

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОТКРЫТЫХ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.А.Сабликов¹⁾, Б.С.Щамхалова

*Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 22 мая 1997 г.

Показано, что электрон-электронное взаимодействие в одномерных мезоскопических структурах приводит к качественно новым эффектам в динамической проводимости, которые лучше всего проявляются в частотной зависимости импеданса. Межэлектронное отталкивание приводит к увеличению сопротивления и сужению резонансных провалов сопротивления на пролетных частотах. Притяжение между электронами вызывает появление резонансных пиков сопротивления на фоне высокой проводимости. Эти эффекты связаны с отражением бозонных возбуждений латтинджеровой жидкости от границ квантового канала с токоподводящими электродами и их резонансами на длине канала.

PACS: 71.10.Pm, 72.30.+q, 73.23-b

1. В настоящее время общепризнано, что электрон-электронное взаимодействие играет принципиально важную роль при переносе электронов в мезоскопических структурах. Достаточно упомянуть кулоновскую блокаду, которая возникает в наноструктурах с низкой, по сравнению с e^2/h , проводимостью. Настоящая работа посвящена мезоскопическим системам с высокой, порядка e^2/h , проводимостью. Такими системами являются, например, квантовая нить, соединяющая два электронных резервуара, при баллистическом переносе электронов, квантовые точечные контакты, а также краевые состояния в квантовом эффекте Холла. В этих системах (их называют открытыми [1]) кулоновская блокада не наблюдается, но электрон-электронное взаимодействие также очень важно. Оно приводит к сильной корреляции в движении электронов, вследствие чего представление о ферми-жидкости становится несправедливым. В этом случае поведение одномерных систем описывается в приближении жидкости Латтинджера [2, 3] с бозонными элементарными возбуждениями звукового типа. Скорость этих возбуждений определяется параметром K , зависящим от взаимодействия, а именно: $v = v_F/K$, v_F - фермиевская скорость. При отсутствии взаимодействия $K = 1$, если взаимодействие отталкивающее, то $K < 1$, а в случае межэлектронного притяжения $K > 1$. В ряде работ (например, [4, 5]) было показано, что межэлектронное взаимодействие в модели латтинджеровой жидкости должно приводить к перенормировке проводимости: проводимость, приходящаяся на одно состояние, равна Ke^2/h . Однако эксперимент [6], проведенный на квантовых нитях в GaAs, этот вывод не подтверждает. Противоречие было разрешено в работах [7-9]. Дело в том, что линейная проводимость квантовой нити в баллистическом режиме переноса электронов определяется контактами с электродами, через которые подводится ток [7]. В областях, служащих электродами к нити, межэлектронное взаимодействие не играет существенной роли. Благодаря отсутствию рассеяния внутри нити, поток импульса в ней сохраняется. Таким образом, электрон-электронное

¹⁾ e-mail: vas199@ire216.msk.su

взаимодействие не приводит к существенному изменению проводимости и, следовательно, возникает вопрос, можно ли обнаружить жидкость Латтинджера в рассматриваемых мезоскопических системах.

Мы хотим обратить внимание на то, что сделанный выше вывод относится только к стационарной проводимости в линейном режиме. В нестационарном режиме токовый отклик, измеряемый во внешней (по отношению к исследуемой мезоскопической системе) цепи, зависит от распределения заряда внутри этой системы [1]. Следовательно, динамический токовый отклик мезоскопической структуры с квантовой нитью в значительной мере определяется переносом электронов в квантовой нити и в нем должны проявляться особенности, присущие латтинджеровой жидкости. С целью изучения этих особенностей в настоящей работе рассматривается динамическая проводимость открытой мезоскопической системы в модели жидкости Латтинджера.

2. Рассмотрим мезоскопическую систему в виде квантового канала, соединяющего два электронных резервуара, к которым приложено переменное напряжение малой амплитуды (рис.1). В высокопроводящих резервуарах электроны могут рассматриваться как свободные, а в квантовом канале существенно электрон-электронное взаимодействие. Следуя подходу работ [7-9], будем рассматривать всю систему как неоднородную латтинджерову жидкость. В резервуарах ($x < -L/2$ и $x > L/2$) $K=1$ и $v=v_{F0}$, в канале ($-L/2 < x < L/2$) $K \neq 1$ и $v=v_F/K$.

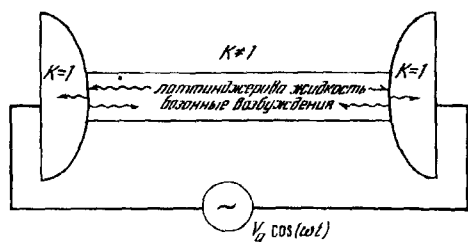


Рис.1. Мезоскопическая структура с квантовой нитью. Волнистые линии обозначают распространение бозонных возбуждений, генерированных переменным электрическим полем

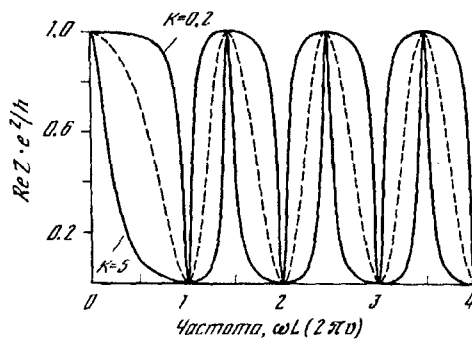


Рис.2. Частотная зависимость $Re Z$ для отталкивающего взаимодействия электронов ($K=0.2$), притяжения ($K=5$) и при отсутствии взаимодействия (пунктир)

Подход, основанный на модели латтинджеровой жидкости, позволяет описать низкоэнергетические возбуждения в одномерном газе взаимодействующих электронов с помощью бозонного фазового поля $\Phi(x,t)$ [2, 3]. Для выяснения особенностей динамической проводимости, связанных с электрон-электронным взаимодействием, мы воспользуемся наиболее простым вариантом теории, в котором взаимодействие между электронами рассматривается как короткодействующее, не учитываются процессы переброса и игнорируются спиновые эффекты. Такие допущения оправданы для одномерного электронного газа в полупроводниковых наноструктурах. В этом случае бозонизованный гамильто-

ниан взаимодействующих электронов имеет вид

$$H_0 = \frac{1}{8\pi} \int_{-L/2}^{L/2} dx v \left[\frac{1}{K} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + K\pi^2 \Pi^2 \right],$$

где Π – обобщенный импульс, сопряженный с Φ . Параметр взаимодействия K может быть оценен как

$$K = (1 + U/2\varepsilon_F)^{-1/2},$$

U – потенциал взаимодействия соседних электронов, ε_F – энергия Ферми.

Плотность заряда $\rho(x, t)$ и электронный ток $j(x, t)$ выражаются через $\Phi(x, t)$:

$$\rho(x, t) = -\frac{e}{2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad j(x, t) = \frac{e}{2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (1)$$

Уравнение движения для бозонного поля $\Phi(x, t)$ при наличии внешнего электрического поля $E(x, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{Kv} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v}{K} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = 2eE(x, t). \quad (2)$$

На границах $x = \pm L/2$ должны выполняться условия непрерывности $\Phi(x, t)$ и $(v/K)(\partial \Phi(x, t)/\partial x)$.

3. При решении уравнения (2) считаем, что поле $E(x, t)$ в электродах отсутствует, а в канале $E(x, t) = E(x) \exp(-i\omega t)$. Поле $E(x)$ в канале определяется зарядами, индуцированными внешним источником напряжения на поверхностях токоподводящих электродов (если считать их идеальными проводниками) и в канале. Если электроды представляют собой массивное (по сравнению с размером канала) образование, то поверхностные заряды являются преобладающими, а создаваемое ими поле $E(x)$ определяется геометрией электродов. Уравнение (2) может быть решено при любой функции $E(x)$, но ниже для конкретности мы приведем результаты для случая, когда $E(x) = \text{const}$, что соответствует плоско-параллельной геометрии электродов в области размером порядка L ²⁾.

Внутри квантового канала ($-L/2 < x < L/2$) решение имеет вид

$$\langle \Phi(x, t) \rangle = \frac{2evKE}{\omega^2} \left[-1 + \frac{K \cos(qx)}{K \cos(qL/2) - i \sin(qL/2)} \right] e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

где $q = \omega/v$. Вне канала

$$\langle \Phi(x, t) \rangle = i \frac{2evKE}{\omega^2} \frac{\sin(qL/2)}{K \cos(qL/2) - i \sin(qL/2)} e^{i[q_0(\mp x - L/2) - \omega t]}, \quad (4)$$

где $q_0 = \omega/v_{F0}$, верхний знак соответствует $x < -L/2$, а нижний – $x > L/2$.

Ток во внешней цепи, который определяет измеряемую проводимость, равен сумме тока через канал

$$j = \frac{1}{V_a} \int_{-L/2}^{L/2} dx E(x) \langle j(x, t) \rangle \quad (5)$$

и тока смещения через межэлектродную емкость. Далее мы будем рассматривать только проводимость, обусловленную каналом.

²⁾ Вопрос о влиянии неоднородности поля на динамическую проводимость невзаимодействующих электронов рассматривался в [10].

Используя (5), (3) и (1), находим адмитанс:

$$Y(\omega) = \frac{2e^2 K}{\hbar q L} \left[i + \frac{1-r}{qL} \frac{1 - e^{iqL}}{1 - r e^{iqL}} \right],$$

где $r = (1 - K)/(1 + K)$ – коэффициент отражения бозонных возбуждений от контактов канала с электродами в точках $x = \pm L/2$.

В пределе $\omega \rightarrow 0$ адмитанс стремится к величине $Y_0 = e^2/h$, не зависящей от взаимодействия, что соответствует работам [7-9]. Однако электрон-электронное взаимодействие становится существенным в динамическом режиме. Особенно сильно оно проявляется в частотной зависимости импеданса $Z(\omega) = 1/Y(\omega)$.

Частотная зависимость действительной части импеданса показана на рис.2 для трех значений параметра взаимодействия K . При отсутствии межэлектронного взаимодействия ($K = 1$) результат в точности совпадает с расчетом [10], проведенным путем непосредственного решения одноэлектронного уравнения Шредингера.

Во всех случаях $\text{Re}Z$ осциллирует с частотой, обращаясь в нуль на резонансных частотах $\omega_n = 2\pi n v/L$ ($n = 1, 2, \dots$), определяемых временем пролета электронов через канал со скоростью $v = v_F/K$, перенормированной взаимодействием. Обращаем внимание на то, что нормировка частоты на рис.2 зависит от K , то есть она разная для разных кривых и выбрана таким образом, чтобы совпали безразмерные частоты резонансов. При таком представлении графиков хорошо видно влияние электрон-электронного взаимодействия на частотную зависимость $\text{Re}Z$. Межэлектронное отталкивание приводит к увеличению сопротивления и сужению резонансов падения сопротивления. Притяжение электронов, наоборот, вызывает уменьшение сопротивления и уширение резонансов, в результате чего возникают пики сопротивления на частотах $\sim 2\pi(n + 1/2)v/L$. Интересно, что величина $\text{Re}Z$ на этих частотах не зависит от взаимодействия и равна \hbar/e^2 .

Влияние электрон-электронного взаимодействия на частотную зависимость импеданса связано с отражением бозонных возбуждений, генерируемых электрическим полем в канале, от границ канала с электродами. Под действием переменного электрического поля в канале возникают волны заряда. Они существуют и при отсутствии межэлектронного взаимодействия [10], но в этом случае бозонные возбуждения не отражаются от границ. Взаимодействие электронов (точнее говоря, пространственная неоднородность параметра взаимодействия K) приводит к отражению волн бозонного поля от границ и их интерференции в квантовом канале, вследствие чего изменяется плотность заряда и ток. Плотность заряда в канале равна

$$\langle \rho(x, t) \rangle = \frac{eKE}{\pi\omega} \frac{K \sin(qx)}{K \cos(qL/2) - i \sin(qL/2)} e^{-i\omega t}. \quad (6)$$

Как видно отсюда, взаимное отталкивание электронов ($K < 1$) приводит к уменьшению ρ и тока, а притяжение вызывает противоположный эффект.

В условиях резонанса на длине канала укладывается целое число волн заряда. Как видно из (3) и (4), в этом случае $\Phi(x, t)$ и плотность заряда сосредоточены только в канале, а вне канала $\Phi = 0$. Ток переноса электронов через границы канала с контактами равен нулю. Со временем плотность заряда перераспределяется только внутри канала, и поскольку диссипация в

канале не была учтена в нашем расчете, в условиях резонанса $\text{Re}Y$ и $\text{Re}Z$ обращаются в нуль.

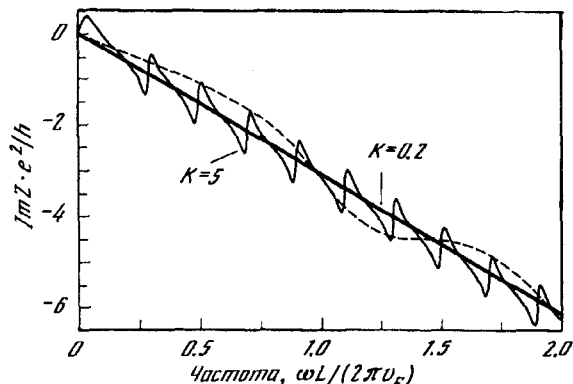


Рис.3. Частотная зависимость $\text{Im}Z$ для отталкивающего взаимодействия электронов ($K = 0.2$), притяжения ($K=5$) и при отсутствии взаимодействия (пунктир). Частота нормирована на время пролёта электронов с фермиевской скоростью, одинаковой для всех кривых

Мнимая часть импеданса практически всегда отрицательна за исключением небольшой области низких частот, в которой $\text{Im}Z > 0$ при $K > 1$. Частотные зависимости $\text{Im}Z$ для разных случаев взаимодействия электронов показаны на рис.3.

Отрицательный знак $\text{Im}Z$ означает, что ток отстает по фазе от приложенного напряжения и реактивная компонента импеданса имеет индуктивный характер. Интересно, что в случае отталкивающего взаимодействия $\text{Im}Z$ приблизительно пропорционально частоте, что позволяет говорить о не зависящей от частоты эффективной индуктивности:

$$L_{eff} = \hbar L / 2e^2 v_F.$$

Фазовая задержка тока связана, очевидно, с инерционностью переноса электронов в канале.

Мезоскопические структуры с квантовыми нитями в полупроводниках представляют интерес для экспериментального исследования электрон-электронного взаимодействия, так как имеется возможность с помощью полевого электрода изменять ϵ_F и, соответственно, параметр взаимодействия K . Изменения K могут быть обнаружены в частотных зависимостях импеданса.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18276) и МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (грант 97-1054).

1. M.Büttiker and T.Christen, in: *Quantum Transport in Semiconductor Submicron Structures*, Ed. V.Kramer, NATO ASI Series, 326, 263 (1996).
2. F.D.M.Haldane, *J. Phys. C* 14, 2585 (1981).
3. J.Voit, *Reports on Progress in Physics* 58, 977 (1995).
4. W.Apel and T.M.Rice, *Phys.Rev. B* 26, 7063 (1982).
5. C.L.Kane and M.P.A.Fisher, *Phys.Rev. B* 45, 15 233 (1992).
6. S.Tarucha, T.Honda, and T.Saku, *Solid State Commun.* 94, 413 (1995).
7. D.I.Maslov and M.Stone, *Phys.Rev. B* 52, R5539 (1995).
8. V.V.Ponomarenko, *Phys.Rev. B* 52, R8666 (1995).
9. I.Safi and H.J.Schulz, *Phys.Rev. B* 52, R17040 (1995).
10. В.А.Сабликов, Е.В.Ченский, *Письма в ЖЭТФ* 60, 397 (1994).