ЖЭТФ, 1998, том 114, вып. 4(10), стр. 1466–1486 ©*1998*

НЕФЕРМИЖИДКОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ТУННЕЛИРОВАНИИ

*Л. А. Манакова**

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

Поступила в редакцию 9 апреля 1998 г.

Рассмотрены нефермижидкостные механизмы туннелирования в квантовой структуре с собственным двумерным континуумом, допированной примесями переходных металлов. Показано, что в рассматриваемых квантовых структурах возникают новые физические реализации двухканальной орбитальной модели Кондо, по механизму отличные от предлагавшихся ранее в литературе. Получено аномальное увеличение туннельной прозрачности за счет новых каналов, обусловленных фермижидкостными многочастичными резонансами, возникающими вблизи края двумерной зоны в процессе туннелирования. Ширины новых краевых резонансов могут быть много меньше ширины «затравочного» нефермижидкостного резонанса на уровне Ферми в берегах. Показано, что дополнительное рассеяние, обусловленное туннелированием, индуцирует переход системы из нефермижидкостного в фермижидкостное состояние при изменении расстояния между уровнем Ферми в берегах и краем двумерной зоны в яме.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известна [1–4] роль многочастичных эффектов для механизмов туннелирования в квантовых структурах. Они не только существенно перенормируют туннельные параметры, но и приводят к формированию новых каналов туннелирования. По-видимому, впервые это было получено в работах [1, 2] для случая рассеяния Кондо при сильном кулоновском отталкивании на локализованном уровне.

Имеющие важное прикладное значение квантовые структуры с отрицательным дифференциальным сопротивлением часто имеют энергетический профиль двухбарьерной квантовой ямы. К таким структурам относятся слоистые структуры типа GaAlAs/GaAs/GaAlAs, внутренний слой которых GaAs образует квантовую яму с собственным двумерным континуумом пространственно-квантованных зонных состояний. Роль двумерного континуума ранее считалась тривиальной, и по этой причине механизмы туннелирования через квантовую яму [5] и через локализованный уровень под барьером [6] не отличались.

Механизмы туннелирования, в которых фундаментальную роль играет двумерный континуум в двухбарьерной квантовой яме, были впервые рассмотрены в наших работах [7–10]. В работе [8] в рамках одночастичного механизма было получено экспоненциальное увеличение прозрачности в элементарном акте туннелирования. В работах [8, 9] были рассмотрены механизмы конкуренции многочастичных и одночастичных резонансов при туннелировании для случая одноканального рассеяния Кондо электронов из берегов на орбитально невырожденном примесном состоянии. Были определены

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

условия, при которых одночастичные резонансы дают основной вклад в туннельную прозрачность.

Однако состояние реальной примеси переходного металла, как правило, является орбитально вырожденным. В этом случае, как было показано в работе [11], многоканальное обменное взаимодействие между металлическими электронами и примесным состоянием при $S < 2n$ (S — примесный спин, n — число орбитальных каналов) приводит к формированию нефермижидкостного спектра элементарных возбуждений на уровне Ферми (см. также [12, 13]). Механизмы туннелирования в квантовых структурах, имеющих нефермижидкостный континуум в берегах, в настоящее время изучены слабо. В работах [14] оценивалась температурная зависимость кондактанса в рамках задачи о резонансном туннелировании через квазилокализованное состояние. Эти расчеты были проведены для объяснения экспериментальных результатов работы [15], в которой, по-видимому, наблюдался кроссовер между нефермижидкостными и фермижидкостными состояниями во внешнем магнитном поле.

В настоящей работе предлагается новый многочастичный механизм туннелирования в двухбарьерной квантовой яме с собственным двумерным континуумом, допированной примесями переходных металлов. При этом учитывается многоканальное орбитальное или спиновое рассеяние Кондо металлических электронов в берегах на примесном состоянии в яме. Хотя многоканальная спиновая модель Кондо была предложена почти два десятилетия назад, существенный интерес к нефермижидкостным состояниям возник, после того как появились физические реализации двухканальной орбитальной модели Кондо в тяжелофермионных системах и высокотемпературных сверхпроводниках [17].

По этой причине задача о туннелировании через двухбарьерную квантовую яму с двумерным континуумом, допированную примесями переходных металлов, имеет принципиальное значение, так как, во-первых, позволяет ввести новые физические реализации двухканальной орбитальной модели Кондо, по механизму отличные от предлагавшихся ранее [17–19], и, во-вторых, может дать возможность прямого наблюдения нефермижидкостных эффектов.

В настоящей работе механизмом, порождающим двухканальное обменное (по квадрупольному моменту примеси) рассеяние, является нарушение аксиальной симметрии пространственно-квантованных состояний в яме в процессе виртуальных переходов между состояниями берегов и ямы.

В механизмах туннелирования, предлагаемых в настоящей работе, ключевую роль играет двумерный континуум квантовой ямы. Показано, что в процессе туннелирования через допированную квантовую яму вблизи края двумерной зоны могут формироваться многочастичные резонансы с ширинами, много меньшими ширины «затравочного» нефермижидкостного резонанса на уровне Ферми. Ширина краевых резонансов зависит от туннельных параметров степенным образом. Краевые резонансы формируются за счет дополнительного рассеяния, возникающего в процессе туннелирования квазидвумерных электронов из ямы на нефермижидкостных возбуждениях с уровня Ферми. Эти резонансы являются фермижидкостными многочастичными состояниями, так как им отвечает простой полюс в электронных функциях Грина, как в берегах, так и в яме, вместо степенной особенности, отвечающей нефермижидкостным возбуждениям до туннелирования. Краевые резонансы дают основной вклад в прозрачность и определяют фермижидкостной режим туннелирования, пока расстояние между уровнем Ферми и краем двумерной зоны меньше ширины затравочного нефермижидкостного резонанса на нем. Если уровень Ферми расположен от края двумерной зоны дальше ширины затравочного нефермижидкостного резонанса на нем, то последний дает основной вклад в туннельную прозрачность и, тем самым, определяет нефермижидкостной режим туннелирования.

Таким образом, при сближении берегов уровня Ферми с краем двумерной зоны в яме происходит переход между нефермижидкостным и фермижидкостным режимами туннелирования.

2. ТУННЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН И ВЕРОЯТНОСТЬ ТУННЕЛИРОВАНИЯ

1. Рассматривается ситуация, когда примесь переходного металла рождает глубокий уровень с энергией E_d в запрещенной зоне внутреннего слоя двухбарьерной квантовой ямы. Этот слой имеет также двумерный континуум с законом дисперсии $\varepsilon_{\mathbf{k}_\perp}$. В данной задаче нас будет интересовать случай, когда уровень Ферми в берегах находится в окрестности дна зоны проводимости внутреннего слоя. С учетом того, что в кристаллическом поле пятикратно вырожденный d-уровень расщепляется на двукратно вырожденный e_g-уровень и трехкратный t_{2g}-уровень, собственными функциями и собственными квантовыми числами электрона на d-уровне являются соответственно кубические d-функции и номер строки неприводимого представления точечной группы μ: $\mu_{e_g} = \pm 1$, $\mu_{t_{2g}} = 0, \pm 1$, $E_d = E_{e_g, t_{2g}}$. В объемном полупроводнике эти состояния не гибридизуются с состояниями зоны проводимости [20]. Однако в квантовой яме ситуация меняется. Как было показано в [10], из-за понижения симметрии состояний зоны проводимости в яме с ними могут гибридизоваться и e_g- и t_{2g}-уровни. Гамильтониан туннельной системы с E_d-уровнем в квантовой яме имеет вид

$$H = H_{00} + H_t + H_{int}, \tag{1}$$

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

$$H_{00} = \sum_{\mathbf{k},\nu=L,R,\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} a_{\mathbf{k}\sigma\nu}^{+} a_{\mathbf{k}\sigma\nu} + \sum_{\mu\sigma} E_d d_{\mu\sigma}^{+} d_{\mu\sigma} + \sum_{\mathbf{k}_\perp\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp} c_{\mathbf{k}_\perp\sigma}^{+} c_{\mathbf{k}_\perp\sigma}, \tag{2}$$

H_t — туннельный гамильтониан:

$$H_t = H_{td} + H_{tc} = \sum_{\mathbf{k}\nu\mu\sigma} \left(T_{\mathbf{k}d}^{\nu\mu} a_{\mathbf{k}\nu\sigma}^{+} d_{\mu\sigma} + \text{H.c.} \right) + \sum_{\mathbf{k}\nu\sigma} \sum_{\mathbf{k}'_\perp} \left(T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp}^{\nu} a_{\mathbf{k}\nu\sigma}^{+} c_{\mathbf{k}'_\perp\sigma} + \text{H.c.} \right). \tag{3}$$

Операторы $a_{\mathbf{k}\nu\sigma}$ описывают электронные состояния в левом ($\nu = L$) и правом ($\nu = R$) берегах туннельного контакта. Операторам d_σ и $c_{\mathbf{k}_\perp}$ в яме отвечают волновые функции гибридизованных локализованных $\psi_{d\mu}(\mathbf{r})$ и зонных $\Psi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r})$ состояний [20, 10].

Туннельные матричные элементы в (3) равны [8]

$$\begin{gathered} T_{\mathbf{k}d}^{\nu\mu} = B_\mu(\mathbf{k}_\perp) T_d^{\nu}(k_l), \quad T_{\mathbf{k},k'_\perp}^{\nu} = T_0^{\nu}(k_l)\delta_{\mathbf{k}_\perp\mathbf{k}'_\perp} + T_{\mathbf{k}c}^{\nu} B(\mathbf{k}'_\perp), \\ T_{\mathbf{k}c}^{\nu} = T_c^{\nu}(k_l) B(\mathbf{k}_\perp), \quad B(\mathbf{k}_\perp) = \sum_{\mu} B_\mu(\mathbf{k}_\perp). \end{gathered} \tag{4}$$

Здесь $B_\mu(\mathbf{k}_\perp) = V_{\mathbf{k}_\perp d}^{\mu} / (E_{d\mu} - \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp})$, $V_{\mathbf{k}_\perp d}^{\mu}$ — матричный элемент гибридизации в яме [10]:

$$V^{\mu}_{\mathbf{k}_\perp d} = \int d\mathbf{r} \varphi_{d\mu}(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r}) = \int d\mathbf{r} \varphi_{d\mu}(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{k}_\perp, \rho) \varphi(z). \tag{5}$$

В (4) $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp, k_l$ и предполагалось, что продольное и поперечное движения электронов в берегах разделены: $\varepsilon_\mathbf{k} = \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp} + \varepsilon_{k_l}$, вследствие чего примесный вклад в $T^{\nu}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp}$ оказывается сепарабельным, что весьма существенно для решения туннельной задачи. Матричные элементы $T^{\nu}_0(k_l)$, $T^{\nu}_d(k_l)$, $T^{\nu}_c(k_l)$ отличаются друг от друга множителями, составленными из нормировочных констант, но все три величины пропорциональны матричному элементу туннельного потенциала между продольными компонентами волновых функций в берегах ν и в дефектном слое:

$$T_\nu(k_l) = \int \psi^*_\nu(k_l, z) V(z) \varphi(z) dz.$$

Туннельный гамильтониан, помимо стандартного члена H_{td} (существующего, однако, только благодаря наличию «блоховского хвоста» у примесной волновой функции), содержит второй член H_{tc}. Именно этот член обусловливает появление новых резонансных состояний вблизи края $2D$-зоны [8].

Прежде чем переходить к решению примесной туннельной задачи, следует учесть перестройку зонного спектра в яме из-за туннелирования между берегами и ямой, которое описывается членом с $T^{\nu}_0(k_l)$ в $T^{\nu}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp}$. В работе [8] было показано, что, благодаря тому что туннелирование происходит между зонами разной размерности ($3D$-зона в обкладке и $2D$-зона в яме), вблизи дна $2D$-зоны образуются «исчезающие» (evanescent) состояния с комплексными волновыми векторами $\mathbf{k}_\perp$ и комплексными энергиями $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}$ такими, что $\mathrm{Re}\, \mathbf{k}_\perp \approx \mathrm{Im}\, \mathbf{k}_\perp$. Эти состояния существуют в области $\varepsilon - \varepsilon_c < \gamma_0 \ll W_c$ и описываются плотностью состояний:

$$\rho_c(\varepsilon) = \frac{\rho_{0c}}{\pi} \left[\mathrm{arctg}\, \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\gamma_0} - \mathrm{arctg}\, \frac{\varepsilon - W_c}{\gamma_0} \right]. \tag{6}$$

Здесь ρ_{0c} — пороговая плотность состояний невозмущенной $2D$-зоны, ε_c, $W_c \sim \rho_{0c}^{-1}$ — край и ширина $2D$-зоны соответственно, $\gamma_0 \sim \sum_\nu |T^{\nu}_0(\varepsilon_c)|^2 \rho_{0\nu}$, $\rho_{0\nu} \sim W_a^{-1}$ — 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 $T^{\nu}_c(k_l)$ в (4), но плотность состояний $2D$-континуума определяется выражением (6).

Туннельный гамильтониан H_t может быть преобразован к «однозонному» виду, удобному при рассмотрении взаимодействий. Чтобы это сделать, введем вместо операторов $a_{\mathbf{k}\nu\sigma}$, $\nu = L, R$, новые операторы $a_{\mathbf{k}\sigma}$, $b_{\mathbf{k}\sigma}$ с помощью линейного преобразования

$$\begin{gathered} a_{\mathbf{k}\sigma} = u_\mathbf{k} a_{\mathbf{k}L\sigma} + v_\mathbf{k} a_{\mathbf{k}R\sigma}, \quad b_{\mathbf{k}\sigma} = u_\mathbf{k} a_{\mathbf{k}R\sigma} - v_\mathbf{k} a_{\mathbf{k}L\sigma}, \\ u_\mathbf{k} = \frac{T^{L\mu}_{\mathbf{k}d}}{[(T^{L\mu}_{\mathbf{k}d})^2 + (T^{R\mu}_{\mathbf{k}d})^2]^{1/2}}, \quad u^2_\mathbf{k} + v^2_\mathbf{k} = 1. \end{gathered} \tag{7}$$

Непосредственно проверяется, что в новом представлении как с локализованным состоянием, так и с двумерным континуумом гибридизуются квазичастицы только одного сорта с операторами $a_{\mathbf{k}\sigma}$. Гамильтонианы H_{00}, H_t и H_{int} заменяются теперь выражениями

$$H_{00} \to H_{00}^a + H_{00}^b, \quad H_t \to H_t^a, \quad H_{int} \to H_{int}^a. \tag{8}$$

Для одинаковых законов дисперсии в берегах: $\varepsilon_{\mathbf{k}}^L = \varepsilon_{\mathbf{k}}^R = \varepsilon_{\mathbf{k}a}$, имеем

$$H_{00}^a + H_{00}^b = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}\sigma}^+ b_{\mathbf{k}\sigma}.$$

Гамильтониан H_t^a получается из H_t в (3) с помощью замен

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

$$T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp}^{\nu} \to T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp}^{a} = T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp}^{L} u_{\mathbf{k}} + T_{\mathbf{k}\mathbf{k}'_\perp}^{R} v_{\mathbf{k}}.$$

Поскольку в туннельный гамильтониан входят только состояния $a_{\mathbf{k}\sigma}$, для них определяется и гамильтониан взаимодействия H_{int}.

2. Для вероятности упругого туннелирования мы используем формулу типа формулы Ландауэра, выражающей вероятность через матрицу рассеяния:

$$W(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}}^L; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R) = 2\pi \left|\mathscr{T}(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}}^L; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R)\right|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}}^L - \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R), \tag{9}$$

где $\mathscr{T} = H_t G H_t$ и $G = \hat{I}(z - H)^{-1}$ есть функция Грина ($\hat{I}$ — единичная матрица). $\mathscr{T}$-матрица описывает туннелирование как через зонные, так и через локализованные примесные состояния с учетом всех процессов упругого рассеяния внутри квантовой ямы, которые определяют вид функции Грина G. Общее выражение для $\mathscr{T}$ в двухбарьерной квантовой яме имеет вид

$$\begin{aligned}\mathscr{T}(\mathbf{k}, \varepsilon_{\mathbf{k}}^L; \mathbf{k}', \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R) &= \langle a_{\mathbf{k}L}|H_t|d\rangle\langle d|G|d\rangle\langle d|H_t|a_{\mathbf{k}'R}\rangle + \\ &+ \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}\langle a_{\mathbf{k}L}|H_t|c_{\mathbf{p}}\rangle\langle c_{\mathbf{p}}|G|c_{\mathbf{p}'}\rangle\langle c_{\mathbf{p}'}|H_t|a_{\mathbf{k}'R}\rangle + \sum_{\mathbf{p}}\langle a_{\mathbf{k}L}|H_t|c_{\mathbf{p}}\rangle\langle c_{\mathbf{p}}|G|d\rangle\langle d|H_t|a_{\mathbf{k}'R}\rangle + \\ &+ \sum_{\mathbf{p}}\langle a_{\mathbf{k}L}|H_t|d\rangle\langle d|G|c_{\mathbf{p}}\rangle\langle c_{\mathbf{p}}|H_t|a_{\mathbf{k}'R}\rangle.\end{aligned} \tag{10}$$

Здесь спиновые индексы опущены. Предполагая, что основной вклад в амплитуду туннелирования дает матричный элемент, содержащий функцию Грина $\langle c_{\mathbf{p}}|G|c_{\mathbf{p}'}\rangle \equiv \equiv G_{cc}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; \varepsilon_{\mathbf{k}}^L)$, получаем выражение для вероятности туннелирования в зонном канале:

$$\begin{aligned}W(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp, \varepsilon_{\mathbf{k}}^L) &= \\ &= \sum_{\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p}'_\perp} \Gamma_L^c(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{p}_\perp; \varepsilon_{\mathbf{k}}^L)\Gamma_R^c(\mathbf{k}'_\perp, \mathbf{p}'_\perp; \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R)\left|\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}'}}{dk'_l}\right|\left|G_{cc}(\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p}'_\perp; \varepsilon_{\mathbf{k}}^L)\right|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}}^L - \varepsilon_{\mathbf{k}'}^R).\end{aligned} \tag{11}$$

Для одномерных состояний вблизи уровня Ферми, которые используются ниже, туннельные ширины имеют вид

$$\Gamma_\nu^c(\mathbf{p}_\perp; \varepsilon) = \Gamma_\nu^c(\mathbf{p}_\perp; \varepsilon_k^\nu) = \sum_q \langle a_{q\nu}|H_{tc}|c_{\mathbf{p}_\perp}\rangle\langle c_{\mathbf{p}_\perp}|H_{tc}|a_{q\nu}\rangle = \sum_k |T_{k\mathbf{p}_\perp}^\nu|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_k^\nu). \tag{12}$$

Выражая $a_{kL,R}$ в (10) через a_k, b_k с помощью уравнений (7), получаем полезное в дальнейшем соотношение:

$$\Gamma^c_{L,R} = \Gamma^c_a \frac{\Gamma^{c0}_{L,R}}{\Gamma^{c0}_L + \Gamma^{c0}_R}, \tag{13}$$

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

$$\sum_\nu \Gamma_{0\nu}(\varepsilon_F) = \sum_\nu |T^\nu_0(\varepsilon_F)|^2 \rho_\nu(\varepsilon_F) \sim \gamma_0,$$

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

Функция Грина G_{cc} в (11) описывает распространение туннелирующего электрона через квантовую яму с учетом всех процессов резонансного и потенциального рассеяния внутри ямы, которые порождаются гамильтонианом H_t. Характер элементарных возбуждений в берегах, на которых рассеиваются квазидвумерные электроны из ямы, определяется взаимодействиями в $H^{(a)}_{int}$. Последние, наряду с H_{tc}, являются источником особенностей в актуальной области энергий вблизи края двумерной зоны. Итак, для решения туннельной задачи нужно, прежде всего, определить вид гамильтониана взаимодействия в (8) между состояниями внутри ямы и состояниями $a_{\mathbf{k}\sigma}$, являющимися симметричной линейной комбинацией состояний правого и левого берегов.

3. МЕХАНИЗМЫ ДВУХКАНАЛЬНОГО ОРБИТАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ КОНДО

1. До сих пор были известны физические реализации двухканальной орбитальной Кондо модели в тяжелофермионных системах и ВТСП [17], а также в металлических стеклах с двухуровневыми примесями [18, 19].

В рассматриваемых в настоящей работе квантовых структурах имеют место новые физические реализации двухканальной орбитальной модели Кондо.

Взаимодействия между металлическими электронами в берегах и орбитально вырожденным примесным состоянием в яме обусловлены хаббардовским отталкиванием между электронами на глубоком уровне. В H_{int} из (1) ему соответствует член

$$H_U = \sum_{\mu,\mu';\sigma,\sigma'} U_{\mu\mu'} n_{d\mu\sigma} n_{d\mu'\sigma'} (1 - \delta_{\mu\mu'}\delta_{\sigma\sigma'}). \tag{14}$$

Применяя преобразование Шриффера—Вольфа к обобщенному гамильтониану Андерсона

$$H_A = H^a_{00} + H^a_{td} + H^d_{00} + H_U, \quad H^d_{00} = \sum_{\mu\sigma} E_d d^+_{\mu\sigma} d_{\mu\sigma},$$

получим, что в общем случае эффективное взаимодействие между примесным состоянием в яме и электронами в берегах имеет вид

$$\begin{gathered} H_{int} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{\mu\mu'\sigma_i} V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a^+_{\mathbf{k}\sigma_1} a_{\mathbf{k}'\sigma_2} d^\dagger_{\mu\sigma_3} d_{\mu'\sigma_4}, \\ V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = -T^{a\mu}_{d\mathbf{k}} T^{a\mu'}_{\mathbf{k}'d} \left(\frac{1}{E_d - \varepsilon^a_{\mathbf{k}}} - \frac{1}{E_d + U_{\mu\mu'} - \varepsilon^a_{\mathbf{k}'}} \right). \end{gathered} \tag{15}$$

Новым физическим механизмом, приводящим к многоканальному обменному рассеянию, является нарушение аксиальной симметрии пространственно-квантованных состояний в яме. Действительно, учет зависимости волновых функций двумерного континуума от поперечных пространственных координат в выражении (5) для матричных элементов $V^{\mu}_{\mathbf{k}_{\perp}d}$ приводит к тому, что они имеют отличные от нуля значения для всех компонент d-состояния с $\mu_{e_g} = \pm 1, \mu_{t_{2g}} = 0, \pm 1$. Причем слагаемые с $\mu_{e_g} \neq +1$ отличны от нуля только в случае нарушения аксиальной симметрии квантованных состояний в яме. Соответственно отличны от нуля и туннельные матричные элементы $T^{a\mu}_{\mathbf{k}d}$ для всех $\mu_{e_g} = \pm 1$, $\mu_{t_{2g}} = 0, \pm 1$. Как следует из определения (4), прямым следствием нарушения аксиальной симметрии является зависимость туннельных матричных элементов $T^{\mu}_{\mathbf{k}d}$ от направления импульса $\mathbf{k}$ (пространственная нелокальность $T^{\mu}_{\mathbf{k}d}$).

В (15) матричные элементы взаимодействия с $\mu \neq \mu'$ существуют благодаря описанному механизму нарушения аксиальной симметрии состояний в яме.

Из всех взаимодействий, входящих в (15), ниже рассматриваются взаимодействия, обменные либо по орбитальному индексу, либо по спиновому.

Взаимодействие

$$H_{int} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{\mu\mu'\sigma} V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a^{+}_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}'\sigma} d^{+}_{\mu} d_{\mu'}, \tag{16}$$

обменное по орбитальному индексу, может быть основным в следующих случаях: 1) спиновое вырождение уровня полностью снимается за счет совместного действия кристаллических полей (это уже учтено) и обменного взаимодействия внутри d-оболочки (правила Хунда); 2) оба вырожденных по спину уровня лежат ниже уровня Ферми; 3) рассматриваются температуры, много меньшие всех параметров задачи, кроме температуры Кондо в задаче с обменным по спину взаимодействием. Последнее условие может быть выполнено при конечных не слишком больших значениях обменных параметров, так как «спиновая» температура Кондо зависит от обменных параметров экспоненциально, тогда как характерная энергия при орбитальном обменном взаимодействии зависит от обменных параметров степенным образом (см. [13, 26], а также формулы (32), (33) в данном тексте). Воспользуемся тем, что, как правило, e_g- и t_{2g}-состояния разделены достаточно большим энергетическим интервалом (по сравнению с энергетическими масштабами, интересующими нас в этой задаче), так что их перемешиванием в матричных элементах взаимодействия можно пренебречь. Предположим также, что ближайшим к краю $2D$-зоны глубоким уровнем является e_g-дублет. Разложим операторы $a_{\mathbf{k}\sigma}$ и матричные элементы $V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ в (16) для e_g-дублета по кубическим гармоникам $K_{\Gamma\gamma}(\Omega_{\mathbf{k}})$, $\Gamma = e_g$, $\gamma = \pm 1$ — номер строки неприводимого представления точечной группы:

$$a_{\mathbf{k}\sigma} = \sum_{\gamma} K_{\Gamma\gamma}(\Omega_{\mathbf{k}}) a_{k\gamma\sigma}, \quad V^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \sum_{\gamma\gamma'} K^{*}_{\Gamma\gamma}(\Omega_{\mathbf{k}}) K_{\Gamma\gamma'}(\Omega_{\mathbf{k}'}) V^{\mu\mu'}_{\gamma\gamma'}(kk') \tag{17}$$

(здесь $\Omega_{\mathbf{k}}$ — телесный угол). Недиагональные матричные элементы взаимодействия с $\gamma \neq \gamma'$ отличны от нуля, вследствие того что в силу зависимости туннельных матричных элементов от направления импульса $\mathbf{k}$ их разложение по кубическим гармоникам имеет оба слагаемых с $\gamma = \pm 1$:

$$T^{\mu}_{\mathbf{k}d} = \sum_{\gamma=\pm 1} K_{\Gamma\gamma}(\Omega_{\mathbf{k}}) T^{a\mu}_{d\gamma}(k). \tag{18}$$

Отметим, что в простейшем случае, когда состояния $2D$-континуума описываются плоскими волнами, в (17) и (18) $\gamma = \mu, \gamma' = \mu'$. Подставляя (17) в (16) и пользуясь ортонормированностью кубических гармоник, получаем выражение для орбитального обменного взаимодействия в случае e_g-дублета:

$$H_{ex}^{\mu} = \sum_{\mathbf{kk}'\sigma} \sum_{\gamma\gamma'=\pm1} \sum_{\mu\mu'=\pm1} V_{\gamma\gamma'}^{\mu\mu'}(kk') a_{k\gamma\sigma}^{+} a_{k'\gamma'\sigma} d_{\mu}^{+} d_{\mu'}. \tag{19}$$

Двукратно вырожденный e_g-уровень с одним электроном (или дыркой) удобно описывать псевдоспиновой переменной $\hat{\tau}_d$, проекция которой на ось z имеет два значения:

$$\hat{\tau}_d^z = \frac{1}{12}[3L_z^2 - L(L+1)] = \pm\frac{1}{2}, \tag{20}$$

отвечающие занятым d_{z^2}-орбитали ($L_z = 0$) и $d_{x^2-y^2}$-орбитали ($|L_z| = 2$), $\hat{L}$ — оператор углового момента. Оператор $\hat{\tau}_d^x \sim L_x^2 - L_y^2$ переворачивает псевдоспин. Обратим внимание на то, что операторы $\hat{\tau}_d^z$, $\hat{\tau}_d^x$ представляют собой компоненты тензора квадрупольного момента. Таким образом, два значения квантового числа $\mu = \pm 1$ в гамильтониане (19) отвечают двум проекциям (20) квадрупольного момента на ось z, т. е. взаимодействие (19) представляет собой квадрупольное обменное рассеяние. Определяя оператор псевдоспина в (19) как

$$\hat{\tau}_d^i = \sum_{\mu\mu'=\pm1} d_{\mu}^{+} \tau_{\mu\mu'}^{i} d_{\mu'}, \quad \sum_{\mu=\pm1} d_{\mu}^{+} d_{\mu} = 1$$

и полагая

$$V_{\mathbf{kk}'}^{\mu\mu'} = \sum_{i=x,y,z} V_{\mathbf{kk}'}^{i} (\hat{\tau}_d^i)_{\mu\mu'}, \quad \mu, \mu' = \pm 1,$$

переписываем H_{ex}^{μ} в виде

$$H_{ex}^{\mu} = \sum_{kk'\sigma} \sum_{i=x,y,z} \sum_{\gamma,\gamma'=\pm1} V^{i}(kk') a_{k\gamma\sigma}^{+} \hat{\tau}_{\gamma\gamma'}^{i} a_{k'\gamma'\sigma} \hat{\tau}_d^i. \tag{21}$$

Выражения (19), (21) описывают двухканальный обменный по квадрупольному моменту (псевдоспину) гамильтониан, в котором номер канала рассеяния («цвет») определяется одной из двух проекций реального спина электрона проводимости.

Туннельные матричные элементы в (15) в общем случае комплексны, поэтому в (21) наряду с членом, содержащим τ_d^x, есть также член с τ_d^y. Ниже мы рассматриваем случай, когда $V^x = V^y \neq V^z$. Взаимодействия, содержащие произведения $\tau_d^i \tau_d^j, i \neq j$, в настоящей работе не рассматриваются.

Модель (21) с квадрупольным обменом отличается от предложенных в работах [17] физическим механизмом возникновения обмена. Еще раз подчеркнем, что физической причиной появления «квадрупольного обмена» является нарушение аксиальной симметрии пространственно-квантованных состояний в яме в процессе виртуальных переходов и, как следствие, пространственная нелокальность матричных элементов туннелирования.

2. Следует отметить, что зависимость туннельных матричных элементов от импульса является также причиной возникновения двухканального обменного по спину взаимодействия. Рассматривая опять только e_g-дублет и разлагая операторы и матричные элементы в (15) (с $\sigma_1 = \sigma$, $\sigma_2 = \sigma'$ и $d^+_{\mu\sigma_3} \equiv d^+_\sigma$, $d_{\mu\sigma_4} \equiv d_{\sigma'}$) по кубическим гармоникам, получаем двухканальный обменный по спину гамильтониан, в котором номер канала определяется орбитальным квантовым числом:

$$H^{(s)}_{ex} = \sum_{kk'\sigma\sigma'} \sum_{i=x,y,z} \sum_{\mu=\pm1} J^i_\mu(kk') a^+_{k\mu\sigma} \hat{\tau}^i_{\sigma\sigma'} a_{k'\mu\sigma'} d^\dagger_\sigma \hat{\tau}^i_{\sigma\sigma'} d_{\sigma'}. \tag{22}$$

Это есть частный случай многоканальной спиновой модели Кондо, введенной в [11] (см. также [30]).

В ходе преобразования исходных гамильтонианов взаимодействия (15) к двухканальному виду возникают также члены с «магнитным» полем

$$H_h = h\hat{\tau}^z_d. \tag{23}$$

В случае спинового обменного взаимодействия h — внешнее магнитное поле, в случае «квадрупольного обмена» h — расщепление дублета из-за нарушения локальной симметрии примесного узла, во-первых, согласно механизму, рассмотренному выше, во-вторых, из-за ян-теллеровских искажений. Ниже рассматривается случай, когда величина ян-теллеровских искажений много меньше всех параметров задачи.

Наконец, в заключение этого раздела отметим, что помимо хаббардовского отталкивания (14) в данной системе существует еще один механизм, приводящий к взаимодействию электронов из берегов с примесным состоянием. Этим механизмом является перенормировка взаимодействий внутри дефектного слоя из-за туннелирования между берегами и ямой, описываемого первым членом в (4) с матричным элементом $T^a_0(k_l)$. «Затравочные» взаимодействия внутри ямы имеют вид

$$H^W_{int} = \sum_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp \sigma_i} \sum_{\mu\mu'} W^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp} c^+_{\mathbf{k}_\perp\sigma_1} c_{\mathbf{k}'_\perp\sigma_2} d^+_{\mu\sigma_3} d_{\mu'\sigma_4}, \quad i = 1, 2, 3, 4. \tag{24}$$

По физическому смыслу — это взаимодействия внутри частично заполненной оболочки примесного атома [20], состоящей из «ядра» и «блоховского шлейфа». Туннелирование $T^a_0(k_l)$ перенормирует взаимодействия в (24), в результате чего появляется взаимодействие между берегами и ямой следующего вида:

$$H_{int} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\sigma_i} \tilde{W}^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a^+_{\mathbf{k}\sigma_1} a_{\mathbf{k}'\sigma_2} d^+_{\mu\sigma_3} d_{\mu'\sigma_4}, \tag{25}$$

$$\tilde{W}^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = W^{\mu\mu'}_{\mathbf{k}_\perp\mathbf{k}'_\perp} \frac{T^{a*}_0(p_l) T^a_0(p'_l)}{[\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp} - \varepsilon^a(\mathbf{k}_\perp) - \varepsilon^a(p_l)][\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}'_\perp} - \varepsilon^a(\mathbf{k}'_\perp) - \varepsilon^a(p'_l)]}.$$

Все полученные выше взаимодействия дают нефермижидкостные возбуждения на уровне Ферми в берегах типа бозевских возбуждений в латинджеровской жидкости [16] в случае кулоновского взаимодействия [21, 22], или связанных n-электронных (n — число орбитальных каналов) состояний для многоканального обменного рассеяния [13, 12, 23].

Удобно сначала решить задачу о взаимодействии электронов в берегах с локализованным состоянием в яме одним из методов, развитых для задачи с двухканальным рассеянием Кондо [24, 13], а затем использовать это решение как основу для туннельной задачи. Иными словами, решение задачи с гамильтонианом $H_0 = H_{00} + H_{int}$ даст нефермижидкостные состояния на уровне Ферми в берегах и соответствующее им состояние на примесном уровне. Учет затем туннельного члена H_{tc} приводит к дополнительному рассеянию $2D$-электронов дефектного слоя на состояниях берегов и примесного уровня, полученных с учетом взаимодействия. Это рассеяние полностью определяет вероятность упругого туннелирования через квантовую яму (см. (11)).

4. ФУНКЦИИ ГРИНА И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В БЕРЕГАХ

1. Как известно [24, 25], в случае двукратно вырожденного по орбитальным или спиновым переменным уровня, когда основной эффект взаимодействия сводится к существованию многочастичного резонанса на уровне Ферми, выражения для функций Грина электронов проводимости могут быть получены методом уравнений движения:

$$G^a_{0\beta}(\mathbf{kk}'; z) = \delta_{\mathbf{kk}'} G^a_{00\beta}(\mathbf{k}; z) + G^a_{00\beta}(\mathbf{k}; z) T^{a\beta *}_{\mathbf{k}d} G_{d\beta}(z) T^{a\beta}_{\mathbf{k}'d} G^a_{00\beta}(\mathbf{k}'; z). \tag{26}$$

Здесь $\beta = [\sigma, \mu]$ для спинового или орбитального обменного рассеяния соответственно, $G^a_{00\beta}(\mathbf{k}; z)$ — функция Грина невзаимодействующих электронов.

В случае одноканального рассеяния Кондо

$$G_{d\sigma}(z) = \frac{1}{z - \varepsilon_{d\sigma} - i\gamma_d - \Sigma_K(z)}, \quad \varepsilon_{d\sigma} - i\gamma_d = \sum_{\mathbf{k}} \frac{|T^a_{\mathbf{k}d}|^2}{z - \varepsilon^a_{\mathbf{k}}},$$

и для $|z|$ близких к уровню Ферми получаем

$$\Sigma_K(z) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{|T^a_{\mathbf{k}d}|^2 f(\varepsilon^a_{\mathbf{k}})}{z - \varepsilon^a_{\mathbf{k}}} \sim \gamma_d \ln \frac{W_a}{z - \varepsilon_F}, \quad G_{d\sigma} \approx \frac{\mathscr{K}_K}{z - E_K}. \tag{27}$$

Здесь $E_K = \varepsilon_F + i\gamma_K$, γ_K имеет порядок температуры Кондо T_K, $T_K \sim (W_a\gamma_d)^{1/2}\mathscr{K}_K$. Следует отметить, что в одноканальном случае плотность зарядовых возбуждений не имеет особенностей на уровне Ферми. В рамках использованного в (27) формализма «резонансного уровня» это описывается компенсацией полюсного вклада его малым вычетом $\mathscr{K}_K$, величина которого определяется экспоненциально малым числом зарядовых возбуждений на уровне Ферми.

2. Чтобы определить вид $G_{d\beta}(z)$ в случае двухканального обменного взаимодействия, воспользуемся моделью резонансного уровня, которая была получена в работе [13]. Перепишем гамильтонианы

$$H^a_{00} = \sum_{k\mu\sigma} \varepsilon^a_k a^+_{k\mu\sigma} a_{k\mu\sigma}, \quad H^\mu_{ex} + H_h, \quad \varepsilon^a_k = (k - k_F)v_F,$$

(см. (21), (23)) в виде

$$\begin{aligned} H^a_{00} &= iv_F \sum_{\mu\sigma} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \psi^+_{\mu\sigma}(x) \partial_x \psi_{\mu\sigma}(x), \\ H^\mu_{ex} &= \frac{1}{2} \sum_{\sigma,\mu=1,2} \sum_{i=x,y,z} V^i \psi^+_{\mu\sigma}(0) \hat{\sigma}^i_{\mu\mu'} \psi_{\mu'\sigma}(0) \hat{\tau}^i_d + h\tau^z, \end{aligned} \tag{28}$$

где

$$\psi_{\mu\sigma}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dk\, e^{ikx} a_{k\mu\sigma},$$

а $\hat{\tau}$, $\hat{\sigma}$ — матрицы Паули. Одномерная кинетическая энергия

$$iv_F \sum_{\mu\sigma} \int_0^L dr[\psi^+_{1\mu\sigma}(r)\partial_r\psi_{1\mu\sigma}(r) - \psi^+_{2\mu\sigma}(r)\partial_r\psi_{2\mu\sigma}(r)]$$

($\psi^+_{1\mu\sigma}(r)$, $\psi_{2\mu\sigma}(r)$ — операторы рождения в точке r электронов, движущихся соответственно вправо и влево) преобразуется к виду (28) с помощью замены $\psi_{2\mu\sigma}(r) \to \to \psi_{2\mu\sigma}(-r)$. Это преобразование имеет смысл для взаимодействий, в которых операторы ψ, ψ^+ не зависят от x.

В работе [13] гамильтониан вида (28) приводится к гамильтониану модели резонансного уровня с помощью следующих операций.

1) Вводится бозонное представление четырех фермионных полей:

$$\psi_{\mu\sigma}(x) = \hat{\eta}\frac{\exp[-i\Phi_{\mu\sigma}(x)]}{\sqrt{2\pi a}}, \quad \hat{\eta}^2 = 1,$$
$$\Phi_{\mu\sigma}(x) = \sqrt{\pi}\left[\int_{-\infty}^{x} dx' P_{\mu\sigma}(x') + \varphi_{\mu\sigma}(x)\right]. \tag{29}$$

Оператор $\hat{\eta}$ вводится для того, чтобы удовлетворить антикоммутационным соотношениям, a — параметр решетки, $\varphi_{\mu\sigma}(x)$ — бозонное поле, $P_{\mu\sigma}(x)$ — сопряженный ему импульс: $[\varphi_{\mu\sigma}(x), P_{\mu'\sigma'}(x')] = i\delta(x - x')\delta_{\mu\mu'}\delta_{\sigma\sigma'}$.

2) Вводятся коллективные переменные с помощью канонического преобразования полей $\varphi_{\mu\sigma}(x), P_{\mu\sigma}(x)$:

$$\varphi_{c,f} = \frac{1}{2}[(\varphi_{11} + \varphi_{12}) \pm (\varphi_{21} + \varphi_{22})], \quad \varphi_{s,(sf)} = \frac{1}{2}[(\varphi_{11} - \varphi_{12}) \pm (\varphi_{21} - \varphi_{22})], \tag{30}$$

и то же — для сопряженных полей $P_{\mu\sigma}(x)$, $\mu, \sigma = 1, 2$. Коллективные переменные, которые описываются фурье-компонентами бозе-полей $k^{1/2}\varphi_l(k)$, соответствуют плотностям $\rho_l(k)$: зарядовой ($l = c$), спиновой ($l = f$), псевдоспиновой ($l = s$), псевдоспин-спиновой ($l = sf$).

3) Производится переход к бесспиновым фермионным полям («рефермионизация»):

$$\psi_l(x) = \frac{\exp[-i\Phi_l(x)]}{\sqrt{2\pi a}}, \quad l = c, f, s, (sf). \tag{31}$$

В результате этих операций зарядовое (c) и цветовое (f) поля отделяются и гамильтониан H_0 принимает вид

$$H_0 = H^a_{00} + H_{sf} + H_s,$$

где

$$H_{00}^{a} = iv_F \sum_{l=s,(sf)} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_l^+(x)\partial_x\psi_l(x),$$

$$H_{sf} = \frac{V_x}{\sqrt{2\pi a}}[\psi_{sf}^+(0) + \psi_{sf}(0)](d^+ - d) + h\left(d^+d - \frac{1}{2}\right), \tag{32}$$

$$H_s = 2(V_z - \pi v_F)\psi_s^+(0)\psi_s(0)\left(d^+d - \frac{1}{2}\right).$$

Здесь использовано представление Майораны для спиновых операторов: $\hat{\tau}^+ = d^+\hat{\eta}$, d^+ — фермионный оператор, $\hat{\eta}$ — майорановский (вещественный) фермионный оператор.

Гамильтониан (32) отвечает модели резонансного уровня, которая дает многочастичный резонанс на уровне Ферми. Замечательной особенностью модели является то, что гибридизация и взаимодействие «разнесены» по разным каналам. В этом ее существенное отличие от модели резонансного уровня [27, 28] для одноканального рассеяния Кондо, в которой они находятся в одном канале.

Поскольку число фермионов в (32) не сохраняется, функция Грина $\hat{G}_d(z)$ наряду с нормальными компонентами ($\sim \langle dd^+\rangle$) имеет также и аномальные компоненты ($\sim \langle dd\rangle$, ($\sim \langle d^+d^+\rangle$). Без учета взаимодействия в s-канале ($V_z = \pi v_F$) функция Грина $\hat{G}_d^0(\varepsilon)$, полученная в работе [13], имеет вид (при $h = 0$)

$$\hat{G}_d^0(\varepsilon) = \frac{1}{2}\frac{\hat{\tau}_0 - \hat{\tau}_x}{\varepsilon + i\Gamma_K \operatorname{sign}\varepsilon} + \frac{1}{2}\frac{\hat{\tau}_0 + \hat{\tau}_x}{\varepsilon + i\delta \operatorname{sign}\varepsilon}, \quad \delta \to 0, \quad \Gamma_K \sim \frac{V_x^2}{\varepsilon_F} \tag{33}$$

Форма выражения для функции Грина отвечает ситуации, когда только половина примесных степеней свободы связана с электронами проводимости. Многочастичный резонанс ширины Γ_K на уровне Ферми образован смешанной псевдоспин-цветовой (sf) модой, которая за счет псевдоспинового вклада имеет заряд, и по этой причине функция Грина не содержит малого вычета (ср. с (27)).

Однако для рассматриваемой здесь туннельной задачи существен вид $G_d(z)$ при конечной величине взаимодействия в s-канале, т. е. при $V_z - \pi v_F \neq 0$. Как будет показано, существует некоторое критическое значение константы взаимодействия, при котором качественным образом меняется характер особенностей матрицы рассеяния.

Чтобы получить решение в этом случае, используем метод, который был в свое время предложен в знаменитой задаче о поглощении рентгеновского кванта в металле [21]. Диагонализуем сначала гамильтониан $H_{00}^s + H_s$ из (32). Для этого введем бозе-операторы

$$b_{sk} = k^{-1/2}\rho_s(k), \quad b_{sk}^+ = k^{-1/2}\rho_s(-k),$$

где $\rho_s(k)$ — операторы плотности:

$$\rho_s(k) = \frac{1}{N^{1/2}}\sum_{q=0}^{k_D-k}\psi_s^+(q)\psi_s(q+k), \quad \rho_s(-k) = \frac{1}{N^{1/2}}\sum_{q=k}^{k_D}\psi_s^+(q)\psi_s(q-k), \quad k \geq 0,$$

$\psi_s(k)$ — фурье-компоненты полей $\psi_s(x)$, обрезание производится на $k_D \sim a^{-1}$. С помощью операторов b_{sk}, b_{sk}^+ гамильтониан $H_{00}^s + H_s$ записывается в виде

$$H_{00}^s + H_s = v_F \sum_{k>0} k b_{sk}^+ b_{sk} + \lambda_z \left(d^+ d - \frac{1}{2} \right) \sum_{k>0} k^{1/2} (b_{sk}^+ + b_{sk}). \tag{34}$$

Здесь $\lambda_z \equiv 2(V_z - \pi\varepsilon_F)N^{-1/2}$. Этот гамильтониан диагонализуется к виду $v_F \sum\limits_{k>0} k b_{sk}^+ b_{sk}$ с помощью канонического преобразования

$$U = \exp\left\{ \lambda_z \rho_{0a} \left(d^+ d - \frac{1}{2} \right) \sum_{k>0} k^{-1/2} (b_{sk} - b_{sk}^+) \right\}, \quad \rho_{0a} \sim v_F^{-1}.$$

При этом гамильтониан H_{sf} преобразуется следующим образом:

$$\tilde{H}_{sf} = \frac{V_x}{\sqrt{2\pi a}} [\psi_{sf}^+(0) + \psi_{sf}(0)](\tilde{d}^+ - \tilde{d}) + (h - \varepsilon_U) \left(\tilde{d}^+ \tilde{d} - \frac{1}{2} \right),$$

$$\tilde{d}^+ = U d^+ U^{-1} = \exp\left\{ \lambda_z \rho_{0a} \sum_{k>0} k^{-1/2} (b_{sk} - b_{sk}^+) \right\} d^+ \equiv U_0 d^+, \tag{35}$$

$\varepsilon_U = \lambda_z^2 \rho_{0a}$ — «поляронный сдвиг». С учетом (35) функция Грина резонансного уровня $\hat{G}_d(t)$ имеет вид

$$\hat{G}_d(t) = \hat{G}_d^0(t) \langle U_0^+(t) U_0(0) \rangle_D, \tag{36}$$

$U_0(t)$ получается из $U_0(0)$ с помощью замены: $b_{sk} \to b_{sk} \exp(i\varepsilon_k t)$; $\langle ... \rangle_D$ — усреднение по состояниям диагонализованного гамильтониана $H_{00}^s + H_s$, $\hat{G}_d^0(t)$ — фурье-образ функции (33). Среднее вычисляется известным образом [21] с помощью соотношений

$$e^{\hat{A}} e^{\hat{B}} = e^{\hat{A} + \hat{B} + (1/2)[\hat{A}, \hat{B}]}, \quad \langle e^{[F(b^+, b)]} \rangle = e^{(1/2)\langle F^2(b^+, b) \rangle},$$

где F — любая линейная комбинация бозе-операторов. В результате на больших временах $\varepsilon_F t \gg 1$ получаем, что в (36)

$$\hat{G}_d(t) \sim \hat{G}_d^0(t) t^{-\alpha_d}.$$

Соответственно, в энергетическом представлении получаем выражение

$$\hat{G}_d(z) = A \left[\frac{\hat{\tau}_0 - \hat{\tau}_x}{z - E_{2K}} \left(\frac{z - E_{2K}}{\varepsilon_F} \right)^{\alpha_d} + \frac{\hat{\tau}_0 + \hat{\tau}_x}{z} \left(\frac{z}{\varepsilon_F} \right)^{\alpha_d} \right], \tag{37}$$

$$A = \exp\left(i\pi(1/2 - \alpha_d) \right) \Gamma(1 - \alpha_d),$$

$\alpha_d = (\delta/\pi)^2$, δ — фазовый сдвиг, $E_{2K} = \varepsilon_F + i\Gamma_K$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Параметр обрезания в первом члене $\sim \varepsilon_F$, так как скорость возбуждений в коллективных каналах равна v_F, что следует из гамильтониана (32). Взаимодействие в псевдоспиновом канале имеет экранирующий характер и приводит к эффективному уширению резонансного уровня.

Логарифмическое поведение термодинамических величин, полученное в работах [13, 26], имеет место, во-первых, в области применимости теории возмущений по

α_d и, во-вторых, при очень больших временах, $\Gamma_K t \gg 1$. В настоящей работе нас будет интересовать область степенных зависимостей от энергии.

3. Записывая (26) с помощью парциальных состояний $a_{k\gamma\sigma}$ из (17) и учитывая, что в плотность состояний дают вклад только диагональные по β компоненты во втором члене выражения для $G^a_{0\beta}(\mathbf{kk}'; z)$, получаем

$$\rho(\varepsilon) = \rho_0(\varepsilon) + \frac{1}{\pi}\sum_\beta \operatorname{Im}\operatorname{Sp}\hat{G}_{d\beta}(\varepsilon)\sum_{k\gamma}|f_{\gamma\beta}(k;\varepsilon)|^2, \tag{38}$$

где

$$f_{\mathbf{k}\beta}(z) \equiv T^a_{\mathbf{k}d}G^a_{00\beta}(\mathbf{k}; z) = \sum_\gamma f_{\gamma\beta}(k; z)K_\gamma(\Omega_\mathbf{k}).$$

Сумма по k во втором члене по порядку величины равна:

$$\sum_{k\gamma}|f_{\gamma\beta}(k;\varepsilon_F)|^2 \sim \gamma_d\rho_{0a}.$$

Используя выражение (37), получаем из (38) плотность состояний на уровне Ферми:

$$\rho_a(\varepsilon) = \rho_{0a} + A(\gamma_d\rho_{0a})\sum_{i=1,2}\frac{\sin\left[(1-\alpha_d)\operatorname{ctg}(\Gamma_i/\varepsilon)\right]}{\varepsilon_F^{\alpha_d}(\varepsilon^2+\Gamma_i^2)^{(1-\alpha_d)/2}}, \quad \varepsilon > 0, \quad \gamma_d \sim \gamma_0|B|^2. \tag{39}$$

Ширины $\Gamma_1 \equiv \delta \to 0$, $\Gamma_2 \equiv \Gamma_K$ отвечают «свободному» и «связанному» вкладам в спектральную функцию (см. (33)), $A \sim 1$.

5. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ И ЕЕ ПОЛЮСЫ

1. Вернемся к туннельной задаче, описываемой гамильтонианом H в (1). Учтем дополнительное рассеяние квазидвумерных электронов внутри ямы на возбуждениях с берегов уровня Ферми, обусловленное туннельным членом H^a_{tc}. При этом состояния электронов на уровне Ферми и на примесном уровне описываются функциями Грина (26) и (37) соответственно. Матрица рассеяния $\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z)$ для электрона внутри ямы определяется из функции Грина $G^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z)$:

$$\begin{gathered} G^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z) = \langle c_{\mathbf{k}_\perp}|\hat{I}(z-\hat{H})^{-1}|c_{\mathbf{k}'_\perp}\rangle = \delta_{\mathbf{k}_\perp,\mathbf{k}'_\perp}G_{0\mathbf{k}_\perp}(z) + \\ +G_{0\mathbf{k}_\perp}(z)\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z)G_{0\mathbf{k}'_\perp}(z), \quad G_{0\mathbf{k}_\perp}(z) = [z-\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}]^{-1}, \end{gathered} \tag{40}$$

$$\mathcal{T}^{cc}_\sigma(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z) = \frac{T_0(z)}{1-T_0(z)J_c(z)}B(\mathbf{k}_\perp)B^*(\mathbf{k}'_\perp), \tag{41}$$

$$T_0(z) = |\Sigma_{dc}(z)|^2G_{d\sigma}(z) + \Sigma_{cc}(z), \tag{42}$$

$$\Sigma_{cc}(z) = \sum_\mathbf{k}\frac{|T^a_{\mathbf{k}c}|^2}{z-\varepsilon^a_\mathbf{k}}, \quad \Sigma_{dc}(z) = \sum_{\mathbf{k}\mu}\frac{T^{a*}_{\mathbf{k}c}T^{a\mu}_{\mathbf{k}d}}{z-\varepsilon^a_\mathbf{k}}, \quad J_c(z) = \sum_{\mathbf{k}_\perp}\frac{|B(\mathbf{k}_\perp)|^2}{z-\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}}.$$

Для глубокого уровня

$$B(\mathbf{k}_\perp) \approx B(\varepsilon_c) \equiv \sum_\mu B_\mu(\varepsilon_c).$$

Как следует из определения матрицы рассеяния в (41), 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 с амплитудой $\Sigma_{dc}(z)$ между $2D$-континуумом и примесным состоянием в яме через электронные состояния берегов. Второй член в $T_0(z)$ описывает процессы потенциального рассеяния квазидвумерных электронов.

Интеграл $J_c(z)$ — гильбертова трансформа квазидвумерной одночастичной плотности состояний $\rho_c(\varepsilon)$, определенной в (6). При $|z-\varepsilon_c|/\gamma_0 \ll 1$ этот интеграл имеет логарифмическую особенность

$$J_c(z) = \int d\varepsilon \frac{\rho_c(\varepsilon)|B(\varepsilon)|^2}{z-\varepsilon} = -\frac{1}{2}\tilde{\rho}_{0c}\ln\left(\frac{z-\varepsilon_c}{\gamma_0}\right), \quad \tilde{\rho}_{0c} = \rho_{0c}(\varepsilon_c)|B(\varepsilon_c)|^2. \tag{43}$$

Функции $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ в отсутствие взаимодействия представляют собой гильбертовы трансформы трехмерной одночастичной плотности состояний обкладок, «взвешенные» с туннельными интегралами. В актуальной области спектра вблизи края зоны — это гладкие функции энергии по сравнению с $J_c(z)$. В этом случае полюсы матрицы рассеяния определяются логарифмической особенностью в $J_c(z)$ и представляют собой экспоненциально узкие резонансы [8] на краю $2D$-зоны с шириной

$$\gamma_r^{(0)} = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_{d\mu}}{\Lambda'}\right), \quad \varepsilon_d = \mathrm{Re}\bar{E}_d, \quad \bar{E}_d = E_d + \Sigma_d \equiv \varepsilon_d + i\gamma_d, \tag{44}$$

$$\Lambda' = \mathrm{Re}\Lambda = \mathrm{Re}\left[\frac{|\Sigma_{dc}|^2 - (\bar{E}_d - \varepsilon_c)\Sigma_{cc}}{2(\varepsilon_c - \bar{E}_d)}\tilde{\rho}_{0c}\right], \quad \Sigma_d = \sum_{\mathbf{k}\mu} \frac{|T^{a\mu}_{\mathbf{k}d}|^2}{z - \varepsilon^\nu_{\mathbf{k}}}.$$

Значения всех собственно-энергетических функций берутся при $z = \varepsilon_c$.

Во взаимодействующей системе в актуальной области энергий вблизи края $2D$-зоны функции $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ удобно записать в виде спектрального представления функции Грина электронов проводимости:

$$\Sigma_{cc}(z) = \sum_{k\gamma\sigma} \frac{|T^a_{kc\gamma}|^2 f(\varepsilon^a_k)}{(z-\varepsilon_c) - (\varepsilon^a_k - \varepsilon_c)} = \sum_\gamma |T^a_{k_F c\gamma}|^2 \int_{-\infty}^{0} d\varepsilon \frac{\rho_a(\varepsilon)}{(z-\varepsilon_c) - \varepsilon}, \tag{45}$$

$\rho_a(\varepsilon)$ определяется выражением (39), $f(\varepsilon)$ — функция Ферми. Энергии отсчитываются от $\varepsilon_F \to \varepsilon_c$. Именно в этой области одночастичные (типа (44)) и многочастичные резонансы сильно влияют друг на друга.

Из определения (45) следует, что во взаимодействующей системе функции $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ являются гильбертовыми трансформами многочастичной плотности состояний, и в силу этого имеют особенности на уровне Ферми, соответствующие неферми-жидкостным пикам в плотности состояний.

Подставляя (39) в (45), получаем вклад резонансного уровня E_{2K} в собственно-энергетические функции $\Sigma_{cc,dc}(z)$:

$$\Sigma^{int}_{cc,dc}(z) = A_{1,2}\gamma_d^2 \frac{(z+i\Gamma_K)^{1-\alpha_d} - (z-i\Gamma_K)^{1-\alpha_d}}{\varepsilon_F^{\alpha_d}(z^2+\Gamma_K^2)^{(1-\alpha_d)}} \tag{46}$$

($|A_{1,2}| \sim 1$); при вычислении было использовано выражение

$$\mathrm{tg}^{-1}\, x = (1/2i)\ln[(1+ix)/(1-ix)].$$

Выражение (46) имеет место для тех значений α_d, при которых справедлива степенная зависимость от энергии в (37).

Логарифмическое поведение собственно-энергетической части $J_c(z)$ означает, что она порождает одночастичные резонансы в той же области энергий, где существует многочастичный резонанс, который определяет особенности эффективного рассеивающего потенциала $T_0(z)$. По этой причине низкоэнергетические полюсы матрицы рассеяния определяются самосогласованным уравнением

$$1 - T_0(z)J_c(z) = 0. \tag{47}$$

2. Используя выражения (46) и (43), легко убедиться, что уравнение (47) имеет решение типа краевого резонанса с энергией $z_r = \varepsilon_c + i\gamma_r$. Определяющий вклад в формирование резонанса дает резонансная составляющая $T_0(z)$, которая много больше потенциальной:

$$\left|\Sigma^{int}_{cc}(z_r)\right| \ll \left|\Sigma^{int}_{dc}(z_r)|^2|G_d(z_r)\right|.$$

Это соотношение легко получается, если учесть, что в (45)

$$\left|\Sigma^0_{cc,dc}(z_r)\right| \ll \left|\Sigma^{int}_{cc,dc}(z_r)\right|, \quad \left|\Sigma^0_{cc,dc}\right| \sim \gamma_d.$$

При $\gamma_r \ll \Gamma_K$

$$\left|\Sigma^{int}_{cc,dc}(z_r)\right| \sim \frac{\gamma_d^2}{\Gamma_K}\left(\frac{\Gamma_K}{\varepsilon_F}\right)^{\alpha_d} \sim \varepsilon_F\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_F}\right)^{2\alpha_d}, \quad \Gamma_K \sim \frac{\gamma_d^2}{\varepsilon_F}. \tag{48}$$

При $|\Gamma_K - \gamma_r| \ll \Gamma_K$, как следует из (46), собственно-энергетические функции имеют степенную особенность в актуальной области энергий.

С учетом всего сказанного из уравнения (47) получаем следующее выражение для ширины γ_r краевого резонанса:

$$\gamma_r = A_{r1}\varepsilon_F|B|^{2/(1-\alpha_d)}\left(\frac{\rho_{0c}}{\rho_{0a}}\right)^{1/(1-\alpha_d)}\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_F}\right)^{4/(1-\alpha_d)}, \quad |\gamma_r| \ll \Gamma_K, \tag{49}$$

$$\gamma_r \approx \Gamma_K - A_{r2}\varepsilon_F|B|^{2/3(1-\alpha_d)}\left(\frac{\rho_{0c}}{\rho_{0a}}\right)^{1/3(1-\alpha_d)}\left(\frac{\gamma_d}{\varepsilon_F}\right)^{4/3(1-\alpha_d)}, \quad |\Gamma_K - \gamma_r| \ll \Gamma_K, \tag{50}$$

$A_{r1}, A_{r2} \sim 1$. Краевой резонанс существует при

$$|B|^{2(6\alpha_d - 1)} < \left(\frac{W_c}{W_a}\right)\left(\frac{\gamma_0}{\varepsilon_F}\right)^{2(1-3\alpha_d)}, \quad \alpha_d > \frac{1}{6}, \tag{51}$$

т. е. только при конечных значениях константы взаимодействия λ_z и достаточно глубоком d-уровне.

При всех остальных значениях параметров, включая точку $\lambda_z = 0$, матрица рассеяния не имеет полюсов вблизи края $2D$-зоны.

3. Туннельные ширины $\Gamma_a^c(\mathbf{p}_\perp;\varepsilon)$ в (12), (13) могут быть записаны в виде

$$\Gamma_a^c(\mathbf{p}_\perp;\varepsilon_F) = \frac{1}{\pi}|B(\mathbf{p}_\perp)|^2 \mathrm{Im}\Sigma_{cc}(z-\varepsilon_c), \quad \mathrm{Re}z = \varepsilon_F. \tag{52}$$

В отсутствие краевого резонанса, воспользовавшись выражениями (48), получим, что туннельные ширины равны

$$\Gamma_a^c(\varepsilon_F) = A_\Gamma |B|^2 \frac{\gamma_d^2}{\Gamma_K}\left(\frac{\Gamma_K}{\varepsilon_F}\right)^{\alpha_d} \sim \gamma_0 \left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{1-2\alpha_d} |B|^{2(1+2\alpha_d)}, \quad A_\Gamma \sim 1. \tag{53}$$

При наличии краевого резонанса туннельные ширины в (52) обрезаются на ширине γ_r и определяются выражениями

$$\Gamma_a^c(\varepsilon_F) = A_{1\Gamma}\gamma_0 \left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{1-2\alpha_d} |B|^{2(1+2\alpha_d)}, \quad \gamma_r \ll \Gamma_K, \tag{54}$$

$$\Gamma_a^c(\varepsilon_F) = A_{2\Gamma}\gamma_0 \left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{1/3} |B|^{2/3}, \quad |\gamma_r - \Gamma_K| \ll \Gamma_K, \tag{55}$$

$A_{1\Gamma,2\Gamma} \sim 1$. Обратим внимание на то, что для всех ширин (53)–(55) имеет место соотношение $\Gamma_a^c \ll \gamma_0$.

Во всех рассмотренных выше случаях выполняется условие $\Gamma_c^a(z_r) \ll |T_0(z_r)|$. Это условие означает, что во взаимодействующей системе характерные времена туннелирования $\tau_t^{int} \sim \Gamma_c^{a-1}(z_r)$, много большие 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. Таким образом, существование многочастичных краевых резонансов обеспечивается условием

$$\tau_t^{int} \gg \tau_{sc}^{int}.$$

Подчеркнем также, что при выполнении условия (51) краевые резонансы существуют, пока $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \Gamma_K$. При этом основной вклад в вероятность туннелирования (11) дает резонансный член в функции Грина $G_{cc}(z)$ (см. (40)). Это соответствует фермижидкостному (или, что то же, резонансному) режиму туннелирования.

Краевые резонансы отсутствуют для более мелких примесных уровней, когда условие (51) не выполняется (хотя $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \Gamma_K$) или при $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \Gamma_K$ и любых положениях примесного уровня. В этом случае основной вклад в вероятность туннелирования дает нефермижидкостной резонанс на уровне Ферми. Этот резонанс определяет поведение туннельных ширин в (11) (как следует из их определения в (52)). Соответствующий режим туннелирования будем называть нефермижидкостным.

Мы видим, что дополнительное рассеяние электронов из окрестности края двумерной зоны на нефермижидкостных возбуждениях с уровня Ферми, обусловленное туннелированием H_t^a, порождает фермижидкостной резонанс на краю $2D$-зоны в яме, так как ему отвечает простой полюс в функции Грина. Без учета процессов рассеяния, обусловленных туннелированием, нефермижидкостному состоянию электронов в берегах отвечает степенная особенность в функциях Грина (26), (37), в плотности состояний $\rho_a(\varepsilon)$ и, соответственно, в туннельных ширинах.

Таким образом, при сближении берегов уровня Ферми и края $2D$-зоны становится возможен переход между нефермижидкостным и фермижидкостным режимами туннелирования. Условия перехода совпадают с условиями существования решений уравнения (47).

6. ТУННЕЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ

1. Туннельная прозрачность определяется выражением:

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

Туннельная прозрачность содержит нефермижидкостной и резонансный вклады:

$$\sigma(\varepsilon_F) = \sigma_0(\varepsilon_F) + \sigma_r(\varepsilon_F).$$

Нефермижидкостной вклад $\sigma_0(\mu)$ определяется выражением

$$\sigma_0(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{\pi} \frac{\Gamma_L(\varepsilon_F)\Gamma_R(\varepsilon_F)}{\Gamma_L(\varepsilon_F) + \Gamma_R(\varepsilon_F)} \rho_c(\varepsilon_F).$$

Выражая $\Gamma^c_{L,R}$ через Γ^a_c с помощью уравнения (13), получаем при одинаковых ширинах $\Gamma^c_{0L,0R}$

$$\sigma_0(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{4\pi} \Gamma^a_c(\varepsilon_F) \rho_c(\varepsilon_F). \tag{56}$$

Значения туннельных ширин в (53) превышают значения в отсутствие взаимодействия, равные по порядку величины γ_d, т. е. нефермижидкостный вклад в прозрачность больше нерезонансного вклада в отсутствие взаимодействия [8].

Подставляя (40) в (11), получим, что общее выражение для резонансного вклада в прозрачность имеет вид (при $\Gamma^c_{0L} = \Gamma^c_{0R}$)

$$\sigma_r(\varepsilon_F) = \frac{e^2}{4\pi} \Gamma^{c2}_a(z_r) \frac{|\tilde{T}_0(z_r)|^2}{|D'(z_r)|^2[(\varepsilon_r - \varepsilon_F)^2 + \gamma_r^2]} I^2(z_r). \tag{57}$$

Здесь

$$D(z) = 1 - T_0(z) J_c(z), \quad D'(z) \equiv (d/dz) D(z),$$

$$I(z_r) = \sum_{\mathbf{k}_\perp} |B(\mathbf{k}_\perp)|^2 |G_{0\mathbf{k}_\perp}(z_r)|^2 \approx \tilde{\rho}_{0c} \frac{1}{2\gamma_r}$$

при $\gamma_0 \gg \gamma_r \gg |\varepsilon_F - \varepsilon_c|$.

Легко показать, что при этих условиях

$$D'(z_r) \approx \frac{T_0(\gamma_r)\tilde{\rho}_{0c}}{\gamma_r} F_r,$$

где F_r — функция параметров порядка единицы. Фактор $I^2(z_r)$ сокращает малый множитель γ_r^2 в числителе выражения (57), происходящий от вычета в полюсе матрицы рассеяния при $z = z_r$.

2. Подставляя полученные выше выражения для туннельных (Γ_c^a) и резонансных (γ_r) ширин, получаем максимальный вклад краевых резонансов в прозрачность при $\varepsilon_r = \varepsilon_F$:

$$\sigma_r^{max}(\varepsilon_F) = F_{1r}\frac{e^2}{4\pi}\left(\frac{\Gamma_a^c}{\gamma_r}\right)^2 \equiv \frac{e^2}{4\pi}S(\varepsilon_F), \tag{58}$$

где $S(\varepsilon_F)$ — коэффициент усиления при туннелировании в зонном канале, который может быть записан в следующем виде:

$$S(\varepsilon_F) = F_{2r}\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_r}\right)^2\left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{2(1-2\alpha_d)}|B|^{4(1+2\alpha_d)} \gg 1, \quad \gamma_r \ll \Gamma_K, \tag{59}$$

$$S(\varepsilon_F) = F_{3r}\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_r}\right)^2\left(\frac{\varepsilon_F}{\gamma_0}\right)^{2/3}|B|^{4/3} \gg 1, \quad |\gamma_r - \Gamma_K| \ll \Gamma_K, \tag{60}$$

$F_{2r,3r} \sim 1$. Ширины γ_r определяются выражениями (49), (50). В обоих предельных случаях имеет место соотношение

$$\sigma_r^{max}(\varepsilon_F) \gg \sigma_0^{max}(\varepsilon_F).$$

В отсутствие взаимодействия вклад в прозрачность экспоненциально узких резонансов на краю $2D$-зоны дает коэффициент усиления [8]

$$S_0(\varepsilon_F) \sim \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_r^{(0)}}\right)^2$$

с шириной $\gamma_r^{(0)}$, определяемой выражением (44). Оказывается, что это максимальное среди известных усиление прозрачности в элементарном акте туннелирования. Действительно, при туннелировании через квазилокализованный уровень при учете одноканального рассеяния Кондо [1] получается коэффициент усиления порядка единицы; при учете кулоновского взаимодействия между электроном на примесном уровне и электронами в берегах [4] коэффициент усиления имеет порядок $(\varepsilon_F/\gamma_0)^\alpha$.

Выражения (56), (58)–(60) определяют усиление прозрачности при туннелировании через двумерный континуум с учетом взаимодействий, дающих нефермижидкостные возбуждения на уровне Ферми. Легко видеть, что для всех рассмотренных выше случаев коэффициент усиления удовлетворяет условиям

$$S_0(\varepsilon_F) \gg S(\varepsilon_F) \gg 1. \tag{61}$$

Уменьшение многочастичного коэффициента усиления прозрачности по сравнению с одночастичным обусловлено двумя причинами: 1) многочастичные краевые резонансы существуют только при достаточно глубоком примесном уровне (как минимум, при

$|B| \ll 1$), тогда как для одночастичных резонансов этого ограничения нет, и максимальное увеличение прозрачности имело место как раз для резонансов, которые образованы сравнительно неглубокими уровнями с $|B| \sim 1$; 2) все многочастичные резонансы шире одночастичных (ср. (49), (50) с (44)), 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 (56), (58)–(60) 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.

7. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Полученные выше результаты дают возможность прямого экспериментального наблюдения нефермижидкостного состояния по особенностям вольт-амперной характеристики (ВАХ) при нулевой температуре. Реально, по-видимому, наблюдать изменение характера особенностей при варьировании параметров туннельной структуры. Здесь наиболее существенным представляется переход между нефермижидкостным и фермижидкостным режимами туннелирования при сближении уровня Ферми и края $2D$-зоны. Положение примесного уровня и значение константы взаимодействия λ_z определяются соотношениями (51). Пока $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| > \Gamma_K$, туннельная прозрачность и ВАХ определяются нефермижидкостным резонансом на уровне Ферми. Прозрачность при этом дается выражением (56) с туннельными ширинами Γ_c^a из (53). Когда уровень Ферми и край зоны сближаются так, что $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \Gamma_K$, прозрачность и ВАХ определяются фермижидкостными краевыми резонансами, при этом прозрачность дается выражениями (58), (59), которые содержат характерный «фермижидкостной фактор» $(\gamma_0/\gamma_r)^2$ (ср. с выражением для S_0).

Если же зафиксировать положение уровня Ферми в окрестности края двумерной зоны, так что $|\varepsilon_F - \varepsilon_c| < \Gamma_K$, то переход между фермижидкостным и нефермижидкостным режимами туннелирования происходит либо при «измельчении» примесного уровня, либо при уменьшении взаимодействия λ_z. В последнем случае изменение характера прозрачности и ВАХ индуцируется изменением ширины (или высоты) барьеров двухбарьерной квантовой ямы. Действительно, как следует из определения матричных элементов взаимодействия в (16), последние пропорциональны γ_0^2, т. е. экспоненциально зависят от ширины барьеров. В силу этого, незначительно уменьшая ширину барьеров, мы переходим от нефермижидкостного характера туннелирования к фермижидкостному.

Наконец, два последних замечания. Рассмотренная двухканальная модель в структурах GaAlAs/GaAs/GaAlAs скорее всего реализуется в случае легких примесей типа V^{2+} во внутреннем слое GaAs. Как было показано в работе [10], в этой системе ближайшим к краю двумерной зоны глубоким уровнем оказывается e_g-дублет. Однако из проведенного выше рассмотрения ясно, что полученные результаты качественно остаются справедливыми в многоканальном случае ($n > 2$).

Полученные выше результаты для двухканальной орбитальной модели Кондо справедливы в том случае, когда величина h ян-теллеровских искажений примесного центра в гамильтониане (23) много меньше всех параметров задачи. Однако известно [17], [31], что нефермижидкостное состояние неустойчиво относительно подобных возмущений, которые снимают вырождение примесного состояния по псевдоспину. По-видимому, установление структуры электронных состояний на уровне Ферми и заселенности орбиталей примесного центра должно происходить самосогласованным образом. Эта задача требует отдельного рассмотрения.

Выражаю благодарность Л. А. Максимову за просмотр рукописи и критические замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 96-02-18206 и № 98-02-16730), а также совместно с INTAS (заявка 1066).

Литература

1. Л. И. Глазман, М. Е. Райх, Письма в ЖЭТФ **48**, 403 (1988).
2. T. K. Ng and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **61**, 1768 (1988); T. K. Ng, Phys. Rev. Lett. **70**, 3635 (1993).
3. Y. Meir, N. S. Wingreen, and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 3048 (1991).
4. K. A. Matveev and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **46**, 15337 (1992).
5. N. S. Wingreen, K. W. Jacobsen, and J. W. Wilkins, Phys. Rev. B **40**, 11834 (1989).
6. Л. И. Глазман, Р. И. Шехтер, ЖЭТФ **67**, 163, (1988).
7. K. A. Kikoin and L. A. Manakova, in *Proc. XXIII Int. Conf. Semicond.*, Berlin (1996), p. 894.
8. K. A. Kikoin and L. A. Manakova, Phys. Rev. B **57**, 4863 (1997).
9. К. А. Кикоин, Л. А. Манакова, Письма в ЖЭТФ **65**, 459 (1997).
10. K. A. Kikoin and L. A. Manakova, Semiconductors **29**, 145 (1995).
11. P. Nozieres and A. Blandin, J. de Phys. **41**, 193 (1980).
12. N. Andrei and C. Destri, Phys. Rev. Lett. **52**, 364 (1984).
13. V. J. Emery and S. Kivelson, Phys. Rev. B **46**, 10812 (1992).
14. M. H. Hettler, J. Kroha, and S. Hershfield, Phys. Rev. Lett. **73**, 1967 (1994); D. C. Ralph et.al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1064 (1994).
15. D. C. Ralph and B. A. Buhrman. Phys. Rev. Lett. **72**, 3401 (1994).
16. D. C. Mattis and F. H. Lieb, J. Math. Phys. **6**, 304 (1965).
17. D. J. Cox, Phys. Rev. Lett. **59**, 1240 (1987); D. J. Cox et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 2188 (1989).
18. K. Vladar and A. Zawadowski, Phys. Rev. B **28**, 1564 (1983).
19. A. Murumatsu and F. Guinea, Phys. Rev. Lett. **57**, 2337 (1986).
20. K. A. Kikoin and V. N. Fleurov, *Transition Metal Impurities in Semiconductors*, Singapore: World Sci. (1994).
21. K. D. Schotte and U. Schotte, Phys. Rev. **182**, 479 (1969).
22. P. Nozieres and C. T. de Dominicis, Phys. Rev. **178**, 1097 (1969).
23. N. Kawakami and A. Okiji, Phys. Rev. B **42**, 2383 (1990).
24. A. C. Hewson, *The Kondo Problem to Heavy Fermions*, Cambridge University Press, Cambridge (1993).
25. C. Lacroix, J. Phys. F **11**, 2389 (1981).
26. A. M. Sengupta and A. Georges, Phys. Rev. B **49**, 1020 (1994).
27. P. Schlottmann, J. de Phys. **39**, 1486 (1978).
28. П. Б. Вигман, А. М. Финкельштейн, ЖЭТФ **75**, 204 (1978).
29. G. D. Mahan, Phys. Rev. **163**, 612 (1967).
30. J. R. Schrieffer, J. Appl. Phys. **38**, 1143 (1967).
31. P. D. Sacramento and P. Schlottmann, Phys. Rev. B **43**, 13294 (1991).