

газа [7, 8]. Следовательно, плотность туннельных состояний и показатель степени сингулярности ферми-края, найденные в [7, 8], соответствуют физической картине вблизи  $L_F$ , а не туннельному контакту, т.е. не окрестности  $D_0$ .

## 5. Заключение

Исследована единичная примесь в ТЛ-жидкости с отталкивающим  $e-e$ -взаимодействием. Проблема описана на основе непрерывной модели с точечным дефектом. Кроме амплитуды обратного рассеяния для слабой примеси и амплитуды туннелирования в противоположном пределе, фазовый портрет РГ определяется другим параметром, характеризующим "силу" потенциала примеси. Объединенный фазовый портрет оказывается довольно богатым. Фазовый портрет содержит новую притягивающую неподвижную линию  $L_F$ , которая определяет поведение системы при низких температурах, когда затравочный потенциал примеси является слабым. Существование притягивающей линии  $L_F$  при промежуточном значении параметра  $u_-$  следует из того, что обе предельные линии,  $L_\infty$  и  $L_0$ , оказываются неустойчивыми. Представление фазовой диаграммы в пространстве параметров, характеризующих потенциал примеси, помогает прояснить различие между линиями неподвижных точек  $D_0$  и  $L_F$  — они располагаются в разных частях фазовой диаграммы.

Сценарий, предложенный в работе [4], основан на предположении наличия скейлинга от слабого примесного рассеяния к сильному барьеру. Существование новой линии неподвижных точек,  $L_F$ -линии, указывает на то, что ситуация более сложная (см. рис. 2). Мы полагаем, что физический смысл  $L_F$ -линии (который отличается от физики двух слабо связанных полубесконечных линий, описываемых  $D_0$ ) может иметь отношение к усилению роли фриделевских осцилляций в ТЛ-модели [5]. Мы считаем, что результаты, полученные с помощью теории кулоновского газа для туннельной плотности состояний и сингулярности ферми-края [7, 8], обусловлены притяжением к  $L_F$ , а не к  $D_0$ .

Итак, нами установлено наличие новой притягивающей неподвижной точки, которая определяет режим сильной связи в рассеянии назад на единичном локальном дефекте в ТЛ-модели. Эта новая точка может также иметь отношение к ряду других сходных проблем, в частности, к теории движения квантовой частицы в диссипативном окружении. Более подробное изложение этой работы см. в [17].

Авторы благодарны Д.Е. Хмельницкому и Ю. Гегену за полезные обсуждения. Один из авторов А. Ф. Инкельштейн, выражает благодарность за премию Фонду Бареха. Работа выполнена при финансовой поддержке Академии наук Израиля (грант № 801/94-1) и Германско-Израильского фонда (GIF).

## Список литературы

1. Mattis D C *The many body problem* (Singapore: World Scientific Publishing Co., 1993) ch 4.
2. Wen X G *Phys. Rev. B* **44** 5708 (1991)
3. Mattis D C *Phys. Rev. Lett.* **32** 714 (1974)
4. Kane C L, Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **68** 1220 (1992); *Phys. Rev. B* **46** 15233 (1992)
5. Matveev K A, Yue D, Glazman L I *Phys. Rev. Lett.* **71** 3351 (1993)

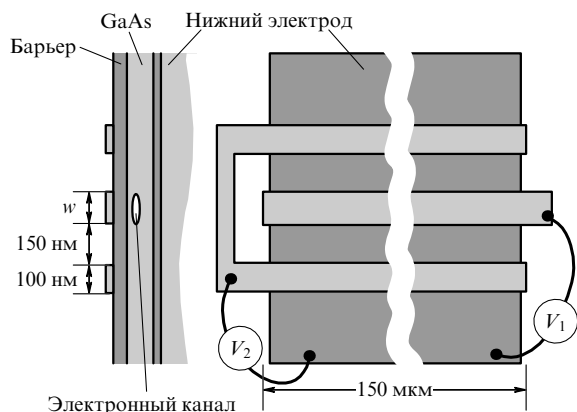
6. Furusaki A, Nagaosa N *Phys. Rev. B* **47** 4631 (1993)
7. Oreg Y, Finkel'stein A M *Phys. Rev. Lett.* **76** 4230 (1996)
8. Oreg Y, Finkel'stein A M *Phys. Rev. B* **53** 10928 (1996)
9. Eggert S, Affleck I *Phys. Rev. B* **46** 10866 (1992)
10. Affleck I, Ludwig W W J. *Phys. A: Math Gen.* **27** 5375 (1994)
11. Guinea F *Phys. Rev. B* **32** 7518 (1985)
12. Fradkin E, in *Field Theories of Condensed Matter Systems, Frontiers in Physics* (Addison-Wesley, Redwood City, CA, 1991) ch. 4
13. Noziers P, Blandin A J. *de Phys.* **41** 193 (1980)
14. Matveev K A *Phys. Rev. B* **51** 1743 (1995)
15. Emery V J, Kivelson S *Phys. Rev. B* **46** 10812 (1992)
16. Affleck I, Ludwig A W W, Pang H B, Cox D L *Phys. Rev. B* **45** 7918 (1992)
17. To be published in *Philosophical Magazine in the Proceedings of the "Minerva Workshop on Mesoscopics, Fractals and Neural Networks"*, Eilat, Israel, March 1997 [cond-mat/9707162]

## Основные состояния в одномерной электронной системе

В. Хансен, Д. Шмерек, К. Штайнебах

Экранирующие свойства электронной системы низкой размерности в гетероструктурах могут быть непосредственно исследованы с помощью измерений емкости между металлическим верхним электродом и электронной системой. Таким способом может быть получена очень важная информация о плотности состояния (ПС) электронной системы, что продемонстрировано в ряде публикаций по ПС в электронных системах двух [1, 2] и менее [3–7] измерений. Для надежного, а тем более количественного анализа этих данных крайне важно, чтобы время, за которое в системе устанавливается равновесие заряда, было существенно меньше интервала измерения емкостного сигнала. В общем случае это не выполняется, если обмен заряда происходит посредством транспорта в пределах самой низкоразмерной системы. В сильных магнитных полях емкостной сигнал включает в себя транспортные свойства электронной системы со специфическим поведением при четных факторах заполнения, где диагональная проводимость обращается в нуль [8–11]. С другой стороны, разработаны специальные устройства на гетеропереходах с контактом снизу, из которого инжекция заряда в низкоразмерную электронную систему происходит с высокими скоростями даже в сильных магнитных полях. В настоящей работе обобщаются экспериментальные результаты по таким устройствам с электронными каналами различной ширины. Эти результаты показывают, что зависимость емкости от напряжения на затворе свидетельствует об образовании краевых состояний [12, 13] и — даже при более узкой ширине канала — о пространственном квантовании в одномерные (1D) подзоны.

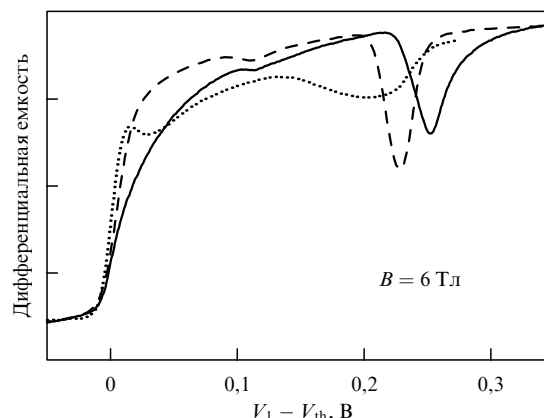
На рисунке 1 схематически изображено поперечное сечение и вид сверху устройств металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), используемых в данных экспериментах. Образцы с гетеропереходами, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, содержат легированный кремнием нижний контакт, спейсер из GaAs, барьер, образованный сверхрешеткой AlAs/GaAs, тонкий верхний слой GaAs и термически напыленные электроды затвора, с большой точностью сформированные посредством электронно-лучевой литографии [6]. Толщина GaAs-спейсера, барьера и защитного слоя



**Рис. 1.** Поперечное сечение и вид сверху МДП-гетероструктурного устройства, которое использовалось для исследования узких электронных каналов. На виде сверху светлые области изображают верхние электроды, а темная область — нижний контакт. Толщина барьера и промежутков между затвором и нижним электродом соответственно равны  $d = 42$  нм и  $D = 142$  нм.

составляют соответственно 100 нм, 37 нм и 5 нм. Электроды затвора представляют собой центральный электрод длиной 150 мкм, шириной  $w$  и охватывающий его электрод в форме камертона. Последний, по существу, состоит из двух боковых затворов, расположенных параллельно центральному электроду на расстоянии 150 нм. Барьер в наших структурах не легируется, чтобы минимизировать флуктуации потенциала в исследуемом электронном канале. На затворы подаются разные по отношению к нижнему электроду напряжения смещения  $V_1$  и  $V_2$ . Электронный канал возникает под центральным затвором, когда напряжение на затворе  $V_1$  превышает пороговое напряжение  $V_{th}$ . В то время, как центральный электрод главным образом управляет электронной плотностью в канале, удерживающий потенциал варьируется с помощью напряжения  $V_2$ , подаваемого на боковые затворы [14].

Типичные зависимости емкости образцов от напряжения на затворе в устройствах с различной шириной центрального электрода представлены на рис. 2. Резкий скачок емкости соответствует пороговому напряжению, при котором возникает электронный канал. Обнаружено, что при уменьшении ширины затвора пороговое напряжение увеличивается. Для удобства сравнения напряжение на затворе для различных образцов на рис. 2 отсчитывается от одной точки. С той же целью емкости образцов нормированы так, чтобы они имели близкие значения. Магнитное поле  $B = 6$  Тл направлено перпендикулярно поверхности образцов. Штриховой линией обозначена емкость устройств с широким затвором, когда край канала не дает вклада в сигнал. Резко выраженный минимум при  $V_1 - V_{th} = 0,23$  В соответствует напряжению затвора при факторе заполнения  $\nu = 2$ , когда химический потенциал пересекает щель Ландау в ПС. Гораздо менее выраженный минимум при  $V_1 - V_{th} = 0,11$  В отвечает фактору заполнения  $\nu = 1$ , когда химический потенциал пересекает значительно меньшую по величине спиновую щель. Плотность состояний в щели Ландау и спиновой щели недавно были детально исследованы для аналогичных устройств в работах [2, 15, 16]. Сплошной линией обозначен емкостной сигнал, записанный для устройства с шири-

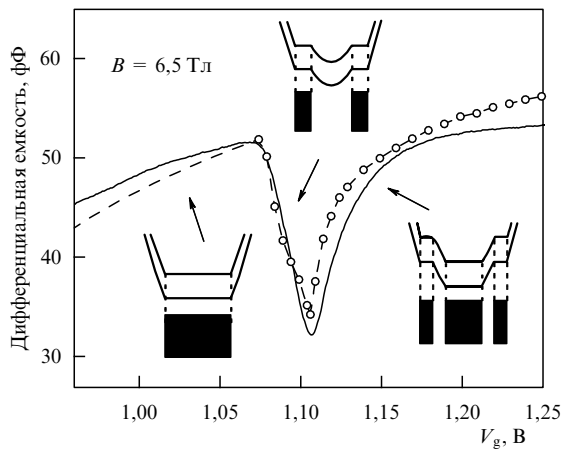


**Рис. 2.** Дифференциальная емкость, измеренная как функция напряжения на затворе в устройствах с различной шириной затвора при  $B = 6$  Тл. Для удобства сравнения емкостные сигналы нормированы так, чтобы они совпадали при  $V_1 - V_{th} = 0,35$  В. Штриховой линией обозначена дифференциальная емкость 2D-образца с широким затвором, таким, что край канала не дает вклад в сигнал. Сплошная линия представляет собой показания устройства с  $w = 300$  нм при  $\Delta V = 3,5$  В, а пунктирная линия, — соответственно, устройства с  $w = 100$  нм при  $\Delta V = 1,0$  В.

ной центрального затвора  $w = 300$  нм. Разность потенциалов между боковыми затворами и центральным затвором фиксировалась при  $\Delta V = V_1 - V_2 = 3,5$  В. Видно, что в этом случае рост емкости при пороговом значении напряжения происходит существенно более гладко, минимум емкости при факторе заполнения  $\nu = 2$  асимметричен и сдвинут в сторону более высоких напряжений на затворе. Эти особенности можно объяснить в рамках простой модели, учитывающей вклад краевых состояний в емкостной сигнал [14, 17]. Пунктирной линией показана емкость устройства с шириной затвора  $w = 100$  нм; этот случай подробно обсуждается ниже.

В то время как в массивном двумерном (2D) образце минимум емкости всегда симметричен и его форма определяется индуцированной дефектами ПС во всем образце [15], можно ожидать, что в образце с малой  $w = 300$  нм краевые состояния дают заметный вклад в емкость в области минимума. Хорошо известно, что экранирующие свойства электронов в краевых состояниях приводят к образованию сжимаемых электронных полосок на краю 2D-устройства [12, 18]. Они разделены несжимаемыми полосками, число которых равно числу щелей Ландау ниже энергии Ферми. В нашей простой полуколичественной модели сжимаемые полоски дают вклад в экспериментально измеряемую емкость подобно идеальным металлическим электродам, а несжимаемые полоски не вносят вклада. Можно предположить, что емкость пропорциональна площади сжимаемых полосок, что является хорошим приближением до тех пор, пока расстояние между электронной системой и затвором меньше ширины сжимаемых полосок.

Таким образом, емкость в какой-то степени отражает геометрию сжимаемых полосок, как показано на вставке рис. 3. Емкость представлена на рисунке вместе с результатами, которые дает наша модель для таких напряжений затвора, при которых система близка к состоянию с фактором заполнения  $\nu = 2$ . Если спиновое расщепление не учитывается, то канал образует при



**Рис. 3.** Дифференциальная емкость устройства с  $w = 300$  нм вблизи такого напряжения на затворе, при котором начинает заполняться второй уровень Ландау. На вставке: схематически экранированный удерживающий потенциал и геометрия сжимаемых полос при факторе заполнения затвора меньшем, равном и большем 2. Напряжение смещения между центральным затвором и боковыми затворами  $\Delta V = 3,2$  В. Штриховой линией и кружками показаны результаты вычислений, выполненных с помощью описанной в тексте модели.

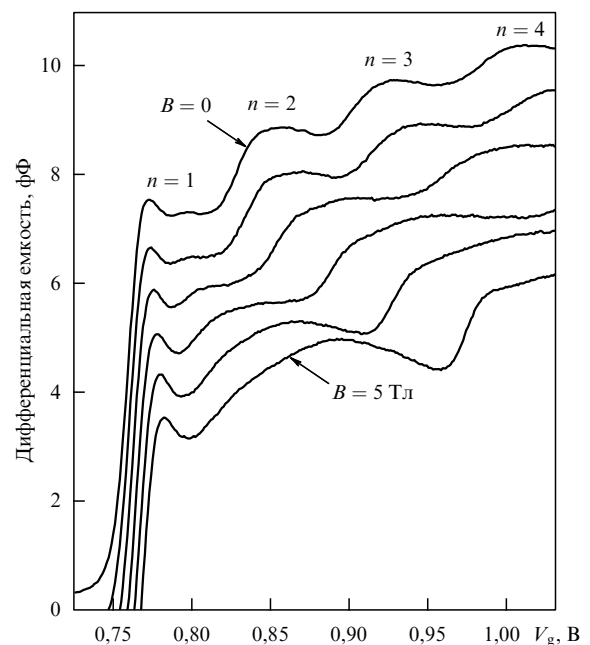
факторе заполнения  $\nu < 2$  единственную сжимаемую полосу шириной, определяемой удерживающим потенциалом [17]. В частности, плавная зависимость удерживающего потенциала приводит к постепенному увеличению емкости, что объясняет поразительно плавное возникновение емкости в устройстве с  $w = 300$  нм, хотя область затвора образца составляет всего 6 % от величины в массивном 2D-образце. В данной модели предполагается, что емкость максимальна при таком затворном напряжении, когда локальная плотность в центре канала находится при факторе заполнения  $\nu = 2$ . В противоположность этому при  $\nu = 2$  в массивном устройстве расположен минимум, что соответствует низкой ПС в циклотронной щели. Это ясно показывает, что в нашем образце с  $w = 300$  нм емкостной сигнал определяется в основном краевыми состояниями, а не индуцированной дефектами ПС, как в случае более широких каналов. При более высоких напряжениях в центре канала возникает несжимаемая щель (как показано на верхней вставке), что приводит к резкому уменьшению емкости. Емкость убывает до тех пор, пока в центре канала не возникнет следующая сжимаемая полоска, что связано с началом заполнения второго уровня Ландау. Ширина центральной полоски изменяется намного быстрее, чем площадь несжимаемых полосок, что приводит к плавному возрастанию емкостного сигнала, аналогичному его поведению в начальный момент.

Результаты наших модельных расчетов обозначены штриховой линией и кружками. Использованный в этих расчетах внешний удерживающий потенциал определялся численно с помощью программы решения уравнения Пуассона с граничными условиями, задаваемыми потенциалами затворов. Открытые поверхности между затворами рассматривались как диэлектрические поверхности раздела, не имеющие дополнительных поверхностных зарядов [14]. Результаты измерений и расчетов очень хорошо согласуются между собой.

Пунктирная линия на рис. 2 показывает, что при дальнейшем уменьшении ширины канала, когда становится существенным размерное квантование, зависимость емкости от напряжения на затворе совершенно иная. Начальный рост при пороговом напряжении становится даже круче, чем для двумерного образца. При немного большем напряжении на кривой появляется слабая вогнутость, и еще одна, более заметная, вблизи напряжения затвора, где в более широких каналах плотность соответствует фактору заполнения  $\nu = 2$ . Структура, связанная со спиновым расщеплением, на этой записи не видна, но она становится заметной в более сильных магнитных полях или при более низких температурах [19].

На рисунке 4 емкость образца с  $w = 100$  нм записана при различных величинах магнитного поля. В отличие от поведения 2D-образцов, уже при нулевом магнитном поле эта запись емкости имеет отчетливую структуру. Отчетливо видны как впадина вблизи начального участка, так и уступы на кривой емкости. Было показано [6, 19], что уступы отвечают возникновению в канале 1D-подзон, как указано на рис. 4. В рамках модели параболического потенциала из магнитоемкостных измерений при меньших напряжениях на затворе, чем те, которые отвечают возникновению второй подзоны, установлено, что типичные средние расстояния между подзонами равны 4–5 мэВ. Из экспериментов по поглощению в далекой инфракрасной области определено, что расстояние между уровнями в неэкранированном удерживающем потенциале составляет 6–10 мэВ.

Сравнение записей на рис. 4 показывает, что минимум емкости, который виден на рис. 2, связан с возникновением второй гибридной 1D-подзоны. Даже в сильных

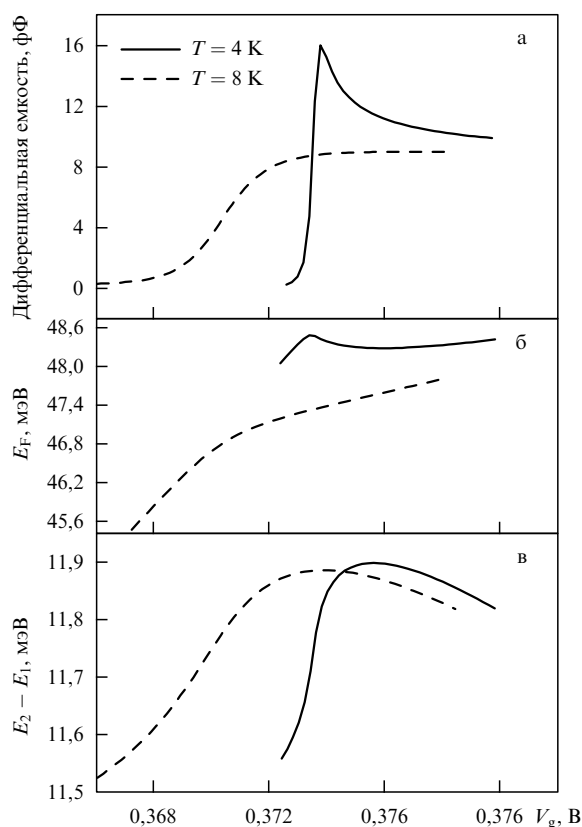


**Рис. 4.** Дифференциальная емкость образца с  $w = 100$  нм, записанная при направлении магнитного поля, перпендикулярном проволокам. Верхняя кривая записана при  $B = 0$ . Нижние кривые, которые для ясности сдвинуты, записаны при величине поля, возрастающей с шагом 1 Тл. Индексами на зависимости  $B = 0$  обозначены одномерные подзоны, которые начинают заполняться последовательно.

магнитных полях, когда магнитная длина становится меньше ширины канала, асимметричная форма минимума емкости очень отличается от той, которая наблюдается в более широких каналах.

Из рисунка 4 также понятно, что структура, наблюдаемая при возникновении квантовой проволоки, существует и в нулевом магнитном поле. В наших двумерных устройствах такая структура не наблюдается. В настоящее время происхождение этой структуры до конца не прояснено. Однако численное моделирование показывает, что ее причиной могут быть эффекты взаимодействия. Типичные результаты таких расчетов приводятся на рис. 5 для напряжений на затворе вблизи порогового напряжения. Распределение потенциала и электронной плотности в квантовой проволоке вычислено с помощью самосогласованной программы решения уравнения Шрёдингера – Пуассона. Эффекты электрон-электронного взаимодействия учитывались в приближении локальной плотности [20]. Граничные условия задаются приложенными напряжениями затвора. Предполагается, что на освещаемой поверхности кристалла между центральным и боковыми электродами энергия Ферми удерживается в середине щели [21].

На рисунке 5а изображена вычисленная таким образом дифференциальная емкость при температурах  $T = 4$  и  $8$  К. Видно, что при более низкой температуре емкость в



**Рис. 5.** Дифференциальная емкость (а), энергия Ферми (б) и разделение подзон (в), вычисленное с помощью самосогласованной программы решения уравнения Шрёдингера и Пуассона для образца с  $w = 100$  нм при напряжениях на затворе, близких к порогу возникновения квантовой проволоки. Предполагается, что магнитное поле отсутствует,  $\Delta V = 2,0$  В и уширение обусловлено только температурой, а не неоднородностями.

начальный момент круто возрастает и имеет большую величину вблизи области возникновения. При более высокой температуре начальное увеличение размывается. Причину этого увеличения емкости можно понять с помощью рис. 5б и 5г, где изображены соответственно энергия Ферми и расстояние по энергии между первой и второй 1D подзонами. Если квантовая проволока только начинает заполняться электронами, энергия Ферми при низкой температуре уменьшается, а раздвижка подзон по энергии растет. В расчетах в приближении Хартри обе эти особенности не были получены [22]. Однако качественно аналогичное поведение предсказано в аналитических расчетах, включающих обменно-корреляционные эффекты [23]. Кроме того, из экспериментов на 2D-системах хорошо известно, что многочастичные эффекты могут приводить к так называемой "отрицательной сжимаемости", следствием которой является увеличение емкости [24, 25]. Такие эффекты наблюдаются в наших 2D-устройствах в сильных магнитных полях и при низких температурах [26]. То, что они являются менее выраженными, доказывает, что корреляционные эффекты в 1D-электронных системах гораздо более существенны.

В заключение отметим, что в работе представлены измерения емкости в электронных каналах разной ширины в области, где ожидается переход от 2D- к 1D-поведению. В широких каналах обнаружено типичное 2D-поведение. Хорошо выраженный симметричный минимум на кривой емкости при четном факторе заполнения отвечает уменьшению ПС в циклотронной щели, которая зависит от вызываемых примесями флуктуаций потенциала в объеме устройства. В отличие от этого емкость каналов с шириной 300 нм подавляется действием удерживающего потенциала на ширину сжимаемых электронных полосок на краю канала. Возникновение емкости происходит значительно более плавно, чем в широких каналах, и ее минимум при целочисленном факторе заполнения имеет асимметричную форму. Даже при более узких каналах емкость отражает пространственное квантование в одномерных подзонах. Форма минимума емкости заметно отличается от формы такого минимума для более широких каналов, начальный участок опять становится крутым и на нем появляется дополнительная особенность. Численное моделирование показывает, что наблюдаемый рост емкости при пороговом напряжении свидетельствует о важной роли обменной энергии для основного состояния квантовых проволок в одномерном квантовом пределе.

Неоценимая техническая помощь С. Мануса и многочисленные дискуссии с А.О. Говоровым, Й.П. Коттхаузом и В.Т. Долгополовым были очень полезны при выполнении этой работы. Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку Немецкому научно-исследовательскому обществу, DFG (проект На2042/2-2) и Graduiertenkolleg "Физика наноструктурированных твердых тел".

## Список литературы

1. Smith T P et al. *Phys. Rev. B* **32** 2696 (1985); Smith T P III, Wang W I, Stiles P J *Phys. Rev. B* **34** 2995 (1986).
2. Дорожкин С И и др. *УФН* **168** 135 (1998); Долгополов В Т и др. *УФН* **168** 147 (1998)
3. Smith T P III et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2802 (1987)

4. Hansen W et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 2168 (1989)
5. Ashoori R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 613 (1993)
6. Drexler H et al. *Phys. Rev. B* **49** 14074 (1994)
7. Drexler H et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2252 (1994)
8. Takaoka S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3080 (1994)
9. Chen W et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 146 (1994)
10. Zhitenev H B *Phys. Rev. Lett.* **77** 1833 (1996)
11. Ashoori R C доклад на этом симпозиуме
12. Halperin B I *Phys. Rev. B* **25** 2185 (1982)
13. Büttiker M, in *Semiconductors and Semimetals* (Eds R K Willardson, A C Beer, E R Weber) Vol. 35 (Ed. M Reed) (San Diego: Academic Press, 1992) p. 191
14. Schmarek D et al. *Phys. Rev. B* **54** 13816 (1996)
15. Dolgoplov V T et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* **6** 1 (1996)
16. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* (1997) (in press)
17. Govorov A O *Phys. Rev. B* **51** 14498 (1995)
18. Chklovskii D B, Shklovskii B I, Glazman L I *Phys. Rev. B* **46** 4026 (1992); Chklovskii D B, Matveev K A, Shklovskii B I *Phys. Rev. B* **47** 12605 (1993)
19. Hansen W, Drexler H, in *Festkörperprobleme, Advances in Solid State Physics* Vol. 35 (Ed. R Helbig) (Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg, 1996) p. 81
20. Gunnarson O, Lundqvist B L *Phys. Rev. B* **13** 4274 (1976)
21. Grant R W et al. *J. Vacuum Sci. Technol.* **19** 477 (1981)
22. Laux S E, Frank D J, Stern F *Surf. Sci.* **196** 101 (1988)
23. Gold A, Ghazali A *Phys. Rev. B* **41** 8318 (1990)
24. Eisenstein J P, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **68** 674 (1992)
25. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **47** 12961 (1993)
26. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **51** 7958 (1995)

## Накачка энергии в мезоскопическое кольцо. Точно решаемая модель

Л. Горелик, С. Кулинич, Ю. Гальперин,  
Р. Шехтер, М. Джонсон

### 1. Введение

Квантовая интерференция электронных состояний сильно влияет на физические свойства мезоскопических систем (см., например, работу [1] и ссылки в ней). Важными примерами являются андерсоновская локализация электронов, универсальные флуктуации кондактанса, а также периодическая зависимость от магнитного поля термодинамических и транспортных свойств многосвязных устройств (например, металлических колец). Ранее в мезоскопической физике широко исследовалась главным образом термодинамические свойства, а также *линейный* отклик наноструктур на постоянные или на медленно меняющиеся со временем электрические и магнитные возмущения. В то же время нелинейный отклик мезоскопических систем на зависящее от времени напряжение смещения изучен относительно мало. В общем случае энергия электрона, на который действует зависящая от времени внешняя сила, не сохраняется. Однако, хотя энергия и не сохраняется, в случае, если скорость сбоя фазы много меньше скорости, характеризующей *динамическое* перераспределение электронной волновой функции между различными состояниями в энергетическом пространстве, роль процессов интерференции остается решающей.

Ниже рассматривается пример такой системы, а именно, одноканальное мезоскопическое кольцо, на которое действует нестационарное перпендикулярное магнитное поле, линейно зависящее от времени. Основное внимание будет уделено накоплению энергии в таких

системах в зависимости от времени. Для исследования роли интерференции учитывается обратное рассеяние электронов от одиночного потенциального барьера ("дефекта"), внедренного в кольцо. Показано, что, изменяя временную производную вариации внешнего магнитного поля или же амплитуду прохождения через барьер (с помощью управляющих потенциалов), можно воздействовать на интерференционную картину и таким образом значительно изменять динамику. Грязные проводящие кольца широко обсуждались в связи с диссипацией энергии в мезоскопических *металлических* системах [2]. Гефен и Таулес [3, 4] высказали предположение, что случайно распределенные примеси приводят к так называемой *динамической локализации* электронов в *энергетическом пространстве*. Это явление подобно андерсоновской локализации в реальном пространстве, должно существовать даже в баллистических кольцах, когда средняя длина свободного пробега много больше диаметра кольца. При этом энергия электрона как функция времени достигает *насыщения*, а не стремится к бесконечности (как в идеальном баллистическом кольце [5]). В режиме насыщения усредненный по времени электрический ток становится равным нулю. Вследствие этого медленно меняющийся магнитный поток через кольцо  $\Phi(t)$  вызывает круговой медленно меняющийся ток *только при наличии процессов сбоя фазы*. Роль этих процессов численно проанализирована в [6, 7].

Динамическая локализация в энергетическом пространстве, так же как андерсоновская локализация в реальном пространстве, происходит из-за *деструктивной интерференции* парциальных волн со случайными фазами, образующих электронное состояние. Однако в данной ситуации случайное распределение фаз имеет динамическую природу (ср. со случаем так называемого квантового ротатора с толчками [8]). Следовательно, интерференция очень чувствительна к скорости изменения магнитного потока, амплитуде рассеяния на барьере и т.д. Как показано в работах [9, 10], в случае единичной примеси при некотором значении  $\Phi(t)$  распространение электрона в энергетическом пространстве можно отообразить на движение частицы под действием *периодического* потенциала в реальном пространстве. Такое состояние типа блоховского приводит к поведению кондактанса, которое качественно подобно его поведению в беспримесных кольцах. В то же время, согласно численным исследованиям [7, 9], при других скоростях изменения магнитного потока электроны оказываются локализованными в энергетическом пространстве, причем накачанная энергия насыщается так же, как это происходит для случайных систем. Этот результат объясняет решающее значение скорости возбуждаемого потока: посредством изменения производной потока по времени (т.е. индуцированной в кольце электродвижущей силы) можно осуществлять кроссовер от одного режима к другому и таким образом контролировать накачку энергии. Этот вопрос, который не рассматривался в предыдущей работе, является предметом настоящего исследования. Мы покажем, что реализуется следующий сценарий кроссовера. Рассмотрим кондактанс  $G$  кольца радиуса  $r_0$ , определяемый как отношение между круговым током и электродвижущей силой  $\mathcal{E} = -\dot{\Phi}/c$ , индуцированной в кольце магнитным полем, линейно зависящим от времени. Если рассеяние сильное, то  $G \propto \mathcal{E}^{-2}$ . При уменьшении интенсивности