ЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ С ОБЪЕМНЫМИ КОНТАКТАМИ

С. Н. Артеменко [1, 2], В. Г. Корнич [2], Д. С. Шапиро [1]

[1] **Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва**
[2] **Московский физико-технический институт**

Получена 3 ноября 2011 г.

Аннотация: Вычислена частотная зависимость импеданса квантовых проволок, подсоединенных к объемным контактам, близких к идеальным адиабатическим. Исследовано влияние межэлектронного взаимодействия на импеданс. Показано, что в случае неадиабатических контактов, низкочастотный линейный отклик сильно подавляется фриделевскими осцилляциями вблизи контактов.

Ключевые слова: квантовая проволока, импеданс, взаимодействие между электронами.

Abstract. Frequency dependent impedance of quantum wires with bulk nearly ideal adiabatic contacts is calculated. Effect of inter-electric interaction on the impedance is studied.

Key words: quantum wire, impedance, electron-electron interaction.

1. Введение

Интерес к одномерным (1D) проводникам (мы их для простоты будем называть общим термином «квантовые проволоки») связан как с тенденцией миниатюризации электронных приборов, сопровождающейся переходом к нанометровым размерам элементов, так и с качественно новыми физическими характеристиками, возникающими из-за межэлектронного взаимодействия. Примерами 1D проводников являются полупроводниковые квантовые проволоки [1], одиночные проводящие цепочки атомов на поверхности полупроводников [2], углеродные нанотрубки [3], графеновые полоски нанометровой ширины и др. Межэлектронное взаимодействие в 2D и 3D материалах, как правило, описывается в рамках теории ферми-жидкости, в которой элементарными возбуждения являются ферми-частицы — электроны и дырки. А к 1D проводникам подходы, основанные на представлениях ферми-жидкости, неприменимы, поэтому их свойства часто описывают в приближении жидкости Латтинджера, которую можно представить себе как одномерный аналог вигнеровского кристалла (см. книгу [4]). Элементарными возбуждениями в жидкости Латтинджера являются не фермионы, а колебания зарядовой или спиновой плотности со статистикой Бозе. В результате оказывается, что процессы переноса тока и заряда в 1D системах обладают рядом особенностей, не встречающихся в объемных материалах. Экспериментальные подтверждения подобного поведения наблюдались во многих 1D системах, в частности, в полупроводниковых квантовых проводах [1, 5] и углеродных нанотрубках [3]. В 1D системах с межэлектронным отталкиванием проводимость сильно подавляется даже единственной примесью, что выражается в степенной зависимости проводимости от напряжения и/или температуры [6-8]. А в недавней теоретической работе [9] был предсказан динамический режим, при котором протекание постоянного тока сопровождается генерацией колебаний с частотой $f = \bar{I}/e$, где $\bar{I}$ - постоянный ток. Сильное влияние примеси на проводимость связано с движением фриделевских осцилляций при протекании постоянного тока. Формирование фриделевских осцилляций происходит 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, изучалась в работе [10], где были выведены граничные условия для неадиабатических контактов и было показано, что в этом случае у контакта возникают фриделевские осцилляции, которые подавляют омическую проводимость, что как и в случае примеси [9], приводит к динамическому режиму проводимости, напоминающему эффект Джозефсона и кулоновскую блокаду.

Очевидно, что межэлектронное взаимодействие и наличие фриделевских осцилляций у контакта должно повлиять и на частотную зависимость импеданса квантовых проволок, не содержащих дефектов. Частотная зависимость импеданса чистых квантовых проволок с короткодействующим межэлектронным взаимодействием изучалась в работах [11-13], где было установлено, что, в отличие от проводимости на постоянном токе, импеданс зависит от параметров межэлектронного взаимодействия внутри квантовой проволоки и на его частотную зависимость влияют резонансы, связанные с отражением бозонных возбуждений от конца проволоки. Авторы цитированных работ считали, что ток в проволоке вызывается электрическим полем $E(t) = V(t)/L$, распределенным по всей длине проволоки. Поэтому было получено, что импеданс увеличивался с увеличением длины квантовой проволоки, что сильно отличается от статического случая, когда проводимость оказывается равна кванту проводимости и не зависит от длины проволоки. Это связано с тем, что разность потенциалов, приложенная к электродам, подводящим ток, падает на сужении объемных электродов в месте присоединения квантовой проволоки, а ток внутри проволоки, не содержащей примесей, возникает в результате инжекции зарядов из контактов и, следовательно, должен описываться граничными условиями, как это было показано в работах Эггера и Граберта [14]. Такая постановка задачи становится очевидной при достаточно низких частотах, когда внешнее электрическое поле, если бы оно существовало внутри проволоки, вызывало бы ускорение электронов в идеальной проволоке без примесей и перераспределение зарядов до тех пор, пока не установится такое стационарное состояние, при котором падение напряжения происходит в области контактов, а не внутри проволоки. И такие рассуждения можно применить вплоть до частот порядка плазменной частоты или частоты диэлектрической релаксации (обратного максвелловского времени) в контактах. Но возможна и ситуация, когда ток в квантовой проволоке вызывается электрическим полем, распределенным по всей длине проволоки. Так будет, если квантовая проволока помещена, например, в резонатор, в область, где электрическое поле параллельно квантовой проволоке, или на проволоку падает электромагнитное излучение. При этом величина импеданса и его частотная зависимость будут зависеть от того, подсоединена ли проволока к контактам.

В этой работе мы рассчитываем частотную зависимость импеданса квантовой проволоки в случае, когда ток вызван переменными потенциалами $U_{\pm}\ (t) = U_{\pm}\ \cos\omega t$, приложенными к объемным контактам, а также рассматриваем линейный отклик на внешнее электрическое поле $\tilde{E} = E\ \cos\omega t$, распределенное по всей длине квантовой проволоки. При этом мы рассмотрим как случай короткодействующего межэлектронного взаимодействия, которое возникает при наличии металлического затвора, расположенного вблизи проволоки и приводящего к экранированию кулоновского дальнодействия, так и случай дальнодействующего кулоновского взаимодействия. Основное отличие нашей работы от предыдущих исследований [11-13] состоит в том, что мы на границе проволоки используем граничные условия для контакта квантовой проволоки с массивными электродами, рассматриваем не только случай короткодействующего экранированного электрон-электронного взаимодействия, но и дальнодействующего, а также вычисляем отклик не только на разность потенциалов, но и на средний потенциал, возникающий при приложении к обоим контактам одинакового переменного напряжения, приводящего к инжекции зарядов в квантовую проволоку.

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

2. Основные уравнения

Мы рассматриваем систему, состоящую из одномерного проводника (квантового провода) длиной L. Межэлектронное взаимодействие описывается в рамках модели Томонаги-Латтинджера (ТЛ), в которой делается переход от фермионных полевых операторов к бозонному фазовому полю смещения $\hat{\Phi}_\rho(x)$

и сопряженному оператору плотности импульса $\hat{\Pi}_\rho(x)$. Возмущения плотности заряда и ток выражаются через $\hat{\Phi}_\rho(x)$ с помощью соотношений

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

В случае кулоновского взаимодействия между электронами бозонизованный гамильтониан ТЛ имеет вид

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

здесь

$$V(x-x') = \delta(x-x') + \frac{\gamma}{|x-x'|}, \qquad \gamma = \frac{2e^2}{\pi\hbar v_F\varepsilon}$$

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 чего 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 $K_\sigma = 1$. Мы будем для краткости, в основном, рассматривать близкодействие, приводя результаты для дальнодействия без вывода. Кроме того мы будем выводить результаты без учета спиновых степеней свободы, рассматривая бесспиновые (спин-поляризованные) электроны, а в конце отметим, отличия, которые возникают с учетом спиновых степеней свободы.

Если квантовая проволока находится во внешнем переменном поле, например, параллельном проволоке электрическом поле падающей волны, то к гамильтониану взаимодействующих электронов (2) надо добавить потенциальную энергию электронов во внешнем электрическом потенциале ϕ,

$$H_\phi = \int dx\,\hat{\rho}\,\phi,$$

где в качестве плотности заряда стоит первый член в (1), описывающий плавную компоненту плотности.

Мы будем решать уравнения движения для гейзенберговских операторов $\hat{\Phi}_\rho(x,t)$ которые имеют вид волнового уравнения

$$(v^2\partial_x^2 - \partial_t^2)\hat{\Phi}_\rho(x,t) = 2v_F E \tag{3}$$

где $v = v_F/K_\rho$ - скорость плазменных волн, а $E = -\partial_x \phi$ - внешнее электрическое поле.

В качестве граничного условия на контактах мы воспользуемся операторными граничными условиями (ГУ), полученными в работе [10]

$$\left(\frac{v_F}{K_\rho^2}\partial_x \pm \partial_t\right)\hat{\Phi}_\rho(x = \pm L/2) + f\varepsilon_F \cos(2\hat{\Phi}_\rho \mp k_F l) = \hat{P}_\alpha^{R,L} \tag{4}$$

где последнее слагаемое в левой части описывает влияние фриделевской осцилляции, f -численный коэффициент, величина которого $f \sim 1$ если прозрачность барьера не близка к единице, и $f \simeq \sqrt{2(1-t)}$ при $1-t \ll 1$, причем мы будем рассматривать именно этот случай контактов, достаточно близких к идеальным. Таким образом, фриделевские осцилляции, как и должно быть, исчезают, если контакты адиабатические. В правой части стоят источники, пропорциональные операторам избыточной плотности заряда, $\hat{P}_\rho^{R,L} = 2\pi v_F \hat{N}_\rho^{R,L}$ в правом (R) и левом (L) электродах, соответственно. В случае дальнодействия фактор K_ρ в знаменателе (4), учитывающий экранирующее действие затвора, надо заменить на единицу.

Электрический ток в квантовой проволоке выражается через термодинамическое среднее от поля смещения, $\varphi = \langle\hat{\Phi}_\rho\rangle$, в то время как сам полевой оператор содержит еще и флуктуирующую часть, $\delta\hat{\Phi}_\rho$, а флуктуации, как известно, в 1D проводниках очень велики. Нам будет удобно выделить термодинамическое среднее в явном виде, представив полный оператор поля смещения в виде $\hat{\Phi}_\rho = \varphi + \delta\hat{\Phi}_\rho$. Тогда, учтя, что среднее от источников определяется потенциалами электродов $U_\pm(t)$, соответственно, ГУ для средних приобретут вид

$$\left(\frac{v_F}{K_\rho{}^2}\partial_x \pm \partial_t\right)\varphi\left(x = \pm\frac{L}{2}\right) + f\varepsilon_F\langle\cos(2\hat{\Phi}_\rho \mp k_F l)\rangle = \tilde{U}_\pm\ (t) \qquad (5)$$

В случае идеальных адиабатических контактов эти условия сводятся к полученным Эггером и Грабертом [14].

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

$$\langle\{\delta P_\omega\,,\delta P_{\omega'}\}\rangle \;=\; 4\pi^2\,\omega\coth\frac{\omega}{2T}\delta(\omega+\,\omega'), \qquad (6)$$

$$\langle[\delta P_\omega\,,\delta P_{\omega'}]\rangle \;=\; 4\pi^2\,\omega\,\delta(\omega+\,\omega').$$

Так как мы решаем задачу о линейном отклике, мы должны линеаризовать граничные условия по величине термодинамического среднего фазы $\varphi = \langle\hat{\Phi}_\rho\rangle$. При этом основные трудности возникают с нелинейным слагаемым с косинусом в граничных условиях, поскольку полевой оператор содержит как термодинамически среднюю часть, так и флуктуирующую, $\delta\hat{\Phi}_\rho$, $\hat{\Phi}_\rho = \varphi + \delta\hat{\Phi}_\rho$. В результате линеаризации граничных условий (5) по φ и перехода к преобразованию Фурье по времени мы получаем граничные условия

$$\left(\frac{v_F}{K_\rho^2}\partial_x \mp \left(i\omega - d_\pm\ \right)\right)\varphi\left(x = \pm\frac{L}{2}\right) = U_\pm \qquad (7)$$

$$d_\pm\ = 2f_\pm\ \ \varepsilon_F\langle\cos 2\delta\hat{\Phi}_\rho\rangle.$$

При этом мы выбрали в качестве равновесных значений среднего фазового оператора на границе проволоки такие величины, которые соответствуют устойчивому состоянию системы, и отсчитываем возмущения $\hat{\Phi}_\rho$ от этих значений. Новая характерная энергия $d_\mp$ описывает перенормировку коэффициентов f, описывающих влияние одномерных флуктуаций на среднее значение амплитуды фриделевских осцилляций. Для вычисления флуктуаций надо решать уравнения движения для $\delta\hat{\Phi}_\rho(x,t)$, а для вычисления среднего квадрата флуктуаций мы воспользуемся гауссовой моделью, как это было показано в работе [10]. В общем случае несимметричных контактов вычисления оказываются довольно громоздкими, поэтому мы ограничимся случаем одинаковых контактов и случаем, когда один из контактов оборван.

3. Линейный отклик на напряжение, приложенное к контактам

В этом разделе мы считаем, что внешнее поле E и правая часть уравнения движения (3) равна нулю.

3.1. Короткодействующее взаимодействие между электронами

Сначала рассмотрим случай одинаковых контактов $d_+ = d_- = d$. Тогда, согласно результатам работы [10] средний квадрат флуктуаций фазы на контактах различен в разных предельных случаях. При низких температурах $T \ll d$ и в случае, когда длина квантового провода достаточно велика, $L \gg v/d$, мы получим с логарифмической точностью

$$\langle \delta\hat{\Phi}_{R,L}^2 \rangle = \frac{K_\rho}{1+K_\rho} \ln \frac{\varepsilon_F}{d\cos 2\varphi}, \qquad d \simeq f^{\frac{1+K_\rho}{1-K_\rho}} \varepsilon_F. \qquad (8)$$

Из формулы (8) следует, что влияние фриделевских осцилляций сохраняется лишь при конечной величине межэлектронного взаимодействия, то есть при $K_\rho < 1$, а при $K_\rho = 1$, то есть в пренебрежении межэлектронным взаимодействием $d = 0$.

В противоположном предельном случае, когда либо велика температура, $T > d$, либо мала длина проволоки, $L \ll v/f\ \varepsilon_F$, флуктуации оказываются очень велики и влиянием фриделевских осцилляций можно пренебречь, положив $d = 0$.

Решая теперь уравнение для термодинамически усредненной части фазы с граничными условиями (7), мы найдем значения фаз φ вблизи контакта и с помощью формулы (1) вычислим ток вблизи контактов. Для отклика на частоте ω получим

$$I\left(\pm\frac{L}{2}\right) = \frac{V}{Z(\omega)} \pm \frac{U}{\tilde{Z}(\omega)}, \qquad U = \frac{U_+ + U_-}{2}, \; V = U_+ - U_-. \qquad (9)$$

$$Z(\omega) = \frac{1}{G_0}\left[1 + i\left(\frac{d}{\omega} - \frac{1}{K_\rho}\tan\frac{\omega L}{2v}\right)\right], \qquad \tilde{Z}(\omega) = \frac{1}{2G_0}\left[1 + i\left(\frac{d}{\omega} + \frac{1}{K_\rho}\tan^{-1}\frac{\omega L}{2v}\right)\right], \quad (10)$$

где $G_0 = \frac{e^2}{\pi\hbar}$ - квант проводимости.

Итак, мы получили, что на конечной частоте через противоположные контакты к проволоке может течь разный ток, а на нулевой частоте ток через оба контакта одинаков. Это связано с тем, что если к обоим контактам приложить одинаковый переменный потенциал U, заряды будут попеременно втекать и вытекать из проволоки, иными словами, контакты будут действовать как затвор, создающий емкостной ток. А разность потенциалов V дает вклад в ток, который, как и должно быть, оказывается одинаковым на обоих контактах. В случае неидеальных контактов импедансы обращаются в бесконечность при стремлении частоты к нулю, что связано с подавлением проводимости фриделевскими осцилляциями [10]. В случае идеальных адиабатических контактов, а также при высоких температурах, $T > d$, и в коротких проволоках, $L \ll v/f\varepsilon_F$ величина d, характеризующая влияние фриделевских осцилляций, обращается в ноль. Поэтому в пределе низких частот импеданс Z определяется квантом проводимости, а $\tilde{Z}(\omega) \to 0$.

Осцилляции импедансов (10) связаны с многократными отражениями возбуждений в квантовой проволоке от контактов, причем отражения возникают даже в случае идеальных адиабатических контактов из-за того, что в нашей модели имеется резкая граница между областями взаимодействующих электронов в квантовой проволоке и невзаимодействующих электронов в объемных электродах. Отметим, что в реальной экспериментальной ситуации такая граница может быть размыта, что поведет к размыванию осцилляций.

Рассмотрим теперь другую схему присоединения контактов к квантовой проволоке, когда контакт к квантовой проволоке при $x = L/2$ отсутствует и вычислим ток при $x = -L/2$. Решение в этом случае аналогично предыдущему случаю, единственное различие состоит в том, что нужно использовать другое граничное условие для оборванного контакта. Для такого контакта в качестве граничного условия мы потребуем обращения тока на контакте в ноль, что на конечных частотах означает условие обращения в ноль и фазового оператора. В результате вычисления мы получим, что ток через контакт при $x = -L/2$ будет равен

$$I\left(-\frac{L}{2}\right) = \frac{U_-}{\tilde{Z}(\omega)}, \qquad \tilde{Z}(\omega) = \frac{1}{2G_0}\left[1 + i\left(\frac{d}{\omega} + \frac{1}{K_\rho}\tan^{-1}\frac{\omega L}{v}\right)\right]. \qquad (11)$$

Мы видим, что в этом случае через контакт может течь только ток, связанный с процессами зарядки проволоки, который обращается в ноль на нулевой частоте.

3.2. Дальнодействующее взаимодействие между электронами

В случае дальнодействующего взаимодействия между электронами, то есть в отсутствие экранирующего затвора, решение уравнений движения (3) в случае дальнодействующего взаимодействия оказывается более трудоемким и длинным, поэтому мы приведем результат без вывода. Отметим только, что в этом случае уравнения движения для гайзенберговских операторов оказываются интегральными уравнениями по координате, причем на потенциал взаимодействия между электродами в проводе оказывает влияние экранирующее действия электродов - подводящих токовых контактов. Поэтому мы провели расчет для определенной геометрии, в которой длина проволоки полагается меньше размеров электродов, образующих конденсатор, пластины которого соединены одномерным проводником. Тогда электроды можно рассматривать как бесконечные металлические пластины и описывать их экранирующее действие с помощью сил изображения. В этом случае удается решить уравнения с помощью разложения в ряд Фурье по координате. В результате решения оказывается, что перенормировка коэффициента f флуктуациями играет значительно меньшую роль. Дело в том, что параметр γ, определяющий величину взаимодействия, порядка постоянной тонкой структуры, в которой скорость света заменена на фермиевскую скорость,

$$\gamma = \frac{2e^2}{\pi\hbar v_F \varepsilon} = \frac{1}{137}\left(\frac{2c}{\pi v_F}\right)\frac{1}{\varepsilon},$$

поэтому средний квадрат флуктуаций оказывается небольшим даже при умеренной величине взаимодействия, соответствующей вполне реалистичным соотношениям параметров, поскольку условие малости флуктуаций при дальнодействии приобретает вид

$$\langle \delta\tilde{\Phi}_\rho^2\rangle \approx \frac{1}{4\gamma} \approx 0.017\ \varepsilon v_F \ \ll\ 1,$$

где v_F измеряется в единицах 10^7см/сек. Таким образом во многих случаях можно пренебречь влиянием флуктуаций на перенормировку коэффициентов f в (7).

В результате решения уравнений движения для средней фазы φ мы находим выражение для тока

$$I\left(\pm\frac{L}{2}\right) = \frac{V}{Z_\pm\ (\omega)} \pm \frac{U}{\tilde{Z}_\pm\ (\omega)}, \qquad (12)$$

$$Z_\pm\ (\omega) = \frac{1}{G_0}\frac{\left[1+(R+Q)(\tilde{d}_+ + \tilde{d}_-) + 4QR\tilde{d}_+\tilde{d}_-\right]}{2i\omega R\left(1+2Q\tilde{d}_\mp\right)}$$

$$\tilde{Z}_\pm\ = Z_\pm\ \frac{R\left(1+2Q\tilde{d}_\mp\right)}{2Q\left(1+2R\tilde{d}_\mp\right)},$$

где $\tilde{d}_\pm\ = i\omega - d_\pm$,

$$R(\omega) = \frac{v_F}{L}\left(\frac{1}{\omega^2} + 2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{\omega^2 - q_{2k}^2 v^2(q_{2k})}\right),$$

$$Q(\omega) = \frac{2v_F}{L}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{\omega^2 - q_{2k+1}^2 v^2(q_{2k+1})}, \qquad q_n = \frac{\pi n}{L},$$

а $v(q) = v_F\sqrt{1+2\gamma\ln\frac{2}{wq}}$ - скорость плазменных возбуждений в системе с кулоновским дальнодействием. Здесь w - диаметр квантовой проволоки, который является малой величиной порядка фермиевской длины волны.

Рассмотрим сначала симметричные контакты $d_+ = d_- = d$. В этом случае

$$Z_\pm\ (\omega) = \frac{1+2R\tilde{d}}{2iG_0\omega R},$$

$$\tilde{Z}_\pm\ (\omega) = \frac{1+2Q\tilde{d}}{4iG_0\omega Q}.$$

Эти выражения упрощаются в предельных случаях больших и малых частот. При низких частотах, $\omega \le v_F/L$, получим

$$Z(\omega) = \frac{1}{G_0}\left[1 + i\frac{d}{\omega}\right], \qquad \tilde{Z}(\omega) \gg Z(\omega).$$

При увеличении частоты в импедансе появится осциллирующая часть, связанная с обращением знаменателей в R и Q в ноль, когда на длине проволоки укладывается целое число длин волн плазменных возбуждений. А в пределе больших частот, $\omega \gg v_F/L$, с логарифмической точностью получим

$$Z(\omega) = \frac{1}{G_0}\left[1 + \sqrt{2\gamma \ln\frac{v_F}{\omega w}} - i\frac{d}{\omega}\right], \qquad \tilde{Z}(\omega) = \frac{1}{2}Z(\omega).$$

В другой схеме присоединения контактов к квантовой проволоке, когда контакт к квантовой проволоке при $x = L/2$ отсутствует и вычисляется ток при $x = -L/2$, получим

$$I\left(-\frac{L}{2}\right) = \frac{U_-}{\tilde{Z}(\omega)}. \qquad (13)$$

где в пределе низких частот импеданс стремится к бесконечности, а при больших частотах $\omega \gg v_F/L$ импеданс $\tilde{Z}(\omega)$, описывающий действие контакта в качестве затвора, изменяющего заряд проволоки, оказывается похожим на результат в случае двух контактов, присоединенных к концам проволоки.

$$\tilde{Z}(\omega) = \frac{1}{2G_0}\left[1 + \sqrt{2\gamma \ln\frac{v_F}{\omega w}} - i\frac{d_-}{\omega}\right].$$

Основное отличие от случая короткодействующего взаимодействия между электронами состоит в том, что вместо фактора K_ρ влияние межэлектронного взаимодействия на линейный отклик определяется длинноволновой частью кулоновского потенциала, в результате чего в формулах появляются большие логарифмы, зависящие от частоты.

4. **Линейный отклик на внешнее электрическое поле**

В этом разделе мы будем искать отклик на внешнее переменное электрическое поле E, стоящее в правой части уравнения движения (3). При этом мы предполагаем, что поле не зависит от координат и вся проволока находится в области поля. Когда проволока подключена к контактам, токи, вызванные внешним электрическим током, могут через контакты затекать и во внешнюю электрическую цепь, что приведет к образованию на подводящих контактах потенциалов, определяющихся импедансами внешней цепи, $U_\mp = I_\mp Z_\mp$. Эти потенциалы нужно учесть в граничных условиях, и они дадут вклад в ток, который вычислялся в предыдущих разделах статьи. Так как мы решаем линейную задачу, то суммарный ток будет определяться суммой двух независимых вкладов, вклада от поля E (с нулевыми потенциалами в граничных условиях (5) и вклада от напряжения на контактах (с нулем в правой части уравнения движения (3)). Поскольку второй случай фактически сводится к результатам предыдущего раздела, ниже мы будем использовать граничные условия (5) с нулевой правой частью.

4.1. Короткодействующее взаимодействие между электронами

В этом разделе мы снова начнем с симметричного случая, когда квантовая проволока присоединена к одинаковым контактам. Мы снова решаем уравнение для термодинамически усредненной части фазы, но теперь с полем E в правой части, и с нулевыми граничными условиями (7) и находим значения фаз φ вблизи контакта, а затем с помощью формулы (1) вычисляем ток вблизи контактов. Для отклика на частоте ω получим

$$I\left(\frac{L}{2}\right) = I\left(-\frac{L}{2}\right) = \frac{V}{Z_L(\omega)}, \qquad Z_L(\omega) = \frac{L}{2v_F G_0}\left[(\omega + id)\tan^{-1}\frac{\omega L}{2v} - \mathrm{i}\frac{\omega}{\mathrm{K}_\rho}\right]. \qquad (14)$$

где мы ввели обозначение $V = EL$. Согласно (14) получается, что при достаточно больших частотах импеданс растет с увеличением длины проволоки и только в пределе малых частот, $\omega \ll v_F/L$, зависимость импеданса от длины исчезает

$$Z_L(\omega) \to \frac{1}{K_\rho G_0}\left(1 + \frac{id}{\omega}\right),$$

причем импеданс зависит от параметра межэлектронного взаимодействия K_ρ даже в случае адиабатических контактов, когда фриделевские осцилляции не подавляют проводимость $(d = 0)$.

Если контакт к квантовой проволоке при $x = L/2$ отсутствует и $I\left(\frac{L}{2}\right) = 0$, для тока через контакт при $x = -L/2$ мы получим

$$I\left(-\frac{L}{2}\right) = \frac{U_-}{\tilde{Z}_L(\omega)}, \qquad \tilde{Z}_L(\omega) = \frac{L}{2G_0 v}\left[(\omega + id)\tan^{-1}\frac{\omega L}{2v} + i\frac{\omega\cos\left(\frac{\omega L}{v}\right)}{\mathrm{K}_\rho\left(1 - \cos\left(\frac{\omega L}{v}\right)\right)}\right].$$

В пределе низких частот, как и следовало ожидать, $\tilde{Z}_L(\omega) \to \infty$.

4.2. Дальнодействующее взаимодействие между электронами

В случае дальнодействия мы снова рассматриваем случай, когда параметр γ не мал по сравнению с единицей, в результате чего кулоновское дальнодействие подавляет одномерные флуктуации.

В симметричном случае $d_+ = d_- = d$ мы получаем для тока

$$I\left(\frac{L}{2}\right) = I\left(-\frac{L}{2}\right) = -i\frac{\omega L}{2G_0 v_F}[1 + 2R(i\omega - d)]. \tag{15}$$

где снова $V = EL$ и при достаточно больших частотах импеданс растет с увеличением длины проволоки и только в пределе малых частот, $\omega \ll v_F/L$, зависимость импеданса от длины исчезает

$$Z_L(\omega) \to \frac{1}{G_0}\left(1 + \frac{id}{\omega}\right).$$

При повышении частоты импеданс осциллирует из-за отражений возбуждений от контактов и в пределе больших частот, $\omega \gg v_F/L$, мы с логарифмической точностью получим

$$Z_L(\omega) = \frac{\omega L}{2G_0 v_F}\left[-i\omega + \frac{d}{\sqrt{2\gamma \ln\frac{v_F}{\omega w}}}\right].$$

Когда контакт к квантовой проволоке при $x = L/2$ отсутствует и вычисляется ток при $x = -L/2$, мы получим

$$I\left(-\frac{L}{2}\right) = \frac{U_-}{\tilde{Z}_L(\omega)}, \qquad \tilde{Z}_L(\omega) = \frac{\omega L[R + Q + 4QR\tilde{d}_-]}{4G_0 v_F Q}.$$

В пределе низких частот, как и в случае короткодействующего взаимодействия, получается $\tilde{Z}_L(\omega) \to \infty$. А при увеличении частоты импеданс, проходя через осцилляции, стремится при $\omega \gg v_F/L$ к

$$\tilde{Z}_L(\omega) = \frac{L}{2G_0 v_F}\left[\omega + \frac{id_-}{\sqrt{2\gamma \ln \frac{v_F}{\omega w}}}\right].$$

5. Заключение

Обсудим прежде всего, к каким изменениям приведет учет спиновых степеней свободы. В целом, частотные зависимости импедансов во всех рассмотренных случаях оказываются практически аналогичными. Основное отличие от бесспиновой системы состоит в том, что из-за наличия электронов с разными направлениями спина в формулах для импедансов квант проводимости G_0 нужно умножить на 2, а спиновые флуктуации уменьшат величину d, в результате чего в формуле (8) под d надо понимать величину $d \simeq \left(f^2 \ln\frac{1}{f}\right)^{\frac{1+K_\rho}{1-K_\rho}} \varepsilon_F$.

Мы получили, что взаимодействие 1D электронов сильно влияет на линейный отклик квантовой проволоки на высокочастотное электрическое поле. Это влияние особенно велико в случае, если квантовая проволока присоединена к контактам, которые отличаются от идеальных адиабатических. Еще одной интересной особенностью рассматриваемой системы является то, что межэлектронное взаимодействие сильно влияет не только на отклик ситемы на разность потенциалов, приложенных к контактам, а также на отклик, возникающий при приложении к обоим контактам одинакового переменного напряжения, приводящего к инжекции зарядов в квантовую проволоку.

Частотная дисперсия импеданса определяется двумя характерными частотами. Первая, $\Omega_L = \frac{v_F}{K_\rho L}$, определяется длиной проволоки и скоростью плазменных волн, которая в случае короткодействия равна $v = \frac{v_F}{K_\rho}$ и может в несколько раз превышать фермиевскую скорость и быть значительно больше в системе с дальнодействием, где $v \sim v_F \ln\frac{L}{w}$. Если воспользоваться данными из экспериментальной работы [5], где длина квантовой проволоки была 17 мкм, а скорость $v \sim 1{,}5 \times 10^5$ м/с, мы получим оценку $\Omega_L \approx 10^{10}$Гц, а если взять длину проволоки $\sim 200 - 300$ нм из работы [15], то с той же величиной скорости получится $\Omega_L \approx 10^{12}$Гц. Таким образом эта частота может меняться в широких пределах. Вторая характерная частота определяется величиной фриделевской осцилляции у контакта и также может меняться в широких пределах, от нуля в идеальных адиабатических контактах до довольно большой величины, попадающей в терагерцовый диапазон частот, в зависимости от степени отклонения контакта от адиабатичности.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ (контракт № 16.513.11.3066). ВГК и ДСШ благодарят за поддержку Фонд некоммерческих программ "Династия".

Литература

[1] O.M.Auslaender, H.Steinberg, A.Yacoby et al, Science **308**, 88 (2005).

[2] H. W. Yeom , Y. K. Kim, E. Y. Lee, K.-D. Ryang, and P. G. Kang, Phys. Rev. Lett. **95**, 205504 (2005).

[3] H. Ishii, H. Kataura, H. Shiozawa et al., Nature **426**, 540 (2003).

[4] T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, (Clarendon Press, Oxford, 2003).

[5] Y. Jompol, C. J. B. Ford, J. P. Griffiths, I. Farrer, G. A. C. Jones, D. Anderson, D. A. Ritchie, T. W. Silk, A. J. Schofield, Science **325**, 597 (2009).

[6] C. L. Kane and M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).

[7] K. A. Matveev and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **70**, 990 (1993).

[8] A. Furusaki and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **47**, 4631 (1993).

[9] S. N. Artemenko, S. V. Remizov, D. S. Shapiro, Письма в ЖЭТФ **87**, 792 (2009).

[10] С.Н. Артеменко, П.П. Асеев, Д.С. Шапиро, Письма в ЖЭТФ, **91**, 659 (2010).

[11] V. V. Ponomarenko, Phys. Rev. B **54**, 10328 (1996).

[12] В.А. Сабликов, Б.С. Щамхалова, Письма в ЖЭТФ, **66**, 40 (1997).

[13] K. V. Pham, Eur. Phys. J. B, **36**, 607 (2003).

[14] R. Egger, H. Grabert, Phys. Rev. Lett. **80**, 2255 (1998); Phys. Rev. B **58**, 10761 (1998).

[15] Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев Письма в ЖЭТФ, **86**, 752 (2007).