций  $\Sigma_{cc}(z)$ ,  $\Sigma_{dc}(z)$ . Канал, связанный с «катастрофой ортогональности», определяет вид функции Грина  $G_d(z)$  примесного состояния.

Нас будут интересовать решения  $z_r = \varepsilon_r + i\gamma_r$  уравнения (18), отвечающие резонансам вблизи края  $2D$ -зоны для глубокого примесного уровня, так что выполняется условие

$$|z_r - \varepsilon_c| \ll |\bar{E}_d - \varepsilon_c| \sim \varepsilon_F.$$

При этом условии основной вклад в эффективный рассеивающий потенциал  $T_0(z)$  дает резонансная составляющая, т.е. второй член в квадратных скобках (18), причем в этом члене вклад степенного множителя от  $G_d(z)$  имеет порядок единицы. Это значит, что резонансное рассеяние электронов из квантовой ямы полностью определяется махановским пиком на уровне Ферми в берегах.

Вид краевого резонанса определяется конкуренцией особенностей в гильбертовых преобразованиях  $\Sigma_{dc}(z)$ ,  $J_c(z)$  многочастичной и одночастичной плотностей состояний. Вид особенностей этих функций зависит от величины взаимодействия. Если взаимодействие слабое и  $\alpha_{\mu_0}$  достаточно мало, то в актуальной области энергий  $\Sigma_{dc}(z)$  меняется слабо по сравнению с  $J_c(z)$ . При этом возможно существование экспоненциально узкого краевого резонанса, который определяется в основном логарифмической особенностью  $J_c(z)$  [7]. Легко получить из (18), что это имеет место при условии

$$\Lambda_{dc}^0 < \alpha_{\mu_0} \ll \Lambda_{dc}^0 \ln \left( \frac{1}{\Lambda_{dc}^0} \right), \quad \Lambda_{dc}^0 \equiv \gamma_d^2 \rho_{0a} \rho_{0c} |B|^2 \ll 1, \quad (19)$$

ниже предполагается, что  $\rho_{0a}, \rho_{0c} \sim 1/\varepsilon_F$ . Левое неравенство в (19) есть условие применимости степенной зависимости плотности состояний от энергии.

При  $\alpha > \alpha_c \equiv \Lambda_{dc}^0 \ln(1/\Lambda_{dc}^0)$  (здесь и ниже используется обозначение:  $\alpha_{\mu_0} \equiv \alpha$ ) решение уравнения (18) определяется многочастичной степенной особенностью  $\Sigma_{dc}(z)$  (или, что то же, особенностью эффективного потенциала  $T_0(z)$ ), и, соответственно, энергии и ширины резонансов имеют степенную зависимость от параметров туннельной структуры. Решения уравнения (18) в актуальной области энергий могут быть записаны в форме:

$$\varepsilon_{r\pm} = \varepsilon_c \pm \gamma_r \cos \varphi, \quad \gamma_{r\pm} = \gamma_r \sin \varphi, \quad (20)$$

$$\gamma_r \approx \varepsilon_0 (\Lambda_{dc})^{1/2\alpha}, \quad \varepsilon_0 \sim \varepsilon_F, \quad \Lambda_{dc} \approx \frac{1}{2\alpha} \Lambda_{dc}^0 \ln \left( \frac{1}{\Lambda_{dc}^0} \right) \approx \frac{\alpha_c}{2\alpha}, \quad (21)$$

$$\varphi \approx \frac{1 - \alpha_d}{2\alpha} \frac{\gamma_d}{|\varepsilon_d|} \ln \left( \frac{1}{\Lambda_{dc}^0} \right). \quad (22)$$

Краевой резонанс расщепляется на две компоненты, симметричные относительно края  $2D$ -зоны, при  $\varphi < \pi/4$ , когда  $\gamma_{r\pm} < |\varepsilon_{r\pm} - \varepsilon_c|$ . Это условие отвечает случаю достаточно сильного рассеяния:

$$\alpha > 2\alpha_{c1}, \quad \alpha_{c1} \equiv \frac{1}{\pi} (1 - \alpha_d) \frac{\gamma_d}{|\varepsilon_d|} \ln \frac{1}{\Lambda_{dc}^0} \gg \alpha_c. \quad (23)$$

В ограниченной области значений туннельных параметров, когда  $\pi/4 < \varphi \leq \pi/2$ , или, что то же, при

$$\alpha_{c1} < \alpha \leq 2\alpha_{c1}, \quad (24)$$



уравнение (18) имеет решение в виде одиночного резонанса на краю  $2D$ -зоны с шириной  $\gamma_r$ .

Таким образом, в существенной части области значений туннельных параметров резонансное рассеяние квазидвумерных электронов из квантовой ямы на возбуждениях с уровня Ферми, образующих махановский резонанс, приводит к возникновению расщепленного резонанса в электронных функциях Грина. Для всех допустимых значений туннельных параметров выполняются соотношения

$$|\varepsilon_r - \varepsilon_c|, \quad \gamma_r \ll \gamma_0. \quad (25)$$

В зависимости от положения уровня Ферми берегов относительно края двумерной зоны в яме решения самосогласованного уравнения для полюсов матрицы рассеяния имеют следующий вид. При  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \gamma_d$  (в наших обозначениях  $\gamma_d$  имеет смысл ширины махановского резонанса) пик на уровне Ферми определяется степенным или экспоненциальным краевым резонансом. При  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \gamma_d$  остается только «махановская» особенность на уровне Ферми, вклад которой в туннельный ток в отсутствие двумерного континуума был рассмотрен в работе [11].

3. Наряду с матрицей рассеяния  $\mathcal{T}_\sigma^{cc}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z)$  величинами, поведение которых определяется нефермижидкостными особенностями плотности состояний в берегах, являются туннельные ширины. Они определяют туннельную прозрачность в зонном канале при  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \gamma_d$ .

При туннелировании через двумерный континуум состояний, имеющих одномерный спектр вблизи уровня Ферми, туннельные ширины имеют вид:

$$\Gamma_\nu^c(\mathbf{p}_\perp; \varepsilon_k^\nu) = \sum_q \langle a_{q\nu} | H_{tc} | c_{\mathbf{p}_\perp} \rangle \langle c_{\mathbf{p}_\perp} | H_{tc} | a_{q\nu} \rangle = \sum_k |T_{k\mathbf{p}_\perp}^\nu|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_k^\nu). \quad (26)$$

Выражая  $a_{kL,R}$  в (26) через  $a_k, b_k$  с помощью уравнений (5), получаем полезное в дальнейшем соотношение:

$$\Gamma_{L,R}^c = \Gamma_a^c \frac{\Gamma_{L,R}^{c0}}{\Gamma_L^{c0} + \Gamma_R^{c0}}, \quad (27)$$

где  $\Gamma_{L,R}^{c0}$  — туннельные ширины в отсутствие взаимодействия:

$$\sum_\nu \Gamma_{0\nu}(\varepsilon_F) = \sum_\nu |T_0^\nu(\varepsilon_F)|^2 \rho_\nu(\varepsilon_F) \sim \gamma_0,$$

аргументы у всех функций те же, что в предыдущем уравнении.

Легко видеть, что туннельные ширины  $\Gamma_a^c(\mathbf{p}_\perp; \varepsilon)$  в (26), (27) могут быть записаны в виде

$$\Gamma_a^c(\mathbf{p}_\perp; \varepsilon_F) = \frac{1}{\pi} |B(\mathbf{p}_\perp)|^2 \text{Im} \Sigma_{cc}(z - \varepsilon_c), \quad \text{Re} z = \varepsilon_F. \quad (28)$$

В отсутствие краевых резонансов для туннельных ширин получаем выражение

$$\Gamma_c^a(\varepsilon_F) = \Gamma_{0c}^a (\varepsilon_F / \Gamma_{0c}^a)^{\alpha/(1+\alpha)}, \quad \Gamma_{0c}^a \sim \gamma_d. \quad (29)$$

Выражение (29) отличается от известного (см. [11] и [14]) тем, что в показатель  $\alpha$  не входит компонента  $\alpha_d$ , связанная с «катастрофой ортогональности». Это обусловлено

тем, что определяются туннельные ширины в зонном канале, а не для локализованного примесного уровня.

При наличии краевых резонансов туннельные ширины обрезаются на ширинах  $\gamma_r$  и в соответствии с формулой (28) имеют вид

$$\Gamma_c^a(\varepsilon_F) \approx A_{\mu c} \gamma_0 \left( \frac{\varepsilon_F}{\gamma_r} \right)^\alpha |B(\varepsilon_F)|^4 \sim \gamma_0 \left( \frac{2\alpha}{\alpha_c} \right)^{1/2} |B(\varepsilon_F)|^4. \quad (30)$$

Подчеркнем здесь, что «экспоненциальные» квазиодночастичные резонансы существуют при  $\alpha < \alpha_c$ , тогда как «степенные» многочастичные резонансы (20)–(24) имеют место при

$$\frac{\alpha}{\alpha_c} \gg \left( \frac{\varepsilon_F}{\gamma_0} \right) |B(\varepsilon_F)|^{-4}. \quad (31)$$

Таким образом, из (30) непосредственно видно, как меняется характер туннелирования и, соответственно, характер краевых резонансов с изменением величины взаимодействия. Положение глубокого уровня зафиксируем для определенности при  $|B(\varepsilon_F)| \sim 1$ .

Напомним, что величина  $\gamma_0$  представляет собой энергетический масштаб, характеризующий изменение  $\rho_c(\varepsilon)$ , внутри которого  $J_c(z)$  имеет логарифмическую особенность (16). По этой причине в отсутствие взаимодействия экспоненциально узкие краевые резонансы формируются в процессе рассеяния evanescent states с плотностью  $\rho_c(\varepsilon)$  из (4) на электронах из берегов.

Подобная ситуация сохраняется при  $\alpha < \alpha_c$ , когда выполняется соотношение  $\Gamma_c^a \ll \gamma_0$ . Это означает, что в случае слабого рассеяния резонансы на краю 2D-зоны по-прежнему формируются за счет рассеяния квазидвумерных состояний из области вблизи края зоны с шириной много меньшей  $\gamma_0$ . В результате сохраняется область существования экспоненциально узких квазиодночастичных резонансов.

В случае «сильного» рассеяния при  $\alpha \gg \alpha_c$  выполнено соотношение  $\Gamma_c^a \gg \gamma_0$ . То есть в этом случае в рассеянии участвуют не только состояния из энергетической области с шириной много меньшей  $\gamma_0$ , но также и состояния с «хвостов» функции  $\rho_c(\varepsilon)$ . В результате характер краевых резонансов качественным образом меняется по сравнению с одночастичным.

Характер туннелирования меняется также при изменении глубины примесного уровня (при фиксированной величине взаимодействия). Из (30) непосредственно получаются следующие соотношения:

$$\Gamma_c^a \gg \gamma_0 \quad \text{при} \quad 1 \gg |B| \gg \left( \frac{\gamma_0}{\varepsilon_F} \right) \left[ \frac{\ln(\varepsilon_F/\gamma_0|B|^3)}{\alpha} \right]^{1/2}, \quad (32)$$

$$\Gamma_c^a \ll \gamma_0 \quad \text{при} \quad |B| \ll \left( \frac{\gamma_0}{\varepsilon_F} \right) \left[ \frac{\ln(\varepsilon_F/\gamma_0|B|^3)}{\alpha} \right]^{1/2}. \quad (33)$$

Из полученных выше выражений следует, что  $\Gamma_c^a(z_r) \ll |T_0(z_r)|$ . Это условие означает, что во взаимодействующей системе характерные времена туннелирования  $\tau_t^{int} \sim (\Gamma_c^a)^{-1}(z_r)$  много больше характерных времен рассеяния  $\tau_{sc}^{int} \sim |T_0(z_r)|^{-1}$ , так что за то время, пока электрон живет внутри квантовой ямы, успевают сформироваться резонансы за счет процессов рассеяния, обусловленных гамильтонианом  $H_t$ .

При этом основной вклад в формирование краевых резонансов вносит резонансное рассеяние с амплитудой  $|\Sigma_{dc}|^2 G_d(z)$ . Напомним здесь, что, как было показано в [8] для одноканального кондо-рассеяния, т. е. в случае фермижидкостных возбуждений на уровне Ферми, краевые резонансы формируются только за счет потенциального рассеяния.

Мы видим, что, как и в случае двухканального кондо-рассеяния [5, 6], в рассматриваемой здесь задаче обусловленное туннелированием  $H_t^a$  дополнительное рассеяние электронов из окрестности края двумерной зоны на электрон-дырочных парах с уровня Ферми порождает фермижидкостный резонанс на краю  $2D$ -зоны в яме. Резонанс — фермижидкостный, так как ему отвечает простой полюс в электронных функциях Грина.

Без учета туннелирования  $H_{tc}$  имеется только степенная особенность в плотности состояний (8) берегов и в туннельных ширинах, обусловленная нефермижидкостным махановским резонансом на уровне Ферми

Таким образом, при изменении расстояния между уровнем Ферми и краем двумерной зоны возможен переход от фермижидкостного режима туннелирования к нефермижидкостному. Условия перехода совпадают с условиями существования решений уравнения (17). В случае кулоновского взаимодействия эти условия оказываются более слабыми, чем для задачи с двухканальным кондо-рассеянием. Действительно, решения уравнения (18) существуют во всей области значений показателя  $\alpha$ , где имеет место степенная зависимость плотности состояний от энергии (см. (8) и (19)), и при любом допустимом положении глубокого уровня  $|B| \leq 1$ .

В случае двухканального кондо-рассеяния, как показано в [5, 6], краевые резонансы существуют только при значениях взаимодействия в коллективном псевдоспиновом канале, превышающих определенное критическое значение. Кроме того, более жестким оказывается условие для положения примесного уровня, а именно, оно должно удовлетворять неравенству  $|B| \ll (\gamma_0/\epsilon_F)$ .

#### 4. ТУННЕЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1. Туннельные прозрачность и ток определяются выражениями:

$$\sigma(\epsilon_F) = 2e^2 \int dE \delta(E - \epsilon_F) \sum_{\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp} W(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; E),$$

$$J = 2\pi e \int dE [f_L(E) - f_R(E)] \sum_{\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp} W(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; E), \quad (34)$$

$\epsilon_{FL} - \epsilon_{FR} = eV$ ,  $V$  — разность потенциалов между берегами.

Для вероятности упругого туннелирования используем формулу, выражающую вероятность через матрицу рассеяния:

$$W(\mathbf{k}, \epsilon_k^L; \mathbf{k}', \epsilon_k'^R) = 2\pi |\mathcal{T}(\mathbf{k}, \epsilon_k^L; \mathbf{k}', \epsilon_k'^R)|^2 \delta(\epsilon_k^L - \epsilon_k'^R), \quad (35)$$

где  $\mathcal{T} = H_t G H_t$  и  $G = (z - \hat{H})^{-1}$  есть функция Грина,  $\mathcal{T}$ -матрица описывает туннелирование многочастичных возбуждений с уровня Ферми как через зонные, так и через

локализованные примесные состояния квантовой ямы с учетом всех процессов упругого рассеяния внутри ямы, которые определяют вид функции Грина  $G$ . Предполагая, что основной вклад в амплитуду туннелирования дает матричный элемент, содержащий функцию Грина  $\langle c_p | G | c_{p'} \rangle \equiv G_{cc}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; \varepsilon_k^L)$ , получаем выражение для амплитуды туннелирования в зонном канале:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(\mathbf{k}, \varepsilon_k^L; \mathbf{k}', \varepsilon_{k'}^R) &= \sum_{pp'\sigma} \langle a_{kL\sigma} | H_t | c_{p\sigma} \rangle \langle c_{p\sigma} | G | c_{p'\sigma} \rangle \langle c_{p'\sigma} | H_t | a_{k'R\sigma} \rangle = \\ &= u_k v_k' \sum_{pp'\sigma} \langle a_{k\sigma} | H_t | c_{p\sigma} \rangle \langle c_{p\sigma} | G | c_{p'\sigma} \rangle \langle c_{p'\sigma} | H_t | a_{k'\sigma} \rangle. \end{aligned} \quad (36)$$

Подставляя выражения (36) и (11) в формулу для вероятности туннелирования, получим, что туннельная прозрачность содержит нефермижидкостный и резонансный вклады:  $\sigma(\varepsilon_F) = \sigma_c(\varepsilon_F) + \sigma_r(\varepsilon_F)$ . Нефермижидкостный вклад  $\sigma_0(\mu)$  полностью определяется поведением туннельных ширин, т.е. нефермижидкостными особенностями плотности состояний в берегах:

$$\sigma_c(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{4\pi} \Gamma_c^a(\varepsilon_F) \rho_c(\varepsilon_F) \quad (37)$$

(туннельные ширины  $\Gamma_{0L,0R}^c$  без учета взаимодействия полагались одинаковыми). Туннельные ширины  $\Gamma_c^a(\varepsilon_F)$  определяются выражением (29). Нефермижидкостный вклад в прозрачность является основным при  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \gamma_d$ .

При  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \gamma_d$  основной вклад в прозрачность дают краевые резонансы, определяя, тем самым, фермижидкостный характер туннелирования.

Вклад краевых резонансов в прозрачность определяется вторым слагаемым в функции Грина  $G_{\sigma}^{cc}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z)$  в (11) и имеет вид (при равных туннельных ширинах в отсутствие взаимодействия  $\Gamma_{0L} = \Gamma_{0R}$ )

$$\sigma_r^m(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{4\pi} F_m \frac{\Gamma_a^2(z_r)}{(\varepsilon_F - \varepsilon_m)^2 + \gamma_m^2} [(\varepsilon_m - \varepsilon_c)^2 + \gamma_m^2] I^2(z_r), \quad (38)$$

$F_m$  — функция параметров порядка единицы,  $m = r^\pm$  — для расщепленного резонанса,  $m = r$  — для нерасщепленного резонанса,

$$\begin{aligned} I(z_r) &= \sum_{\mathbf{k}_\perp} |B(\mathbf{k}_\perp)|^4 |G_{0\mathbf{k}_\perp}(\varepsilon_F)|^2 = \\ &= \frac{1}{\pi} \tilde{\rho}_{0c} |B(\varepsilon_c)|^2 \begin{cases} |\varepsilon_F - \varepsilon_c|^{-1} & \text{при } \gamma_0 \gg |\varepsilon_F - \varepsilon_c| \gg \gamma_{r^\pm}, \\ \pi/2\gamma_r & \text{при } \gamma_0 \gg \gamma_r \gg |\varepsilon_F - \varepsilon_c| \end{cases} \end{aligned} \quad (39)$$

соответственно для расщепленного и нерасщепленного резонансов,  $\text{Re} z_r = \varepsilon_F$ .

2. Подставляя полученные выше выражения для туннельных ( $\Gamma_c^a$ ) и резонансных ( $\gamma_r$ ) ширин, получаем максимальный вклад одиночного краевого резонанса в прозрачность при  $\varepsilon_r = \varepsilon_F$ :

$$\sigma_r^{\max}(\varepsilon_F) = F_{1r} \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{\Gamma_a^c}{\gamma_r} \right)^2 \equiv \frac{e^2}{4\pi} S(\varepsilon_F), \quad (40)$$

где  $S(\varepsilon_F)$  — коэффициент усиления, который имеет вид

$$S(\varepsilon_F) = F_{1r} \left( \frac{\varepsilon_F}{\gamma_r} \right)^{2\alpha} \left( \frac{\gamma_0}{\gamma_r} \right)^2 |B|^8 \sim \frac{2\alpha}{\alpha_c} \left( \frac{\gamma_0}{\gamma_r} \right)^2 \gg 1, \quad (41)$$

$F_{1r} \sim 1$ ,  $|B| \sim 1$ . Ширины  $\gamma_r$  при выполнении условия (19) зависят от туннельных параметров экспоненциально (см., например, [7]) или, в противном случае, определяются выражениями (20)–(22). В обоих случаях имеет место соотношение

$$\sigma_r^{max}(\varepsilon_F) \gg \sigma_c^{max}(\varepsilon_F).$$

Для расщепленного резонанса коэффициент усиления увеличивается по сравнению с величиной, приведенной в (41), на фактор  $(\sin \varphi)^{-1}$  ( $\varphi$  определено в (20)).

В отсутствие взаимодействия вклад в прозрачность экспоненциально узких одночастичных резонансов на краю  $2D$ -зоны дает коэффициент усиления [7]

$$S_0(\varepsilon_F) \sim (\gamma_0/\gamma_r^{(0)})^2, \quad (42)$$

$\gamma_r^{(0)}$  — ширина одночастичного краевого резонанса, экспоненциально зависящая от туннельных параметров.

Интересно подчеркнуть, что это максимальное усиление прозрачности среди известных (сравни с результатами работ [15, 11, 5]).

Выражения (29), (41), (40) определяют усиление прозрачности при туннелировании через двумерный континуум электрон-дырочных пар с уровня Ферми. Легко видеть, что для всех рассмотренных выше случаев коэффициент усиления удовлетворяет условиям

$$S_0(\varepsilon_F) \gg S(\varepsilon_F) \gg 1. \quad (43)$$

Многочастичный коэффициент усиления прозрачности много меньше одночастичного, потому что полученные выше многочастичные резонансы шире одночастичных, причем этот эффект оказывается гораздо более существенным, чем эффект от увеличения туннельных ширин.

Подчеркнем здесь, что в квантовой структуре с собственным двумерным континуумом аномальное усиление прозрачности с  $S(\varepsilon_F) \gg 1$ , помимо узости краевых резонансов, обусловлено близостью к краю  $2D$ -зоны, что дает дополнительный фактор усиления  $I^2(z_r)$ .

Выражения (29), (41), (40) определяют усиление прозрачности в элементарном (микроскопическом) акте туннелирования. Общий примесный вклад в прозрачность квантовой ямы, как известно, равен  $\sigma_{im} = c_{im}\sigma_r$  ( $c_{im}$  — концентрация примесей). Как следует из полученных выражений,  $\sigma_{im} \gg \sigma_0$  для разумных значений примесной концентрации.

3. Описанные выше механизмы туннелирования в квантовой структуре с собственным двумерным континуумом определяют изменения вольт-амперной характеристики (ВАХ) при варьировании параметров структуры. Рассмотрим в качестве примера две ситуации.

Во-первых, определим изменение туннельных спектров при увеличении взаимодействия, т. е. величины показателя  $\alpha$ . Зафиксируем уровень Ферми берегов в положении, когда расстояние между ним и краем двумерной зоны меньше ширины  $\gamma_d$  махановского резонанса. В этом случае, как показано выше, существуют краевые резонансы, определяемые из решения уравнения (18).

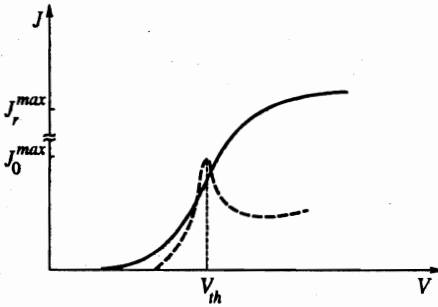


Рис. 1. Поведение ВАХ в случае слабого рассеяния:  $\alpha < \alpha_c$  (при фиксированном положении уровня Ферми,  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \gamma_d$ , и примесного уровня). Штрихом показан нефермижидкостный ток

Как следует из соотношений (19), при малых  $\alpha < \alpha_c$  основной вклад в прозрачность дает экспоненциально узкий квазиодночастичный краевой резонанс.

Когда  $\alpha \gg \alpha_c$  (см. (23)), вклад в прозрачность определяется гораздо более широким, но расщепленным краевым резонансом (20) со степенной зависимостью от параметров туннельной структуры. Таким образом, при увеличении взаимодействия должен, по-видимому, наблюдаться кроссовер от режима туннелирования с «экспоненциально сильной» квазиодночастичной прозрачностью с коэффициентом усиления порядка  $S_0(\varepsilon_F)$  в (42) к режиму с более слабой прозрачностью, в которой коэффициент усиления имеет порядок величины, определенной в (41). Однако в этом случае прозрачность, скорее всего (сравни (21) и (25)), имеет два пика, симметричные относительно края двумерной зоны.

Согласно выражению (34) для тока, резонансному вкладу в прозрачность отвечает уширенная «ступенька» в ВАХ при  $eV \rightarrow eV_{th} = \varepsilon_F - \varepsilon_m \leq \gamma_d$ :

$$J = 2\pi\gamma_m\sigma_m^{\max} \left( \operatorname{arctg} \frac{e(V - V_{th}^m)}{\gamma_m} + \operatorname{arctg} \frac{eV_{th}^m}{\gamma_m} \right). \quad (44)$$

Описанному переходу в прозрачности соответствует следующее изменение кривой  $J(V)$ : ступенька высотой, пропорциональной

$$J_r^{\max}(\varepsilon_F) \sim e^2\gamma_0 \begin{cases} (\gamma_0/\gamma_r^{(0)}) & \text{при } \alpha < \alpha_c \\ (2\alpha/\alpha_c)(\gamma_0/\gamma_r) & \text{при } \alpha_c < \alpha \leq 2\alpha_{c1} \end{cases}$$

(рис. 1), заменяется на двухступенчатую структуру, симметричную относительно края  $2D$ -зоны (рис. 2б). Высоты ступенек выше и ниже края зоны пропорциональны соответственно  $\gamma_0(2\alpha/\alpha_c)(\gamma_0/\gamma_{r\pm})$  и  $2\gamma_0(2\alpha/\alpha_c)(\gamma_0/\gamma_{r\pm})$ , расстояние между ними равно  $\varepsilon_{r+} - \varepsilon_{r-}$  (см. (20)), и ширины ступенек пропорциональны  $\gamma_{r\pm}$ .

Кроссовер наиболее чувствителен к изменению высоты (или ширины) барьеров DBQW. Действительно, матричные элементы взаимодействия в (6) пропорциональны  $\gamma_0^2$  и экспоненциально зависят от параметров барьера.

Таким образом, меняя параметры барьера при фиксированном положении уровня Ферми так, как указано выше, мы получаем переход между двумя фермижидкостными режимами туннелирования с разными вольт-амперными характеристиками, качественный вид которых показан на рис. 1 и 2б.

Вторая ситуация, которую мы хотим описать, отвечает изменению ВАХ при изменении расстояния между уровнем Ферми берегов и краем двумерной зоны. При этом примесный уровень зафиксируем в положении, удовлетворяющем условию  $B \approx 1$ .

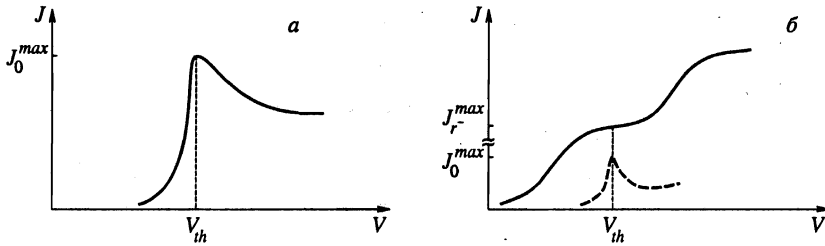


Рис. 2. Качественный вид ВАХ при изменении расстояния между уровнем Ферми берегов и краем 2D-зоны: *a* —  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \gamma_d$ ; *б* —  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \gamma_d$ ,  $\alpha \gg \alpha_c$ . Положение примесного уровня фиксировано. Для сравнения штрихом показан нефермижидкостный вклад с рис. *a*

В этом случае, пока  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \gamma_d$ , туннельная прозрачность и ВАХ определяются махановским резонансом на уровне Ферми. Прозрачность при этом дается выражениями (37), (29). Когда уровень Ферми и край зоны сближаются так, что  $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \gamma_d$ , прозрачность и ВАХ определяются фермижидкостными краевыми резонансами, при этом прозрачность дается выражениями (40), (41), которые содержат характерный «фермижидкостный фактор»  $(\gamma_0/\gamma_r)^2$  (сравни с выражением для  $S_0$ ).

Махановской особенности на уровне Ферми отвечает в ВАХ пик при  $V \rightarrow V_{th}$  с участком отрицательного дифференциального сопротивления (рис. 2*a*). Максимальное значение тока  $J_c^{\max}$  при этом имеет порядок величины:

$$J_c^{\max} \sim e^2 \Gamma_c^{\alpha},$$

где  $\Gamma_c^{\alpha}$  определяется выражением (29). При всех допустимых значениях параметров высота махановского пика в ВАХ много меньше высоты ступенек в резонансном туннельном токе:  $J_r^{\max} \gg J_c^{\max}$ . Таким образом, переходу между нефермижидкостным и фермижидкостным режимами туннелирования на кривой  $J(V)$  соответствует переход от пика с участком отрицательного сопротивления либо к ступеньке при  $V \rightarrow V_{th}$ , либо к двухступенчатой структуре, симметричной относительно  $V \rightarrow V_{th}$ . При переходе имеет место аномальное увеличение туннельного тока.

Описанный переход имеет место при любой величине взаимодействия.

Отметим также, что при  $V > V_{th}$  во всех случаях имеет место слабый логарифмический рост  $J(V)$ , обусловленный собственной проводимостью структуры с двумерным континуумом, которая пропорциональна  $\gamma_0 \rho_c(\varepsilon)$ .

## 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1. Из полученных выше результатов следует, что механизмы туннелирования в квантовой структуре с собственным двумерным континуумом качественным образом меняются по сравнению с задачей о туннелировании через резонансный уровень под барьером, рассмотренной в [11]. Отметим два существенных различия.

Во-первых, имеет место сильное резонансное туннелирование в случае, когда уровень Ферми берегов не находится в резонансе с локализованным примесным уровнем, который лежит глубоко внутри запрещенной зоны дефектного слоя.

Во-вторых, краевые резонансы, с которыми связаны новые каналы туннелирования, являются фермижидкостными резонансами, так как им отвечает простой полюс в электронных функциях Грина (см. (12) и (11)), а не точка ветвления, как в случае махановской особенности на уровне Ферми (см. (7)). По этой причине полученные выше условия существования краевых резонансов являются условиями, определяющими неустойчивость нефермижидкостного состояния относительно межзонного примесного рассеяния, которое возникает в процессе туннелирования и определяется членом  $H_{tc}$  в гамильтониане (2).

Сформулируем также физические различия между условиями неустойчивости нефермижидкостного состояния в задаче с кулоновским взаимодействием, рассмотренной выше, и в задаче с двухканальным орбитальным кондо-рассеянием, рассмотренной в [5, 6].

Как уже упоминалось, общим для обоих случаев необходимым условием неустойчивости является потенциальное  $H_{tc}$  и резонансное  $H_{td}$  примесное рассеяние, обусловленное туннелированием. Однако достаточные условия существования краевых фермижидкостных резонансов и, соответственно, неустойчивости нефермижидкостного состояния определяются «внутренними» свойствами последнего и совершенно различны для кулоновского взаимодействия и двухканального кондо-рассеяния.

В двухканальной задаче (см. [5, 6]) существование краевых резонансов и неустойчивость возможны только тогда, когда нефермижидкостный пик на уровне Ферми достаточно сильно уширен за счет экранирующего взаимодействия в псевдоспиновом коллективном канале. Иными словами, неустойчивость имеет место за счет действия эффекта «катастрофы ортогональности» для коллективных фермионных переменных, описывающих возбуждения в двухканальной задаче.

В кулоновской задаче при туннелировании в зонном канале и в случае глубокого примесного уровня «катастрофа ортогональности» почти не сказывается на существовании краевых резонансов (см. (18)). Они существуют только благодаря наличию махановского пика на уровне Ферми, т. е. за счет достаточно сильного рассеяния электронов проводимости на потенциале, порожденном перезарядкой примесного состояния, возникающей в процессе туннелирования.

В заключение подчеркнем, что полученные выше условия существования неустойчивости нефермижидкостного состояния в случае кулоновского взаимодействия существенно более слабые, чем в случае двухканального кондо-рассеяния [6]. По этой причине в эксперименте проще, по-видимому, наблюдать переход в системах с кулоновским взаимодействием.

Выражаю благодарность Л. А. Максимова за просмотр рукописи и критические замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 98-02-16729, 98-02-16730) и фондом INTAS-RFFI (грант № 97-1066).

## Литература

1. P. Schlottmann and P. D. Sacramento, *Physica B* **206–207**, 95 (1995).
2. D. C. Ralph and B. A. Buhman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3401 (1994).
3. D. J. Cox, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1240 (1987).



4. M. Fabrizio, A. O. Gogolin, and Ph. Nozieres, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4503 (1995).
5. Л. А. Манакова, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 1009 (1998).
6. Л. А. Манакова, *ЖЭТФ* **114**, 1466 (1998).
7. K. A. Kikoin and L. A. Manakova, *Phys. Rev. B* **57**, 4863 (1997).
8. К. А. Кикоин, Л. А. Манакова, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 459 (1997).
9. P. Nozieres and C. T. de Dominicis, *Phys. Rev.* **178**, 1097 (1969).
10. K. D. Schotte and U. Schotte, *Phys. Rev.* **182**, 479 (1969).
11. K. A. Matveev and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **46**, 15337 (1992).
12. G. D. Mahan, *Phys. Rev.* **163**, 612 (1967).
13. K. A. Kikoin and V. N. Fleurov, *Transition Metal Impurities in Semiconductors*, World Sci., Singapore (1994).
14. Ю. Каган, Н. В. Прокофьев, *ЖЭТФ* **93**, 366 (1987).
15. Л. И. Глазман, М. Е. Райх, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 403, (1988); T. K. Ng and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1768 (1988).