

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

М. Ю. Каган<sup>+\*1)</sup>, С. В. Аксенов<sup>#</sup>

<sup>+</sup>Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

\*Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

<sup>#</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ 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 то-

чек 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

<sup>1)</sup>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, распо-

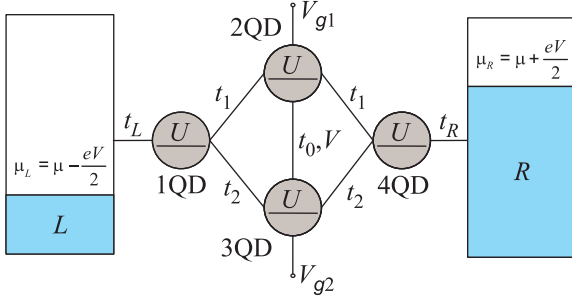


Рис. 1. (Цветной онлайн) Четырехточечная структура между металлическими контактами

ложены 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,  $V$ .

**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,  $\hat{H}_\alpha = \sum_{k\sigma} \xi_{k\sigma} c_{\alpha k\sigma}^\dagger c_{\alpha k\sigma}$ , где  $c_{\alpha k\sigma}$  — оператор уничтожения электрона с волновым вектором  $k$ , проекцией спина  $\sigma$  и энергией  $\xi_{k\sigma} = \epsilon_{k\sigma} - \mu$ , отсчитываемой от химического потенциала  $\mu = 0$ , в контакте  $\alpha$  ( $\alpha = L, R$ ).

Гамильтониан ЧТС имеет вид

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

где  $a_{j\sigma}$  — оператор уничтожения электрона с проекцией спина  $\sigma$  и энергией  $\xi_{j\sigma} = \epsilon_{j\sigma} - \mu$  на уровне  $j$ ой 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,

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

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,  $\mu_L$  и  $\mu_R$ , 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  $\langle I(t, t) \rangle \equiv I = e \langle \dot{N}_L \rangle$ , где  $N_L = \sum_{k\sigma} c_{Lk\sigma}^\dagger c_{Lk\sigma}$  — 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

$$\begin{aligned} I = e \sum_{\sigma} \int_C d\tau_1 \left[ \Sigma_{L\sigma}^{+a}(t - \tau_1) G_{11\sigma}^{a-}(\tau_1 - t) - \right. \\ \left. - G_{11\sigma}^{+a}(t - \tau_1) \Sigma_{L\sigma}^{a-}(\tau_1 - t) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где введены собственно-энергетические функции,  $\Sigma_{L\sigma}^{ab}(\tau - \tau') = T_L^+(\tau) \sum_k g_{Lk\sigma}^{ab}(\tau - \tau') T_L(\tau')$ , описывающие влияние левого контакта на ЧТС;  $g_{Lk\sigma}^{ab}(\tau - \tau')$  — затравочная функция Грина левого контакта. Функции Грина  $G_{11\sigma}(\tau - \tau')$  удовлетворяют уравнению Дайсона

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

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

$$I = i\Gamma \sum_{\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left[ f_L (G_{11\sigma}^a - G_{11\sigma}^r) - G_{11\sigma}^{+-} \right], \quad (6)$$

где  $f_L \equiv f(\omega + \frac{eV}{2})$  – 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  $g = \text{const}$ . При выводе (6) фурье-образы собственных энергетических функций  $\Sigma_{\alpha\sigma}^r = -\frac{i}{2}\Gamma$  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  $G_{i\sigma, j\sigma'}^{r, +, -}(t - t')$  общий вид уравнений для  $G_{i\sigma, j\sigma'}^r(\omega) \equiv \langle \langle a_{i\sigma} a_{j\sigma'}^+ \rangle \rangle^r$  и  $G_{i\sigma, j\sigma'}^{+-}(\omega) \equiv \langle \langle a_{i\sigma} a_{j\sigma'}^+ \rangle \rangle^{+-}$  отличается,

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

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

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

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

$$G_{\beta\beta}^r = \frac{C_{\beta} Z_{\bar{\beta}}}{Z}, \quad G_{\beta\bar{\beta}}^r = \frac{C_{\beta} C_{\bar{\beta}} x_2}{Z}, \quad G_{\alpha\alpha}^r = \frac{C_{\alpha} \Delta_{\bar{\alpha}}}{Z}, \quad (7)$$

$$G_{\alpha\bar{\alpha}}^r = \frac{C_{\alpha} C_{\bar{\alpha}} \Delta_1}{Z}, \quad G_{\beta\alpha}^r = \frac{C_{\alpha} C_{\beta} T_{\bar{\beta}} P_{\alpha}}{Z}, \quad \beta(\alpha) = 1, 4(2, 3),$$

где  $\Delta_{\alpha} = D_{\alpha} T_{\beta} T_{\bar{\beta}} - t^2(\alpha) C_{\alpha} S$ ,  $\Delta_1 = t_0 T_{\beta} T_{\bar{\beta}} + t(\alpha) t(\bar{\alpha}) S$ ,  $S = C_{\beta} T_{\bar{\beta}} + C_{\bar{\beta}} T_{\beta}$ ,  $P_{\alpha} = t(\bar{\alpha}) D_{\alpha} + t_0 t(\alpha) C_{\alpha}$ ,  $Z = T_{\beta} T_{\bar{\beta}} x_1 - S x_2$ ,  $Z_{\beta} = T_{\beta} x_1 - C_{\beta} x_2$ ,  $T_{\beta} = D_{\beta} + i\Gamma C_{\beta}/2$ ,  $x_1 = \Delta_{\alpha} \Delta_{\bar{\alpha}} - t_0^2 C_{\alpha} C_{\bar{\alpha}}$ ,  $x_2 = t(\alpha) C_{\alpha} P_{\alpha} + t(\bar{\alpha}) C_{\bar{\alpha}} P_{\alpha}$ ,  $t(\alpha) = t_{1,2}$ . Множители  $C_{\alpha, \beta}$  и  $D_{\alpha, \beta}$  содержат зависимость от чисел заполнения, корреляторов и интенсивностей кулоновских взаимодействий в явном виде:  $C_{\alpha} = C_{\alpha 1} + C_{\alpha 2}$ ,  $C_{\alpha 1} = b_{\alpha 4} (b_{\alpha 2} b_{\alpha 3} + U b_{\alpha 3} \langle n_{\alpha} \rangle + 2V b_{\alpha 2} \langle n_{\bar{\alpha}} \rangle)$ ,  $C_{\alpha 2} = UV (b_{\alpha 2} + b_{\alpha 3}) (2 \langle n_{\alpha} \rangle \langle n_{\bar{\alpha}} \rangle - \langle a_{\alpha}^+ a_{\bar{\alpha}} \rangle^2)$ ,  $C_{\beta} = b_{\beta 2} + U \langle n_{\beta} \rangle$ ,  $D_{\alpha} = b_{\alpha 1} b_{\alpha 2} b_{\alpha 3} b_{\alpha 4}$ ,  $D_{\beta} = b_{\beta 1} b_{\beta 2}$ ,  $b_{\alpha 1} = z - \xi_{\alpha}$ ,  $b_{\alpha 2} = b_{\alpha 1} - U$ ,  $b_{\alpha 3} = b_{\alpha 1} - V (1 + \langle n_{\bar{\alpha}} \rangle)$ ,  $b_{\alpha 4} = b_{\alpha 3} - U$ . Отметим, что в формулах (7) для простоты опущены спиновые индексы, т.к. в немагнитном приближении  $\langle a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} \rangle = \langle a_{i\bar{\sigma}}^+ a_{j\bar{\sigma}} \rangle$ . В свою очередь, решение системы для функций Грина  $G_{ij}^{+-}$  дает

$$G_{\beta\beta(\bar{\beta})}^{+-} = i\Gamma \frac{C_{\beta} \left( f_{\beta} Z_{\bar{\beta}} G_{\beta\beta(\bar{\beta})}^a + f_{\bar{\beta}} C_{\bar{\beta}} x_2 G_{\beta\beta(\bar{\beta})}^a \right)}{Z}, \\ G_{\alpha\alpha(\bar{\alpha})}^{+-} = i\Gamma \frac{C_{\alpha} P_{\bar{\alpha}} \left( f_{\beta} C_{\beta} T_{\bar{\beta}} G_{\beta\alpha(\bar{\alpha})}^a + f_{\bar{\beta}} C_{\bar{\beta}} T_{\beta} G_{\beta\alpha(\bar{\alpha})}^a \right)}{Z}, \\ G_{\beta\alpha}^{+-} = i\Gamma \frac{C_{\beta} \left( f_{\beta} Z_{\bar{\beta}} G_{\beta\alpha(\bar{\beta})}^a + f_{\bar{\beta}} C_{\bar{\beta}} x_2 G_{\beta\alpha(\bar{\beta})}^a \right)}{Z}, \quad (8)$$

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

$$\langle n_i \rangle = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} G_{ii}^{+-}, \quad \langle a_i^+ a_j \rangle = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} G_{ji}^{+-}. \quad (9)$$

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

$$I = 2e\Gamma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega G_{14}^r G_{41}^a (f_L - f_R) = \\ = 2e\Gamma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{C_1^2 C_4^2 x_2^2}{|Z|^2} (f_L - f_R). \quad (10)$$

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  $\Gamma$ . 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  $\Delta$ ,  $\xi_{2(3)\sigma} = \varepsilon_D \pm \Delta$ .

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

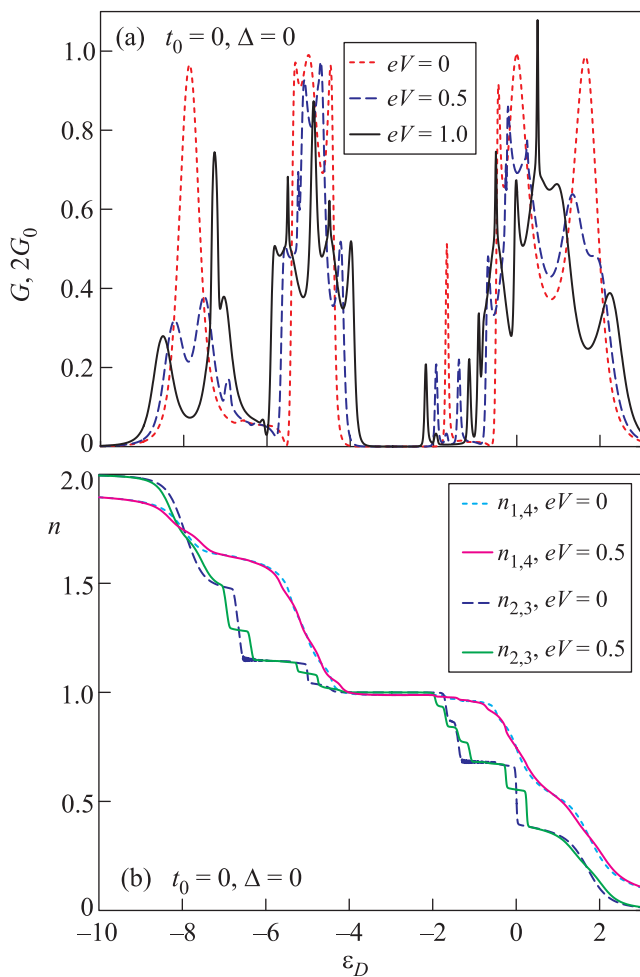


Рис. 2. (Цветной онлайн) Влияние напряжения смещения на зависимости проводимости (а) и чисел заполнения (б) от поля затвора для изотропной ЧТС. Параметры:  $U = 5$ ,  $V = 1$ ,  $t_1 = t_2 = 1$ ,  $t_0 = \Delta = 0$ ,  $k_B T = 0.01$

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. 2а). Это объясняется тем, что при  $eV \neq 0$  прохождение электронов усиливается, если электронный уровень в ЧТС, управляемый параметром  $\varepsilon_D$ , 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. 2а). 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. 2б). При этом каждому скачку соответствует резонанс кондактанса.

Обратимся к анизотропной ситуации, когда  $t_1 \neq t_2$ . На рис. 3а 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. 3б пунктирной кривой показана вольт-амперная характеристика (ВАХ) в поле затвора  $\varepsilon_D = -0.82$ , соответствующем антирезонансу наибольшей амплитуды на рис. 3а. 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  $\sim 1.4$ . Схожий сценарий наблюдается и при заполнении ЧТС, большем половинного (см. штриховую кривую на рис. 3б). 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. 3б. В данном случае долина более широкая, а отношение пик/долина  $\sim 1.9$ . При рассмотре-

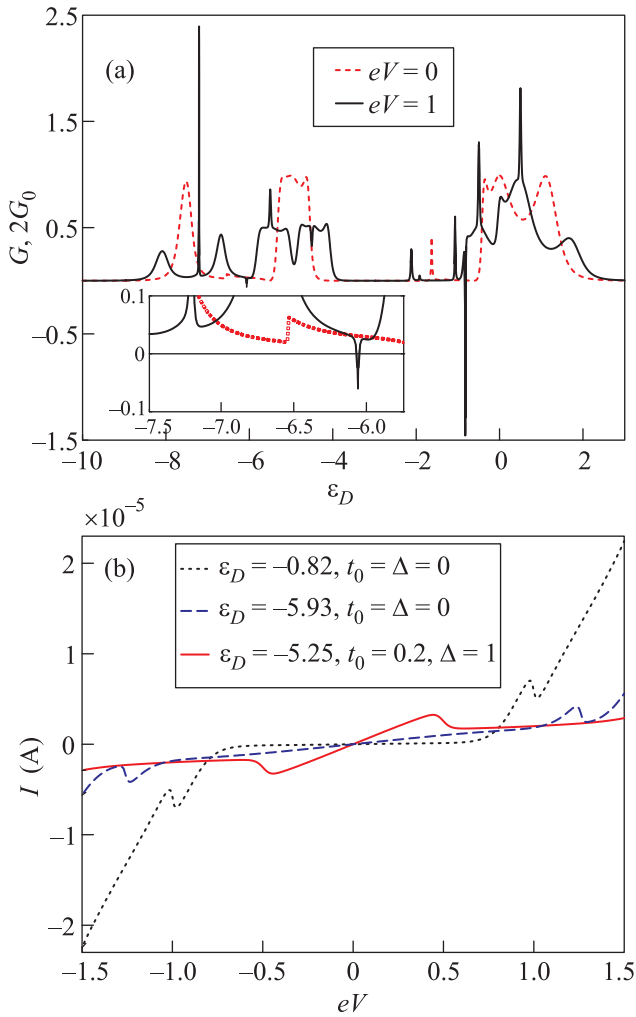


Рис. 3. (Цветной онлайн) Особенности транспортных свойств анизотропной ЧТС. (а) – Зависимость проводимости от поля затвора. На вставке: антирезонанс Фано и его расщепление при  $eV \neq 0$ . (б) – Вольт-амперные характеристики. Параметры:  $U = 5$ ,  $V = 1$ ,  $t_1 = 1$ ,  $t_2 = 0.1$ ,  $t_0 = \Delta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

нии Т-образной геометрии ЧТС ( $t_2 = 0$ ) отношение пик/долина  $\sim 2.6$ . 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  $\sim 4$  (последние два случая не представлены на рис. 3).

Обнаруженный эффект ОДП связан с особенностями поведения плотности состояний ЧТС в анизотропном режиме,  $TDOS(\omega) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^4 \text{Im}\{G_{ii}^r(\omega)\}$ . Для начала обратимся к изотропной ситуации. Соответствующая плотность состояний изображена на рис. 4а. При отсутствии кулоновских взаимодействий положения максимумов  $TDOS(\omega)$  определяются энергиями собственных состояний

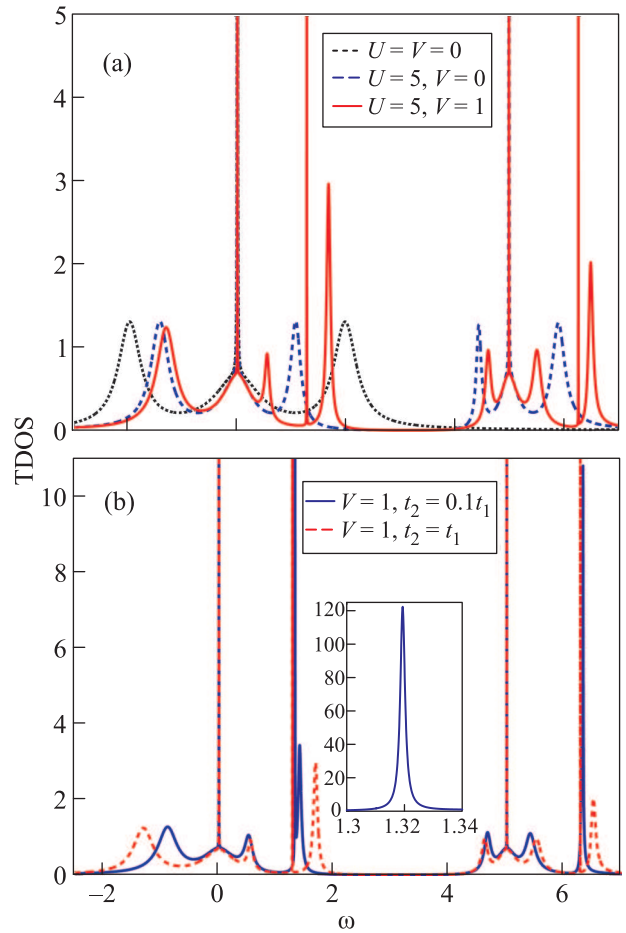


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Влияние кулоновских корреляций на связанные состояния в континууме (ССК) в плотности состояний изотропной ЧТС. (б) – Влияние анизотропии кинетических процессов в ЧТС на ССК. На вставке: пик, связанный с одним из ССК. Параметры:  $\varepsilon_D = 0$ , другие параметры совпадают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

гамильтониана  $H_{QD}(U = V = 0)$  (см. пунктирную кривую на рис. 4а). Если  $t_0 = \Delta = 0$ , то имеются четыре уровня с энергиями:  $\varepsilon_D, \varepsilon_D \pm 2t_1$ . 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  $G_{ij}^r(\omega)$ . В результате включения кулоновских взаимодействий внутри каждой точки появляются три новых максимума за счет расщепления одноэлектронных энергий возбуждения отдельной точки:  $\varepsilon_D, \varepsilon_D + U$  (см. штриховую кривую на рис. 4а). 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. 4а). Заметим, что полученные максимумы в плотности состояний являются причиной возникновения резонансов кондактанса в режиме линейного отклика (см. пунктирную кривую на рис. 2а). 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. 4б). При этом в кондактансе реализуются новые антирезонансы Фано. Один из них показан на вставке рис. 3а при  $\epsilon_D \approx -6.5$  (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. 3а 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 проведено расщепление уравнений на функции Грина третьего порядка [32], использованное ранее в работах [24–26]. 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. Willem 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* **281**, 401 (1964).