

Динамически индуцированный эффект Кондо в двойных квантовых точках

М. Н. Киселев¹⁾, К. А. Кикоин⁺, Л. В. Моленкамп*

Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany

⁺*Ben-Gurion University of the Negev, Beer-Sheva 84105, Israel*

**Physikalisches Institut (EP 3), Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany*

Поступила в редакцию 18 февраля 2003 г.

Предложен новый механизм резонансного Кондо туннелирования через композитные квантовые точки. Показано, что, благодаря скрытой динамической спиновой симметрии, эффект Кондо может быть индуцирован конечным напряжением eV , приложенным к контактам при четном числе электронов N , когда точка имеет нулевой спин в основном состоянии. В качестве примера рассмотрена двойная квантовая точка в параллельной геометрии с $N = 2$, обладающая симметрией $SO(4)$, характеризующей пару синглет/триплет. Кондо-пик возникает при eV , компенсирующем обменное расщепление.

PACS: 05.10.Cc, 72.10.-d, 72.15.Qm

Эффект Кондо (ЭК), первоначально обнаруженный как аномально сильное резонансное рассеяние электронов магнитными примесями в металлах, в дальнейшем оказался универсальным механизмом взаимодействия между электронным газом и локализованными квантовыми объектами, обладающими внутренними степенями свободы [1]. В частности, магнитная примесь в барьере между двумя металлическими обкладками и квантовая точка с некомпенсированным спином, находящаяся в туннельном контакте с металлическими электродами, являются источниками аномально высокой туннельной прозрачности барьера для электронов из контактов [2, 3]. Вскоре после экспериментального обнаружения кондо-резонансов в туннелировании через планарные квантовые точки [4] оказалось, что простое отображение задачи кондо-рассеяния на задачу кондо-прохождения отнюдь не исчерпывает разнообразия явлений, связанных с эффективным магнитным обменом в квантовых точках. В частности, выяснилось, что возможно резонансное кондо-туннелирование через квантовые точки с четным числом электронов и нулевым полным спином. Такое туннелирование может быть индуцировано внешним магнитным полем [5] или электрическим полем затвора [6].

Разнообразие проявлений ЭК в квантовых точках связано с тем, что эти нанобъекты представляют собой своего рода искусственные атомы со сложным спектром. Туннелирование внешних электронов че-

рез квантовые точки нарушает их спиновую симметрию и индуцирует переходы в низколежащие возбужденные состояния. Переходы, энергия которых сравнима с температурой Кондо, T_K , вовлекаются в резонансное взаимодействие и меняют картину кондовского скейлинга по сравнению с каноническим ЭК в металлах. Таким образом, в пределах энергетической шкалы Кондо следует учитывать динамическую симметрию квантовой точки [7], которая определяется не только спином, но и другими векторами, образующими алгебру соответствующей динамической группы. В результате эффективный гамильтониан, описывающий кондо-туннелирование, принимает более сложный вид, чем sd -обменный гамильтониан, описывающий ЭК в металлах, и все входящие в него векторы дают вклад в котуннелирование с переворотом спина через квантовую точку. Теория динамической симметрии композитных (двойных и тройных) квантовых точек сформулирована в работах [8]. Там же показано, каким образом на эту симметрию влияет внешнее магнитное поле и поле затвора.

В настоящей работе рассматривается новый класс явлений, связанный с динамической симметрией квантовых точек. Будет показано, что нарушение термодинамического равновесия между обкладками может индуцировать резонансное кондо-туннелирование, отсутствующее в равновесной системе. Неравновесный ЭК в квантовых точках при конечной величине приложенного напряжения источник-сток рассматривался неоднократно (см, например, [9]). В большинстве этих работ изучается влияние неравновесности на ЭК, существующий и в

¹⁾e-mail: kiselev@physik.uni-wuerzburg.de

равновесной ситуации. При этом релаксация системы, связанная с конечным временем возбужденных состояний, по-видимому, препятствует достижению режима сильной связи (см, например, дискуссию в [10, 11]). Нас интересует ситуация, когда в основном состоянии канал спиновой релаксации, индуцированный неравновесностью, отсутствует (например, спин $S = 0$). Спиновые степени свободы в этом случае возбуждаются только благодаря наличию у квантовой точки динамической симметрии. Такой симметрией обладает, например, двойная квантовая точка (ДКТ), экспериментально реализованная в [12]. В простейшем нетривиальном случае ДКТ содержит два электрона, заполняющих ее по схеме Гайтлера–Лондона (рис.1). Это происходит в условиях сильной

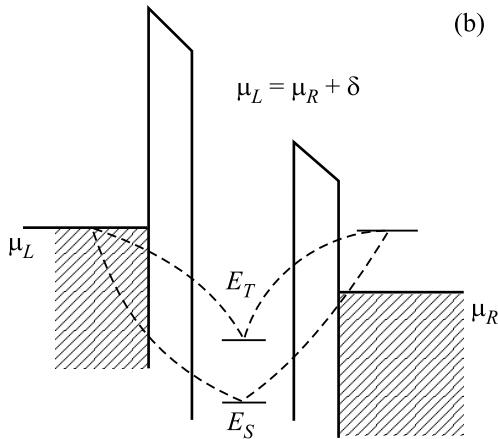
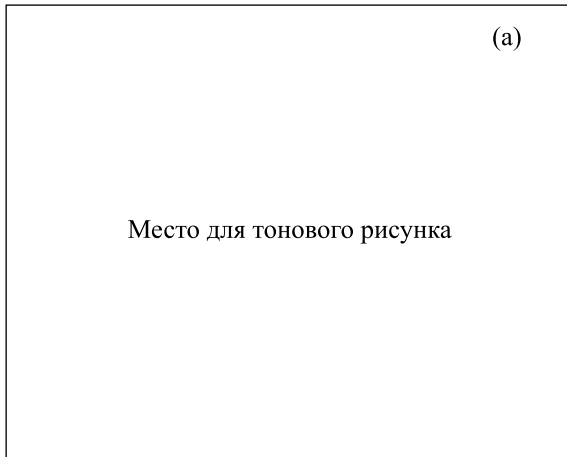


Рис.1. (а) Двойная квантовая точка в параллельной геометрии (из работы Ф. Нотманн и др. [12]); (б) процессы туннелирования и котуннелирования, дающие вклад в дифференциальную проводимость

кулоновской блокады Q , подавляющей туннелирование v между ямами. В этом случае спектр спиновых состояний представляет собой пару синглет/триплет

(S/T), причем в основном состоянии спин равен нулю, поскольку эффективный обмен между двумя долинами, $I \approx v^2/Q$, имеет антиферромагнитный знак. Как показано в [6, 8], изолированная ДКТ обладает симметрией $SO(4)$ спинового ротатора в отличие от обычно рассматриваемой в теории кондо-туннелирования квантовой точки с нечетным заполнением, симметрия которой $SU(2)$. Генераторами группы $SO(4)$ являются вектор спина \mathbf{S} и вектор \mathbf{P} , описывающий матрицу S/T переходов.

Гамильтониан изолированной точки имеет вид

$$H_d = E_S |S\rangle\langle S| + \sum_{\eta} E_T |T\eta\rangle\langle T\eta|, \quad (1)$$

где $E_T = E_S + \delta$, $\eta = \pm, 0$ – проекции спина $S = 1$. Обменное расщепление $\delta = I$. Прямое туннелирование электронов W из обкладок в ДКТ подавляется кулоновской блокадой Q , и перенос заряда возможен только с помощью процессов второго порядка (котуннелирование). Эффективный гамильтониан, описывающий эти процессы, имеет вид [6, 8]

$$H_{int} = J \sum_{\alpha\alpha'} (\mathbf{S} + \mathbf{P}) \cdot \mathbf{s}_{\alpha\alpha'}, \quad (2)$$

$$\mathbf{s}_{\alpha\alpha'} = \sum_{kk'} c_{k\alpha\sigma}^{\dagger} \hat{\tau} c_{k'\alpha'\sigma'}, \quad n_{\alpha\alpha'} = \sum_{kk'} c_{k\alpha\sigma}^{\dagger} \hat{1} c_{k'\alpha'\sigma'}$$

индекс $\alpha = L, R$ маркирует электроны в левой и правой обкладках, соответственно, $\hat{\tau}$ – матрицы Паули, $\hat{1}$ – единичная матрица, $J \approx W^2/(\epsilon_F - E_S/2)$ – эффективные константы обмена “ДКТ-обкладки” (различием между параметрами туннелирования в S - и T -состояния дота пренебрегаем. Векторы \mathbf{S} и \mathbf{P} , введенные выше, имеют следующую матричную форму:

$$S^+ = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad S^z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$P^+ = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad P^z = - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где синглет отвечает последней строке. Соответствующая алгебра (o_4) дается коммутационными соотношениями

$$[S_j, S_k] = ie_{jkl} S_l, \quad [P_j, P_k] = ie_{jkl} S_l, \quad [P_j, S_k] = ie_{jkl} P_l$$

(j, k, l – координатные индексы, e_{jkl} – тензор Леви–Чивита).

Мы видим, что в туннелирование с переворотом спина вовлечены оба вектора \mathbf{S} и \mathbf{P} . Однако по-

сколько пороговая энергия возбуждения спиновых степеней свободы есть δ , спиновое рассеяние в равновесных условиях оказывается эффективным только при условии $T_K > \delta$. Мы покажем, что этот порог может быть преодолен и в противоположном пределе $T_K \ll \delta$ при конечном напряжении источник $eV \approx \delta$, компенсирующем энергию S/T расщепления. В режиме слабой связи $T > T_K$ мы воспользуемся термодинамической теорией возмущений, считая, что электроны в обкладках подчиняются ферми-статистике с химическими потенциалами μ_R и $\mu_R + eV$ в правой и левой обкладках, соответственно. Можно быть уверенным, что слабые туннельные токи не нарушают термодинамической квазиравновесности (дальнейшее обсуждение справедливости такого подхода см. ниже). Для построения теории возмущений проведем фермионизацию генераторов группы $SO(4)$, обобщающую процедуру, предложенную для группы $SU(2)$ в работах [13, 14]:

$$\begin{aligned} S^+ &= \sqrt{2}(f_0^\dagger f_{-1} + f_1^\dagger f_0), & S^- &= \sqrt{2}(f_{-1}^\dagger f_0 + f_0^\dagger f_1), \\ P^+ &= \sqrt{2}(f_1^\dagger f_s - f_s^\dagger f_{-1}), & P^- &= \sqrt{2}(f_s^\dagger f_1 - f_{-1}^\dagger f_s), \\ S_z &= f_1^\dagger f_1 - f_{-1}^\dagger f_{-1}, & P^z &= -(f_0^\dagger f_s + f_s^\dagger f_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь f_\pm^\dagger – операторы рождения фермионов со спиновыми проекциями 1, -1, соответственно, f_\pm^\dagger и f_s – операторы рождения бесспиновых фермионов в триплетном и синглетном состояниях. Представление (3) автоматически учитывает локальный кинематический констрейнт $\sum_\Lambda f_\Lambda^\dagger f_\Lambda = 1$. Диаграммная техника для теории возмущений строится с помощью температурных функций Грина электронов в обкладках, $G_{L,R}(k, \tau) = -\langle T_\tau c_{L,R\sigma}(k, \tau) c_{L,R\sigma}^\dagger(k, 0) \rangle$, и фермионов в ДКТ, $\mathcal{G}_\Lambda(\tau) = -\langle T_\tau f_\Lambda(\tau) f_\Lambda^\dagger(0) \rangle$. Фурье-преобразование в мнимом времени приводит их к виду

$$\begin{aligned} G_{k\alpha}^0(\epsilon_n) &= (i\epsilon_n - \epsilon_{k\alpha} + \mu_{L,R})^{-1}, \\ \mathcal{G}_\eta^0(\omega_m) &= (i\omega_m - E_T)^{-1}, \quad \eta = -1, 0, 1, \\ \mathcal{G}_s^0(\epsilon_n) &= (i\epsilon_n - E_S)^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\epsilon_n = 2\pi T(n + 1/2)$, $\omega_m = 2\pi T(m + 1/3)$ [13, 14]. Ведущие диаграммы теории возмущений представлены на рис.2. Первые диаграммы (2b,c), определяющие паркет Кондо в стандартной теории, дают следующие выражения для перенормированных обменных вершин:

$$\begin{aligned} \Gamma_{LR}^{(2b)}(\omega) &\sim J^2 \sum_{\mathbf{k}} \frac{1 - f(\epsilon_{kL} - eV)}{\omega - \epsilon_{kL} + \mu_L - \delta}, \\ \Gamma_{LR}^{(2c)}(\omega) &\sim J^2 \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(\epsilon_{kL} - eV)}{\omega - \epsilon_{kL} + \mu_L + \delta}. \end{aligned} \quad (5)$$

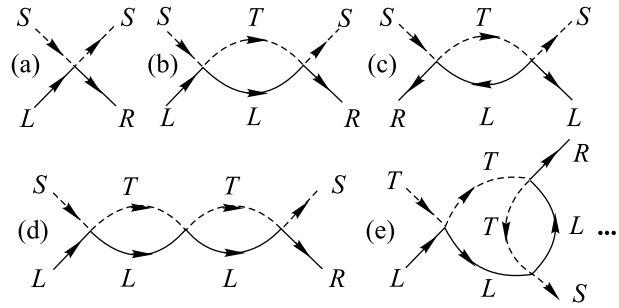


Рис.2. Диаграммы главного логарифмического приближения (b), (d), определяющие основные поправки к J (a), и “паркетные” диаграммы (c), (e), содержащие на одну степень логарифма меньше. Сплошная линия обозначает электрон в контактах, штриховая линия отвечает состояниям в квантовой точке

Заменяя в вершине (рис.2b) ϵ_{kL} на $\epsilon_{kL} - eV$, немедленно получаем

$$\Gamma_{LR}^{(2b)}(\omega) \sim J^2 \nu \ln(D/\max\{\omega, (eV - \delta), T\}).$$

Здесь $D \sim \epsilon_F$ – параметр обрезания, определяющий эффективную ширину континуума в обкладках, ν – плотность состояний на уровне Ферми, $f(\epsilon)$ – ферми-функция. Видно, что при смещении, компенсирующем обменное расщепление, $|eV - \delta| \ll \max[eV, \delta]$, возникает обычная для ЭК логарифмическая расходимость, не зависящая от eV . Во второй вершинной поправке (рис.2c) компенсация отсутствует, и при $eV \sim \delta \gg T$, ω ее вклад оценивается, как

$$\Gamma_{LR}^{(2c)}(\omega) \sim J^2 \nu \ln(D/(eV + \delta)) \ll \Gamma_{LR}^{(2b)}(\omega).$$

Производя аналогичную оценку диаграмм рис.2d и 2e, получим

$$\Gamma_{LR}^{(2d)}(\omega) \sim J^3 \nu^2 \ln^2(D/\max\{\omega, (eV - \delta), T\}),$$

$$\Gamma_{LR}^{(2e)}(\omega) \sim J^3 \nu^2 \ln(D/\max\{\omega, (eV - \delta), T\}) \times$$

$$\times \ln(D/\max\{\omega, eV, T\}). \quad (6)$$

Только первая из них выживает в ведущем логарифмическом приближении. Таким образом, логарифмическая сингулярность в туннельной амплитуде действительно восстанавливается внешним электрическим полем для ДКТ с нулевым спином в основном состоянии. При этом паркетная последовательность расходящихся диаграмм вырождается в лестничную.

Суммирование диаграмм теории возмущений при $T > T_K$ проведем методом ренорм-группы (РГ), который применим к этой задаче как в равновесных, так и в неравновесных условиях [15]. Система уравнений РГ для туннельных вершин $J_{\alpha\alpha'}^{\Lambda\Lambda'}$, полученная путем редукции высокоэнергетической части спектра, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dJ_{LL}^T}{d \ln D} &= -\nu(J_{LL}^T)^2, & \frac{dJ_{LL}^{ST}}{d \ln D} &= -\nu J_{LL}^{ST} J_{LL}^T, \\ \frac{dJ_{LR}^T}{d \ln D} &= -\nu J_{LL}^T J_{LR}^T, & \frac{dJ_{LR}^{ST}}{d \ln D} &= -\nu J_{LL}^{ST} J_{LR}^T, \\ \frac{dJ_{LR}^S}{d \ln D} &= \frac{1}{2}\nu \left(J_{LL,+}^{ST} J_{LR,-}^{TS} + \frac{1}{2} J_{LL,z}^{ST} J_{LR,z}^{TS} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Решая эти уравнения при граничных условиях $J_{\alpha\alpha'}^{\Lambda\Lambda'}(D) = J$, получаем

$$\begin{aligned} J_{\alpha,\alpha'}^{TT} &= \frac{J}{1 - \nu J \ln(D/T)}, & J_{\alpha,\alpha'}^{ST} &= \frac{J}{1 - \nu J \ln(D/T)}, \\ J_{LR}^{SS} &= J - \frac{3}{4}\nu J^2 \frac{\ln(D/T)}{1 - \nu J \ln(D/T)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Структура уравнений РГ (рис.3) показывает, что сингулярность Кондо, возникающая в T -канале, ока-

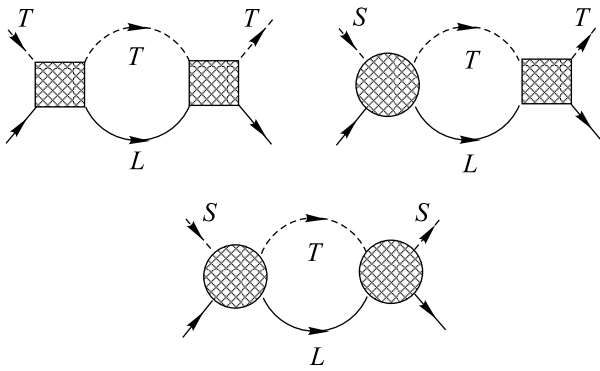


Рис.3. Неприводимые диаграммы, определяющие уравнения ренорм-группы. Вершины T/T и S/T переходов обозначены заштрихованными квадратами и кругами, соответственно. Остальные обозначения аналогичны рис.2

зывает влияние на проводимость по S -каналу благодаря наличию в туннельном гамильтониане оператора \mathbf{P} , нарушающего спиновую симметрию ДКТ, так что ЭК существует исключительно благодаря динамической симметрии, присущей ДКТ.

Дифференциальная проводимость $G(eV, T)/G_0 \sim |J_{LR}^{ST}|^2$ [15], будучи универсальной функцией параметров T/T_K и V/T_K :

$$G/G_0 \sim \ln^{-2}(\max[(eV - \delta), T]/T_K) \quad (9)$$

($G_0 = e^2/\pi\hbar$), имеет максимум при $eV - \delta = 0$ (см. рис.4). Таким образом, в отличие от обычно рассматриваемой ситуации [9], когда кондо-пик, существующий как аномалия нулевого смещения, эволюционирует или расщепляется при конечных смещениях eV , в нашем случае он возникает при пороговом смещении $eV_0 = \delta$. В силу порогового характера пик оказывается асимметричным (ср., например, [11]).

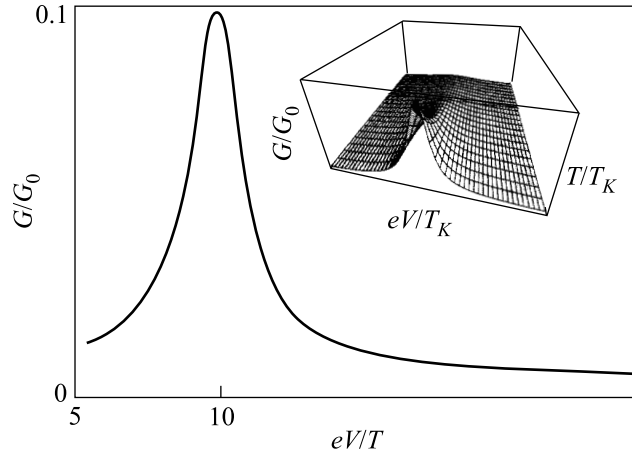


Рис.4. Кондо-пик в дифференциальной проводимости как функция двух универсальных параметров eV/T_K и T/T_K (см. врезку). График приведен для соотношения $\delta/T_K = 10$, $\hbar/\tau T_K = 0.1$

Асимметрия кондо-резонанса, так же как и его уширение, возникает из-за неравновесности туннельного процесса. В отличие от обычной ситуации [11, 16], когда релаксация возникает в основном состоянии квантовой точки, в нашем случае спиновый триплет возникает только в качестве виртуального состояния (рис.3), и поэтому неравновесные эффекты не столь деструктивны. Как релаксация, так и асимметрия определяются мнимой частью собственной энергии функции Грина $\mathcal{G}_T(\omega)$. Диаграммы, описывающие собственную энергию в том же порядке, что и перенормировку вершин, представлены на рис.5. Диаграммы 5a,b определяют основной вклад

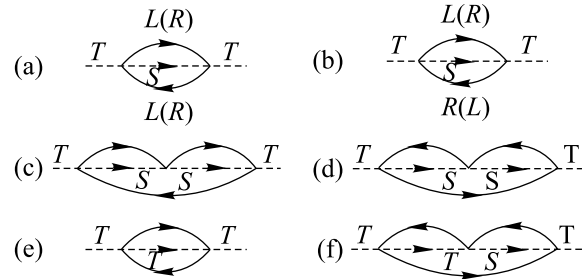


Рис.5. Диаграммы, определяющие основной вклад в $\hbar/\tau T_K$ (a)–(d) (см. текст). Диаграммы (e)–(f) описывают пороговые процессы, приводящие к асимметрии кондо-пика

в ее мнимую часть \hbar/τ_d . При $\omega \sim eV$ этот вклад $\sim (eV) \cdot (J/D)^2$ не содержит логарифмических поправок. В третьем порядке такие поправки возникают, но за пределами главного логарифмического прибли-

жения. Они оцениваются как $eV(J/D)^3 \ln(D/eV)$. В результате имеем

$$\hbar/\tau_d \sim eV(\nu J_0^{ST})^2 [1 + O(\nu J_0^S \ln(D/(eV))].$$

Сравнивая это затухание с T_K и памятуя о том, что в резонансных условиях $eV \sim \delta \sim J$, получаем следующее условие существования кондо-аномалии, индуцированной конечным смещением:

$$\delta(\delta/D)^2 \ll T_K \ll \delta. \quad (10)$$

Правое неравенство напоминает критерий Дониаха стабильности кондо-синглета относительно антиферромагнитных корреляций (см., например, [1]). Условие (10) выполняется в широком интервале параметров задачи, поскольку $\delta/D \ll 1$.

Еще один вклад, связанный с перезаселением уровней в результате туннелирования неравновесных электронов, приводит к асимметрии резонансной линии и дается диаграммами рис.5e,f, в которых хотя бы одно из виртуальных состояний является триплетом. Такие переходы, равно как и соответствующие процессы второго порядка, носят пороговый характер и их вклад в \hbar/τ_d мал. Из рис.4 видно, что асимметрия мала даже при заметном затухании.

Таким образом, в этой работе описана ситуация, когда эффект Кондо существует только в неравновесных условиях и индуцируется внешним напряжением, приложенным к электродам, находящимся в туннельном контакте с композитной квантовой точкой. В этом случае кондо-туннелирование индуцируется динамическими процессами возбуждения низколежащих спиновых состояний квантовой точки, основное состояние которой – спиновый синглет. Простейший пример такой системы – двойная квантовая точка с четным заполнением в условиях сильной кулоновской блокады. Спиновая симметрия такой точки есть симметрия спинового ротатора. Поскольку в квантовой механике синглетному основному состоянию всегда сопутствует триплетное возбуждение, такая ситуация представляется не слишком экзотической, и, по-видимому, может наблюдаться как побочный пик в дифференциальной проводимости, возникающий в кулоновском окне с четным числом электронов при ненулевом смещении. Этот пик следует отличать от максимума, отвечающего котуннелированию через возбужденные электронные состояния [17].

Работа М.К. частично финансировалась Европейской комиссией (проект LF) через Институт Вайц-

мана (Израиль), контракт # HPRI-CT-1999-00069, и Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB-410). Авторы признательны П. Вёльфле за обсуждения.

1. D. Cox and A. Zawadowski, Adv. Phys. **47**, 599 (1998); L. Kouwenhoven and L. Glazman, Physics World **253**, 33 (2001).
2. J. Appelbaum, Phys. Rev. Lett. **17**, 91 (1966).
3. L. I. Glazman and M. E. Raikh, JETP Lett. **47**, 452, (1988); T. K. Ng and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **61**, 1768 (1988).
4. D. Goldhaber-Gordon et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5225 (1998); S. M. Cronenwett et al., Science **281**, 540 (1998); F. Simmel et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 804 (1999).
5. M. Pustilnik, Y. Avishai, and K. Kikoin, Phys. Rev. Lett. **84**, 1756 (2000); M. Eto and Yu. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **85**, 1306 (2000).
6. K. Kikoin and Y. Avishai, Phys. Rev. Lett. **86**, 2090 (2001).
7. И. А. Малкин и В. И. Манько, *Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем*, М.: Наука, 1979.
8. K. Kikoin and Y. Avishai, Phys. Rev. **B65**, 115329 (2002); T. Kuzmenko, K. Kikoin, and Y. Avishai, Phys. Rev. Lett. **B89**, 156602 (2002).
9. Y. Meir and N. S. Wingreen, Phys. Rev. Lett. **68**, 2512 (1992); Phys. Rev. **B49**, 11040 (1994); Ng, Phys. Rev. Lett. **76**, 487 (1996); M. H. Hettler, J. Kroha, and S. Hershfield, Phys. Rev. **B58**, 5649 (1998).
10. O. Parcollet and C. Hooley, Phys. Rev. **B66**, 085315 (2002); P. Coleman and W. Mao, cond-mat/0203001, cond-mat/0205004.
11. A. Rosch, J. Paaske, J. Kroha, and P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **90** (2003).
12. L. W. Molenkamp, K. Flensberg, and M. Kemerink, Phys. Rev. Lett. **75**, 4282 (1995); F. Hofmann et al, Phys. Rev. **B51**, 13872 (1995).
13. V. N. Popov and S. A. Fedotov, Sov. Phys. JETP **67**, 535 (1988).
14. M. N. Kiselev and R. Oppermann, Phys. Rev. Lett. **85**, 5631 (2000).
15. P. W. Anderson, J. Phys. **C3**, 2435 (1970); A. Kaminski, Yu. V. Nazarov, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett **83**, 384 (1999).
16. A. Rosch, J. Kroha, and P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **87**, 156802 (2001).
17. S. De Franceschi et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 878 (2001).