Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 8, с. 512 – 518

Влияние кулоновских корреляций на неравновесный квантовый транспорт в системе из четырех квантовых точек

М. Ю. Каган[+*1)], *С. В. Аксенов*[#]

[+]*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия*

[#] *Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 16 марта 2018 г.

В работе предлагается описание квантового транспорта в системе из четырех квантовых с учетом кулоновских корреляций и при ненулевых напряжениях смещения. Для этого применено сочетание методов неравновесных функций Грина и уравнений движения для них. Показано, что анизотропия кинетических процессов в системе точек приводит к отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Причина этого эффекта заключается во взаимодействии резонансов Фано, индуцированных кулоновскими корреляциями электронов на разных точках. Обсуждаются различные варианты увеличения отношения пик/долина, связанного с обнаруженным эффектом ОДП.

DOI: 10.7868/S0370274X1808009X

1. Развитие технологий в последние десятилетия сделало возможным экспериментальное исследование систем квантовых точек, каждая из которых содержит небольшое число электронов [1, 2]. В этих структурах контроль заселенности каждой точки, а также взаимодействие между точками осуществляется за счет действия полей электродов затвора. Учитывая относительно долгое время жизни спинового состояния отдельного электрона, спинового кубита, в полупроводниковой квантовой точке, эти объекты выглядят привлекательными с позиций хранения и обработки квантовой информации [3, 4]. Исследование комплексов квантовых точек в этом направлении необходимо для создания масштабируемой архитектуры спиновых кубитов [5, 6].

Ключевым фактором, определяющим различные многоэлектронные эффекты в системах квантовых точек, является кулоновское взаимодействие электронов как внутри отдельной точки, так и между соседними точками. Поскольку электрические поля затворов позволяют эффективно управлять параметрами туннелирования между точками, посадочными энергиями электронов и величинами кулоновских взаимодействий, системы квантовых точек могут быть использованы для изучения свойств модели Хаббарда [7].

На сегодняшний день возможна экспериментальная реализация структур из трех и четырех точек различной топологии, когда точки располагаются в ряд или в форме многоугольника [8–10]. При этом геометрия расположения точек сказывается принципиальным образом на свойствах таких систем. В частности, в рамках модели Хаббарда при очень больших значениях кулоновского отталкивания электронов в точке, U, было показано, что наличие замкнутых путей для движения электронов делает возможным реализацию ферромагнитного порядка по сценарию Нагаоки [11, 12]. В частности, для четырехточечной структуры (ЧТС) с тремя электронами появление основного состояния со спином $S = 3/2$ объясняется наличием эффективного калибровочного поля, приводящего к увеличению энергии кирального состояния со спином $S = 1/2$. При рассмотрении транспортных задач этот эффект является одним из механизмов, инициирующих спиновую блокаду тока [13]. Переходы между состояниями с изменением числа электронов на единицу являются запрещенными, если спин этих состояний отличается больше, чем на $1/2$. Стоит заметить, что явление спиновой блокады также демонстрировалось ранее как для меньшего количества последовательно соединенных точек [14, 15], так и для отдельной многоуровневой точки [16]. Одним из его проявлений в наблюдаемых характеристиках является выпрямление тока и отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП). Среди других механизмов подавления тока в системах квантовых точек можно выделить эффект

[1)]e-mail: kagan@kapitza.ras.ru, asv86@iph.krasn.ru

Аронова–Бома [17], использование темных состояний [18–20] и изоспиновую блокаду [21].

В данной статье мы предлагаем альтернативное описание эффекта ОДП, наблюдаемого в транспортных свойствах ЧТС. Исследуемая система изображена на рис. 1. Точки, входящие в устройство, расположены в вершинах квадрата. Однозонные левый и правый металлические контакты связаны с точками 1QD и 4QD соответственно. Таким образом, в центральной части ЧТС находятся точки 2QD и 3QD, а также имеются два пути, верхний и нижний, для электронного транспорта. Электронный ток найден в результате решения систем уравнений движения для неравновесных функций Грина. Эффект ОДП, возникающий в случае анизотропной ЧТС, интерпретируется в терминах связанных состояний в континууме (ССК) и взаимодействия резонансов Фано, которые вызваны кулоновскими корреляциями между электронами центральных точек, V.

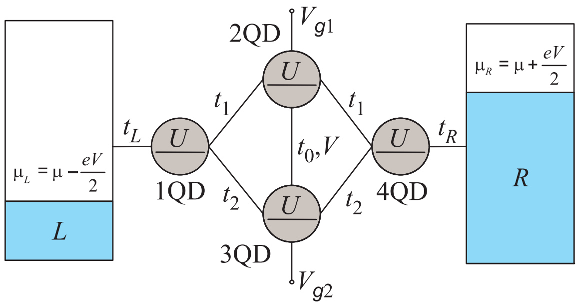

Рис. 1. (Цветной онлайн) Четырехточечная структура между металлическими контактами

2. Между металлическими контактами ЧТС описывается гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}_L + \hat{H}_R + \hat{H}_D + \hat{H}_T$. Первые два слагаемых характеризуют газ свободных фермионов в контактах, $\hat{H}_\alpha = \sum_{k\sigma} \xi_{k\sigma} c^+_{\alpha k\sigma} c_{\alpha k\sigma}$, где $c_{\alpha k\sigma}$ – оператор уничтожения электрона с волновым вектором k, проекцией спина σ и энергией $\xi_{k\sigma} = \epsilon_{k\sigma} - \mu$, отсчитываемой от химического потенциала $\mu = 0$, в контакте α ($\alpha = L, R$).

Гамильтониан ЧТС имеет вид

$$\hat{H}_{QQD} = \sum_{\sigma;j=1}^{4} \xi_{j\sigma} a^+_{j\sigma} a_{j\sigma} + U \sum_{j=1}^{4} n_{j\uparrow} n_{j\downarrow} + \\ + V \sum_{\sigma\sigma'} n_{2\sigma} n_{3\sigma'} + \sum_{\sigma} \left[t_1 \left(a^+_{1\sigma} + a^+_{4\sigma} \right) a_{2\sigma} + \right. \\ \left. + t_2 \left(a^+_{1\sigma} + a^+_{4\sigma} \right) a_{3\sigma} + t_0 a^+_{2\sigma} a_{3\sigma} + h.c. \right], \quad (1)$$

где $a_{j\sigma}$ – оператор уничтожения электрона с проекцией спина σ и энергией $\xi_{j\sigma} = \epsilon_{j\sigma} - \mu$ на уровне jой точки; $t_{1(2)}$ – параметр перескока в верхнем, 1QD-2QD-4QD (нижнем, 1QD-3QD-4QD) рукаве (см. рис. 1); t_0 – параметр перескока между рукавами; U – интенсивность кулоновского взаимодействия внутри каждой точки; V – интенсивность кулоновского взаимодействия между электронами, находящимися на уровнях во второй и третьей точках.

Последнее слагаемое в $\hat{H}$ отвечает за взаимодействие между тремя подсистемами,

$$\hat{H}_T = T_L(t) \sum_{k\sigma} c^+_{Lk\sigma} a_{1\sigma} + T_R(t) \sum_{k\sigma} c^+_{Rk\sigma} a_{4\sigma} + h.c., \quad (2)$$

where $T_{L(R)}(t) = t_{L(R)} e^{\mp \frac{ieV}{2} t}$ – туннельные матричные элементы.

Заметим, что зависимость от времени у $T_{L(R)}$ появляется при рассмотрении неравновесной системы, когда электрохимические потенциалы контактов, μ_L и μ_R, не равны друг другу, $\mu_R - \mu_L = eV$ [22]. При последующих расчетах тока и кондактанса будет изучаться симметричный транспортный режим, $t_L = t_R = t$.

3. Оператор электронного тока в стационарном режиме определяется как $\langle I(t,t) \rangle \equiv I = e \left\langle \dot{N}_L \right\rangle$, где $N_L = \sum_{k\sigma} c^+_{Lk\sigma} c_{Lk\sigma}$ – оператор числа частиц в левом контакте. Записывая уравнение движения, получим ($\hbar = 1$)

$$I = ie \sum_{k\sigma} \left[T^+_L(t) G^{+-}_{Lk1\sigma}(t,t) - T_L(t) G^{+-}_{1Lk\sigma}(t,t) \right]. \quad (3)$$

В выражении (3) введены неравновесные функции Грина. Операторы $c_{\alpha k\sigma}, a_{j\sigma}$, входящие в них, упорядочены на контуре Келдыша C [23].

Если рассматривать (2) в качестве оператора взаимодействия, то анализ ряда теории возмущений для функций $G^{+-}_{Lk1\sigma}$ и $G^{+-}_{1Lk\sigma}$ приводит к следующему выражению на ток

$$I = e \sum_{\sigma} \int_C d\tau_1 \left[\Sigma^{+a}_{L\sigma}(t - \tau_1) G^{a-}_{11\sigma}(\tau_1 - t) - \right. \\ \left. - G^{+a}_{11\sigma}(t - \tau_1) \Sigma^{a-}_{L\sigma}(\tau_1 - t) \right], \quad (4)$$

где введены собственно-энергетические функции, $\Sigma^{ab}_{L\sigma}(\tau - \tau') = T^+_L(\tau) \sum_k g^{ab}_{Lk\sigma}(\tau - \tau') T_L(\tau')$, описывающие влияние левого контакта на ЧТС; $g^{ab}_{Lk\sigma}(\tau - \tau')$ – затравочная функция Грина левого контакта. Функции Грина $G_{11\sigma}(\tau - \tau')$ удовлетворяют уравнению Дайсона

$$G_{11\sigma}(\tau - \tau') = g_{11\sigma}(\tau - \tau') + \\ + \iint_C d\tau_1 \tau_2 \left[g_{11\sigma}(\tau - \tau_1) \Sigma_{L\sigma}(\tau_1 - \tau_2) G_{11\sigma}(\tau_2 - \tau') + \right. \\ \left. + g_{14\sigma}(\tau - \tau_1) \Sigma_{R\sigma}(\tau_1 - \tau_2) G_{41\sigma}(\tau_2 - \tau') \right], \quad (5)$$

где $g_{ij\sigma}(\tau-\tau')$ – затравочные функции Грина ЧТС. При выводе (4) и (5) рассматривался немагнитный случай, в частности, пренебрегалось спин-флип процессами, $\langle a_{i\sigma}a^{+}_{j\overline{\sigma}}\rangle = 0$. После перехода к интегрированию по реальному временному контуру и последующего преобразования Фурье имеем

$$I = i\Gamma\sum_{\sigma}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\omega\Big[f_L\left(G^{a}_{11\sigma}-G^{r}_{11\sigma}\right)-G^{+-}_{11\sigma}\Big], \qquad (6)$$

где $f_L \equiv f\left(\omega+\frac{eV}{2}\right)$ – фермиевская функция распределения; $\Gamma/2=\Gamma_L=\Gamma_R=\pi t^2 g$ – параметр, характеризующий уширение уровней ЧТС за счет связи с контактом. Плотность состояний контакта в общем случае зависит от частоты и проекции спина, $g_\sigma(\omega)=\sum_k \delta(\omega-\xi_{k\sigma})$. Однако в настоящей работе мы воспользуемся приближением парамагнитных широкозонных металлических контактов, когда этими зависимостями можно пренебречь и положить $g=\mathrm{const}$. При выводе (6) фурье-образы собственно-энергетических функций $\Sigma^{r}_{\alpha\sigma}=-\frac{i}{2}\Gamma$ и $\Sigma^{+-}_{\alpha\sigma}=i\Gamma f_\alpha$.

Чтобы получить окончательное выражение, описывающее стационарный ток в системе, найдем функции Грина ЧТС, входящие в (6). Для этого воспользуемся методом уравнений движения. В силу определения $G^{r,+-}_{i\sigma,j\sigma'}(t-t')$ общий вид уравнений для $G^{r}_{i\sigma j\sigma'}(\omega)\equiv\langle\langle a_{i\sigma}|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{r}$ и $G^{+-}_{i\sigma j\sigma'}(\omega)\equiv\langle\langle a_{i\sigma}|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{+-}$ отличается,

$$z\langle\langle a_{i\sigma}|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{r} = \Big\langle\Big\{a_{i\sigma},\ a^{+}_{j\sigma'}\Big\}\Big\rangle + \langle\langle\Big[a_{i\sigma},\ \hat{H}\Big]\,|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{r},$$
$$z\langle\langle a_{i\sigma}|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{+-} = \langle\langle\Big[a_{i\sigma},\ \hat{H}\Big]\,|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{+-},$$

где $z=\omega+i\delta$. Кроме того, исходя из диаграммного разложения смешанной функции Грина, $G_{L(R)kj\sigma}(t-t')=\int\limits_{C} g_{L(R)kj\sigma}(t-\tau)T_{L(R)}(\tau)G_{1(4)j\sigma}(\tau-t')$, имеем

$$z\langle\langle c_{L(R)k\sigma}|a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle^{r} = g^{r}_{L(R)k\sigma}t_{L(R)}\langle\langle a_{1(4)\sigma}|a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle^{r},$$
$$z\langle\langle c_{L(R)k\sigma}|a^{+}_{j\sigma'}\rangle\rangle^{+-} =$$
$$= t_{L(R)}\left(g^{r}_{L(R)k\sigma}\langle\langle a_{1(4)\sigma}|a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle^{+-} + \right.$$
$$\left. + g^{+-}_{L(R)k\sigma}\langle\langle a_{1(4)\sigma}|a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle^{a}\right),$$

где $g^{r}_{\alpha k\sigma}=(z-\xi_{k\sigma})^{-1}$, $g^{+-}_{\alpha k\sigma}=2\pi i f_\alpha\delta(\omega-\xi_{k\sigma})$. Далее воспользуемся методом расцепления уравнений движения для немагнитного случая, развитым в работах [24–26] и применимым при температурах выше температуры Кондо [27]. В этом подходе расцепляются уравнения на функции Грина третьего порядка, например, $\langle\langle n_{3\sigma}n_{2\overline{\sigma}}a_{2\sigma}|a^{+}_{j\sigma}\rangle\rangle^{r,+-}$. В результате решения полученной системы для запаздывающих функций Грина, находим

$$G^{r}_{\beta\beta}=\frac{C_\beta Z_{\overline{\beta}}}{Z},\ G^{r}_{\beta\overline{\beta}}=\frac{C_\beta C_{\overline{\beta}}x_2}{Z},\ G^{r}_{\alpha\alpha}=\frac{C_\alpha\Delta_{\overline{\alpha}}}{Z}, \qquad (7)$$

$$G^{r}_{\alpha\overline{\alpha}}=\frac{C_\alpha C_{\overline{\alpha}}\Delta_1}{Z},\ G^{r}_{\beta\alpha}=\frac{C_\alpha C_\beta T_{\overline{\beta}}P_{\overline{\alpha}}}{Z},\ \beta(\alpha)=1,4(2,3),$$

где $\Delta_\alpha = D_\alpha T_\beta T_{\overline{\beta}} - t^2(\alpha)C_\alpha S$, $\Delta_1 = t_0 T_\beta T_{\overline{\beta}} + t(\alpha)t(\overline{\alpha})S$, $S = C_\beta T_{\overline{\beta}} + C_{\overline{\beta}}T_\beta$, $P_\alpha = t(\overline{\alpha})D_\alpha + t_0 t(\alpha)C_\alpha$, $Z = T_\beta T_{\overline{\beta}}x_1 - Sx_2$, $Z_\beta = T_\beta x_1 - C_\beta x_2$, $T_\beta = D_\beta + i\Gamma C_\beta/2$, $x_1 = \Delta_\alpha\Delta_{\overline{\alpha}} - t_0^2 C_\alpha C_{\overline{\alpha}}$, $x_2 = t(\alpha)C_\alpha P_{\overline{\alpha}} + t(\overline{\alpha})C_{\overline{\alpha}}P_\alpha$, $t(\alpha) = t_{1,2}$. Множители $C_{\alpha,\beta}$ и $D_{\alpha,\beta}$ содержат зависимость от чисел заполнения, корреляторов и интенсивностей кулоновских взаимодействий в явном виде: $C_\alpha = C_{\alpha1}+C_{\alpha2}$, $C_{\alpha1} = b_{\alpha4}\left(b_{\alpha2}b_{\alpha3}+Ub_{\alpha3}\langle n_\alpha\rangle + 2Vb_{\alpha2}\langle n_{\overline{\alpha}}\rangle\right)$, $C_{\alpha2} = UV\left(b_{\alpha2}+b_{\alpha3}\right)\left(2\langle n_\alpha\rangle\langle n_{\overline{\alpha}}\rangle - \langle a^{+}_{\alpha}a_{\overline{\alpha}}\rangle^2\right)$, $C_\beta = b_{\beta2} + U\langle n_\beta\rangle$, $D_\alpha = b_{\alpha1}b_{\alpha2}b_{\alpha3}b_{\alpha4}$, $D_\beta = b_{\beta1}b_{\beta2}$, $b_{\alpha1} = z-\xi_\alpha$, $b_{\alpha2} = b_{\alpha1}-U$, $b_{\alpha3} = b_{\alpha1} - V\left(1+\langle n_{\overline{\alpha}}\rangle\right)$, $b_{\alpha4} = b_{\alpha3}-U$. Отметим, что в формулах (7) для простоты опущены спиновые индексы, т.к. в немагнитном приближении $\langle a^{+}_{i\sigma}a_{j\sigma}\rangle = \langle a^{+}_{i\overline{\sigma}}a_{j\overline{\sigma}}\rangle$. В свою очередь, решение системы для функций Грина G^{+-}_{ij} дает

$$G^{+-}_{\beta\beta(\overline{\beta})} = i\Gamma\frac{C_\beta\left(f_\beta Z_{\overline{\beta}}G^{a}_{\beta\beta(\overline{\beta})} + f_{\overline{\beta}}C_{\overline{\beta}}x_2 G^{a}_{\overline{\beta}\beta(\overline{\beta})}\right)}{Z},$$
$$G^{+-}_{\alpha\alpha(\overline{\alpha})} = i\Gamma\frac{C_\alpha P_{\overline{\alpha}}\left(f_\beta C_\beta T_{\overline{\beta}}G^{a}_{\beta\alpha(\overline{\alpha})} + f_{\overline{\beta}}C_{\overline{\beta}}T_\beta G^{a}_{\overline{\beta}\alpha(\overline{\alpha})}\right)}{Z},$$
$$G^{+-}_{\beta\alpha} = i\Gamma\frac{C_\beta\left(f_\beta Z_{\overline{\beta}}G^{a}_{\beta\alpha(\overline{\beta})} + f_{\overline{\beta}}C_{\overline{\beta}}x_2 G^{a}_{\overline{\beta}\alpha(\overline{\beta})}\right)}{Z}, \qquad (8)$$

где $f_\beta = f_{L,R}$, $G^{a}_{ij} = \left(G^{r}_{ij}\right)^{*}$, $G^{+-}_{ij} = -\left(G^{+-}_{ji}\right)^{*}$. Исходя из определения функций Грина, корреляторы и числа заполнения могут быть получены на основе самосогласованного решения следующих интегральных уравнений:

$$\langle n_i\rangle = 2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}G^{+-}_{ii},\ \langle a^{+}_{i}a_j\rangle = 2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}G^{+-}_{ji}. \qquad (9)$$

Подставляя полученные функции Грина в (6), находим окончательное выражение, описывающее ток в системе ЧТС,

$$I = 2e\Gamma^2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}d\omega G^{r}_{14}G^{a}_{41}\left(f_L-f_R\right) =$$
$$= 2e\Gamma^2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}d\omega\frac{C_1^2 C_4^2 x_2^2}{|Z|^2}\left(f_L-f_R\right). \qquad (10)$$

Отметим, что множитель 2 в числителях формул (9) и (10) возникает в результате суммирования по проекции спина. В дальнейшем при расчетах все энергетические величины измеряются в единицах Γ. Кроме того, будет анализироваться режим сильной связи с контактами, когда $\Gamma = t_1$. При последующих расчетах одноэлектронные боковые точки предполагаются одинаковыми, $\xi_{1\sigma} = \xi_{4\sigma} = \varepsilon_D$, а для двух центральных точек разность посадочных энергий контролируется параметром Δ, $\xi_{2(3)\sigma} = \varepsilon_D \pm \Delta$.

4. Перейдем к описанию транспорта через ЧТС в неравновесном режиме. На рис. 2a и b представлены зависимости кондактанса и заселенности точек

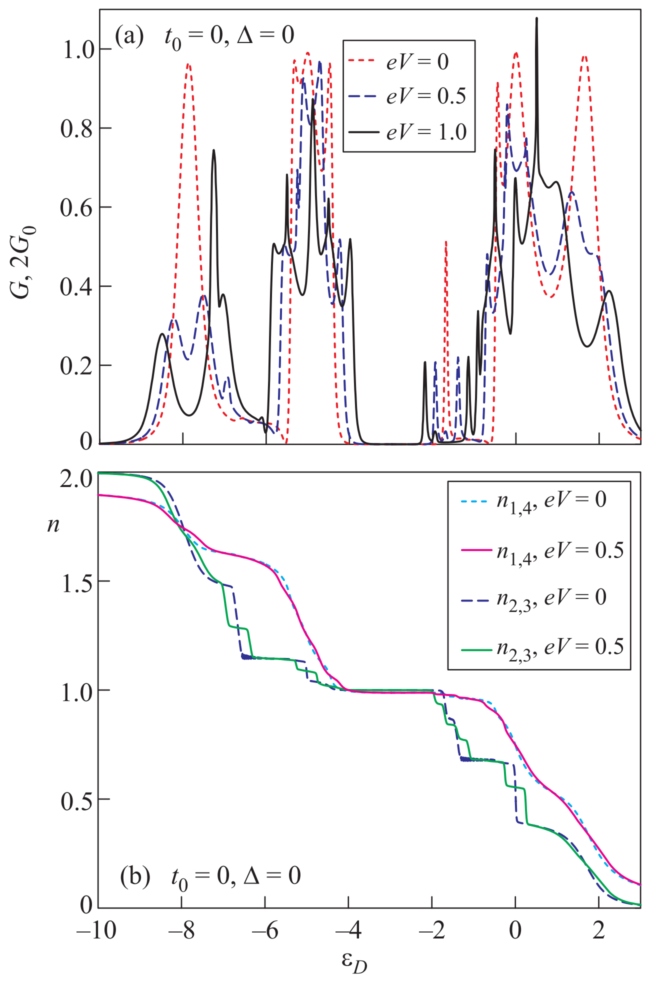

Рис. 2. (Цветной онлайн) Влияние напряжения смещения на зависимости проводимости (a) и чисел заполнения (b) от поля затвора для изотропной ЧТС. Параметры: $U = 5$, $V = 1$, $t_1 = t_2 = 1$, $t_0 = \Delta = 0$, $k_{\rm B}T = 0.01$

от поля затвора для изотропного случая. Видно, что резонансы $G(\varepsilon_D)$ слева и справа от диэлектрической зоны, отвечающей половинному заполнению, расщепляются по сравнению с равновесным режимом (см. штриховую кривую на рис. 2a). Это объясняется тем, что при $eV \neq 0$ прохождение электронов усиливается, если электронный уровень в ЧТС, управляемый параметром ε_D, совпадает с электрохимическим потенциалом левого или правого контакта, $\mu_{L,R} = \mu \mp \frac{eV}{2}$. Одновременно антирезонансы Фано в проводимости, возникающие за счет кулоновского взаимодействия между центральными точками, становятся отличными от нуля. При $eV = 0.5$ обе диэлектрические зоны, полученные в режиме линейного отклика [25], сохраняются. Однако дальнейший рост напряжения смещения приводит к уменьшению их ширин (см. сплошную кривую на рис. 2a). Кроме того, возрастание роли эффектов неравновесности приводит к выходу за пределы применимости формулы Ландауэра–Бюттикера. В результате, для некоторых значений поля затвора $G > 2G_0$ при $\Gamma \sim U,\ V$. Ступеньки чисел заполнения также расщепляются при $eV \neq 0$, что особенно заметно на примере заселенностей двух внутренних точек, $n_{2,3}$ (см. рис. 2b). При этом каждому скачку соответствует резонанс кондактанса.

Обратимся к анизотропной ситуации, когда $t_1 \neq \neq t_2$. На рис. 3a представлена модификация зависимости кондактанса от поля затвора в этом режиме при включении напряжения смещения. Видно, что учет анизотропии кинетических процессов в ЧТС приводит к возникновению антирезонансов проводимости с отрицательными значениями. На рис. 3b пунктирной кривой показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) в поле затвора $\varepsilon_D = -0.82$, соответствующем антирезонансу наибольшей амплитуды на рис. 3a. Эта ВАХ имеет четыре участка, где поведение дифференциальной проводимости существенно отличается. При энергиях поля исток-сток $|eV| \lesssim 0.75$ ток практически не растет аналогично эффекту кулоновской блокады. При $0.75 \lesssim |eV| \lesssim 1$ наблюдается существенный рост, сменяющийся резким спадом при $|eV| \approx 1$ с узкой долиной. При $1 \lesssim |eV| \lesssim 1.5$, также как и на втором участке, ток нарастает. Отношение пик/долина в данном случае ~ 1.4. Схожий сценарий наблюдается и при заполнении ЧТС, большем половинного (см. штриховую кривую на рис. 3b). Отношение пик/долина можно повысить, если дополнительно учесть перескок между центральными точками и сделать разными их посадочные энергии с помощью системы из нескольких электродов затвора. Отвечающая данному случаю ($t_0 \neq 0$, $\Delta \neq 0$) ВАХ изображена сплошной кривой на рис. 3b. В данном случае долина более широкая, а отношение пик/долина ~ 1.9. При рассмотре-

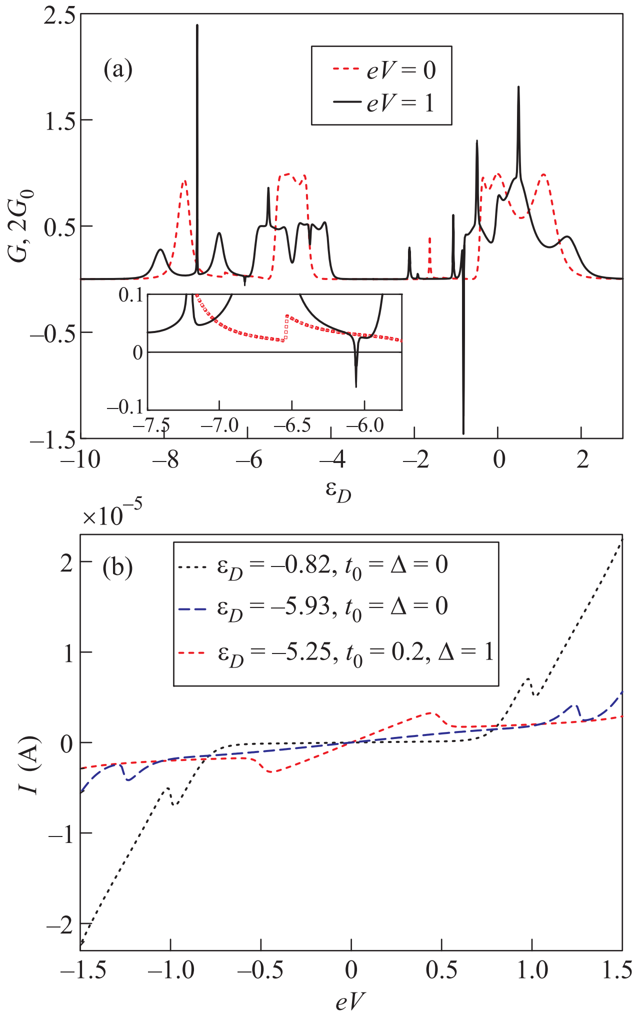

Рис. 3. (Цветной онлайн) Особенности транспортных свойств анизотропной ЧТС. (a) – Зависимость проводимости от поля затвора. На вставке: антирезонанс Фано и его расщепление при $eV \neq 0$. (b) – Вольт-амперные характеристики. Параметры: $U = 5$, $V = 1$, $t_1 = 1$, $t_2 = 0.1$, $t_0 = \Delta = 0$, $k_BT = 0.01$

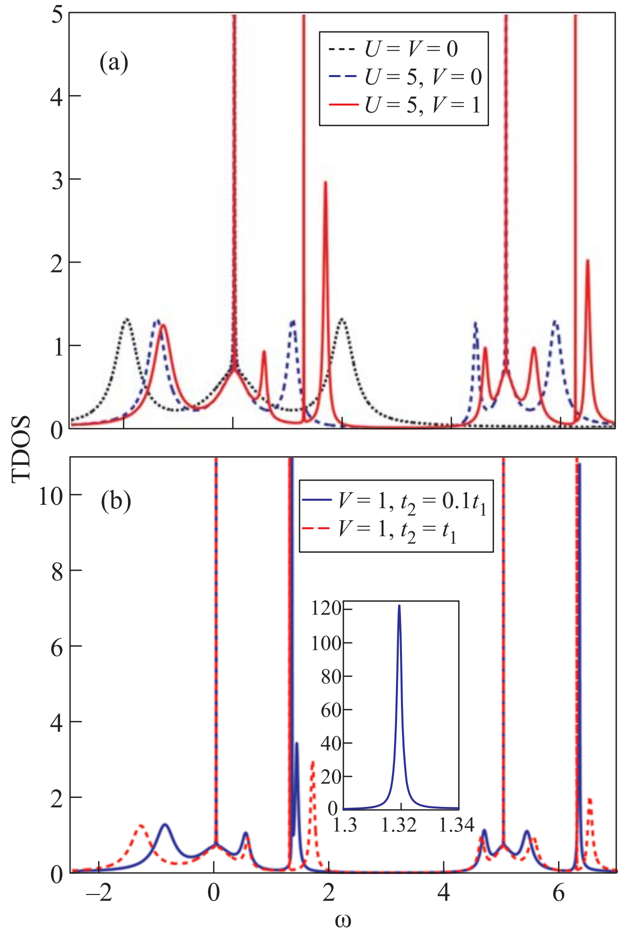

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Влияние кулоновских корреляций на связанные состояния в континууме (ССК) в плотности состояний изотропной ЧТС. (b) – Влияние анизотропии кинетических процессов в ЧТС на ССК. На вставке: пик, связанный с одним из ССК. Параметры: $\varepsilon_D = 0$, другие параметры совпадают с использованными для рис. 3

нии Т-образной геометрии ЧТС ($t_2 = 0$) отношение пик/долина ~ 2.6. В режиме $\Gamma \ll U$, V и тех же соотношениях между параметрами перескока t_1, t_2, t_0, что и на рис. 3, отношение становится ~ 4 (последние два случая не представлены на рис. 3).

Обнаруженный эффект ОДП связан с особенностями поведения плотности состояний ЧТС в анизотропном режиме, $TDOS\,(\omega) = -\frac{1}{\pi}\sum_{i=1}^{4}\mathrm{Im}\{G^r_{ii}\,(\omega)\}$. Для начала обратимся к изотропной ситуации. Соответствующая плотность состояний изображена на рис. 4a. При отсутствии кулоновских взаимодействий положения максимумов $TDOS\,(\omega)$ определяются энергиями собственных состояний гамильтониана $H_{QQD}\,(U = V = 0)$ (см. пунктирную кривую на рис. 4a). Если $t_0 = \Delta = 0$, то имеются четыре уровня с энергиями: ε_D, $\varepsilon_D \pm 2t_1$. Как было показано в работах [28, 29], наличие вырождения приводит к возникновению ССК. В данном случае ССК соответствует узкий пик при $\omega = 0$, ширина которого определяется слагаемым $i\delta$ в $G^r_{ij}\,(\omega)$. В результате включения кулоновских взаимодействий внутри каждой точки появляются три новых максимума за счет расщепления одноэлектронных энергий возбуждения отдельной точки: ε_D, $\varepsilon_D + U$ (см. штриховую кривую на рис. 4a). Как следствие, появляется дополнительное ССК [30]. Учет кулоновских взаимодействий между центральными точками вызывает дополнительное расщепление одноэлектронных энергий возбуждения. Таким образом, в плотности состояний появляются два новых максимума и два ССК (см. сплошную кривую на рис. 4a). Заметим, что полученные максимумы в плотности состояний являются причиной возникновения резонансов кондактанса в режиме линейного отклика (см. пунктирную кривую на рис. 2a). В частности, индуцирование асимметричных пиков Фано при $V \neq 0$ связано с появлением соответствующих максимумов в зависимости $TDOS\,(\omega)$ [25]. В свою очередь, ССК никак не проявляются в транспортных характеристиках ЧТС.

В анизотропной ситуации время жизни пары ССК, индуцированных кулоновскими корреляциями между точками, становится конечным. В результате появляются два узких пика конечной высоты (см. сплошную кривую на рис. 4b). При этом в кондактансе реализуются новые антирезонансы Фано. Один из них показан на вставке рис. 3a при $\varepsilon_D \approx -6.5$ (см. пунктирную кривую). Ненулевое значение G объясняется влиянием температуры. Как уже было замечено выше, в неравновесном режиме резонансы кондактанса расщепляются. В этой ситуации рассматриваемый антирезонанс преобразуется в узкие максимум и минимум, где $G > 0$ и $G < 0$ соответственно, которые находятся на расстоянии примерно eV (на вставке рис. 3a сплошной кривой показаны основание узкого максимума и минимум при $eV \neq 0$). С ростом напряжения смещения минимум смещается вправо. Одновременно асимметричный пик Фано, возникающий при $V \neq 0$ в изотропном случае, сдвигается влево. Таким образом, усиление ОДП наблюдается, когда отмеченные резонансные особенности Фано находятся вблизи друг друга и взаимодействуют. Описанный сценарий реализуется и при заполнении ЧТС, меньшем половинного.

Заметим, что в работе [31], где по существу рассматривалась система из двух квантовых точек, связанных с контактами параллельно, эффект ОДП возникает за счет кулоновских корреляций именно в асимметричном контакте, когда неодинаковы в том числе и параметры туннельной связи точек с отдельным контактом. В нашем случае ОДП имеет место в режиме симметричной сильной связи ЧТС с контактами. При этом асимметрия кинетических процессов, приводящая к специфическому перераспределению заселенностей уровней ЧТС, является свойством самого устройства.

5. В настоящей работе исследовано влияние неравновесности на квантовый транспорт в системе из четырех квантовых точек с учетом кулоновских корреляций. Для нахождения выражения, описывающего электронный ток, применено сочетание методов неравновесных функций Грина и уравнений движения. В последнем случае для получения замкнутой системы уравнений на функции Грина применена схема расцепления, развитая в работах [24–26] и базирующаяся на приближении Хаббард-I [32]. Численный анализ плотности состояний показал, что в системе имеются ССК, индуцированные кулоновскими взаимодействиями. Учет анизотропии кинетических процессов в ЧТС приводит к тому, что время жизни ССК, которые индуцированы корреляциями между электронами, находящимися в двух центральных точках, становится конечным. Возникающий в результате антирезонанс Фано в зависимости кондактанса от поля затвора смещается в неравновесном режиме. Взаимодействие этой особенности с другим асимметричным пиком Фано приводит к значительному усилению эффекта ОДП. Продемонстрировано, что соответствующее отношение пик/долина в ВАХ может быть увеличено за счет создания ненулевой разности одноэлектронных энергий двух центральных точек, а также при учете перескока между этими точками.

Мы благодарим П.И. Арсеева, Н.С. Маслову и В.Н. Манцевича за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности, проекты # 16-02-00073, 17-42-240441, 17-02-00135. С.В.А. выражает благодарность гранту Президента РФ # МК-3722.2018.2 за оказанную поддержку. М.Ю.К. благодарит Программу Академического Фонда Национального исследовательского университета Высшая школа экономики за 2017–2018 гг. (грант # 18-05-0024) и Российский проект академического совершенства “5-100”.

1. J. M. Elzerman, R. Hanson, J. S. Greidanus, L. H. Willems van Beveren, S. De Franceschi, L. M. K. Vandersypen, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, Phys. Rev. B **67**, 161308 (2003).
2. L. Gaudreau, S. A. Studenikin, A. S. Sachrajda, P. Zawadzki, A. Kam, J. Lapointe, M. Korkusinski, and P. Hawrylak, Phys. Rev. Lett. **97**, 036807 (2006).
3. D. Loss, and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
4. F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven, and L. M. K. Vandersypen, Nature **442**, 766 (2006).
5. M. R. Delbecq, T. Nakajima, T. Otsuka, S. Amaha, J. D. Watson, M. J. Manfra, and S. Tarucha, Appl. Phys. Lett. **104**, 183111 (2014).

6. T. Ito, T. Otsuka, S. Amaha, M.R. Delbecq, T. Nakajima, J. Yoneda, K. Takeda, G. Allison, A. Noiri, K. Kawasaki, and S. Tarucha, Sci. Rep. **6**, 39113 (2016).
7. T. Byrnes, N.Y. Kim, K. Kusudo, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. B **78**, 075320 (2008).
8. C.-Y. Hsieh, Y.-P. Shim, M. Korkusinski, and P. Hawrylak, Rep. Prog. Phys. **75**, 114501 (2012).
9. R. Thalineau, S. Hermelin, A.D. Wieck, C. Bauerle, L. Saminadayar, and T. Meunier, Appl. Phys. Lett. **101**, 103102 (2012).
10. T.A. Baart, N. Jovanovic, C. Reichl, W. Wegscheider, and L.M.K. Vandersypen, Appl. Phys. Lett. **109**, 043101 (2016).
11. A. Oguri, Y. Nisikawa, Y. Tanaka, and T. Numata, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 1139 (2007).
12. P. Barthelemy and L.M.K. Vandersypen, Ann. Phys. **525**, 808 (2013).
13. I. Ozfidan, A.H. Trojnara, M. Korkusinski, and P. Hawrylak, Solid State Comm. **172**, 15 (2013).
14. A.C. Johnson, J.R. Petta, C.M. Marcus, M.P. Hanson, and A.C. Gossard, Phys. Rev. B **72**, 165308 (2005).
15. C.-Y. Hsieh, Y.-P. Shim, and P. Hawrylak, Phys. Rev. B **85**, 085309 (2012).
16. D. Weinmann, W. Hausler, and B. Kramer, Phys. Rev. Lett. **74**, 984 (1995).
17. D. Urban and J. Konig, Phys. Rev. B **79**, 165319 (2009).
18. B. Michaelis, C. Emary, and C.W.J. Beenakker, Europhys. Lett. **73**, 677 (2006).
19. C. Poltl, C. Emary, and T. Brandes, Phys. Rev. B **80**, 115313 (2009).
20. N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, and P.I. Arseev, J. Exp. Theor. Phys. **122**, 1084 (2016).
21. D. Jacob, B. Wunsch, and D. Pfannkuche, Phys. Rev. B **70**, 081314(R) (2004).
22. D. Rogovin and D.J. Scalapino, Ann. Phys. (N.Y.) **86**, 1 (1974).
23. Л.В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
24. J.Q. You and H.-Z. Zheng, Phys. Rev. B **60**, 8727 (1999).
25. M.Yu. Kagan, V.V. Val'kov, and S.V. Aksenov, Phys. Rev. B **95**, 035411 (2017).
26. M.Yu. Kagan, V.V. Val'kov, and S.V. Aksenov, J. Magn. Magn. Mat. **440**, 15 (2017).
27. C. Lacroix, J. Phys. F: Metal Phys. **11**, 2389 (1981).
28. A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. Rev. C **67**, 054322 (2003).
29. A.F. Sadreev, E.N. Bulgakov, and I. Rotter, Phys. Rev. B **73**, 235342 (2006).
30. A.F. Sadreev and T.V. Babushkina, JETP Lett. **88**, 360 (2008).
31. P.I. Arseev, N.S. Maslova, and V.N. Mantsevich, ЖЭТФ **142**, 156 (2012).
32. J. Hubbard, Proc. R. Soc. London, Ser. A **276**, 238 (1963).