

# Индукцирование спин-орбитальным взаимодействием Рашбы размерного антирезонанса Фано в каналированных системах с точками неаналитичности фермионных траекторий

В. В. Вальков<sup>1)</sup>, А. Д. Федосеев

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 2017 г.

Показано, что совместное влияние неаналитичности канала движения носителей тока и спин-орбитального взаимодействия Рашбы в наносистемах индуцирует размерные резонансные аномалии их транспортных свойств. В условиях, когда характерная длина, определяемая отношением параметра перескока к величине спин-орбитальной связи, совпадает с расстоянием между точками неаналитичности, в канале возникает размерный эффект. Он проявляется посредством возникновения полного отражения от устройства и представляет собой антирезонанс Фано. При этом вольт-амперная характеристика наносистемы с неаналитическим каналом испытывает значительные изменения при малом варьировании параметра спин-орбитального взаимодействия в окрестности критического значения.

DOI: 10.7868/S0370274X17170040

**1. Введение.** Низкомерные системы со спин-орбитальным взаимодействием в последнее время вызывают особый интерес в связи с исследованием свойств топологических изоляторов [1–4]. Краевые состояния в таких системах характеризуются тем, что направление спина жестко коррелировано с направлением движения электрона, приводя к возможности распространения фермиона без рассеяния на немагнитных примесях.

При изучении эффектов, связанных с влиянием поля Рашбы на свойства низкомерных систем [5], чаще всего игнорируют возможность существования точек, в которых проявляется неаналитичность траектории, и, как следствие, скачкообразность изменения эффективного поля Рашбы. При этом свойства краевых состояний изучают на моделях, неограниченных в одном из направлений [6, 7]. Представляется актуальным вопрос о возможности перенесения полученных при таком анализе выводов на системы, имеющие конечную форму и точки неаналитичности траектории. В этой связи следует отметить, что, например, авторы работы [8] указывали на актуальность исследования системы в форме квадрата, однако детального изучения влияния углов на свойства спин-поляризованных состояний до настоящего времени не проводилось.

Ранее в [9] отмечалось, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы может приводить к нарушению

спиновой симметрии в топологических изоляторах. Квазичастичные состояния в таком случае перестают классифицироваться по проекции спина, и эффект нарушения симметрии проявляется в изменении направления спина квазичастицы при движении. Однако представленное в работе исследование не учитывало наличие углов, а осцилляция спина предполагалась зависящей от квазиимпульса.

Примером исследования, показывающего важность учета неоднородности спин-орбитального взаимодействия Рашбы на свойства низкомерных систем, может служить работа [10], авторы которой показали влияние неоднородности константы спин-орбитального взаимодействия на спиновый транспорт в двумерной системе. Но при этом вопрос о влиянии неоднородности направления поля Рашбы не поднимался.

Игнорирование углов в системе может быть хорошим приближением, если длина свободного пробега электрона намного меньше длины стороны исследуемой системы. Однако в случае наноразмерных систем такой подход может оказаться некорректным. В связи с этим целью данной работы является исследование влияния неаналитичности траектории носителей тока на квантовый транспорт.

**2. Устройство с точками неаналитичности канала переноса носителей тока на подложке.** Для изучения эффектов, связанных с совместным влиянием спин-орбитального взаимодействия Рашбы и точек неаналитичности траектории движения фер-

<sup>1)</sup>e-mail: vvv@iph.krasn.ru

мионов в 1D-канале, рассмотрим транспортные характеристики одномерной цепочки, составленной из узлов, расположенных на сторонах квадрата (рис. 1). Узлы такой системы, которую в дальнейшем, для

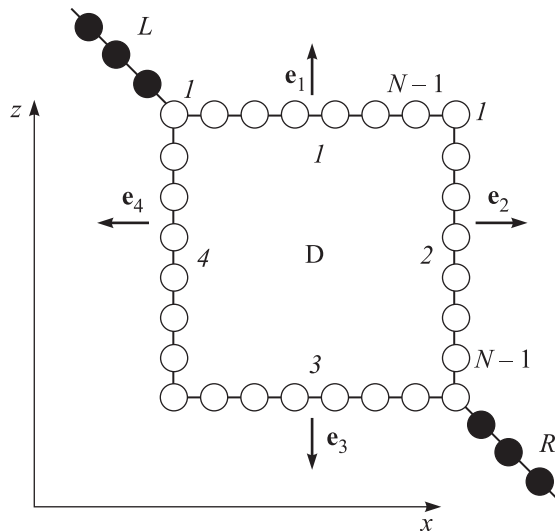


Рис. 1. Геометрия системы и нумерация узлов для неаналитической цепочки (НЦ) с точечными, симметрично расположенными контактами

краткости, будем называть неаналитической цепочкой (НЦ), обозначены светлыми кружками. Каждый прямолинейный участок содержит  $N$  узлов, а полное число узлов НЦ равно  $4(N-1)$ .

Для упрощения учета спин-орбитального взаимодействия Рашбы в НЦ представим гамильтониан в форме

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_D = & -t_D \sum_{nj\sigma} a_{jn+1\sigma}^+ a_{jn\sigma} - t_D \sum_{j\sigma} a_{j+1,1\sigma}^+ a_{j,N-1\sigma} - \\ & - i\alpha_D \sum_{nj\sigma\sigma'} (\mathbf{e}_j \boldsymbol{\tau}_{\sigma'\sigma}) a_{jn+1\sigma'}^+ a_{jn\sigma} - \\ & - i\alpha_D \sum_{j\sigma\sigma'} (\mathbf{e}_j \boldsymbol{\tau}_{\sigma'\sigma}) a_{j,1\sigma'}^+ a_{j+1,N-1\sigma} + h.c. \end{aligned} \quad (1)$$

В выражении (1) первые два слагаемых описывают перескоки между ближайшими соседями с параметром  $t_D > 0$ , а следующие два – спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, обусловленное наличием градиента электропотенциала, направленного перпендикулярно плоскости квадрата. Нумерация по  $j = 1, 2, 3, 4$  соответствует номеру стороны квадрата (по часовой стрелке), а  $n = 1, \dots, N-1$  нумерует узлы на каждой из сторон,  $\alpha_D$  – константа спин-орбитального взаимодействия Рашбы,  $\sigma = \pm 1$  обозначает проекцию спина электрона на ось квантования  $z$ ,  $\mathbf{e}_j$  – единичный вектор вдоль направления

поля Рашбы (см. рис. 1),  $\boldsymbol{\tau}$  – матрицы Паули. Существенно, что это направление различно для каждой из сторон квадрата: оно направлено в плоскости квадрата перпендикулярно его сторонам.

Собственные одноэлектронные состояния гамильтониана (1) можно представить в виде

$$\psi = \sum_{j=1}^4 \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{\sigma} z_{jn\sigma} a_{jn\sigma}^+ |0\rangle, \quad (2)$$

где  $|0\rangle$  – вакуумное состояние. Учет оси симметрии  $C_4$ , проходящей через центр квадрата перпендикулярно плоскости НЦ, позволяет представить одноэлектронные состояния [11] как

$$E_{mls} = -2\sqrt{t_D^2 + \alpha_D^2} \cos k_{mls}, \quad (3)$$

$$k_{mls} = \frac{1}{N-1} \left[ s \cdot \arccos \left( \frac{\cos \chi}{\sqrt{2}} \right) + \phi_l + 2\pi m \right],$$

$$l = -2, -1, 0, 1, \quad s = \pm 1, \quad m = 1, \dots, (N-1),$$

$$\chi = k_0(N-1), \quad \phi_l = \frac{\pi}{2}l + \frac{\pi}{4},$$

$$z_{1n\uparrow}^{mls} = \frac{1}{2\sqrt{N-1}} \frac{1}{\sqrt{1+\rho_s^2}} e^{ik_0(n-n_c) - is\pi/4} e^{-ikn},$$

$$z_{1n\downarrow}^{mls} = \frac{1}{2\sqrt{N-1}} \frac{\rho_s}{\sqrt{1+\rho_s^2}} e^{-ik_0(n-n_c) + is\pi/4} e^{-ikn},$$

$$\rho_s = \sqrt{1 + \sin^2 \chi} - s \sin \chi,$$

$$z_{1+j,n\sigma}^{mls} = e^{-i\phi_l j} [z_{1n\sigma}^{mls} \cos(\pi j/4) - \sigma z_{1n\bar{\sigma}}^{mls} \sin(\pi j/4)],$$

где важным параметром является величина  $k_0$ , обратная к характеристической длине спин-орбитального взаимодействия  $L_{so}$  (расстояние, на котором спин электрона разворачивается вокруг направления поля Рашбы на угол  $\pi$ ). В приближении сильной связи  $k_0$  определяют из выражения

$$k_0 = \arcsin \left( \alpha_D / \sqrt{t_D^2 + \alpha_D^2} \right). \quad (4)$$

Появление масштаба длины  $L_{so}$  приводит к появлению характеристического параметра НЦ –  $\chi$ , определяемого с точностью до множителя отношением длины стороны квадрата  $L = N-1$  (в единицах межатомного расстояния) к длине  $L_{so}$ :

$$\chi = \frac{\pi}{2} \frac{L}{L_{so}}. \quad (5)$$

**3. Формализм Ландауэра–Бюттикера для неаналитической цепочки с контактами.** При исследовании тока через неаналитическую цепочку будем считать, что она соединена с контактами, являющимися макроскопическими проводниками

ми. Электроны, входящие в резервуар, термализованы и обладают температурой и химическим потенциалом контакта перед возвращением в устройство. Следовательно, электрон, падающий на контакт, будет полностью поглощен им и термализован перед возвращением в устройство.

Для нахождения коэффициента прохождения через устройство следует решить уравнение Шредингера с гамильтонианом [12]:

$$\hat{H} = \hat{H}_L + \hat{T}_L + \hat{H}_D + \hat{T}_R + \hat{H}_R, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_L &= \sum_{n=-\infty, \sigma}^{-1} [t_L(c_{n-1\sigma}^+ c_{n\sigma} + c_{n\sigma}^+ c_{n-1\sigma}) - \varepsilon_d c_{n\sigma}^+ c_{n\sigma}], \\ \hat{H}_R &= \sum_{n=1, \sigma}^{\infty} [t_R(c_{n+1\sigma}^+ c_{n\sigma} + c_{n\sigma}^+ c_{n+1\sigma}) - \varepsilon_d c_{n\sigma}^+ c_{n\sigma}], \\ \hat{T}_L &= t_{LD} \sum_{\sigma} (c_{-1\sigma}^+ a_{L\sigma} + a_{L\sigma}^+ c_{-1\sigma}), \\ \hat{T}_R &= t_{RD} \sum_{\sigma} (c_{1\sigma}^+ a_{R\sigma} + a_{R\sigma}^+ c_{1\sigma}), \\ \hat{H}_D &= \sum_{m, l, s} E_{m, l, s} b_{m, l, s}^+ b_{m, l, s}. \end{aligned}$$

В этих выражениях  $\hat{H}_{L,R}$  – гамильтонианы, описывающие электроны в левом (L) и в правом (R) контактах, операторы  $\hat{T}_{L,R}$  учитывают наличие туннельной связи между контактами и устройством,  $a_{L,R}$  – оператор уничтожения электрона на узле устройства, непосредственно соединенного с соответствующим контактом,  $b_{m, l, s}$  – оператор уничтожения одноэлектронного возбуждения (3) в устройстве. Предполагается, что одноузельная энергия в устройстве сдвинута относительно одноузельной энергии в контактах на величину  $\varepsilon_d$ , а энергия  $E$  падающего электрона отсчитывается от одноузельной энергии в устройстве.

Нахождение транспортной характеристики НЦ связано с вычислением волновой функции системы для задачи о рассеянии электрона. Волновую функцию запишем в виде разложения по полному ортогональному базису системы:

$$\begin{aligned} \Psi &= \sum_{n=-\infty, \sigma}^{-1} u_{n\sigma} c_{n\sigma}^+ |0\rangle + \sum_{m, l, s} w_{m, l, s} b_{m, l, s}^+ |0\rangle + \\ &+ \sum_{n=1, \sigma}^{\infty} v_{n\sigma} c_{n\sigma}^+ |0\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом коэффициенты разложения в левом контакте представляют суперпозицию падающей и отраженной волны:

$$u_{n\sigma} = p_{\sigma} e^{ik_L n} + r_{\sigma} e^{-ik_L n}, \quad |p_{\uparrow}|^2 + |p_{\downarrow}|^2 = 1,$$

тогда как в правом контакте учитывается только прошедшая составляющая

$$v_{n\sigma} = t_{\sigma} e^{ik_R n}.$$

Величина  $p_{\sigma}$  определяет поляризацию спина налетающего электрона, а волновые вектора  $k_{L,R}$  измеряются в обратных единицах межатомного расстояния.

Параметры разложения удовлетворяют неоднородной системе уравнений:

$$\begin{aligned} E &= 2t_L \cos k_L - \varepsilon_d, \quad E = 2t_R \cos k_R - \varepsilon_d, \\ &- t_L r_{\sigma} + \sum_{m, l, s} t_{LD} w_{m, l, s} z_{L\sigma}^{m, l, s} = t_L p_{\sigma}, \\ &- t_R t_{\sigma} + \sum_{m, l, s} t_{RD} w_{m, l, s} z_{R\sigma}^{m, l, s} = 0, \\ (E_{m, l, s} - E) w_{m, l, s} &+ \sum_{\sigma} (t_{LD} r_{\sigma} e^{ik_L} z_{L\sigma}^{m, l, s*} + \\ &+ t_{RD} t_{\sigma} e^{ik_R} z_{R\sigma}^{m, l, s*}) = -t_{LD} \sum_{\sigma} p_{\sigma} e^{-ik_L} z_{L\sigma}^{m, l, s*}. \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты отражения и прохождения определяются через отношения соответственно отраженного и прошедшего потока вероятности к падающему:

$$R = \sum_{\sigma} |r_{\sigma}|^2, \quad T = \frac{t_R \sin k_R}{t_L \sin k_L} \sum_{\sigma} |t_{\sigma}|^2. \quad (9)$$

**4. Антирезонансы Фано в транспортной характеристике неаналитической цепочки.** Типичный вид коэффициента прохождения для НЦ при симметричном относительно центра квадрата подключении контактов (см. рис. 1) представлен на рис. 2, из которого следует, что наличие спин-орбитального взаимодействия Раббы приводит к деструктивной интерференции волновых функций при движении по двум каналам, и, в результате, к возникновению антирезонансов Фано. Количество таких антирезонансов определяется числом собственных энергий цепочки, четырехкратно вырожденных в отсутствие спин-орбитального взаимодействия, и равно  $(2(N-1)-1)$ .

Для понимания механизма возникновения антирезонансов Фано рассмотрим поведение собственных возбуждений в устройстве в зависимости от  $0 \leq \chi \leq \pi/2$  (5). При симметричном подключении контактов важным является соотношение для коэффициентов разложения волновых функций одноэлектронных состояний в цепочке (3) на узлах, подключенных к контактам:

$$z_{R\sigma}^{m, l, s} = i(-1)^l \sigma z_{L\sigma}^{m, l, s}, \quad (10)$$

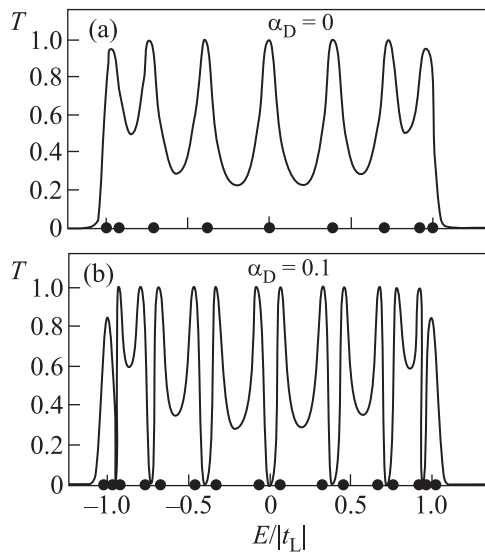


Рис. 2. Коэффициент прохождения для НЦ.  $t_L = t_R = -1$ ,  $t_D = 0.5$ ,  $\varepsilon_D = 0$ ,  $t_{LD} = t_{RD} = -0.5$ ,  $N = 5$ . (a) – цепочка без спин-орбитального взаимодействия, (b) –  $\alpha_D = 0.1$ . Темными кружками обозначены энергии собственных одноэлектронных состояний НЦ

которое определяется четностью орбитального квантового числа  $l$  и не зависит от  $m$  и  $s$ .

При  $\alpha_D = 0$  все одноэлектронные энергии четырехкратно вырождены, кроме крайних, отвечающих дну и потолку зоны, которые вырождены двукратно по  $s = \pm 1$ . Каждой четырехкратно вырожденной энергии соответствуют наборы квантовых чисел:

$$\begin{aligned} &(i) m, l, s = 1, \quad (ii) (-m), (-l - 2), s = 1, \\ &(iii) m, (l + 1), s = -1, \quad (iv) (-m), (-l - 1), s = -1. \end{aligned} \quad (11)$$

Подразумевается, что если  $l$  выходит за пределы нумерации, указанные в (3), то следует провести замену  $l \rightarrow l \pm 4$  и  $m \rightarrow m \mp 1$ . Подобная замена не меняет четности орбитального квантового числа.

При  $\alpha_D \neq 0$  четырехкратное вырождение снимается и все энергии становятся двукратно вырожденными. Следует отметить, что для любого состояния  $(mls)$  существует такое состояние  $(m'l's' = s)$ , что  $E_{m'l's'} = -E_{mls}$ , при этом четность орбитального числа у этих двух состояний одинакова  $(-1)^l = (-1)^{l'}$ . Запишем уравнения (8), рассматривая такие пары состояний:

$$\begin{aligned} -t_L r_\sigma + \sum_{mls}^l t_{LD} (w_{mls} + w_{m'l's'}) z_{L\sigma}^{mls} &= t_L p_\sigma, \\ -t_R t_\sigma + \sum_{mls}^l t_{RD} (w_{mls} + w_{m'l's'}) z_{R\sigma}^{mls} &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (E_{mls} - E) w_{mls} + \sum_{\sigma} (t_{LD} r_\sigma e^{ik_L} z_{L\sigma}^{mls*} + \\ + t_{RD} t_\sigma e^{ik_R} z_{R\sigma}^{mls*}) &= -t_{LD} \sum_{\sigma} p_\sigma e^{-ik_L} z_{L\sigma}^{mls*}, \\ (-E_{mls} - E) w_{m'l's'} + \sum_{\sigma} (t_{LD} r_\sigma e^{ik_L} z_{L\sigma}^{m'l's*} + \\ + t_{RD} t_\sigma e^{ik_R} z_{R\sigma}^{m'l's*}) &= -t_{LD} \sum_{\sigma} p_\sigma e^{-ik_L} z_{L\sigma}^{m'l's*}. \end{aligned} \quad (12)$$

В (12) суммирование со штрихом подразумевает суммирование по отмеченным выше парам состояний. В таком случае, при  $E = 0$  нетрудно убедиться, что  $w_{mls} = -w_{m'l's'}$  и коэффициенты  $t_\sigma = 0$ , приводя к возникновению антирезонанса Фано.

Снятие вырождения спин-орбитальным взаимодействием таково, что энергии состояний с одинаковым квантовым числом  $s$  и четностью орбитального квантового числа  $l$  смещаются в противоположные стороны (рис. 3). Тогда при малых значениях  $\alpha_D$  сле-

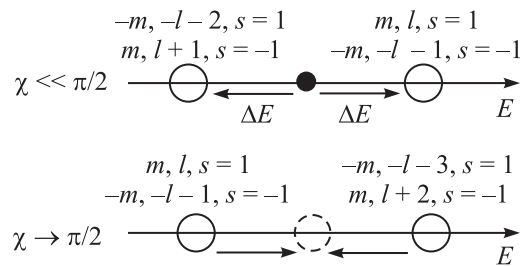


Рис. 3. Изменение собственных энергий одноэлектронных возбуждений при  $\alpha_D \ll t_D$  и  $\alpha_D$ , близкой к критическому значению

дует ожидать возникновение антирезонанса в промежутке между каждой из пар двукратно вырожденных энергий, поскольку основной вклад в разложение (7) будет именно от этих пар состояний, и все приведенные выше аргументы остаются в силе. Как показывает численный расчет, этот антирезонанс возникает и при любых значениях  $\alpha_D$  (см. рис. 2).

**5. Эффект полного отражения, индуцированный спин-орбитальным взаимодействием Рашбы.** В случае  $\chi \sim \pi/2$ , соответствующем ситуации, когда характеристическая длина спин-орбитального взаимодействия Рашбы близка к длине стороны квадрата, коэффициент прохождения обращается в нуль для всего диапазона энергий, кроме окрестностей энергий собственных одноэлектронных возбуждений  $E_{mls}$  в НЦ (рис. 4). Подобный эффект означает наличие почти замкнутого устройства, когда связь между устройством и контактами слабая.

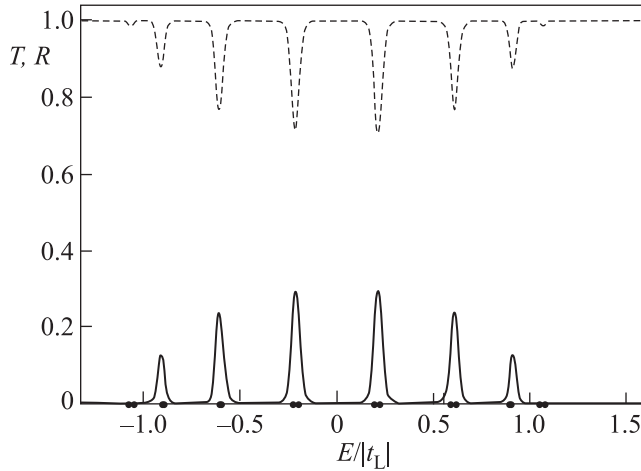


Рис. 4. Коэффициенты прохождения (сплошная линия) и отражения (штриховая) для случая  $\chi \approx \pi/2$ .  $t_L = t_R = -1$ ,  $t_D = 0.5$ ,  $\alpha_D = 0.2$ ,  $\varepsilon_d = 0$ ,  $t_{LD} = t_{RD} = -0.5$ ,  $N = 5$ . Темными кружками обозначены энергии собственных одноэлектронных состояний НЦ

Для интерпретации этого эффекта проанализируем собственные состояния устройства при  $\chi = \pi/2$ . В рассматриваемом случае все одноэлектронные энергии НЦ оказываются четырехкратно вырождены. При этом важно, что одной и той же энергии соответствует состояние  $m, l, s$  и  $m' = -m, l' = -l - 1 - 2s, s' = s$  (см. рис. 3), у которых четность орбитального квантового числа различна. Уравнения (8) для таких пар коэффициентов при учете соотношения (10) можно привести к виду

$$(E_{m'ls} - E)(w_{m'l's'} - w_{m'ls}) = 2t_{RD}e^{ik_R} \sum_{\sigma} t_{\sigma} z_{R\sigma}^{m'ls*}.$$

$$-t_R t_{\sigma} + \sum_{m'ls} t_{RD}(w_{m'ls} - w_{m'l's'}) z_{R\sigma}^{m'ls} = 0.$$

Анализ этих уравнений показывает, что при любых  $E \neq E_{m'ls}$  коэффициент прохождения  $T = 0$ .

При  $\chi \approx \pi/2$  для значения энергий, далеких от собственных энергий  $E_{m'ls}$ , приведенные рассуждения по-прежнему справедливы, а значит стоит ожидать, что коэффициент прохождения  $T$  будет отличен от нуля только в некоторой окрестности энергий собственных возбуждений цепочки, что подтверждается численным расчетом (см. рис. 4).

**6. Вольт-амперная характеристика неаналитической цепочки.** В представлении Ландауэра–Бюттикера ток через устройство при подключении одномерных контактов определяется выражением

$$I = I_{LR} - I_{RL},$$

$$I_{LR} = \frac{2e}{L} \sum_k \frac{1}{\hbar} \left( \frac{\partial E}{\partial k} \right) T_{LR}(E) f_L(E), \quad (13)$$

$$I_{RL} = \frac{2e}{L} \sum_k \frac{1}{\hbar} \left( \frac{\partial E}{\partial k} \right) T_{RL}(E) f_R(E),$$

где  $T_{LR}$  и  $T_{RL}$  – коэффициенты прохождения электрона из левого контакта в правый и из правого в левый соответственно, рассчитанные при учете добавочного слагаемого к гамильтониану (6):

$$\hat{H}_V = \sum_{n=-\infty, \sigma}^{-1} eV_L c_{n\sigma}^+ c_{n\sigma} + \sum_{n=1, \sigma}^{\infty} eV_R c_{n\sigma}^+ c_{n\sigma}, \quad (14)$$

отвечающего за подачу напряжения на контакты. Само устройство при этом считается заземленным.  $f_{L,R}(E) = f(E - \mu_{L,R})$  – фермиевская функция распределения электронов. Переходя от суммирования по квазиимпульсу к интегрированию по энергии в (13), получим окончательное выражение для тока через устройство (см., например, [13]):

$$I(V_L, V_R) = \frac{2e}{h} \int dE [T_{LR} f_L(E) - T_{RL} f_R(E)]. \quad (15)$$

При этом учтено, что коэффициент прохождения для рассматриваемой системы оказался независим от направления спина падающего электрона.

Характерный вид вольт-амперной характеристики для НЦ представлен на рис. 5. Размер ступенек определяется величиной спин-орбитального взаимодействия Рашбы в системе, вплоть до полного непротекания тока системой. В свою очередь, величиной спин-орбитального взаимодействия, как было показано в работе [14], можно управлять с помощью внешнего электрического поля, что позволяет использовать предложенную систему в качестве основы микроэлектронных устройств.

Все полученные выше результаты на рис. 2–рис. 5 были представлены для случая квадрата с малой длиной стороны  $N = 5$  и заведомо большим значением коэффициента спин-орбитального взаимодействия  $\alpha_D$  исключительно в целях наглядности. Для реальных систем характеристическая длина спин-орбитального взаимодействия Рашбы составляет 90–300 нм [15, 16], что для реализации условия  $\chi \approx \pi/2$  требует применить квадрат со стороной, насчитывающей сотни узлов. Однако все полученные результаты остаются в силе, пока транспорт через систему остается баллистическим. При этом в случае большого числа узлов в системе для численных расчетов эффективной является методика, развитая в работе [17], хотя для аналитического анализа удобнее использовать систему уравнений (8).

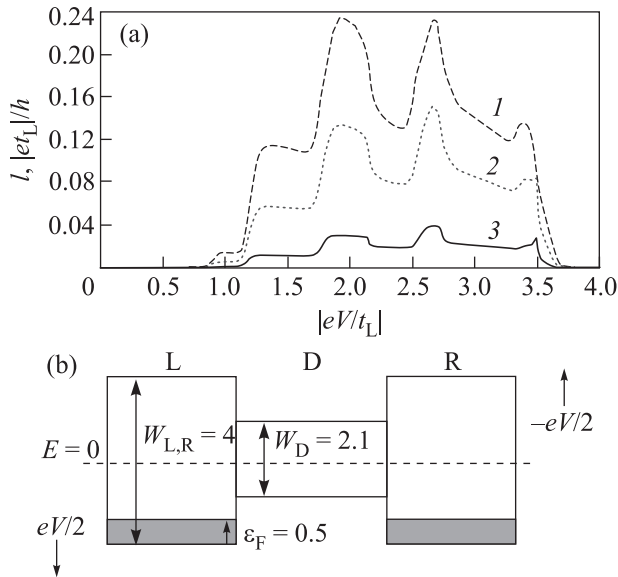


Рис. 5. (а) – Вольт-амперная характеристика для случая  $\chi \approx \pi/2$ .  $t_L = t_R = -1$ ,  $t_D = 0.5$ ,  $\varepsilon_d = 0$ ,  $t_{LD} = t_{RD} = -0.5$ ,  $N = 5$ ,  $\varepsilon_F = 0.5$ ,  $V_L = -V_R = V/2$ . 1 –  $\alpha_D = 0.18$ , 2 –  $\alpha_D = 0.19$ , 3 –  $\alpha_D = 0.2$ . (б) – Энергетическая схема устройства и контактов

**7. Заключение.** Приоритетный результат работы заключается в предсказании размерного антирезонанса Фано, возникающего в результате совместного влияния спин-орбитального взаимодействия Рашбы и неаналитичности траектории носителей тока в 1D-фермионной цепочке на подложке. Антирезонанс Фано возникает всякий раз, когда характеристическая длина, определяемая отношением параметра перескока к константе спин-орбитального взаимодействия Рашбы, укладывается нечетное число раз на расстоянии между отмеченными точками неаналитичности.

Конкретное рассмотрение эффекта проведено на примере вычисления транспортных характеристик 1D-фермионной цепочки, у которой последовательность узлов соответствует геометрическому расположению точек, находящихся на сторонах квадрата. В приближении сильной связи методом Ландауэра–Бюттикера рассчитаны коэффициент прохождения и вольт-амперная характеристика такой системы. Показано, что при симметричном подключении контактов интерференция электронных волновых функций, распространяющихся по двум каналам, приводит к возникновению отмеченных антирезонансов Фано. Существенно, что при значении параметра спин-орбитального взаимодействия, близком к критическому, когда характеристическая длина, соответствующая

спин-орбитальному взаимодействию Рашбы, приближается к длине стороны квадрата, возникает полное отражение электрона от системы для всех значений энергии, кроме окрестности значений энергий, соответствующих одноэлектронным возбуждениям в неаналитической цепочке. Вблизи этой критической точки изменение величины спин-орбитального взаимодействия, осуществляемое внешним электрическим полем, сильно влияет на вольт-амперную характеристику системы, позволяя использовать неаналитическую цепочку в качестве элементной базы микроэлектронных устройств.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 16-42-242036, # 16-42-243056, # 17-42-240441), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научных проектов # 21/16, # 29/16, # 02/17.

1. X.-L. Qi, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
2. D. V. Khomitsky and A. A. Chubanov, ЖЭТФ **145**, 525 (2014).
3. M. Ezawa, Phys. Rev. Lett. **114**, 056403 (2015).
4. В. А. Волков, В. Е. Еналдиев, ЖЭТФ **149**, 702 (2016).
5. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
6. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).
7. L. I. Magarill and M. V. Entin, Письма в ЖЭТФ **100**, 639 (2014).
8. M. Lee, H. Khim, and M.-S. Choi, Phys. Rev. B **89**, 035309 (2014).
9. A. Rod, T. L. Schmidt, and S. Rachel, Phys. Rev. B **91**, 245112 (2015).
10. G. Seibold, S. Caprara, M. Grilli, and R. Raimondi, J. Magnetism and Magnetic Mater. **440**, 63 (2017).
11. V. V. Val'kov and A. D. Fedoseev, J. Magnetism and Magnetic Mater. **440**, 185 (2016).
12. В. В. Вальков, С. В. Аксенов, ЖЭТФ **140**, 305 (2011).
13. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
14. J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
15. C. Flindt, A. S. Sorensen, and K. Flensberg, Phys. Rev. Lett. **97**, 240501 (2006).
16. S. Nadj-Perge, V. S. Pribiag, J. W. G. Van den Berg, K. Zuo, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, and L. P. Kouwenhoven, Phys. Rev. Lett. **108**, 166801 (2012).
17. A. F. Sadreev and I. Rotter, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 11413 (2003).