Учреждение Российской академии наук

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

На правах рукописи

Шапиро Дмитрий Сергеевич

Динамический режим электронного транспорта через примесь в одномерной системе взаимодействующих электронов

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Артеменко Сергей Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Фейгельман Михаил Викторович,

кандидат физико-математических наук
Рожков Александр Владимирович

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук
Институт физики твердого тела РАН

Защита состоится 23 декабря 2011 года, в $10^{\underline{00}}$ на заседании диссертационного совета Д 002.231.01 при ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая, д.11, корп.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан 18 ноября 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор С.Н. Артеменко

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Физика одномерных электронных систем является сравнительно новым направлением современной физики конденсированного состояния. Одномерные электронные системы могут быть реализованы в очень тонких проводниках, у которых размеры в поперечных направлениях имеют порядок фермиевской длины волны электронов данного проводника. В этом случае происходит размерное квантование, размерность электронной системы понижается и электроны становятся эффективно одномерными. В течении последних двух десятилетий стало возможным технологически создавать и исследовать транспортные свойства таких проводников. К ним относятся полупроводниковые квантовые проволоки, металлические атомные цепочки на поверхности диэлектрика, углеродные нанотрубки, краевые состояния в квантовом эффекте Холла, длинные проводящие органические молекулы. Существенным отличием одномерных систем от систем более высоких размерностей заключается в том, что взаимодействующие одномерные электроны не являются "стандартной" ферми-жидкостью с одночастичными возбуждениями, так как взаимодействие электронов в одномерном канале всегда является большим эффектом и не может рассматриваться в рамках теории возмущений. В результате, в отличие от двумерного и трехмерного случаев, вместо ферми-жидкости стабильным состоянием в одномерии является жидкость Латтинджера с коллективными возбуждениями зарядовой и спиновой плотности. Именно коллективный характер собственных возбуждений приводит к новым эффектам – даже единственная примесь, дефект или неидеальный контакт подавляют линейную проводимость. До сих пор механизм проводимости в одномерных системах не является полностью изученным, так как он сильно отличается от стандартных механизмов электронного транспорта в физике твердого тела. Важно отметить, что интерес к одномерным проводникам связан не только с качественно новыми физическими характеристиками, которые возникают из-за межэлектронного взаимодействия, но также и с современной тенденцией миниатюризации электронных приборов, сопровождающейся переходом к нанометровым размерам элементов. Исходя из этого, тему представленной диссертации можно считать актуальной.

Целью диссертационной работы явилось исследование электронного транспорта через примесь в одномерной электронной системе, в рамках которого построено теоретическое описание нового режима проводимости, заключающегося в том, что достаточно высокое постоянное напряжения на контактах приводит к генерации переменного тока. Этот новый режим по своим проявлениям напоминает, например, эффект Джозефсона, кулоновскую блокаду или движение волны зарядовой плотности в квази-1D системах. Теоретическое исследование заключалось в решении задачи о протекании тока в случае как короткодействующего, так и дальнодействующего взаимодействия между электронами, изучение влияния флуктуаций на проводимость и выяснение области параметров системы, при которых возможно наблюдение эффекта.

Достоверность полученных результатов подтверждается тем, что при расчетах использовались проверенные современные методы теоретической физики, признанием полученных результатов научной общественностью при обсуждениях на научных семинарах и конференциях, а также положительными рецензиями статей, при публикациях результатов исследования в научных журналах.

Практическая значимость. В работе предсказан новый режим электропроводности, которому соответствует эффект высокочастотной генерации переменного тока при приложенном постоянном напряжении на контактах к 1D системе. Результаты исследования этого эффекта важны для понимания фундаментальных транспортных и флуктуационных свойств одномерных квантовых проводников и могут иметь практическое применение при разработке элементной базы наноэлектроники.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Предсказан динамический режим электронного транспорта в одномерной системе взаимодействующих электронов с единственной примесью, который по своим проявлениям похож на эффект Джозефсона.

2. Вычислены вольт-амперные характеристики квантовой проволоки с примесью в случае короткодействующего межэлектронного взаимодействия. Получено, при напряжении больше порогового значения V_T происходит резкий рост постоянного тока I, сопровождающийся генерацией переменного тока с частотой $f = I/e$. Пороговое напряжение V_T равно потенциалу примеси, перенормированному флуктуациями.

3. Установлено, что для существования эффекта необходимо, чтобы температура была ниже величины порядка V_T, а длина больше критической длины порядка v_F/V_T.

4. Вычислен спектр флуктуаций тока в режиме генерации. Спектральная плотность флуктуаций имеет вид максимума на частоте генерации со степенным спаданием спектра.

Апробация работы. Результаты диссертации были доложены на российских и международных конференциях:

1. 6th International Workshop on Electronic Crystals "ECRYS-2011", Каржез, Франция, 24-30 августа 2011 г.

2. Advanced Research Workshop "Fundamentals of electronic nanosystems" NanoPiter 2010, Санкт-Петербург, 29 июня – 2 июля 2010 г.

3. Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления в твердых телах, Троицк, 17 июня 2010 г.

4. XXXV Совещание по физике низких температур, Черноголовка, 29 сентября – 2 октября 2009 г.

5. 16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures "EDISON 16", Монпелье, Франция, 24 – 28 августа 2009 г.

6. XII International Conference For Young Researchers: Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems, Санкт-Петербург 26 – 30 мая 2009 г.

7. Конференция "Актуальные проблемы физики высоких давлений и твердого тела", Туапсе 20 – 31 сентября 2008 г.

8. 5th International Workshop on Electronic Crystals "ECRYS-2008", Каржез, Франция, 24-30 августа 2008 г.

9. 16-th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Владивосток, 2008 г.

10. Internationsl Workshop "Recent Developments in Low Dimensional CDW Conductors", Скрадин, Хорватия, 2006 г.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 13 научных статей, из них 8 статей опубликованы в журналах, включенных в Перечень ВАК, в том числе 6 статей российских [A1, A2, A3, A4, A5, A6] и 2 статьи [A7, A8] в зарубежных журналах, и 5 статей в сборниках трудов отечественных и зарубежных конференций.

Личный вклад автора заключается в участии в постановке задачи и построении теоретического подхода, на основе которого строится решение, в проведении аналитических и численных исследований, в написании научных статей и их подготовке к публикации.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка публикаций по теме диссертации и списка цитированной литературы. Работа содержит 67 страниц, 3 рисунка и список литературы.

Содержание работы

Во введении сформулированы цели диссертационной работы, обсуждается ее актуальность и достоверность, аргументируется научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов и представлены научные положения, выносимые на защиту.

В первой главе приводятся общие сведения о проводниках с 1D электронной системой, объясняются главные отличия их свойств от систем более высоких размерностей, дается определение состояния жидкости Латтинджера, которое является альтернативой ферми-жидкости в 1D случае, поскольку одночастичные возбуждения, электроны и дырки, имеют очень большое затухание и ферми-жидкостное состояние становится нестабильным. Рассказывается о широко используемых теоретических методах 1D физики – модели Томонаги-Латтинджера и методе бозонизации, который заключается в переходе от двухкомпонентного $\hat{\psi}$-оператора к полям смещения зарядовой $\hat{\Phi}_\rho$ и спиновой $\hat{\Phi}_\sigma$ плотностей, а также сопряженных им операторам импульса $\hat{\theta}_{\rho,\sigma}$ [1–3]. Такая операторная замена позволяет отобразить гамильтониан взаимодействующих фермионов с любом характере межэлектронного взаимодействия на сумму двух гамильтонианов, квадратичных относительно $\hat{\Phi}_{\rho,\sigma}$.

Таким образом, модель Томонаги-Латтинджера позволяет представить 1D систему как электронное состояние не с одночастичными электронами и дырками, а с коллективными бозонным возбуждениями. Сначала будет рассмотрен бесспиновый случай, когда есть только одно зарядовое поле смещения $\hat{\Phi}_\rho$, у которого, для краткости, индекс ρ будет опущен.

Далее рассказывается о том, что единственная примесь в 1D канале подавляет линейную проводимость, вместо которой появляются степенные зависимости кондактанса от напряжения и/или температуры $G \propto V^\alpha, V \gg T$ и $G \propto T^\alpha, V \ll T$, причем степень $\alpha > 0$ определяется характером и силой межэлектронного взаимодействия. В этом свойстве проявляется существенное отличие жидкости Латтинджера от ферми-жидкости.

Как известно, вокруг примеси создается $2k_F$ фриделевская осцилляция электронной плотности, которой в бозонизованном виде соответствует оператор $\hat{\rho}_{2k_F} = k_F \cos(2k_F x + \hat{\Phi})$. Термодинамическое усреднение $\rho_{2k_F} \equiv \langle \hat{\rho}_{2k_F} \rangle$ дает выражение для ее формы, которая обладает характерным для жидкости Латтинджера степенным спаданием амплитуды $f(x) \propto 1/x^\beta$

$$\rho_{2k_F}(x,t) \propto e k_F f(x) \cos(2k_F x)$$

Фриделевская осцилляция пиннингуется на примеси, и чем сильней межэлектронное взаимодействие, тем оказываются меньше квантовые флуктуации поля $\hat{\Phi}$ и, как следствие, пиннинг оказывается более сильным. Упомянутая слабая проводимость со степенными $I-V$ характеристиками объясняется коллективным квантовым туннелированием электронной плотности через минимумы статической фриделевской осцилляции. В терминах поля $\hat{\Phi}$ это соответствует туннелированию среднего $\langle \hat{\Phi} \rangle$ через минимумы потенциала стиральной доски $\hat{\rho}_{2k_F} = k_F \cos(2k_F x + \hat{\Phi})$. Вопрос о теоретическом описании механизма протекания тока через примесь многократно рассматривался в ряде работ, в которых вычислялись DC $I-V$ характеристики в рамках ренормгруппы [4–6], Бете-анзатца [7] и рефермионной техники [8]. Эти подходы основаны на предположениях, что все процессы в системе являются стационарными, а функции распределения частиц, налетающих на примесь, имеют равновесный характер. Однако такие предположения не являются корректными, если рассмотреть поведение системы при достаточно высоких напряжениях V, когда должен быть депиннинг фриделевской осцилляции, что в $\hat{\Phi}$-представлении означает скатывание $\langle\hat{\Phi}\rangle$ по стиральной доске с сильным наклоном, который определяется приложенным напряжением V к контактам. В разделе " Постановка задачи" сформулирован альтернативный подход, основанный на решении нестационарного уравнения Гайзенберга для оператора поля смещения $\hat{\Phi}$ с граничными условиями на контактах. Этот подход позволяет построить решение при достаточно высоких приложенных напряжениях, когда $V > V_T$, при которых происходит депиннинг фриделевской осцилляции и качественно меняется механизм электронного транспорта: происходит переход от известного режима квантового туннелирования [4–8] в новый режим, соответствующий движению фриделевской осцилляции как целого [A2, A3, A5, A7, A8]. В разделе "Основные результаты" рассказывается, что DC ток I_{DC} при этом сильно возрастает и на его фоне происходит генерация переменного тока с частотой $f = I_{DC}/e$ из-за неравномерности такого движения. Пороговое напряжение V_T определяется потенциалом примеси, перенормированным флуктуациями. По своим проявлениям этот эффект напоминает движение волны зарядовой плотности в квази-1D проводниках, кулоновскую блокаду и нестационарный эффект Джозефсона, а термодинамически усредненное уравнение на $\langle\hat{\Phi}(t)\rangle$, которое описывает ток в 1D системе $I(t) \equiv \frac{e}{\pi}\partial_t\langle\hat{\Phi}(t)\rangle$, напоминает уравнение Джозефсона для сверхпроводящей фазы.

В случае, когда в системе есть кулоновское дальнодействующее взаимодействие, то $4k_F$-компонента коррелятора плотность-плотность спадает медленнее, чем любая степень x как $e^{-c\sqrt{\ln x}}$ [9]. Это означает, что в системе с кулоновским взаимодействием существует почти дальний порядок и формируется $4k_F$ "вигнеровский кристалл", который вместе с фриделевской осцилляцией может двигаться как целое и тем самым определять проводимость (готовится к печати в [10]).

Во второй главе приводится выражения для гамильтониана Томонаги-Латтинджера для бесспиновой системы и для спектра коллективных возбуждений, который оказывается аналогичен спектру акустических фононов

$$\omega = \sqrt{1 + \frac{g_q}{\pi v_F}} v_F q.$$

Отсюда видно, что взаимодействие у затравочных фермионов g_q приводит только к перенормировке скорости волн в бозонизованном гамильтониане $v_\rho = \frac{v_F}{K_{\rho,q}}$. Безразмерным параметром, который характеризует взаимодействие в модели Латтинджера, является

$$K_{\rho,q} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{g_q}{\pi v_F}}}$$

Отталкиванию соответствует $0 < K_\rho < 1$, невзаимодействующему случаю – $K_\rho = 1$, и $K_\rho > 1$ – притяжению. В системе с металлическим затвором происходит экранирование дальнодействующего кулоновского взаимодействия, потенциал взаимодействия становится диполь-дипольным и интегрируемым, поэтому его принято моделировать локальной функцией (в импульсном представлении это означает, что $g = \text{const}$) и стандартный латтинджеровкий параметр не зависит от q.

В третьей главе рассматривается постановка граничной операторной задачи для бесспиновой и беспримесной одномерной системы с короткодействующем взаимодействием и идеальными (геометрически плавными по сравнению с λ_F) контактами, к которым приложено заданное напряжение $U_{L,R}(t)$. В рамках решения дифференциального операторного уравнения для поля смещения $\hat{\Phi}$ и граничных условий для термодинамических средних [11], вычисляется линейный отклик на $V = U_R - U_L$ и $U = (U_R + U_L)/2$. Кондактанс как функция частоты приложенного напряжения V_ω оказывается осциллирующей величиной, которая не убывает в пределе большой длины системы, например, в отличие от результатов [12]. Если считать, что напряжение на контактах меняется по гармоническому закону $v(t) = v\cos\omega_0 t$, то

$$I(t, \pm\frac{L}{2}) = G_0 v K_\rho \frac{K_\rho(\cos\frac{\omega_0 L}{v_\rho} + 1)\cos\omega_0 t + \sin\frac{\omega_0 L}{v_\rho}\sin\omega_0 t}{1 + K_\rho^2 - (1 - K_\rho^2)\cos\frac{\omega_0 L}{v_\rho}}$$

В изложенном подходе результат для кондактанса не убывает с ростом L. Это является следствием того, что электрическое поле не входит в уравнения движения, так как электрический ток определяется только разностью химпотенциалов в электродах, информация о которых содержится в граничных условиях. Падение напряжения происходит на контактах, а не внутри проволоки, так как контакты являются наиболее геометрически резкой областью во всей системе квантовой проволоки и электродов. А именно, предполагается, что длина области перехода между 1D и 2(3D) электродом много меньше L. Линейный отклик появляется на ненулевой частоте, даже когда приложенное напряжение одинаково на обоих контактах (то есть $V = 0$) или когда у проволоки только один контакт. Это происходит из-за плазмонного характера зарядовых возбуждений, которые приводят к перераспределению электронной плотности внутри 1D системы (готовится к печати в [13])

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

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

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

Далее построено обобщение для флуктуаций в беспримесной системе. А именно, с помощью операторных граничных условий [A1] выводится соотношение между флуктуациями поля смещения в центре проволоки $\hat{\phi} \equiv \hat{\Phi} - \langle\hat{\Phi}\rangle$ и числа частиц $\hat{P} = 2\pi v_F(\hat{N}_R - \hat{N}_L) - V$, влетающих в левый и правый контакты, которые обладают равновесными корреляционными функциями $\langle \hat{P}_\omega \hat{P}_{-\omega}\rangle = 2\pi\omega(\coth\frac{\omega}{2T} + 1)$

$$\langle\{\hat{\phi}_\omega, \hat{\phi}_{-\omega}\}\rangle = \frac{1}{\omega(1 + (K_\rho^{-2} - 1)\sin^2\frac{\omega L}{2v_\rho})}\coth\frac{\omega}{2T}$$

Здесь $\coth\frac{\omega}{2T}$ соответствует функции распределения коллективных возбуждений, а осциллирующий множитель – их плотности состояний.

В четвертой главе главе рассматривается 1D система с примесью в $x = 0$ и адиабатическими контактами в $x = \pm L/2$. Предполагается, что потенциал примеси $U_i(x)$ имеет δ-образный вид. Полный гамильтониан бесспиновой жидкости Латтинджра с примесью в $x = 0$ есть сумма стандартного гамильтониана Томонаги-Латтинджера и примесной части [1], в которую входит только косинус $\cos 2\hat{\Phi}_0$ от локального оператора смещения в $x = 0$ (здесь $\hat{\Phi}_0(t) \equiv \hat{\Phi}(t, x{=}0)$)

$$\hat{H} = \frac{\pi\hbar v_F}{2}\int\left((\partial_x\hat{\theta})^2 + \frac{1}{\pi^2 K_\rho^2}(\partial_x\hat{\Phi})^2\right)dx \ - \frac{e}{\pi}W_i\cos 2\hat{\Phi}_0,$$

где

$$W_i = \int U_i(x)e^{2ik_F x}dx.$$

соответствует $2k_F$ компоненте примесного потенциала. Плавная компонента примесного потенциала никак не влияет на электронный транспорт и ее можно исключить из гамильтониана после унитарного преобразования, в то время как быстрая компонента, соответствующая косинусу, оказывается релевантной в рамках ренормгруппового преобразования при межэлектронном отталкивании, когда $K_\rho < 1$ (см., например, [3]). Релевантность означает, что процессы $2k_F$ рассеяния электронов назад нельзя корректно учесть по теории возмущений и они должны приводить к качественно новым эффектам.

Из этого гамильтониана с помощью стандартного коммутационного соотношения между $\hat{\Phi}$ и $\hat{\theta}$ и граничных условий на операторы на контактах выводятся уравнения на термодинамическое среднее от оператора поля смещения в точке примеси $\Phi_0 \equiv \langle\hat{\Phi}_0\rangle$

$$\partial_t \Phi_0(t) + \int_0^\infty dt_1 W_i Z(t-t_1)\langle \sin 2\hat{\Phi}_0(t_1)\rangle = V/2, \tag{1}$$

и на оператор флуктуаций в точке примеси $\hat{\phi} \equiv \hat{\Phi}_0 - \Phi_0$

$$\partial_t \hat{\phi}(t) + \int_0^\infty dt_1 W_i Z(t-t_1)[\sin 2\hat{\Phi}_0(t_1) - \langle \sin 2\hat{\Phi}_0(t_1)\rangle] = \int_0^\infty dt_1 F(t-t_1)\delta\hat{P}(t_1), \tag{2}$$

$$Z(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \frac{K_\rho(1 - iK_\rho \tan\frac{\omega t_L}{2})}{(K_\rho - i\tan\frac{\omega t_L}{2})} = \sum_{n\geq 0} r^n \delta(t - nt_L), \tag{3}$$

$$F(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \frac{K_\rho}{2(K_\rho \cos\frac{\omega t_L}{2} - i\sin\frac{\omega t_L}{2})}, \quad t_L = \frac{L}{v}.$$

Функции памяти Z, F характеризуют процессы отражений собственных возбуждений жидкости Латтинджера от контактов. Отражения происходят даже от идеального контакта, если есть разница между константами взаимодействия в 1D и в электродах. Поскольку рассматривается 1D система с межэлектронным отталкиванием и невзаимодействующая ферми-жидкость в массивных электродах, то коэффициент отражения коллективных волн плотности $r = \frac{1-K_\rho}{1+K_\rho} \neq 0$.

Совместное решение двух связанных уравнений (1,2) полностью описывают протекание тока через примесь. Уравнение на среднее соответствует наблюдаемому току, так как

$$I(t) = \frac{e}{\pi}\partial_t \Phi_0(t),$$

а операторное уравнение на (2) описывает релаксацию, так как оно представляет собой связь между неравновесными флуктуациями внутри 1D системы и флуктуациями электронной плотности в термостате, которым является равновесная ферми-жидкость в массивных электродах. В последнем разделе этой главы делается обобщение для функций памяти Z, F, в зависимости от импедансов внешней нагрузки и шунтирующего сопротивления, соединенного параллельно с квантовой проволокой.

В общем виде решить эти два уравнения сложно из-за негауссовых флуктуаций, которые присутствуют в примесном гамильтониане и в уравнениях движения в виде $\sin 2\hat{\Phi}_0$. Но в случае сильного межэлектронного взаимодействия и высоких приложенных напряжений можно построить строгое решение, описывающее генерацию переменного тока, ограничившись моделью гауссовых флуктуаций.

В четвертой главе представлено решение в квазиклассическом пределе аномально сильного короткодействующего межэлектронного отталкивания $K_\rho \ll 1$, когда, как видно из (2), квантовые флуктуации исчезают и решение задачи о протекании тока сводится только к единственному уравнению на среднее $\Phi_0(t)$ (1). В [A3, A7] найдено аналитическое решение для (1) в случае, если в системе есть затухание плазмонов ν, а ее длина $L \gg v_F/\nu$. В системе без затухания результаты качественно сохранятся, но вычисления будут более объемными. В этом случае отраженные плазмоны на частотах $\omega > \nu$ затухают и отражения от контактов оказываются несущественными, так как в функциях памяти Z, F (3) перед каждой n-й δ-функцией появится дополнительная затухающая экспонента $e^{-nL\nu/v_F}$. Уравнение на термодинамическое среднее (1) при $L \gg v_F/\nu$ станет следующим

$$\partial_t \Phi_0 + K_\rho W_i (\sin 2\Phi_0(t) - \langle \sin 2\Phi_0(t) \rangle_t) = \frac{V}{2} - W_i \langle \sin 2\Phi_0(t) \rangle_t \qquad (4)$$

Оно напоминает уравнение Джозефсона и является интегрируемым, его решение

$$I(t) \equiv \frac{1}{\pi} \partial_t \Phi_0(t) = \frac{I^2}{G_0(V - V_T \sin 2\pi I t)}, \quad I = G_0(V - V_i)$$

Такое нестационарно решение существует при напряжении выше порогового $V > V_T$, которое в квазиклассическом пределе равно удвоенному потенциалу примеси $2W_i$. Амплитуда осцилляций $I_{ac} = 2K_\rho W_i$, а частота пропорциональна среднему току $f = I/e$. В противоположном случае $V < V_T$ существует только постоянное решение для фазы $\Phi_0 = \text{const}$, соответствующее нулевому току. При $V > V_T$ из решения для $I(t)$ можно вычислить DC падение напряжения на примеси V_i и, соответственно, найти соотношение на $I - V$-характеристику

$$I = V - V_i,\ V_i = \frac{\sqrt{I^2 + (G_0 V_T K_\rho)^2} - I}{G_0 K_\rho}.$$

В области высоких напряжений кондактанс насыщается до баллистической величины G_0, так как DC падение напряжения на примеси убывает

$$I \approx G_0 V \left(1 - K_\rho \frac{V_T^2}{V^2}\right)$$

В пятой главе рассматривается аналогичная задача для более реалистичной реализации 1D системы, когда характер межэлектронного отталкивания описывается кулоновским дальнодействующем потенциалом и когда в ней есть спиновая степень свободы. На примеси происходит нарушение спин-зарядового разделения и флуктуации в спиновом канале, в частности, приводят к перенормировке амплитуды генерации и порогового напряжения в зарядовом канале. Подробное изучение нестационарных эффектов и флуктуаций в спиновом канале было сделано в работе [14], в которой построено точное решение для негауссовых флуктуаций в рамках рефермионной подстановки. Для величины флуктуаций в зарядовом канале оказывается важен длинноволновый предел, так как в чистой жидкости Латтинджера флуктуации огромны именно из-за инфракрасной расходимости. Но, помещая примесь в 1D систему, инфракрасная расходимость устраняется и флуктуации становятся подавленными. В случае кулоновского взаимодействия матричный элемент взаимодействия зависит от q

$$K_{\rho,q} \approx \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2 \ln(qd)}}, \tag{5}$$

Сила кулоновского отталкивания характеризуется безразмерной величиной

$$\gamma = \frac{e^2}{\epsilon \hbar v_F}$$

где диэлектрическая проницаемость ϵ – это характеристика среды, окружающей проволоку. В реальных системах γ может быть больше или порядка единицы, так как $v_F \sim 10^7$ cm/sec, что на три порядка меньше скорости света c

$$\gamma = \frac{1}{137}\frac{c}{\epsilon v_F} \approx 1...10$$

Из (5) видно, что в длинноволновом пределе $K_\rho \to 0$, то есть, кулоновское взаимодействие с любой силой γ всегда аналогично короткодействующему аномально сильному отталкиванию. Учитывая это свойство кулоновского взаимодействия, в области высоких напряжений $V \gg V_T$ можно построить строгое решение в рамках самосогласованного гармонического приближения для слабых флуктуаций в зарядовом секторе возбуждений.

Два гайзенберговских уравнения на спиновый и зарядовый сектора, которые описывают проводимость в такой системе, выводятся из бозонизованного гамильтониана с учетом спина

$$\partial_t \hat{\Phi}_\rho + Z \otimes W_i \sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho \cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma = V/\sqrt{2} + F \otimes \hat{P}_\rho, \tag{6}$$

$$\partial_t \hat{\Phi}_\sigma + W_i \sin\sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma \cos\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho = \hat{P}_\sigma. \tag{7}$$

Здесь $\otimes$ означает свертку по времени, а оператор $\hat{P}_\nu$ относится к флуктуациям плотности заряда и спина в электродах; "спиновое напряжение" в уравнении (7) отсутствует, так как считается равным нулю. Их решение можно построить в пределе высоких приложенных напряжений $V \gg V_T$ следующим образом. Используя решение [14] для спинового канала с сильными флуктуациями и квазиклассическое решение для $\Phi_\rho(t) = V/\sqrt{2}t + I_{ac}\sin Vt$ при $V \gg V_T$, можно вычислить слабые флуктуации в зарядовом канале в термодинамическом пределе $L \to \infty$, когда фурье-образ функций памяти имеет достаточно простой вид

$$Z_\omega = K_{\rho,\omega},\ F_\omega = K_{\rho,\omega}\cos t_L\omega$$

Сводя гайзенберговское уравнение к локальному в точке $x = 0$, появляется эффективный параметр отталкивания

$$K_{\rho,\omega} = \frac{1}{\gamma\sqrt{\ln\frac{\Lambda}{\omega}}}$$

Благодаря тому, что $K_{\rho,\omega\to 0} \to 0$, инфракрасная расходимость при вычислении $\langle\hat{\phi}_\rho\rangle$ устраняется более эффективно, чем в случае короткодействия. Эта величина вычисляется в рамках самосогласованного гармонического приближения, заключающегося в следующей подстановке

$$\sin 2\hat{\phi}_\rho \to 2\hat{\phi}_\rho e^{-2\langle\hat{\phi}_\rho^2(t)\rangle},$$

которая позволяет линеаризовать уравнение (6) на неизвестный оператор флуктуаций на примеси $\hat{\phi}_\rho$, выразив его через P_ρ в термостате, обладающий равновесными корреляционными функциями. После этого становится возможным вычислить среднее $\langle\hat{\phi}_\rho^2\rangle$, которое при $T = 0$

$$\langle\hat{\phi}_\rho^2\rangle = \int\frac{|\omega|K_{\rho,\omega}d\omega}{\omega^2 + \frac{V_T^4}{\gamma^2V^2}} = \frac{1}{2\gamma}\ln\ln\left(\frac{\Lambda V\gamma}{V_T^2}\right)$$

Отсюда видно, что флуктуации очень слабо зависят от верхней энергии обрезания Λ, являющейся большим параметром.

В последних двух разделах этой главы приводятся выражения для амплитуды осцилляций

$$I_{ac}(V) = \frac{G_0V_T}{\sqrt{2\gamma\ln\frac{\Lambda}{V}}}$$

и нелинейной поправки для DC $I{-}V$ характеристики $I_{nl} \sim I_{ac}^2/V$

$$I_{nl}(V) = G_0 \frac{\sqrt{2} V_T^2}{4V\sqrt{\gamma \ln \frac{\Lambda}{V}}},$$

которые найдены в пределе $V \gg V_T$. В этом случае их легко вычислить из уравнения движения (6) по теории возмущений, где малым параметром будет V_T/V.

Пороговое напряжение – это потенциал примеси, перенормированный флуктуациями в зарядовом и спиновом каналах

$$V_T = 2W_i \langle \cos 2\hat{\Phi}_\sigma \rangle e^{-2\langle \hat{\phi}_\rho^2 \rangle} \approx \frac{W_i^2}{\Lambda} \ln \frac{\Lambda}{W_i} \exp\left(-\frac{1}{2\gamma} \ln \ln \left(\frac{\Lambda \gamma}{W_i} \right) \right)$$

В шестом разделе построено приближенное решение для бесспиновой системы с короткодействием ($K_\rho = \text{const}$) в рамках самосогласованного гармонического приближения для флуктуаций. В этом этом приближении в пределе получается линейное уравнение (здесь предполагается, что $L \to \infty$)

$$\partial_t \hat{\phi} + W(t)\hat{\phi}(t) = \hat{f}(t), \quad W(t) = 2K_\rho W_i e^{-2\langle \hat{\phi}^2(t) \rangle} \cos 2\Phi_0(t), \quad \hat{f}(t) \equiv \int\limits_0^\infty dt_1 F(t-t_1)\hat{P}(t_1) \tag{8}$$

Решением которого является

$$\hat{\phi} = \int\limits_{-\infty}^{t} dt_1 \hat{f}(t_1) e^{-\int_{t_1}^{t} W(t_2)dt_2}. \tag{9}$$

Из него можно вывести уравнение на $\langle \hat{\phi}^2(t) \rangle$

$$\langle \hat{\phi}^2(t) \rangle = \frac{K_\rho}{4} \int\limits_{-\infty}^{t} dt_1 \int\limits_{-\infty}^{t} dt_3 \int d\omega \omega \coth \frac{\omega}{2T} e^{-\int_{t_1}^{t} W(t_2)dt_2 - \int_{t_3}^{t} W(t_2)dt_2 - i\omega(t_1-t_3)}. \tag{10}$$

Для него найдено строгое решение в пределе высоких напряжений $V \gg V_T$, которому соответствует постоянная $\langle \hat{\phi}^2 \rangle \equiv \langle \langle \hat{\phi}^2(t) \rangle \rangle_t$ и малые по сравнению с единицей осциллирующие части $\langle\hat{\phi}^2(t)\rangle = \langle\hat{\phi}^2\rangle + c\cos\omega_0 t + s\sin\omega_0 t$, частоты которых совпадают с частотой генерации переменного тока $\omega_0 = eV/\hbar$. Малость $c, s \ll 1$ позволяет разложить подынтегральную экспоненту и существенно упростить (10). Именно предположение о ненулевых осциллирующих составляющих в $\langle\hat{\phi}^2(t)\rangle$ позволяет найти нетривиальное конечное решение, так как оказывается, что характерная для чистой жидкости Латтинджера инфракрасная расходимость устраняется на энергии $W_0 \approx cI_{ac}$. Результат вычислений следующий: постоянная по времени часть

$$\langle\hat{\phi}^2\rangle = \frac{K_\rho}{2(1-2K_\rho)}\ln\frac{\Lambda V}{W_i^2}$$

и малые осциллирующие части $\langle\hat{\phi}^2(t)\rangle$

$$c = -\frac{\pi K_\rho W_0}{2V}, \quad s = -\frac{K_\rho W_0}{V}\ln\frac{2V^2}{\pi W_0^2}, \quad W_0 = V_T\frac{K_\rho}{\sqrt{1-K_\rho}}\left(\frac{\pi\sqrt{K_\rho^3}V_T}{2\sqrt{1-K_\rho}V}\right)^{\frac{K_\rho}{1-2K_\rho}}$$

Это решение описывает неравновесные флуктуации и оно определено при высоких частотах генерации $V \gg V_T$ и достаточно сильном взаимодействии $K_\rho < 1/2$. В отличие от уже рассмотренного случая кулоновского взаимодействия, постоянная часть флуктуаций $\langle\hat{\phi}^2\rangle$ может оказаться достаточно большой при конечных K_ρ и это отражается на более сильной перенормировке амплитуды осцилляций и порогового напряжения V_T по сравнению со случаем кулоновского дальнодействия. А именно, при увеличении напряжения V флуктуации увеличиваются, приводя к уменьшению амплитуды осцилляций, так как $I_{ac} \sim K_\rho G_0 W_i e^{-2\langle\hat{\phi}^2\rangle}$.

Решение для флуктуаций можно найти также при $V < V_T$, когда в рамках гауссовой модели ток $I = 0$. В принципе, слабый $I \neq 0$ со степенными $I{-}V$ характеристиками можно было бы получить, есть учесть негауссовы флуктуации в уравнениях движения. В рамках гауссового приближения пороговое напряжение $V_T = 2W_i e^{-2\langle\hat{\phi}^2\rangle}$ и конечный ответ для $\langle\hat{\phi}^2\rangle$ определен при $K_\rho < 1$

$$\langle\hat{\phi}^2\rangle_{V<V_T}=\frac{K_\rho}{2(1-K_\rho)}\ln\frac{\Lambda}{W_i}, \quad V_T = 2W_i\left(\frac{W_i}{\Lambda}\right)^{\frac{K_\rho}{1-K_\rho}}$$

Стоит заметить, что такая же степень появляется в выражении для T_B в решении с помощью Бете-анзатца [7]; T_B является характерным напряжением, выше которого DC $I{-}V$ характеристика выходит на линейную.

Результаты с учетом конечной длины системы для амплитуды осцилляций

$$I_{ac} \approx K_\rho V_T\left(\frac{V_T}{V}\right)^{\frac{K_\rho}{1-2K_\rho}}\sqrt{\frac{(1+K_\rho^2)+(1-K_\rho^2)\cos\omega_0 t_L}{(1+K_\rho^2)-(1-K_\rho^2)\cos\omega_0 t_L}}$$

и нелинейной поправки к DC $I{-}V$ характеристике в режиме генерации (рис.1)

$$I_{nl} = K_\rho\frac{V_T^2}{V}\left(\frac{V_T}{V}\right)^{\frac{2K_\rho}{1-2K_\rho}}\left[\frac{K_\rho}{1-2K_\rho}\ln\frac{V}{V_T}+\frac{1}{(1+K_\rho^2)-(1-K_\rho^2)\cos\omega_0 t_L}\right]$$

Осцилляции в зависимости от L, V возникают из-за резонансных эффектов, связанных с отражениями "плазмонов" от контактов.

В разделе "Спектральная плотность шума генерации" вычисляется коррелятор, соответствующий переменному току генерации

$$\langle\hat{I}(t)\hat{I}(t')\rangle = Z(t)Z(t')\otimes\langle\sin(Vt+2\hat{\phi}(t))\sin(Vt'+2\hat{\phi}(t'))\rangle, \tag{11}$$

который выражается через коррелятор

$$\langle\hat{\phi}(t)\hat{\phi}(t')\rangle = -\frac{K_\rho}{4}\left[e^{-W_0\tau}\mathrm{Ei}(W_0\tau)+e^{W_0\tau}\mathrm{Ei}(-W_0\tau)\right], \quad \tau\equiv t-t'.$$

В результате вычислений термодинамического среднего (11) в рамках гармонического приближения удается найти выражение для спектра шума генерации при $V \gg V_T$

$$\langle\hat{I}_\omega\hat{I}_{-\omega}\rangle \approx Z_\omega Z_{-\omega}\left[\frac{W_i K_\rho}{\Lambda^{K_\rho}}\right]^2\frac{1}{|\omega\pm V|^{1-2K_\rho}},$$

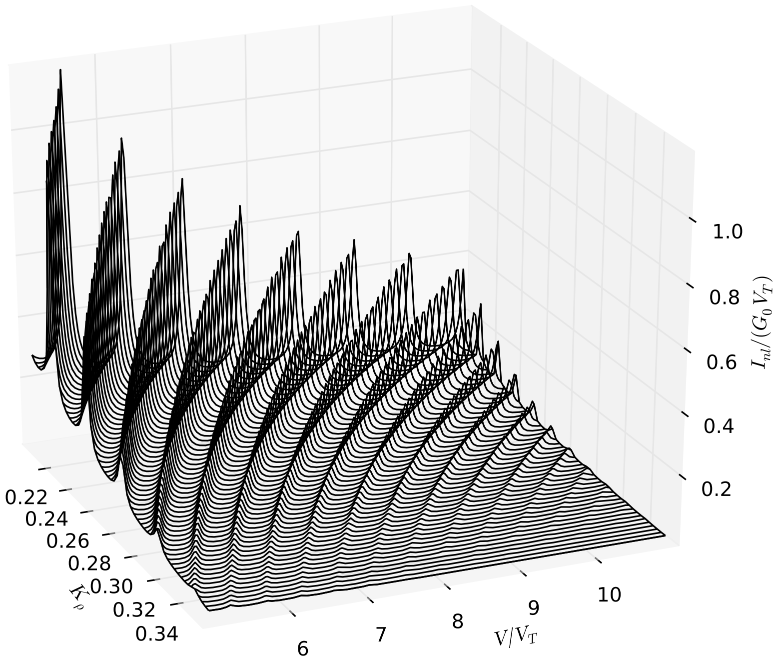

Рис. 1. Нелинейная поправка $I_{nl}(V, K_\rho)$ в DC $I{-}V$ характеристике $I = G_0 V - I_{nl}$

который представляет собой максимум на частоте генерации $eV/\hbar$ со степенным спаданием хвостов. Выражения для фурье-образа функции памяти Z_ω фигурирует в (3).

Для кулоновского взаимодействия аналогичный коррелятор будет иметь более слабое спадание

$$\langle \hat{\phi}(t)\hat{\phi}(t')\rangle = \frac{1}{4\gamma}\ln\ln\frac{\Lambda\sqrt{\ln^3\frac{\Lambda}{V}}}{V_T^2|t-t'|}$$

С учетом этого выражения результат для спектральной плотности шума генерации будет следующим

$$\langle I_\omega I_{-\omega}\rangle \approx Z_\omega Z_{-\omega}\frac{V_T^2}{\gamma|\omega\pm V|\ln\frac{\Lambda}{\omega}}\left(\ln\frac{V|\omega\pm V|}{W_i^2}\right)^{\frac{1}{4\pi\gamma}}$$

Шумовая линия в случае дальнодействия всегда оказывается достаточно узкой, даже при умеренной силе отталкивания γ.

В разделе "Критические T_c и L_c; V_T vs T, L" сделано обобщение для решения $\langle\hat{\phi}^2(t)\rangle$ на конечные длины и температуры. Показано, что полученное решение, соответствующее конечному $\langle\hat{\phi}^2(t)\rangle$, то есть, когда существует эффект генерации $I_{ac}{\sim}W_i e^{-2\langle\hat{\phi}^2\rangle}{\neq}0$, возможно при достаточно низких температурах ниже T_c и больших длинах $L > L_c$

$$T_c = \frac{v_F}{L_c} \approx K_\rho V_T \left(\frac{V_T}{V}\right)^{\frac{K_\rho}{1-2K_\rho}}$$

Если одно из этих условий не выполняется, то происходит динамический фазовый переход – конечное решение для $\langle\hat{\phi}^2\rangle$ исчезает, остается только тривиальное решение $\langle\hat{\phi}^2\rangle = \infty$. Иными словами, амплитуда колебаний и остальные характерные параметры эффекта резко падают до нуля и проводимость переходит в обычный баллистический режим. На рис.2 представлен результат численного расчета для величины порогового напряжения в зависимости от T, L, а на рис.3 – фазовая диаграмма эффекта генерации.

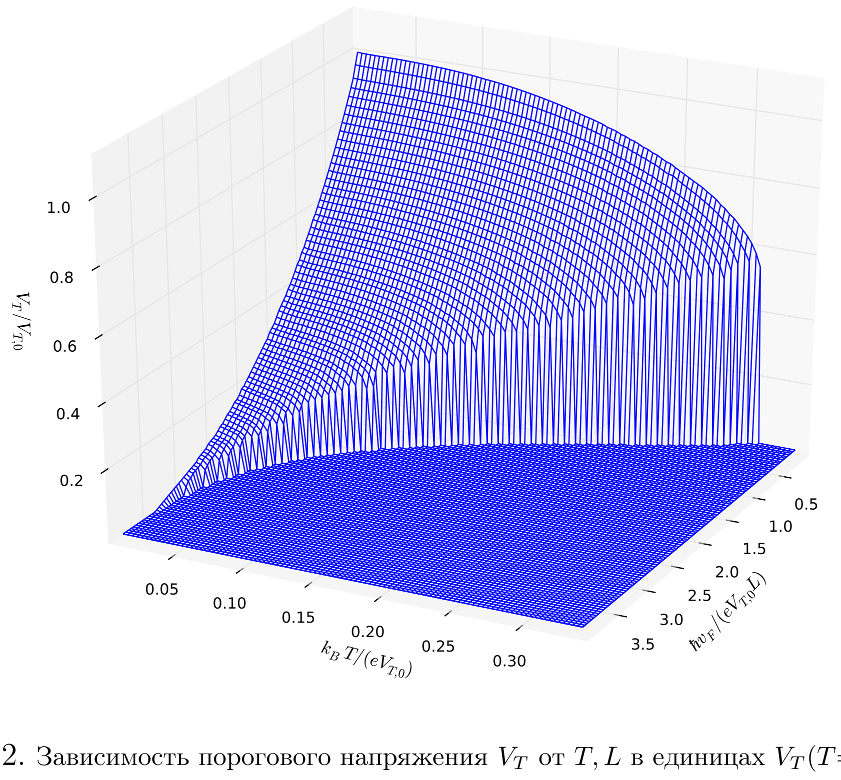

Рис. 2. Зависимость порогового напряжения V_T от T, L в единицах $V_T(T{=}0, L{\to}\infty)$

В последнем разделе "3-й кумулянт" в качестве обоснования применимости гармонического приближения приводится результат вычисления $K(t) =$

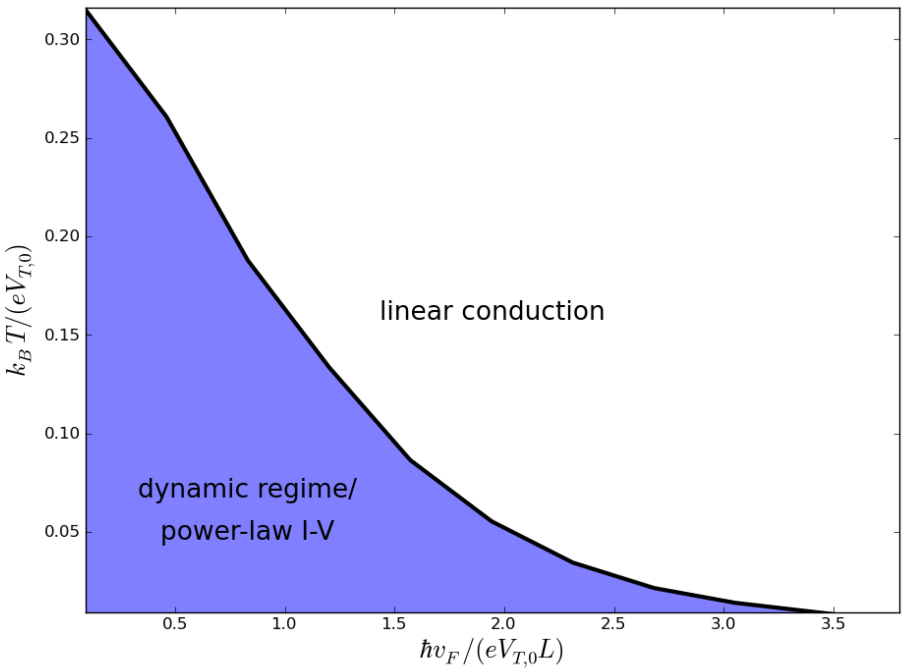

Рис. 3. Фазовая диаграмма эффекта

$\langle\hat{\phi}_1^2(t)\hat{\phi}_G(0)\rangle$, где ϕ_1 – это негауссова поправка к решению $\hat{\phi}_G$, вычисленном в гармоническом приближении из операторного уравнения (2). Кумулянт при совпадающих временах

$$K(t{=}0) = -\frac{4K_\rho^4 W_i^2}{(1-2K_\rho)^2 V^2}\left[\frac{K_\rho^3 W_i^2}{V\Lambda}\right]^{\frac{2K_\rho}{1-2K_\rho}} \ln^2 \frac{V^{1-K_\rho}\Lambda^{K_\rho}}{K_\rho^{3/2} W_i} \ll 1,$$

оказывается существенно меньше гауссовой части $\langle\hat{\phi}^2\rangle_{V\gg V_T}{=}\frac{K_\rho}{2(1-2K_\rho)}\ln\frac{\Lambda V}{W_i^2}$ и исчезает при $K_\rho \to 0$ и $K_\rho \to 1/2$.

В заключении сформулированы главные результаты, представленные в диссертации.

Список публикаций

[A1] Артеменко С. Н., Асеев П. П., Шапиро Д. С. Электронный транспорт в коррелированном квантовом проводе с объемными контактами // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 659–663.

[A2] Shapiro D.S., Artemenko S. N. and Remizov S. V. Dynamic regime of conduction in a 1D system with a single impurity // JETP. 2010. Vol. 111. Pp. 263-268.

[A3] Artemenko S. N., Remizov S. V. and Shapiro D.S. Impurity induced coherent current oscillations in one-dimensional conductors // JETP Letters. 2008. Vol. 87. Pp. 792-796.

[A4] Артеменко С.Н., Шапиро Д.С. Термоэлектрический эффект в квазиодномерном проводнике, находящемся в состоянии Латтинджера, стабилизированном примесями при низких температурах // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. С. 743.

[A5] Артеменко С. Н., Ремизов С. В., Шапиро Д. С. Генерация джозефсоновского типа в одномерном проводнике // Нелинейный мир. 2009. Т. 6 С. 499.

[A6] Шапиро Д. С., Артеменко С. Н. Низкотемпературная термо-ЭДС квазиодномерного проводника в состоянии Латтинджера, стабилизированном примесями // Нелинейный мир. 2007. Т. 5. С. 377.

[A7] Artemenko S. N., Remizov S. V., Shapiro D. S., Vakhitov R. R. Effect of impurity pinning on conduction and specific heat in the Luttinger liquid // Physica B: Condensed Matter. 2009. Vol. 404. Pp. 447–451.

[A8] Artemenko S. N., Shapiro D. S., Vakhitov R. R., Remizov S. V. Impurity induced current oscillations in one-dimensional conductors // Journal of Physics: Conference Series. 2009. Vol. 193. P. 01211.

Цитированная литература

[1] Giamarchi T. Quantum Physics in One Dimension. Oxford: Calendon Press, 2003.

[2] Schulz H. G., Cuniberti G., Pieri P. Fermi liquids and Luttinger liquids, Lecture notes of the Chia Laguna (Italy), cond-mat/9807366, 1997.

[3] Gogolin A. O., Nersesyan A. A. and Tsvelik A. M. Bosonisation and strongly correlated systems, Cambridge University Press, 1998.

[4] Kane C. L., Fisher M. P. A. Transport in a one-channel Luttinger liquid // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. Pp. 1220–1223.

[5] Matveev K. A., Glazman L. I. Coulomb blockade of tunneling into a quasi-one-dimensional wire // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. Pp. 990–993.

[6] Furusaki A., Nagaosa N. Single-barrier problem and Anderson localization in a one-dimensional interacting electron system // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. Pp. 4631–4643.

[7] Fendley P., Ludwig A. W. W., Saleur H. Exact nonequilibrium transport through point contacts in quantum wires and fractional quantum Hall devices // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. Pp. 8934–8950

[8] Egger R., Grabert H. Applying voltage sources to a Luttinger liquid with arbitrary transmission // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. Pp. 10761–10768

[9] Schulz H. J., Wigner crystal in one dimension // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. Pp. 1864.

[10] Artemenko S. N., Shapiro D. S., Vakhitov R. R., Remizov S. V. Sliding regime

of conduction in “one-dimensional Wigner crystal” // готовится к печати в журнале Physica B: Condensed Matter

[11] Egger R., Grabert H. Applying voltage sources to a Luttinger liquid with arbitrary transmission // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 58. Pp. 10761–10768.

[12] Сабликов В. А., Щамхалова Б. С. Динамическая проводимость взаимодействующих электронов в открытых мезоскопических структурах // 1997. Письма в ЖЭТФ. Т. 66. С. 40

[13] Артеменко С. Н., Корнич В. Г., Шапиро Д. С. Линейный отклик квантовой проволоки с объемными контактами // готовится к печати в журнале Радиотехника и электроника

[14] Артеменко С. Н., Вахитов Р. Р., Ремизов С. В. Спиновая поляризация при протекании тока через примесь в коррелированном одномерном про воднике // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 343–347.