Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 11, с. 659 – 663 © 2010 г. 10 июня

Электронный транспорт в коррелированном квантовом проводе с объемными контактами

С. Н. Артеменко[1], *П. П. Асеев*, *Д. С. Шапиро*

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

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 7 апреля 2010 г.

Теоретически исследуется электронный транспорт через контакты одномерной (1D) системы взаимодействующих электронов с металлическими 2D или 3D электродами. Выведены граничные условия на контактах. Показано, что если контакт не является адиабатическим, то возникающие в 1D фриделевские осцилляции (ФО) плотности заряда сильно подавляют проводимость системы аналогично действию примесей в системах 1D электронов с отталкиванием. Существует пороговое напряжение V_T, выше которого проводимость резко увеличивается, причем протекание постоянного тока $\bar{I}$ сопровождается генерацией колебаний тока с частотой $f = \bar{I}/e$. Эффект связан с межэлектронным взаимодействием и пропадает в коротких проводящих каналах длиной $L < L_0 \simeq \hbar v_F/eV_T$ и при температурах $T > T_0 \simeq eV_T/k_B$.

Как известно, в отличие от 2D и 3D электронных систем, где основные электронные свойства, как правило, описываются в рамках ферми-жидкости Ландау и представлении об одноэлектронных квазичастицах, которые ведут себя подобно невзаимодействующим электронам, взаимодействие в 1D системах приводит к качественным изменениям в электронной структуре и транспорте. В частности, возникает степенная особенность плотности состояний вблизи энергии Ферми, а проводимость сильно подавляется даже единственной примесью (см. обзор [1]), что выражается в степенной зависимости проводимости от напряжения и/или температуры. Такое поведение описывается в рамках представлений жидкости Латтинджера, являющейся альтернативой ферми-жидкости в 1D системах. Экспериментальные подтверждения подобного поведения наблюдались во многих 1D системах, в частности, в полупроводниковых квантовых проводах [2] и углеродных нанотрубках [3]. Степенные вольт-амперные характеристики (ВАХ) описываются в терминах макроскопического туннелирования между минимумами периодического потенциала, связанного с фриделевскими осцилляциями (ФО), формирующимися вокруг примеси. В недавней теоретической работе [4] было показано, что режим степенных ВАХ должен наблюдаться только в области достаточно малых напряжений, а для напряжений выше порогового значения, связанного с перенормированной 1D флуктуациями величиной потенциала примеси, был предсказан динамический режим, при котором протекание постоянного тока сопровождается генерацией колебаний с частотой $f = \bar{I}/e$. Эффект связан с движением ФО при протекании постоянного тока. Формирование ФО следует ожидать и на резких, не адиабатических, контактах 1D системы взаимодействующих электронов с 2D или 3D электродами. Задача о протекании тока через контакт 1D электронов в коррелированном состоянии, которое описывается как жидкость Латтинджера, и электродами более высокой размерности, в которых электроны образуют ферми-жидкость, все еще не изучена. Обычно в таких случаях используются граничные условия, выведенные [5] для идеальных адиабатических контактов. Эти условия выведены только для средних величин и поэтому их недостаточно для описания флуктуаций, которые в 1D системах велики. Кроме того, реальные контакты не обязательно являются адиабатическими, в этом случае электроны будут отражаться от контактов, что должно привести к формированию ФО и повлиять на электронный транспорт в 1D системе. В этой работе мы выводим граничные условия для неадиабатических контактов и показываем, что в этом случае действительно у контакта возникают ФО, которые подавляют омическую проводимость, что, как и в случае примеси [4], приводит к динамическому режиму проводимости, напоминающему эффект Джозефсона и кулоновскую блокаду.

Ниже мы будем считать e, $\hbar$ и k_B равными единице, возвращаясь к размерным единицам, где это необходимо, в конечных формулах.

Мы выводим граничные условия, пользуясь подходом, основанным на теории рассеяния (см. обзор [6]). 1D проводник описывается как потенциаль-

[1] e-mail: art@cplire.ru

ный барьер при $|x| < l/2$, содержащий внутри себя проводящий канал, параллельный оси x. Канал соединяется с двумя симметричными 2D или 3D металлическими электродами при $|x| = l/2$. Область проводящего канала рассматривается как рассеивающий барьер. Поскольку рассуждения в случае левого и правого контактов практически одинаковы, мы будем подробно рассматривать только левый контакт, а результат для правого контакта приведем без вывода.

Мы считаем, что в электродах продольное движение вдоль оси x и поперечное движение разделяются. Продольное движение в электроде мы описываем с помощью импульса k и энергии $\varepsilon_l = k^2/2m$. Полная энергия равна $\varepsilon = \varepsilon_l + \varepsilon_n$, где n – квантовые числа, характеризующие поперечное движение. Межэлектронным взаимодействием в металлических электродах пренебрегаем. Далее решаем уравнение движения для свободных полевых операторов в электродах, а в качестве граничного условия при $|x| = l/2$ требуем непрерывности полевых операторов и их производных. Это позволяет связать решение для n-й моды поперечного движения с полевым оператором на границе, который предполагается совпадающим с полевым оператором $\hat{\psi}_b$ в 1D канале:

$$\hat{\psi}(x) = \hat{\psi}_b \cos kx + \frac{1}{k}\partial_x \hat{\psi}_b \sin kx. \qquad (1)$$

Это выражение содержит падающую и уходящую волны. Согласно принципу причинности, волна, падающая на барьер, $\hat{\psi}_{in}(x)$, должна определяться свойствами электрода вдали от барьера и, следовательно, должна иметь равновесный вид. Тогда мы можем приравнять часть (1), соответствующую падающей волне, к выражению, описывающему равновесный полевой оператор в электроде:

$$\hat{\psi}_b - \frac{i}{k_l}\partial_x \hat{\psi}_b = \frac{4\pi}{\sqrt{L}} \sum_{k>0} \hat{c}_{n,k} \delta\left(\varepsilon - \varepsilon_n - \frac{k^2}{2m}\right), \qquad (2)$$

где $k_l = \sqrt{2m(\varepsilon - \varepsilon_n)}$, а $\hat{c}_{n,k}$ – оператор уничтожения электрона в электроде с импульсом k и поперечным квантовым числом n.

Уравнение (2) связывает полевой оператор на границе с равновесными состояниями в базисе поперечной моды n в электроде. Но нам для решения задачи о проводимости 1D канала требуется связь падающей волны с полевыми операторами в нижней энергетической подзоне, отвечающей за электронный транспорт в квантовом проводе. Поэтому мы спроектируем соотношения (2) на собственные состояния в проводе. Так как поперечные состояния в электроде не являются собственными состояниями в проводящем канале, для граничных значений полевых операторов собственных состояний поперечного движения в 1D канале $\hat{\psi}_j$ получится бесконечная система линейных уравнений

$$\hat{\psi}_j - \sum_{j'} r_{jj'} \partial_x \hat{\psi}_{jj'} = \hat{Z}_j. \qquad (3)$$

Нас интересует решение уравнения (3) для состояния $j = 0$, описывающего нижнюю подзону, поскольку состояния с $j > 0$, отвечающие большим энергиям поперечного движения, не участвуют в проводимости. Из (3) следует, что нужное нам соотношение должно иметь вид

$$A(\varepsilon)\hat{\psi}_0 + B(\varepsilon)\partial_x \hat{\psi}_0 = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{n}=n,k>0} \gamma(k) \hat{c}_{\mathbf{n}} 2\pi \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\mathbf{n}}), \qquad (4)$$

где точное выражение для коэффициентов зависит от формы контактов. Граничное условие для правого контакта имеет такой же вид, но с комплексно сопряженными коэффициентами.

Коэффициенты в (4) не являются произвольными. В частности, они должны обеспечивать выполнение коммутационных соотношений для полевых операторов. Кроме того, полезно выразить коэффициенты через физические параметры контактов, например, прозрачность. Для этого мы применим граничные условия к случаю, когда электроны в квантовом проводе не взаимодействуют и мы можем легко найти решение для полевых операторов внутри 1D канала, удовлетворяющее граничным условиям (4). Затем мы потребуем выполнения коммутационных соотношений для найденных таким образом полевых операторов внутри проводящего канала и вычислим проводимость системы как функцию этих коэффициентов. В результате мы сокращаем число независимых коэффициентов в (4) и выражаем их через проводимость системы с невзаимодействующими электронами. Наиболее удобную форму граничные условия приобретают, если привести их к виду, выражающемуся через физические величины. Для этого мы умножим уравнение (4) на эрмитово ему сопряженное. Далее мы воспользуемся полученными ограничениями на коэффициенты уравнения и перейдем к временному представлению, предполагая, что коэффициенты мало меняются в узкой области вблизи энергии Ферми. В результате мы получим следующее граничное условие для левого (правого) контакта:

$$\frac{v_F}{t}\hat{\rho} \pm \hat{j} + v_F f \hat{\rho}_F = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{n},\mathbf{n}'} \hat{c}^{+}_{\mathbf{n}'} \hat{c}_{\mathbf{n}} e^{i(\varepsilon_{\mathbf{n}'} - \varepsilon_{\mathbf{n}})t}, \qquad (5)$$

где $\hat{\rho}$ и $\hat{j}$ – операторы, описывающие возмущения плавной плотности заряда и ток, $\hat{\rho}_F$ – $2k_F$-компонента плотности заряда (ФО), t – прозрачность барьера, созданного областью 1D канала, в случае, когда электроны в нем не взаимодействуют, f – численный коэффициент, величина которого $f \sim 1$, если прозрачность барьера не близка к единице, и $f \simeq \sqrt{2(1-t)}$ при $1-t \ll 1$. Таким образом, ФО, как и должно быть, исчезают, если контакты адиабатические.

Мы проверили, выполняется ли граничное условие (5) в случае простой геометрии контакта, позволяющей решить задачу аналитически и найти явный вид коэффициентов в уравнениях (3–5). В качестве такой модели мы рассмотрели контакт, в котором металлический электрод расширяется достаточно плавно, так что контакт близок к адиабатическому и может содержать ступеньку в зависимости потенциальной энергии от x, то есть предполагается, что дно энергетической зоны внутри проводящего канала выше на величину $U_0 \ll \varepsilon_F$. В этом случае мы можем воспользоваться квазиклассическим приближением в области электрода и сшить квазиклассическое решение вне 1D канала с точным решением внутри канала для случая невзаимодействующих электронов. Оказалось, что для такой системы граничное условие (5) дает правильное выражение для омической проводимости контакта, $G = tG_0$, согласующееся с формулой Ландауэра (здесь $G_0 = e^2/h$ – квант проводимости).

Для учета межэлектронного взаимодействия в квантовом проводе мы воспользуемся бозонизованным гамильтонианом Томонага-Латтинджера, в котором электронная система описывается с помощью бозонного поля смещения $\hat{\Phi}_\rho(x)$, при этом мы рассмотрим случай бесспиновых (или спин-поляризованных) электронов. Возмущения плотности заряда и ток выражаются через $\hat{\Phi}_\rho(x)$ с помощью соотношений

$$\hat{\rho} = -\frac{1}{\pi}\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial x} + \frac{k_F}{\pi}\cos\left(2k_F x - 2\hat{\Phi}\right), \quad \hat{I} = (e/\pi)\partial_t\hat{\Phi}. \tag{6}$$

Межэлектронное взаимодействие считается короткодействующим, такая ситуация встречается в квантовых проводах с металлическим затвором, экранирующим дальнодействующую часть кулоновского взаимодействия [5]. Сила взаимодействия характеризуется параметром $K_\rho \le 1$, таким что $K_\rho < 1$ в случае межэлектронного отталкивания, а $K_\rho = 1$ соответствует невзаимодействующим электронам. Для квантовых проводов можно воспользоваться грубой оценкой $K_\rho \sim \sqrt{\hbar v_F \epsilon/e^2} \approx 0.2\sqrt{\epsilon v_F(\mathrm{cm/s})/10^7}$, ϵ – диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

В гайзенберговском представлении $\hat{\Phi}_\rho$ удовлетворяет волновому уравнению [1]

$$\left(v^2\partial_x^2 - \partial_t^2\right)\hat{\Phi}_\rho(t,x) = 0, \tag{7}$$

где $v = v_F/K_\rho$ – скорость плазменных волн. Это уравнение мы должны решить с граничными условиями для $\hat{\Phi}_\rho$ на контакте, которые получаются после бозонизации (5). При этом надо учесть еще одно обстоятельство. В теории жидкости Латтинджера предполагается линейный закон дисперсии электронов, поэтому она применима к реальным системам только тогда, когда все характерные энергии задачи мало отличаются от энергии Ферми. Однако если переписать слагаемое, представляющее ФО в (5), в бозонизованной форме, оно приобретает вид $(\sqrt{2(1-t)}/\pi)\varepsilon_F\cos(2\hat{\Phi}_\rho + k_F l)$. В общем случае эта величина порядка энергии Ферми и становится малой лишь при $1-t \ll 1$, когда контакт близок к адиабатическому. Поэтому мы обратимся к случаю $t \approx 1$. Кроме того, мы должны учесть экранирование потенциала электрода затвором, как это сделано в [5]. В результате получим следующие граничные условия для бозонного поля $\hat{\Phi}_\rho$ на контактах при $x = \mp l/2$:

$$\frac{v_F}{K_\rho^2}\partial_x\hat{\Phi}_\rho \mp \partial_t\hat{\Phi}_\rho + f\varepsilon_F\cos(2\hat{\Phi}_\rho \mp k_F l) = \hat{P}_{L,R}. \tag{8}$$

Выделим теперь среднюю и флуктуирующие части полевого оператора, $\phi_{L,R} = \langle\hat{\Phi}_\rho\rangle$, $\hat{\Phi}_\rho(x = \mp l/2) = \phi_{L,R} + \hat{\varphi}_{L,R}$ и проведем термодинамическое усреднение уравнений (8). Получим граничные условия для средних значений:

$$\frac{v_F}{K_\rho^2}\partial_x\phi \mp \partial_t\phi + d\sin(2\phi_{L,R} + \alpha) = U_{L,R}, \tag{9}$$

где $U_{L,R}$ – потенциал левого (правого) контактов, $d = f\varepsilon_F\sqrt{\langle\cos 2\hat{\varphi}\rangle^2 + \langle\sin 2\hat{\varphi}\rangle^2}$, $\alpha = \arctan[\langle\cos 2\hat{\varphi}\rangle/\langle\sin 2\hat{\varphi}\rangle]$ для каждого из контактов. Уравнение для средних значений $\phi_{L,R}$, которые определяют средний ток и возмущения плотности заряда в проводе вблизи контакта, содержит также вклад от ФО, который определяется флуктуациями в 1D канале. В случае адиабатического контакта $f = 0$, ФО выпадают и (9) сводится к граничным условиям Эггера и Граберта [5].

Для вычисления корреляционных функций требуется вычислить также корреляторы флуктуирующих частей операторов $\delta\hat{P}_{L,R} = \hat{P}_{L,R} - \langle\hat{P}_{L,R}\rangle$. Для коммутатора и антикоммутатора в частотном представлении они имеют вид

$$\langle\{\delta\hat{P}_L(\omega), \delta\hat{P}_L(\omega')\}\rangle = 4\pi^2\omega\coth\frac{\omega}{2T}\delta(\omega+\omega'). \tag{10}$$

Теперь мы можем вычислить ток, возникающий при приложении к контактам напряжения $V = U_R - U_L$. Если контакты адиабатические, то $f = \sqrt{2(1-t)} = 0$, и ФО на контактах не появляется. В этом случае мы получим омический ток $j = \partial_t\Phi/\pi = G_0 V$. Иная ситуация возникает при $f > 0$, когда контакт не вполне адиабатический. В этом случае, сделав преобразование Фурье по времени, мы находим решение уравнения (7), подставляем его в граничные условия (8) и получаем уравнения на значения полевого оператора $\hat{\Phi}_{L,R}(\omega)$ у соответствующих контактов:

$$\begin{aligned} A(\omega)\hat{\Phi}_L(\omega) + B(\omega)\hat{\Phi}_R(\omega) + S_L(\omega) = P_L(\omega), \\ B(\omega)\hat{\Phi}_L(\omega) + A(\omega)\hat{\Phi}_R(\omega) + S_R(\omega) = P_R(\omega), \end{aligned} \quad (11)$$

где $A(\omega) = \omega(i - 1/(K_\rho \sin\omega t_l))$, $B(\omega) = \omega\cot\omega t_l$, $t_l = l/v$, $S_{L,R}(\omega) = f\varepsilon_F \int dt e^{i\omega t}\cos(2\hat{\Phi}_{L,R}(t) \mp k_F l)$. Решение этих нелинейных уравнений в общем случае затруднительно, причем основную сложность представляет учет флуктуаций. Мы предположим, что флуктуации гауссовы. Строго говоря, флуктуации не являются гауссовыми, но гауссова модель является хорошим приближением в случае сильного межэлектронного отталкивания и в пределе больших напряжений и токов, когда негауссова часть флуктуаций оказывается мала. Ситуация здесь напоминает задачу о протекании тока через примесь в квантовом проводе, где в аналогичных предельных случаях флуктуации также оказываются близкими к гауссовым [7].

Мы рассмотрим несколько предельных случаев, допускающих аналитическое решение. Обратимся сначала к случаю, когда к контактам приложен достаточно малый потенциал $\pm V/2$, и будем искать стационарное решение. Тогда, сделав термодинамическое усреднение уравнений (11), для каждого из контактов получим уравнение

$$d\sin(2\phi_{L,R} + \alpha) = V/2. \quad (12)$$

Видно, что при конечных напряжениях имеются стационарные решения, если $d \neq 0$. Вычислим d, пользуясь самосогласованным гармоническим приближением [1], в котором флуктуации являются гауссовыми. В этом приближении мы делаем замену $\sin 2\hat{\varphi} \to \to e^{-2\langle\hat{\varphi}^2\rangle} 2\hat{\varphi}$, после чего получаем простое выражение

$$d = 2f\varepsilon_F e^{-2\langle\hat{\varphi}^2\rangle}. \quad (13)$$

Теперь уравнения для флуктуаций оказываются линейными и потому легко решаемыми. В результате мы можем найти $\hat{\varphi}_{L,R}(\omega)$ и, воспользовавшись выражением для антикоммутатора источников (10), вычислить средний квадрат флуктуаций

$$\langle\hat{\varphi}^2_{L,R}\rangle = \int \frac{d\omega}{2\pi}\langle\hat{\varphi}^2_{L,R}(\omega)\rangle. \quad (14)$$

В чистой жидкости Латтинджера без ФО на контактах этот интеграл логарифмически расходится как при больших, так и при малых частотах. При больших частотах он обрезается на энергиях порядка энергии Ферми, а расходимость флуктуаций на малых частотах есть характерное свойство чисто одномерных систем. В нашем решении низкочастотная расходимость обрезается на энергиях порядка d. Полное выражение для $\langle\hat{\varphi}^2_{L,R}(\omega)\rangle$ довольно громоздко, поэтому мы приведем лишь результат для частот $\omega > d$, определяющих большой логарифмический вклад в $\langle\hat{\varphi}^2_{L,R}\rangle$, который одинаков для обоих контактов (поэтому мы опускаем здесь индексы L, R):

$$\langle\hat{\varphi}^2(\omega)\rangle = \frac{\pi\coth\frac{\omega}{2T}}{\omega}\frac{K_\rho^2[2 - (1-K_\rho^2)\sin^2\omega t_l]}{4K_\rho^2 + (1-K_\rho^2)^2\sin^2\omega t_l}. \quad (15)$$

Помимо логарифмически расходящейся части, это выражение содержит осциллирующий множитель, связанный с отражениями флуктуаций от контактов. Если длина квантового провода достаточно велика, $l \gg v/d$, эти осцилляции дают лишь малый вклад в интеграл, и осциллирующий множитель можно заменить его средним значением $K_\rho/(1+K_\rho)$. Далее результат интегрирования зависит от соотношения между температурой T и d. При низких температурах $T \ll d$ интегрирование с логарифмической точностью дает

$$\langle\hat{\varphi}^2\rangle = \frac{K_\rho}{1+K_\rho}\ln\frac{\varepsilon_F}{d\cos 2\phi}. \quad (16)$$

Так как d зависит от $\langle\hat{\varphi}^2\rangle$, формула (16) является уравнением самосогласования для $\langle\hat{\varphi}^2\rangle$. Подставляя d из (13), мы находим d и максимальное значение левой части уравнения (12), определяющее пороговое значение напряжения, при котором существует статическое решение для средней фазы ϕ:

$$V_T \simeq f^{\frac{1+K_\rho}{1-K_\rho}}\varepsilon_F. \quad (17)$$

Видно, что при межэлектронном отталкивании, $K_\rho < < 1$, средний квадрат флуктуаций $\langle\hat{\varphi}^2\rangle$ и амплитуда ФО d конечны, а в отсутствие межэлектронного взаимодействия, при $K_\rho = 1$, флуктуации становятся бесконечными, $d = 0$. Отметим, что роль ФО здесь аналогична их роли в случае примесей. Таким образом, мы получили, что при приложении к контактам напряжения $V < V_T$ ток через контакт не течет. Этот результат связан с тем, что мы учли только гауссовы флуктуации. Если бы мы учли флуктуации солитонного типа, при которых в результате туннелирования фаза возрастает на 2π, мы получили бы маленький туннельный ток и при $V < V_T$. Флуктуации такого типа изучались применительно к примесям, где они приводили к степенным ВАХ [1].

Рассмотрим теперь случай $T > d$. В этом случае уравнение самосогласования имеет решения, соответствующие конечной величине флуктуаций лишь при $T < T_0 \sim f^{\frac{1+K_\rho}{1-K_\rho}}\varepsilon_F$, то есть выше T_0 ФО разрушается тепловыми флуктуациями и не влияет на проводимость канала.

В случае достаточно короткого канала, $l \ll v/d$, уже нельзя производить усреднение выражения (15) по осцилляциям при $\omega t_l < 1$. При таких частотах зависимость $\langle\hat{\varphi}^2(\omega)\rangle$ в (15) по-прежнему $\propto \omega^{-1}$, но с другим коэффициентом пропорциональности, в результате чего оказывается, что при $l \ll v/V_T$ ФО не влияют на проводимость.

При увеличении напряжения выше V_T происходит переход к нестационарному режиму проводимости. Мы рассмотрим этот режим в пределе низких температур, $T \ll V_T$, и длинных контактов, $l \gg v/V_T$. Детальный анализ ВАХ в области малых напряжений затруднен, причем основной трудностью является корректный учет флуктуаций, средний квадрат которых тоже периодическим образом зависит от времени. Решение облегчается в области высоких напряжений, $V \gg V_T$, когда средний квадрат флуктуаций фазы почти не зависит от времени, а его осциллирующая часть мала. В этом случае уравнения (11) можно решать по теории возмущений, считая осциллирующую по времени часть малой как в флуктуациях $\langle\hat{\varphi}^2\rangle$, так и в средней фазе $\langle\phi\rangle$. Отметим, что уравнения (11) описывают два взаимодействующих нелинейных осциллятора. В таких системах возможны различные решения, мы остановимся на случае, когда осцилляции на обоих концах канала синхронны. Тогда усредненные уравнения (11) сводятся к одному уравнению, которое при условии, что приложенное напряжение постоянно, имеет вид

$$\partial_t \phi + \int_0^\infty dt_1 Z(t-t_1) d(t_1) \sin 2\phi(t_1) = V/2, \qquad (18)$$

$$Z(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \frac{K_\rho}{K_\rho + i\tan\frac{\omega t_l}{2}}.$$

Для решения этого уравнения нам нужно знать величину $d(t)$, которая определяется флуктуациями. Для этого мы решаем уравнение (11) для флуктуаций, подставляя в них $d(t)$ в виде $d(t) = d_0 + d_c \cos\omega_0 t + d_s \sin\omega_0 t$, и предполагаем, что $d_c, d_s \ll d_0$. В результате получается система линейных уравнений для $\hat{\varphi}_{R,L}$, из которой легко получить линейные же уравнения для корреляционных функций $\langle\{\hat{\varphi}_{R,L}(\omega), \hat{\varphi}_{R,L}(\omega')\}\rangle$. В результате довольно громоздкого, но не сложного решения этих уравнений мы нашли, что главный логарифмический вклад в d по-прежнему определяется уравнением (15), но с меньшей частотой инфракрасного обрезания $b \sim d^2/\omega_0$. Тогда уравнение самосогласования снова приобретает вид (16), но вместо $d\cos 2\phi$ в него войдет b, в результате чего мы из условия самосогласования найдем

$$d_0 = V_T \left(\frac{V_T}{\omega_0}\right)^{\frac{2K_\rho}{1-3K_\rho}}, \quad d_c \sim \frac{d_0^2}{\omega_0}, \quad d_s \sim \frac{d_0^2}{\omega_0} \ln\frac{\omega_0}{d_0}. \qquad (19)$$

Видно, что при больших напряжениях решение с конечной амплитудой ФО существует лишь при $K_\rho < 1/3$, то есть при достаточно сильном межэлектронном взаимодействии, что отличается от стационарного случая, когда флуктуации не разрушают ФО при любой величине отталкивания $K_\rho < 1$. Имеется отличие также от случая примеси, где при высоких напряжениях критическое значение $K_\rho = 1/2$ [7].

Теперь мы можем легко решить уравнение (18) в пределе больших напряжений $V \gg V_T$ и с помощью соотношения (6) найти ток. Ток состоит из постоянной $\bar{I} = VG_0 - I_{nl}$ и переменной частей $I_{ac}\sin\omega_0 t$, осциллирующей с частотой $\omega_0 = 2\pi\bar{I}/e \approx eV/\hbar$:

$$I_{ac} \simeq \frac{2G_0 d_0 K_\rho}{\sqrt{K_\rho^2 + \tan^2\left(\dfrac{\omega_0 t_l}{2}\right)}},$$

$$I_{nl} \simeq G_0 \left[\frac{d_0^2 K_\rho^2}{\omega_0 (K_\rho^2 + \tan^2\left(\dfrac{\omega_0 t_l}{2}\right)} - d_s\right].$$

Осциллирующая зависимость от напряжения последнего множителя связана с отражениями генерируемых импульсов тока от контактов.

Работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-12192-офи_м. Часть работы была выполнена в рамках Европейской ассоциированной лаборатории НЦНИ-РАН-РФФИ “Физические свойства когерентных электронных состояний в твердых телах” Института Нееля (г. Гренобль) и ИРЭ РАН.

1. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, Clarendon Press, Oxford, 2003.
2. O. M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby et al., Science **308**, 88 (2005)
3. H. Ishii, H. Kataura, H. Shiozawa et al., Nature **426**, 540 (2003).
4. S. N. Artemenko, S. V. Remizov, and D. S. Shapiro, Письма в ЖЭТФ **87**, 792 (2009).
5. R. Egger and H. Grabert, Phys. Rev. Lett. **80**, 2255 (1998); H. Grabert, *Transport in Single Channel Quantum Wires* in *Exotic States in Quantum Nanostructures*, Ed. S. Sarkar, Kluwer, Dordrecht, 2002.
6. Ya. M. Blanter and M. Büttiker, Phys. Rep. **336**, 1 (2000).
7. S. N. Artemenko, D. S. Shapiro, R. R. Vakhitov, and S. V. Remizov, J. of Physics: Conference Series **193**, 012119 (2009).