Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.6, стр.459 - 464

КОНКУРЕНЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ И МНОГОЧАСТИЧНЫХ РЕЗОНАНСОВ ПРИ ТУННЕЛИРОВАНИИ.

К.А.Кикоин, Л.А.Манакова

Российский Научный Центр "Курчатовский Институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 февраля 1997 г.

Предложен новый механизм для аномальной туннельной прозрачности двухбарьерной квантовой ямы с собственным двумерным континуумом, допированной примесью переходного металла. Новые каналы туннелирования обусловлены экспоненциально узкими одночастичными резонансами, возникающими вблизи края 2D-зоны в процессе туннелирования. Они не зависят от температуры и их вклад в прозрачность может превышать вклад кондо-резонанса даже при $T < T_K$.

PACS: 72.10.Bg, 72.15.Qm, 73.40.Gk, 73.50.Bk

1. Резонансное увеличение туннельной прозрачности наблюдается в различных квантовых структурах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (см. ссылки в [1]). Часто эти структуры имеют энергетический профиль двухбарьерной квантовой ямы (DBQW) с металлическими берегами. До сих пор туннелирование через DBQW рассматривалось как туннелирование через локализованное состояние [2], так как роль 2D-континуума считалась тривиальной. Естественно, что механизмы туннелирования через квантовую яму и через резонансный уровень под барьером [3] не отличались. Увеличение туннельной прозрачности связывалось с многочастичными эффектами: с кондо-рассеянием при сильном кулоновском отталкивании на локализованном уровне [4], с кулоновским взаимодействием металлических носителей в берегах и электрона на локализованном уровне [5]. Как известно [6], эти многочастичные пики очень чувствительны к температуре и магнитному полю.

В настоящей работе предлагается новый механизм резонансного туннелирования, который может наблюдаться в GaAlAs/GaAs/GaAlAs-структурах, допированных примесями переходных металлов. Новые каналы туннелирования возникают из-за того, что внутренний GaAs-слой имеет собственный двумерный континуум пространственно-квантованных зонных состояний. В процессе туннелирования через допированную 3d-примесью квантовую яму вблизи краев 2D-зон формируются новые экспоненциально узкие резонансные состояния *с ширинами, много меньшими туннельных ширин.* В результате становится возможным сильное резонансное туннелирование в том случае, когда уровень Ферми берегов не находится в резонансе с квазилокализованными (глубокими) примесными уровнями. Экспоненциальное увеличение прозрачности (в элементарном акте туннелирования) в новых каналах возможно до рассмотрения взаимодействий. При учете кондо-рассеяния электронов с уровня Ферми в берегах на примесном уровне в яме результат, полученный ниже, состоит в том, что даже при $T < T_K$ основной вклад в прозрачность может давать не кондо-резонанс, а новые краевые резонансы, возникающие в процессе туннелирования. Существенно, что новые резонансы не зависят от температуры и остаются при $T \gg T_K$, когда кондо-резонанс полностью исчезает.

2. Рассматривается ситуация, когда примесь переходного металла рождает глубокий уровень с энергией E_{id} в запрещенной зоне GaAs-слоя. Этот слой имеет также двумерный континуум с законом дисперсии $\epsilon_{\mathbf{k}_\perp}$. Мы будем рассматривать случай, когда уровень Ферми в берегах находится в окрестности дна зоны проводимости внутреннего слоя. Гамильтониан системы имеет вид: $H = H_0 + H_t$, где

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k},\nu=L,R} \epsilon^\nu_{\mathbf{k}} a^+_{\mathbf{k}\sigma\nu} a_{\mathbf{k}\sigma\nu} + \sum_\sigma \left(E_{id} d^+_\sigma d_\sigma + \frac{U}{2} n_{d\sigma} n_{d-\sigma} \right) + \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp} c^+_{\mathbf{k}_\perp} c_{\mathbf{k}_\perp}, \quad (1)$$

$$H_t = H_{td} + H_{tc} = \sum_{\mathbf{k}\nu\sigma} \left(T^\nu_{\mathbf{k}d} a^+_{\mathbf{k}\nu\sigma} d_\sigma + h.c. \right) + \sum_{\mathbf{k}\nu\sigma} \sum_{\mathbf{k}_\perp'} \left(T^\nu_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a^+_{\mathbf{k}\nu\sigma} c_{\mathbf{k}'_\perp} + h.c. \right). \quad (2)$$

Операторы $a_{\mathbf{k}\nu\sigma}$ описывают электронные состояния в левом (L) и правом (R) берегах туннельного контакта. Операторам d_σ и $c_{\mathbf{k}_\perp}$ локализованных и зонных состояний в яме отвечают волновые функции [7]

$$\psi_{id}(\mathbf{r}) = A_d^{-1/2} \left[\varphi_d(\mathbf{r}) + \sum_{\mathbf{k}_\perp} B(\mathbf{k}_\perp) \phi(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r}) \right],$$

и

$$\psi_{\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) = A_0^{-1/2} \left[\phi_{\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) - A_d^{-1/2} \left(\sum_{\mathbf{k}'_\perp} A_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp} \phi_{\mathbf{k}'_\perp}(\mathbf{r}) + B(\mathbf{k}_\perp) \varphi_d(\mathbf{r}) \right) \right].$$

Здесь $B(\mathbf{k}_\perp) = V^d_{\mathbf{k}_\perp} / (E_{id} - \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp})$, $A_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp} = \tilde{A}_d B(\mathbf{k}_\perp) B(\mathbf{k}'_\perp)$; $\tilde{A}_d$, A_d, A_0 – нормировочные множители, $V^d_{\mathbf{k}_\perp} \approx V_d$ – матричный элемент гибридизации в яме. С помощью этих волновых функций легко находятся туннельные матричные элементы в (2):

$$T^\nu_{\mathbf{k}d} = B(\mathbf{k}_\perp) T^\nu_d(k_l), \quad T^\nu_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp} = \left(T^\nu_0(k_l) \delta_{\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}'_\perp} + T^\nu_c(k_l) B(\mathbf{k}_\perp) B(\mathbf{k}'_\perp) \right). \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp, k_l$ и предполагалось, что продольное и поперечное движения электронов в берегах разделены: $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp} + \varepsilon_{k_l}$. 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: $T_\nu(k_l) = \int \psi^*_\nu(k_l, z) V(z) \phi(k_l, z) dz$. В отличие от обычной туннельной задачи в нашем случае нет прямого перекрытия между атомной примесной волновой функцией $\varphi_d(\mathbf{r})$ и зонными состояниями в берегах. Единственный источник туннелирования - перекрытие между блоховскими состояниями дефектного слоя и берегов. 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.

Прежде чем переходить к решению примесной туннельной задачи, мы рассмотрим перестройку зонного спектра в яме из-за туннелирования между берегами и ямой, которое описывается членом с $T^\nu_0(k_l)$ в $T^\nu_{\mathbf{k},\mathbf{k}'_\perp}$. Перенормированный спектр $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}$ определяется уравнением

$$\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp} = \varepsilon_{\mathbf{k}_\perp} + \sum_{k_l,\nu} \frac{|T_0^\nu(k_l)|^2}{\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp} - \varepsilon^\nu_{\mathbf{k}_\perp} - \varepsilon^\nu_{k_l}}. \tag{4}$$

Из решения этого уравнения следует, что вблизи дна 2D-зоны образуются *"evanescent" состояния* с комплексными волновыми векторами $\mathbf{k}_\perp$ и комплексныммми энергиями $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}$ такими, что $\mathrm{Re}\,\mathbf{k}_\perp \approx \mathrm{Im}\,\mathbf{k}_\perp$. Эти состояния существуют в области $\varepsilon - \varepsilon_c < \gamma_0 \ll W$ и описываются плотностью состояний:

$$\rho_c(\varepsilon) = \frac{\rho_{0c}}{\pi}\left[\arctan\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\gamma_0} - \arctan\frac{\varepsilon - W}{\gamma_0}\right] \tag{5}$$

(ρ_{0c} – пороговая плотность состояний невозмущенной 2D-зоны, ε_c, W – край и ширина 2D-зоны соответственно, γ_0 – мнимая часть собственной энергии в уравнении (4) при $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp} = \varepsilon_c$, слабым сдвигом зонных энергий в (5) мы пренебрегаем). Подчеркнем, что evanescent состояния существуют благодаря тому, что туннелирование происходит между зонами разной размерности (3D-зона в обкладке и 2D-зона в яме).

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 (5).

3. Другим источником особенностей, порождаемых d-примесью, является хаббардовское отталкивание U между электронами на глубоком уровне. Сильное кулоновское отталкивание в нашем случае может породить только непрямое взаимодействие между электронами в берегах и на d-уровне. Это взаимодействие обусловлено перекрытием зонных состояний берегов и "блоховского хвоста" примесной волновой функции. Чтобы вывести это взаимодействие, мы воспользуемся тем, что два первых члена в гамильтониане H_0 вместе с членом H_{td} в туннельном гамильтониане образуют гамильтониан модели Андерсона. Удобно сначала решить эту стандартную задачу в пределе больших U одним из методов, развитых для задачи Кондо [8], а затем использовать это решение как основу для туннельной задачи. Поскольку для глубокого уровня выполнено условие $|T_d^\nu|^2\rho_\nu E_{id} \ll 1$ (ρ_ν – плотность состояний в берегах), то, используя преобразование Шриффера–Вольфа, мы получаем из гамильтониана $H_0 + H_{td}$ эффективный гамильтониан $H_{eff} = \tilde{H}_0 + H_{ex}$, где $\tilde{H}_0$ – гамильтониан (1) без кулоновского члена, H_{ex} – обменное взаимодействие между электронами на уровне Ферми в берегах и d-электроном. При учете кондовского рассеяния функция Грина $\mathcal{G}_{d\sigma}(z)$ квазилокализованных электронов и $\mathcal{T}$-матрица для электронов в обкладках могут быть вычислены методом уравнений движения [8, 9]; они определяются выражениями

$$\mathcal{T}_{d\sigma}^{\nu\nu}(z,\mathbf{k}\mathbf{k}') = T_{\mathbf{k}d}^{\nu*}\mathcal{G}_{d\sigma}(z)T_{\mathbf{k}'d}^{\nu}, \quad \mathcal{G}_{d\sigma}(z) = \frac{1}{z - \epsilon_{d\sigma} - i\gamma_d - \Sigma_K(z)}, \quad \epsilon_{d\sigma} - i\gamma_d = \sum_{\mathbf{k},\nu}\frac{|T_{\mathbf{k}d}^\nu|^2}{z - \epsilon_{\mathbf{k}}^\nu}.$$

И для $|z|$ близких к уровню Ферми, получаем.

$$\Sigma_K(z) = \sum_{\mathbf{k},\nu}\frac{|T_{\mathbf{k}d}^\nu|^2 f(\epsilon_{\mathbf{k}}^\nu)}{z - \epsilon_{\mathbf{k}}^\nu} \sim \gamma_d \mathrm{Ln}\frac{W_\nu}{z - \mu}, \quad \mathcal{G}_{d\sigma} \approx \frac{\mathcal{Z}_K}{z - E_K}. \tag{6}$$

Здесь $E_K = \mu + i\gamma_K$, γ_K имеет порядок температуры Кондо T_K и $T_K \sim (W_\nu\gamma_d)^{1/2}\mathcal{Z}_K$, W_ν - ширина зоны в обкладках.

Итак, с учетом кондовского рассеяния туннельная задача описывается гамильтонианом $H = H_{eff} + \tilde{H}_{tc}$, $\tilde{H}_{tc}$ – туннельный гамильтониан с матричными элементами, перенормированными при частичной диагонализации H. Обратим внимание на то, что без взаимодействия гамильтониан H в (1), (2) описывает точно решаемую туннельную задачу. В то же время, в отсутствие 2D-континуума в яме и, тем самым, члена H_{tc} для туннельной задачи получается известное решение Глазмана–Райха [4]. "Включение" туннельного члена H_{tc} приводит к дополнительному потенциальному рассеянию внутри квантовой ямы, которое воспроизводит экспоненциально узкие одночастичные резонансы вблизи края 2D-зоны в яме. Матрица рассеяния для электрона внутри ямы определяется из функции Грина:

$$\mathcal{G}^{cc}_{\sigma}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z) = \langle c_{\mathbf{k}_\perp} | \hat{I}(z - \hat{H})^{-1} | c_{\mathbf{k}'_\perp} \rangle =$$

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

Здесь $\hat{I}$ – единичная матрица, $\mathcal{G}_{0\mathbf{k}_\perp}(z) = [z - \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}_\perp}]^{-1}$,

$$\mathcal{T}^{cc}_{\sigma}(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}'_\perp; z) = \frac{T_0(z)}{1 - T_0(z) J_c(z)} B(\mathbf{k}_\perp) B^*(\mathbf{k}'_\perp), \quad T_0(z) = |\Sigma_{dc}(z)|^2 \mathcal{G}_{d\sigma}(z) + \Sigma_{cc}(z), \tag{7}$$

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

Функции $\Sigma_{cc}(z)$, $\Sigma_{dc}(z)$ представляют собой гильбертовы трансформы трехмерной плотности состояний обкладок, "взвешенные" с туннельными интегралами. В актуальной области спектра вблизи края зоны это гладкие функции энергии по сравнению с $J_c(z)$. Интеграл $J_c(z)$ – гильбертова трансформа квазидвумерной плотности состояний $\rho_c(\varepsilon)$, определенной в (5). При $|z-\varepsilon_c|/\gamma_0 \ll 1$ этот интеграл имеет логарифмическую особенность:

$$J_c(z) = \int d\varepsilon \frac{\rho_c(\varepsilon)|B_s(\varepsilon)|^2}{z - \varepsilon} = -\frac{1}{2}\tilde{\rho_0}_c \mathrm{Ln}\left(\frac{z - \varepsilon_c}{\gamma_0}\right), \quad \tilde{\rho}_{0c} = \rho_{0c}(\varepsilon_c)|B_s(\varepsilon_c)|^2. \tag{8}$$

Функция Грина $\mathcal{G}^{cc}_{\mathbf{k}_\perp,\mathbf{k}'_\perp}(z)$ полностью определяет вероятность упругого туннелирования через квантовую яму (см. ниже). Мы не будем рассматривать стандартный вклад в амплитуду туннелирования, порожденный примесным уровнем $\tilde{E}_d = \epsilon_{d\sigma} - i\gamma_d$, который был рассмотрен в многочисленных работах. Ниже мы хотим обратить внимание на дополнительные особенности в спектре квантовой ямы, возникающие из-за туннельных переходов между ямой и обкладками. Самосогласованное уравнение $1 - T_0(z) J_c(z) = 0$ на низкоэнергетические полюса матрицы рассеяния $\mathcal{T}^{cc}(z)$ имеет в нашем случае вид

$$z - E_K - \left[\Sigma_{cc}(z)(z - E_K) + |\Sigma_{cd}(z)|^2 \mathcal{Z}_K\right] J_c(z) = 0. \tag{9}$$

Логарифмическое поведение собственно-энергетической части $J_c(z)$ означает, что она порождает одночастичные резонансы в той же области энергий, где существует кондо-резонанс. Если уровень Ферми достаточно далек от края зоны, так что $\mu - \varepsilon_c > T_K$, кондо-резонанс определяет туннельный ток при $T < T_K$ в согласии с результатами работ [4]. Однако при $\mu - \varepsilon_c < T_K$ многочастичный резонанс и новые краевые резонансы существенно влияют друг на друга. В этом случае даже при $T < T_K$ пик на уровне Ферми может быть в основном потенциальным резонансом. Обозначая через $E_r = \epsilon_r + i\gamma_r$

решение уравнения (9), мы получим, что низкоэнергетические полюса T-матрицы определяются потенциальным рассеянием при условии

$$\frac{\gamma_r - T_K}{T_K} \gg \frac{\Lambda_{dc}}{(W_\nu \gamma_d)^{1/2}|\Lambda_{cc}|} \sim \left(\frac{\gamma_d}{W_\nu}\right)^{1/2} \tag{10}$$

(предполагалось, что $\epsilon_r = \mu$). В этом случае из уравнения (9) получаем следующие выражения для энергии и ширины потенциального резонанса на краю 2D-зоны:

$$\epsilon_{r\pm} = \varepsilon_c \pm t_r \cos\alpha_r, \quad \gamma_{r\pm} = t_r \sin\alpha_r, \quad t_r = \gamma_0 \exp\left(-\frac{1}{\Lambda'_{cc}}\right), \quad \alpha_r = \frac{4\Lambda''_{cc}}{(\Lambda'_{cc})^2}. \tag{11}$$

Здесь $\Lambda_{cc} = \tilde{\rho}_{0c}(\Sigma'_{cc} + i\Sigma''_{cc})$. Решение существует при $1/\Lambda'_{cc} > 1$. При $\alpha_r \ll 1$ резонанс расщеплен, при $\alpha_r \to \pi/2$ два резонанса сливаются в один пик с шириной, равной t_r. Сравнивая (10) с условиями существования краевого резонанса, мы видим, что (10) выполняется всегда, пока этот резонанс существует.

4. Туннельная прозрачность определяется выражением

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

Для вероятности упругого туннелирования $W(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp; E)$ мы используем формулу типа формулы Ландауэра, представляющей вероятность через $\mathcal{T}$-матрицу: $\mathcal{T} = \hat{H}_t \hat{\mathcal{G}} \hat{H}_t$ (как было показано в работе [10], формула Ландауэра остается справедливой и при наличии Кондо-рассеяния). При этом мы предполагаем, что основной вклад в амплитуду туннелирования дает матричный элемент, содержащий функцию Грина $\mathcal{G}^{cc}$,

$$W(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{k'}_\perp, \varepsilon^L_{\mathbf{k}}) = \left|\mathcal{T}(\mathbf{k}, \varepsilon^L_{\mathbf{k}}; \mathbf{k'}, \varepsilon^R_{\mathbf{k'}})\right|^2 \delta(\varepsilon^L_{\mathbf{k}} - \varepsilon^R_{\mathbf{k'}}) = \tag{12}$$

$$= \sum_{\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p'}_\perp} \Gamma^c_L(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{p}_\perp; \varepsilon^L_{\mathbf{k}}) \Gamma^c_R(\mathbf{k'}_\perp, \mathbf{p'}_\perp; \varepsilon^R_{\mathbf{k'}}) \left|\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k'}}}{dk'_l}\right| \left|\mathcal{G}^{cc}_\sigma(\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p'}_\perp; \varepsilon^L_{\mathbf{k}})\right|^2 \delta(\varepsilon^L_{\mathbf{k}} - \varepsilon^R_{\mathbf{k'}}).$$

Туннельные ширины в этом выражении равны $\Gamma^c_\nu(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{p}_\perp; \varepsilon^\nu_{\mathbf{k}}) = |T^\nu_c(\varepsilon^\nu_{\mathbf{k}} - \varepsilon^\nu_{\mathbf{p}_\perp})|^2 |B(\mathbf{k}_\perp)|^2 |B(\mathbf{p}_\perp)|^2 \rho_\nu(\varepsilon^\nu_{\mathbf{k}} - \varepsilon^\nu_{\mathbf{p}_\perp})$. Туннельная прозрачность содержит регулярный и резонансный вклады: $\sigma(\mu) = \sigma_0(\mu) + \sigma_r(\mu)$. Регулярный вклад $\sigma_0(\mu)$ обусловлен туннелированием через 2D-континуум:

$$\sigma_0(\mu) = \frac{e^2}{\pi} \frac{\Gamma_{0L}(\mu)\Gamma_{0R}(\mu)}{\Gamma_{0L}(\mu) + \Gamma_{0R}(\mu)} \rho_c(\mu), \quad \sum_\nu \Gamma_{0\nu}(\mu) = \sum_\nu |T^\nu_0(\mu)|^2 \rho_\nu(\mu) \sim \gamma_0.$$

Острые резонансные пики, отвечающие полученным выше новым краевым резонансам, будут видны на фоне $\sigma_0(\mu)$ при условии $\gamma_0 \gg \max(\gamma_r, |\mu - \varepsilon_c|, t_r)$. Их вклад в прозрачность определяется выражением

$$\sigma^m_r(\mu) = \frac{e^2}{\pi} F_r \frac{\Gamma_{0L}(\varepsilon_c)\Gamma_{0R}(\varepsilon_c)}{(\mu - \epsilon_m)^2 + \gamma^2_m} [(\epsilon_m - \varepsilon_c)^2 + \gamma^2_m] I^2(\mu), \quad F_r = \frac{4|\Sigma_{cc}|^2}{(\tilde{\rho}_{0c}\mathrm{Re}\Sigma_{cc})^2}, \tag{13}$$

$m = r^\pm$ для расщепленного резонанса, $m = r$ для нерасщепленного резонанса,

$$I(\mu) = \sum_{\mathbf{k}_\perp} |B(\mathbf{k}_\perp)|^4 |\mathcal{G}_{0\mathbf{k}_\perp}(\mu)|^2 = \frac{1}{\pi}\tilde{\rho}_{0c}|B(\varepsilon_c)|^2 \cdot \begin{cases} |\mu - \varepsilon_c|^{-1}, & \gamma_0 \gg |\mu - \varepsilon_c| \gg \gamma_{r\pm} \\ \pi/2\gamma_r, & \gamma_0 \gg \gamma_r \gg |\mu - \varepsilon_c| \end{cases} \tag{14}$$

для расщепленного и нерасщепленного резонансов, соответственно. Максимальный вклад в прозрачность при $\epsilon_m = \mu$ равен

$$\sigma_m^{max} = \frac{\Gamma_{0L}\Gamma_{0R}}{(\Gamma_{0L}+\Gamma_{0R})^2} S_m, \quad S_m = F_m \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_m}\right)^2 \gg 1, \qquad (15)$$

здесь $\gamma_m = t_r\alpha_r$, $\alpha_r \ll 1$ для расщепленного резонанса, $\gamma_m = t_r$ для нерасщепленного резонанса. Таким образом, резонансный вклад в прозрачность имеет вид либо двух пиков, симметричных относительно края невозмущенной двумерной зоны, либо одного пика при $\mu = \varepsilon_c$. В обоих случаях, как видно из (15), мы получаем экспоненциальное увеличение прозрачности в элементарном акте туннелирования по сравнению с обычным случаем туннелирования через резонансный примесный уровень [3]. Это увеличение обусловлено двумя причинами. Во-первых, новые резонансы возникают благодаря потенциальному рассеянию "evanescent" состояний, которые существуют в области $\epsilon - \varepsilon_c < \gamma_0$ на электронах из берегов. По этой причине полученные резонансы имеют ширины, много меньшие туннельных (в отличие от обычных мелких уровней вблизи края 2D-зоны, рассмотренных нами в [7]). Во-вторых, в прозрачности имеется дополнительный фактор усиления $I(\mu)$, связанный с близостью к краю 2D-континуума. Благодаря последнему фактору вклад одночастичного резонанса может превышать вклад кондо-резонанса в области $\mu - \epsilon_c < T_K$ и при выполнении условия (10). Отношение высот двух пиков в прозрачности равно

$$\sigma_r^{max}/\sigma_K^{max} = W_\nu \gamma_d/\gamma_r^2. \qquad (16)$$

Подчеркнем, что новые резонансы существуют в режиме когерентного туннелирования между зонами разной размерности в энергетической области $\epsilon - \varepsilon_c < \gamma_0$. Замечательной особенностью этих резонансов является то, что они существуют для любого допустимого положения глубокого примесного уровня и не зависят от температуры в отличие от кондо-резонанса на уровне Ферми.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-02-18346 и 96-02-18235).

1. L.Y.Chen and C.S.Ting, Phys. Rev. B **43**, 2097 (1991).
2. N.S.Wingreen, K.W.Jacobsen, and J.W.Wilkins, Phys. Rev. B **40**, 11834 (1989).
3. I.M.Lifshitz and V.Ya.Kirpichenkov, Sov. Phys. JETP **50**, 499 (1979); A.I.Larkin, K.A.Matveev, Sov. Phys. JETP, **66**, 580 (1987); L.I.Glazman and R.I.Shekhter, Sov. Phys. JETP, **67**, 163 (1988); T.K.Ng and P.A.Lee, Phys. Rev. Lett. **61**, 1768 (1988).
4. L.I.Glazman and M.E. Raikh, JETP Lett. **47**, 452 (1988); T.K.Ng, Phys. Rev. Lett. **70**, 3635 (1993); M.H.Hettler, J.Krona and S.Hershfield, Phys. Rev. Lett. **73**, 1967 (1994).
5. K.A.Matveev and A.I.Larkin, Phys. Rev. B **46**, 15337 (1992).
6. L.I.Glazman and M.E.Raikh, JETP Lett. **48**, 403 (1988); Y.Meir, N.S.Wingreen, and P.A.Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 3048 (1991); D.C.Ralph and B.A.Burman, Phys. Rev. Lett. **72**, 3401 (1994).
7. K.A.Kikoin and V.N.Fleurov, *Transition Metal Impurities in Semiconductors*, Singapore: World Sci., 1994; K.A.Kikoin, L.A.Manakova, Semiconductors **29**, 145 (1995).
8. A.C.Hewson, *The Kondo Problem to Heavy Fermions*, Cambridge: Cambridge University Press, 1993.
9. C.Lacroix, J. Phys. **F11**, 2389 (1981).
10. Y.Meir and N.S.Wingreen, Phys. Rev. Lett. **68**, 2512 (1992).