Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 4, с. 343 – 347

Спиновая поляризация при протекании тока через примесь в коррелированном одномерном проводнике

С. Н. Артеменко, Р. Р. Вахитов[1], С. В. Ремизов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 6 июля 2011 г.

Теоретически исследуется перенос спина при протекании электрического тока через примесь в одномерном (1D) проводнике. Взаимодействующие электроны описываются в рамках теории жидкости Латтинджера. Рассматривается как кулоновское, так и короткодействующее взаимодействие, которое осуществляется при экранировании дальнодействующей части кулоновского потенциала затвором. Рассмотрены случаи магнитной и немагнитной примесей. Обнаружено, что в случае магнитной примеси протекание электрического тока приводит к генерации спинового тока, который имеет постоянную и переменную составляющие. При низких температурах и малых напряжениях ток может быть полностью спин-поляризованным. В случае немагнитной примеси генерация спинового тока отсутствует. Протекание через провод спинового тока влияет на вольт-амперную характеристику в случае как магнитной, так и немагнитной примесей. Результаты получены для случая достаточно сильного межэлектронного взаимодействия.

Как известно, в отличие от 2D и 3D электронных систем, основные электронные свойства которых, как правило, описываются в рамках ферми-жидкости Ландау и представлений об одноэлектронных квазичастицах, ведущих себя подобно невзаимодействующим электронам, в 1D-системах взаимодействие приводит к качественным изменениям как в электронной структуре, так и в транспорте. Картина, основанная на возбуждениях в виде электронов и дырок, в 1D оказывается неприменимой. Единственными низкоэнергетическими возбуждениями в 1D-проводниках являются бозонные коллективные возбуждения – не зависимые друг от друга волны заряда и спина. Такое поведение описывается в рамках представлений жидкости Латтинджера, являющейся альтернативой ферми-жидкости для 1D-систем (см. [1]). В 1D-системах с межэлектронным отталкиванием проводимость сильно подавляется даже единственной примесью, что выражается в степенной зависимости проводимости от напряжения и/или температуры [2–4]. Экспериментальные подтверждения подобного поведения наблюдались во многих 1D-системах, в частности в полупроводниковых квантовых проводах [5] и углеродных нанотрубках [6]. Степенные вольт-амперные характеристики (ВАХ) описываются в терминах макроскопического туннелирования между минимумами периодического потенциала, связанного с фриделевскими флуктуациями, формирующимися вокруг примеси. В недавней теоретической работе [7] был предсказан динамический режим, при котором протекание постоянного тока сопровождается генерацией колебаний с частотой $f = \bar{I}/e$, где $\bar{I}$ – постоянный ток. Значительно меньше внимания было уделено теоретическому исследованию спинового транспорта через дефект в коррелированном одномерном проводнике. Между тем в бозонизованном гамильтониане взаимодействия электронов с примесью зарядовые и спиновые переменные перепутываются, т.е. на примеси нарушается спин-зарядовое разделение. Поэтому можно ожидать, что перенос заряда через примесь будет влиять на спиновый транспорт, и наоборот, особенно если примесь магнитная. Мы исследовали этот вопрос и обнаружили, что в случае магнитной примеси при приложении электрического напряжения, кроме электрического тока, возникает и спиновый ток, который имеет постоянную и переменную составляющие. При этом в пределе низких температур и малых напряжений электрический ток становится полностью спин-поляризованным. В случае немагнитной примеси генерация спинового тока отсутствует. Протекание через провод с примесью, как магнитной, так и немагнитной, спинового тока приводит к появлению добавки в электрическом токе. При малых спиновых токах эта добавка линейна по спиновому току в случае магнитной примеси и квадратична в случае немагнитной. Таким образом, квантовая проволока с примесью может использоваться для регистрации спинового тока. Результаты получены для

[1] e-mail: ruslan.vakhitov@phystech.edu

случая достаточно сильного межэлектронного взаимодействия.

Ниже мы будем считать e, $\hbar$ и $k_{\rm B}$ равными единице, возвращаясь к размерным единицам (где это необходимо) в конечных формулах.

Мы рассматриваем систему, состоящую из одномерного проводника (квантового провода) длиной L с примесью, расположенной в центре провода (при $x = 0$). Межэлектронное взаимодействие описывается в рамках модели Томонаги–Латтинджера (ТЛ). Гамильтониан 1D-электронов имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_i$, где $\hat{H}_0$ – гамильтониан взаимодействующих электронов, а $\hat{H}_i$ описывает рассеяние электронов на примеси. В случае кулоновского взаимодействия между электронами бозонизованный гамильтониан ТЛ имеет вид

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 = \frac{\hbar\pi v_{\rm F}}{2}\int dx \left\{\left[\hat{\Pi}_\sigma^2 + \frac{1}{\pi^2 K_\sigma^2}(\partial_x\hat{\Phi}_\sigma)^2\right] + \right.\\ \left. + \left[\hat{\Pi}_\rho^2 + \frac{1}{\pi^2}\int dx' V(x-x')\partial_x\hat{\Phi}_\rho(x)\partial_x\hat{\Phi}_\rho(x')\right]\right\}.\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь

$$V(x-x') = \delta(x-x') + \frac{\gamma}{|x-x'|}, \quad \gamma = \frac{2e^2}{\pi\hbar v_{\rm F}\epsilon},$$

где второе слагаемое учитывает потенциал кулоновского взаимодействия электронов (ϵ – диэлектрическая проницаемость окружающей среды). Первая строка в гамильтониане относится к спиновому, а вторая – к зарядовому каналу. В случае короткодействующего взаимодействия, которое возникает вследствие экранирования кулоновского взаимодействия затвором, функцию $V(x-x')$ надо заменить на $K_\rho^{-2}\delta(x-x')$. В результате получится стандартный гамильтониан ТЛ. Мы будем рассматривать случай, когда электроны отталкиваются и сила взаимодействия не зависит от спина. В этом случае параметры взаимодействия $K_\rho < 1$, а $K_\sigma = 1$. Для краткости будем в основном рассматривать близкодействие, приводя результаты для дальнодействия без вывода.

Магнитную примесь можно задать с помощью потенциала, который имеет разную величину для разных направлений электронного спина. Тогда после бозонизации взаимодействие принимает вид

$$\hat{H}_i = \frac{W_1}{2\pi}\cos(\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho + \sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma) + \frac{W_2}{2\pi}\cos(\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho - \sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma),$$

где $W_i = \int \frac{dx}{a} e^{2ik_{\rm F}x}U_i(x)$ – фурье-компоненты потенциала примеси, соответствующие рассеянию электронов с разными спинами, $a \sim 1/k_{\rm F}$ – малый параметр обрезания модели ТЛ.

Мы будем решать уравнения движения для гейзенберговских операторов $\hat{\Phi}_\alpha(x,t)$ ($\alpha = \rho, \sigma$) с операторными граничными условиями (ГУ), полученными в работе [8]:

$$\left(\frac{v_{\rm F}}{K_\alpha^2}\partial_x \pm \partial_t\right)\hat{\Phi}_\alpha(x = \pm L/2) = \hat{P}_\alpha^{R,L}, \tag{2}$$

где в правой части стоят источники, пропорциональные операторам избыточной плотности заряда и спина, $\hat{P}_\alpha^{L,R} = 2\pi v_{\rm F}\hat{N}_\alpha^{L,R}$ в правом (R) и левом (L) электродах соответственно. Для зарядового канала среднее от разности источников равно напряжению V, приложенному к квантовой проволоке, а ГУ для средних величин сводятся к условиям, полученным Эггером и Грабертом [9]. Среднее значение разности источников для спинового канала мы по аналогии условно будем называть "спиновым напряжением" V_σ:

$$\left(\frac{v_{\rm F}}{K_\alpha^2}\partial_x \pm \partial_t\right)\Phi_\alpha(x = \pm L/2) = \pm\left(\frac{V_\alpha}{\sqrt{2}}\right). \tag{3}$$

Корреляционные функции для флуктуирующих частей коммутатора и антикоммутатора одинаковы для обоих каналов и для обоих электродов (корреляции между флуктуациями в левом и правом электродах отсутствуют). В частотном представлении они имеют вид

$$\begin{aligned}\langle\{\delta P(\omega), \delta P(\omega')\}\rangle = 4\pi^2\omega\coth\frac{\omega}{2T}\delta(\omega+\omega'),\\ \langle[\delta P(\omega), \delta P(\omega')]\rangle = 4\pi^2\omega\delta(\omega+\omega').\end{aligned} \tag{4}$$

Далее, решив уравнения движения для операторов с ГУ (2), мы получаем уравнения движения для операторов в точке $x = 0$, где расположена примесь. Эти уравнения имеют вид уравнений колебаний двух связанных квантовых маятников с большим затуханием

$$\begin{aligned}\partial_t\hat{\Phi}_\rho + W_\rho^+ \otimes \sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho\cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma + \\ + W_\rho^- \otimes \sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma\cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho = F_\rho \otimes \hat{P}_\rho,\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\partial_t\hat{\Phi}_\sigma + \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1+W_2)\sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma\cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho + \\ + \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1-W_2)\sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho\cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma = \hat{P}_\sigma(t-t_\sigma).\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь $\otimes$ означает свертку по времени, $\hat{P}_\alpha = \hat{P}_\alpha^R - \hat{P}_\alpha^L$, а функции $W_\rho^+(t)$ и $F_\rho(t)$ определяются фурье-компонентами:

$$W_\rho^\pm(\omega) = (W_1 \pm W_2)Z(\omega), \; Z(\omega) = \frac{K_\rho}{\sqrt{2}}\frac{1 - iK_\rho\tan\omega t_\rho}{K_\rho - i\tan\omega t_\rho},$$

$$F_\rho(\omega)=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{K_\rho}{K_\rho\cos\omega t_\rho - i\sin\omega t_\rho},\quad t_\alpha=\frac{LK_\alpha}{2v_{\rm F}}.$$

Тригонометрические функции в уравнении для зарядового канала возникли из-за многократных отражений плазменных возбуждений от контактов (хотя контакт и адиабатический, имеется граница между областями взаимодействующих и невзаимодействующих электронов). В спиновом канале частотная зависимость выпадает из-за независимости межэлектронного взаимодействия от спина. Правая часть уравнений движения содержит флуктуирующую часть и ненулевую среднюю силу, равную $V_\alpha/\sqrt{2}$.

Полученную систему нелинейных операторных уравнений в общем случае решить трудно. Главная трудность связана с нелинейностью уравнений и наличием больших негауссовых флуктуаций. Однако задача упрощается при выполнении двух условий. Первое условие – сильное межэлектронное взаимодействие, $K_\rho \ll 1$. В этом случае, как будет показано в конце статьи, зарядовые флуктуации в точке примеси оказываются малыми, $\langle\delta\hat\Phi_\rho^2\rangle \ll 1$ ($\hat\Phi_\rho=\langle\hat\Phi_\rho\rangle+\delta\hat\Phi_\rho$). В случае дальнодействия величина матричного элемента взаимодействия зависит от волнового вектора. При этом решающую роль играет длинноволновая часть, обрезающая инфракрасную расходимость, характерную для 1D-систем. Так как в длинноволновом пределе матричный элемент кулоновского потенциала логарифмически расходится, для малости зарядовых флуктуаций на примеси достаточно не очень сильного взаимодействия. Второе условие – независимость величины межэлектронного взаимодействия от спина, $K_\sigma=1$. В этом случае удается найти строгое решение, воспользовавшись тем фактом, что рефермионизация в спиновом канале (переход от бозонов к новым фермионным операторам) делает спиновую часть гамильтониана квадратичной, а уравнения движения для новых фермионов (рефермионов) оказываются точно решаемыми. Метод рефермионизации был ранее успешно применен для бесспиновой задачи при $K_\rho=1/2$ [9]. В случае же задачи со спином оказалось, что спиновую часть гамильтониана можно привести к квадратичному виду при $K_\sigma=1$. В этом случае задача может быть строго решена по теории возмущений по величине зарядовых флуктуаций. Введем рефермионы с помощью соотношения $\sqrt{\frac{1}{2\pi a}}e^{i\sqrt{2}\hat\phi_+}=\hat g\hat\psi$, $\hat g=\hat c+\hat c^\dagger$, где $\hat g$ – майорановский фермион, а $\hat\phi_+$ – комбинация спиновых бозонных операторов от координат x и $-x$, аналогичная комбинации зарядовых операторов, использовавшейся в работе [9].

Вычисления значительно упрощаются в пределе больших приложенных напряжений V. В этом случае оказывается, что $\Phi_\rho\equiv\langle\hat\Phi_\rho\rangle=Vt/\sqrt{2}+O(K_\rho)$. В главном приближении это выражение можно подставить в уравнение движения для рефермионов. Затем можно решить уравнения движения для рефермионных полевых операторов, выразив их через значения на границе. Перейдя к рефермионному представлению в граничных условиях для спиновой фазы, мы получим соотношение для операторов плотности рефермионов, падающих на примесь:

$$\psi^\dagger(t)\psi(t)=\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat N_\sigma^R-\hat N_\sigma^L). \tag{7}$$

Усреднив это уравнение, мы получим условие на плотность падающих рефермионов. Она оказывается равной разности плотностей спинов на разных контактах (мы назвали это условие "спиновым напряжением"):

$$\langle\psi^\dagger(t)\psi(t)\rangle\equiv\int\frac{d\varepsilon}{2\pi v_F}[n_\varepsilon-n_\varepsilon^{(0)}]=V_\sigma. \tag{8}$$

Здесь введена функция распределения рефермионов

$$\langle\psi^\dagger(t_1),\psi(t_2)\rangle=\int\frac{d\varepsilon}{2\pi v_{\rm F}}n(\varepsilon)e^{i\varepsilon(t_1-t_2)},$$

а $n^{(0)}(\varepsilon)$ – функция распределения в отсутствие приложенного напряжения.

Умножив это уравнение само на себя, взятое в другой момент времени, усреднив и вычтя затем произведение средних, мы получим кинетическое уравнение для функции распределения:

$$\int_{-\infty}^{\infty}d\varepsilon n(\varepsilon)[1-n(\varepsilon-\omega)]=\omega N(\omega), \tag{9}$$

где $N(\omega)$ – функция распределения Планка.

Решение уравнений (8)–(9) имеет вид фермиевской функции распределения с химическим потенциалом, равным V_σ. Воспользовавшись этим решением, мы можем с помощью среднего от уравнений движения (5)–(6) вычислить электрический и спиновый токи:

$$\hat I_\alpha=-\frac{\sqrt{2}}{\pi}\partial_t\hat\Phi_\alpha.$$

В низшем порядке по величине зарядовых флуктуаций усреднение зарядовых и спиновых операторов происходит независимо. Это позволяет легко вычислить спиновый ток, возникающий под действием приложенного электрического напряжения:

$$I_s=\delta w\int_0^\infty d\tau\frac{T\sin\tau}{\omega_0\sinh\frac{2\pi T}{\omega_0}\tau}\times \tag{10}$$
$$\times\exp\left[-\frac{2w}{\omega_0}\tau-\frac{\sqrt{4w^2-\delta w^2}}{\omega_0}\sin\tau\cos(\omega_0 t-\tau)\right],$$

где $\omega_0 = 2\pi f = 2\pi \bar{I} \approx 2V$, $\delta w = 2\pi a(W_1^2 - W_2^2)/v_{\rm F}$, $w = \pi a(W_1^2 + W_2^2)/v_{\rm F} \sim W^2/\varepsilon_{\rm F}$ – характерная энергия для спинового сектора, получающаяся в результате перенормировки потенциала примеси квантовыми флуктуациями в спиновом канале. Видно, что в случае немагнитной примеси ($W_1 = W_2$) спиновый ток оказывается равным нулю. Приведем предельные значения для спинового тока в случае $\delta w \ll w$. При $T \gg w, \omega_0$ спиновый ток падает с ростом температуры:

$$I_s = \bar{I}\frac{\delta w}{\pi T}\left(1 - \frac{w}{2\pi T}\cos\omega_0 t\right),$$

а при $T \ll w, \omega_0$ он практически не зависит от температуры. При этом при $\omega_0 \gg w$ спиновый ток мал:

$$I_s = \bar{I}\frac{\delta w}{2w}\left[1 + \left(\frac{w}{\omega_0}\right)^2 \cos\omega_0 t\right],$$

а в противоположном случае малых электрических токов, $\omega_0 \ll w$, имеет вид последовательности высоких пиков:

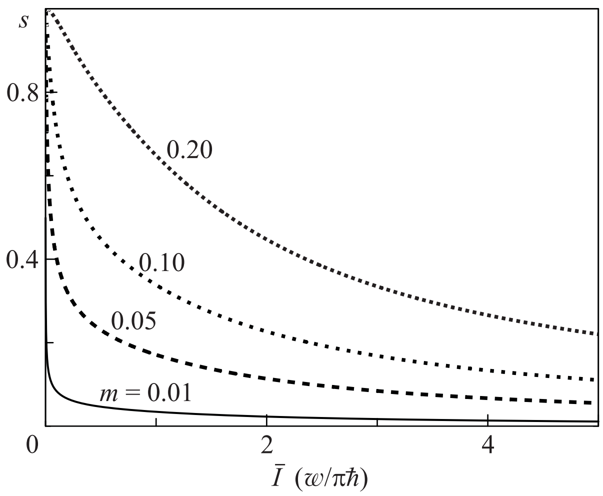
$$I_s = \frac{\bar{I}\delta w}{4wb},\ b = \cos^2\frac{\omega_0 t}{2} + \left(\frac{\delta w}{4w}\right)^2 + \frac{1}{\Gamma(1/3)}\left(\frac{3\omega_0}{4w}\right)^{2/3}. \tag{11}$$

Проинтегрировав (10) по периоду, мы получим среднее количество электронных спинов, переносимых через примесь за период колебаний, т.е. при переносе одного электронного заряда:

$$s = \frac{\delta w}{\omega_0}\int_0^\infty d\tau \frac{2\pi T \sin\tau}{\omega_0 \sinh\frac{2\pi T}{\omega_0}\tau} \times \tag{12}$$
$$\times \mathrm{I}_0\left(\frac{\sqrt{4w^2 - \delta w^2}}{\omega_0}\sin\tau\right)\exp\left(-\frac{2w}{\omega_0}\tau\right),$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя. Согласно уравнению (12) при $T \ll w$ и $\omega_0 \ll \delta w^3/w^2$ переносится почти целый электронный спин. При увеличении частоты, $\delta w^3/w^2 \ll \omega_0 \ll w$, спин, переносимый за период, уменьшается: $s \sim \delta w/\omega_0(\omega_0/w)^{1/6}$. При $T \gg w$ и $\omega_0 \gg w$ спин, переносимый за период, оказывается малым (порядка $\delta w/T$ и $\delta w/\omega_0$ соответственно). Вид зависимости s от тока $\bar{I} = \omega_0/2\pi$ показан на рисунке.

Теперь рассмотрим возможность регистрации спинового тока по его влиянию на вольт-амперную характеристику квантового провода с примесью. Пусть к проводу приложено электрическое напряжение $V \gg K_\rho w$, а также имеется разность избыточной плотности спинов между контактами, т.е. "спиновое напряжение" V_σ. Воспользовавшись найденным для



Количество электронных спинов, переносимых при прохождении через примесь одного электрона при нулевой температуре, в зависимости от величины постоянного тока при нескольких значениях степени магнитности примеси $m = 2(W_1 - W_2)/(W_1 + W_2)$

этого случая решением для функции распределения рефермионов, мы можем вычислить электрический ток. Приведем результат расчета при $T, V_\sigma \ll \omega_0$:

$$\delta I = \frac{w}{\pi} Z \otimes \left[\left(\ln\frac{\Lambda}{b} - \frac{V_\sigma^2}{2b^2}\right)\sin(2\omega_0 t) + \frac{\delta W}{W}\frac{V_\sigma}{b}\right]. \tag{13}$$

Видно, что линейный по V_σ вклад появляется лишь в случае магнитной примеси. Главный вклад в ток, который возникает и в отсутствие V_σ, имеет вид

$$\delta I = \frac{\sqrt{2}w}{\pi}\ln\frac{\Lambda}{w}\sqrt{\frac{K_\rho^2\left(1 + K_\rho^2\tan^2\frac{\omega_0 t_\rho}{2}\right)}{K_\rho^2 + \tan^2\frac{\omega_0 t_\rho}{2}}}\sin\omega_0 t.$$

Осцилляционная зависимость связана с отражением плазменных мод от контакта. В случае достаточно длинного провода, $L \gg v_{\rm F}/w$, осцилляции усредняются и квадратный корень, содержащий K_ρ, заменяется на K_ρ. Результат для случая дальнодействия получается заменой корня на $1/\sqrt{4\gamma\ln\frac{2v_F}{\omega_0 d}}$, где d – диаметр проводящего канала, который предполагается очень малым, порядка фермиевской длины волны.

Вообще говоря, V_σ зависит от времени. Если $V_\sigma = V_{\sigma 0} + V_{\sigma 1}\cos(\omega_0 t + \phi)$, то вклад от V_σ в ток зависит от фазы ϕ:

$$\delta I_{dc} = \frac{\sqrt{2}\delta w(V_{\sigma 0} - V_{\sigma 1}\cos\phi)}{\pi b_1} + \frac{V_{\sigma 0}V_{\sigma 1}\sin\phi}{\sqrt{2}w\pi b_1^3}, \tag{14}$$

где $b_1 = \sqrt{\frac{\delta w^2}{w^2} + \frac{4}{\Gamma(1/3)}\left(\frac{3\omega_0}{w}\right)^{2/3}} \ll 1.$

Как было отмечено выше, наши результаты получены в предположении малости флуктуаций зарядовой фазы на примеси. Для оценки этой величины линеаризуем уравнение движения (5) для $\hat{\Phi}_\rho$ по флуктуирующей части $\delta\hat{\Phi}_\rho$ и решим его по теории возмущений по K_ρ. В случае малых электрических токов $\omega_0 \ll w$ в главном приближении находим

$$\delta\hat{\Phi}_\rho = \frac{F_\rho(\omega)(\delta\hat{P}^R_\rho - \delta\hat{P}^L_\rho)}{-i\omega + W^+_\rho(\omega)A}, \quad A = w\ln\frac{\Lambda}{\max(T,\omega_0,w)}.$$

Теперь, используя корреляционные соотношения (4), легко вычислить средний квадрат флуктуаций:

$$\langle\delta\hat{\Phi}^2_\rho\rangle = \int_0^\Lambda \frac{|F_\rho(\omega)|^2\omega\coth\frac{\omega}{2T}d\omega}{|-i\omega + W^+_\rho(\omega)A|^2}, \tag{15}$$

где $\Lambda \sim \varepsilon_{\rm F}$ – большая энергия обрезания модели ТЛ. Видно, что инфракрасная расходимость устранена из-за наличия примесного потенциала. Вычисляя интеграл с логарифмической точностью, получаем

$$\langle\delta\hat{\Phi}^2_\rho\rangle = \frac{K_\rho}{2}\ln\frac{\Lambda}{K_\rho A}. \tag{16}$$

В случае больших электрических токов $\omega_0 \gg w$ ситуация оказывается несколько более сложной, поскольку для нахождения зарядовых флуктуаций необходимо учесть их осциллирующую часть. Тем не менее они по-прежнему оказываются малыми при $K_\rho \ll 1$.

Флуктуации $\langle\delta\hat{\Phi}^2_\rho\rangle$ растут с ростом тока. В наименее благоприятном случае $\omega_0 \gg w$ в случае дальнодействующего кулоновского взаимодействия с логарифмической точностью

$$\langle\delta\hat{\Phi}^2_\rho\rangle \approx \frac{1}{4\gamma}\ln\ln\left(\frac{v_{\rm F}\omega_0\gamma}{dw}\right).$$

Видно, что хотя формально флуктуации растут с ростом тока ($I = \omega_0/2\pi$), эта зависимость крайне слаба, поскольку она определяется двойным логарифмом от логарифма. Такая слабая зависимость связана с расходимостью матричного элемента кулоновского потенциала на малых волновых векторах.

Параметр γ, определяющий величину взаимодействия, имеет порядок постоянной тонкой структуры, в которой скорость света заменена на фермиевскую скорость:

$$\gamma = \frac{2e^2}{\pi\hbar v_{\rm F}\epsilon} = \frac{1}{137}\left(\frac{2c}{\pi v_{\rm F}}\right)\frac{1}{\epsilon},$$

а большой параметр оказался под логарифмом от логарифма. Поэтому средний квадрат флуктуаций может быть малым даже при умеренной величине взаимодействия, соответствующей вполне реалистичным соотношениям параметров.

Частотный диапазон и область напряжений и температур, в которых должен наблюдаться эффект, определяются перенормированной флуктуациями величиной потенциала дефекта $w \sim W^2/\varepsilon_{\rm F}$. В принципе величина примесного потенциала W может быть порядка энергии Ферми $\varepsilon_{\rm F}$. Однако подход, основанный на модели ТЛ, применим лишь при $w \ll \varepsilon_{\rm F}$, что также отвечает вполне реальному случаю. Поэтому если речь идет, например, о примеси в квантовой проволоке, то характерную величину w можно оценить в несколько миллиэлектронвольт. В случае же атомной цепочки на поверхности диэлектрика эта величина может быть значительно больше.

Мы благодарны Д.С. Шапиро за обсуждение и полезные замечания. Работа была поддержана грантами РФФИ # 10-02-00807-а и # 11-02-12094-офи-м.

1. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, (Clarendon Press, Oxford, 2003).
2. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).
3. K. A. Matveev and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **70**, 990 (1993).
4. A. Furusaki and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **47**, 4631 (1993).
5. O. M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby et al, Science **308**, 88 (2005).
6. H. Ishii, H. Kataura, H. Shiozawa et al., Nature **426**, 540 (2003).
7. S. N. Artemenko, S. V. Remizov, and D. S. Shapiro, Письма в ЖЭТФ **87**, 792 (2009).
8. S. N. Artemenko, P. P. Aseev, and D. S. Shapiro, Pis'ma v ZhETF **91**, 659 (2010).
9. R. Egger and H. Grabert, Phys. Rev. Lett. **80**, 2255 (1998); Phys. Rev. B **58**, 10761 (1998).