

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 538.9

КНЯЗЕВ ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ
ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В КРЕМНИИ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2008

Работа выполнена в Отделении физики твердого тела
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Пудалов Владимир Моисеевич,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Официальные оппоненты:

1. доктор физико-математических наук Арсеев Петр Иварович,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
2. доктор физико-математических наук Дорожкин Сергей Иванович,
Институт физики твердого тела РАН

Ведущая организация:

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

Защита состоится 1 декабря 2008 года в 12 часов на заседании диссертационного совета Д 002.023.02 в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) по адресу: 119991, Москва, Ленинский просп., 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

доктор физико-математических наук

Шиканов А.С.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Все многообразие материалов, окружающих нас, может быть условно разделено по сопротивлению на две большие группы: металлы и изоляторы. Принципиальное различие между изолятором и металлом состоит в том, что в изоляторе электронные состояния на уровне Ферми локализованы, а в металле — делокализованы. Если последовательным изменением какого-либо параметра системы, например, концентрации примесей, удастся перевести систему из одного состояния (изолятор) в другое (металл), то непременно произойдет изменение симметрии волновых функций электронов, что, в свою очередь, является условием фазового перехода [1]. Переходы металл–изолятор, не связанные с изменением структуры кристаллической решетки, вызывают особый интерес, поскольку являются непрерывными квантовыми фазовыми переходами, происходящими при $T = 0$ [2, 3]. Переход металл–изолятор обычно происходит при уменьшении концентрации электронов n , что одновременно приводит к увеличению электрон–электронного взаимодействия. Электрон–электронное взаимодействие характеризуется безразмерным параметром r_s — отношением потенциальной (кулоновской) энергии взаимодействия электронов к их кинетической (фермиевской) энергии, $r_s \propto n^{-1/2}$ [4]. Другим следствием уменьшения концентрации электронов n служит увеличение эффективного беспорядка в системе. При высоких температурах, т. е. для невырожденной ферми–системы, это происходит благодаря ослаблению экранирования электронами примесного потенциала. При низких температурах, для вырожденной ферми–системы, диэлектрическая функция имеет полюс при $q = 2k_F$, и по мере уменьшения ферми–импульса k_F , экранирование происходит во все меньшей области импульсов $q < 2k_F$, т. е. на все бóльших расстояниях от примеси. Поэтому при рассмотрении перехода металл–

диэлектрик следует учитывать оба эффекта, как электрон—электронное взаимодействие, так и беспорядок, а также их взаимное влияние друг на друга.

Согласно традиционным представлениям [5] в двумерной (2D) электронной системе не существует металлического состояния, и, следовательно, переход металл—диэлектрик не может происходить в 2D. Однако в первой половине 1990-х годов в транспортных исследованиях кремниевых металл—диэлектрик—полупроводник (Si—МДП) структур с высокой подвижностью носителей было обнаружено сильное падение сопротивления $\rho(T)$ с уменьшением температуры для концентраций электронов n , больших определенной критической концентрации n_c [6, 7]. В то же время, при концентрациях n меньших n_c , наблюдался экспоненциальный рост сопротивления 2D системы с уменьшением температуры. Подобное поведение сопротивления предполагало наличие перехода металл—диэлектрик, управляемого изменением концентрации электронов n . При концентрациях электронов $n \sim n_c$ кулоновская энергия взаимодействия электронов более чем на порядок превышает их кинетическую энергию. Поэтому ожидается, что электрон—электронное взаимодействие, возрастающее по мере уменьшения концентрации электронов n , является одной из основных причин возникновения металлической проводимости в 2D системе. Позднее, качественно похожее поведение сопротивления $\rho(T)$ было обнаружено в других двумерных структурах с высокой подвижностью носителей заряда, как электронов, так и дырок, вплоть до наинизших доступных температур [8, 9]: p- и n-Si/SiGe, p-GaAs/AlGaAs, n-GaAs/AlGaAs, n-AlAs гетероструктуры, инвертированные Si—на—изоляторе структуры и Si—MOS структуры с нижним затвором.

Другим необычным свойством 2D систем с высокой подвижностью носителей является их гигантский отклик на приложенное параллельно 2D

плоскости магнитное поле. В Si–МДП структурах сопротивление ρ резко возрастает с увеличением B_{\parallel} , а затем практически насыщается в поле, примерно равном полю полной спиновой поляризации. В p–GaAs/AlGaAs структурах параллельное магнитное поле оказывает похожий эффект на сопротивление системы, однако, в отличие от Si–МДП структур, сопротивление не насыщается в определенном поле, а продолжает линейно возрастать с увеличением B_{\parallel} , хотя и с значительно меньшей скоростью. Для случая узкой потенциальной ямы в Si–МДП структурах параллельное магнитное поле B_{\parallel} влияет только на спины электронов и не затрагивает их орбитальное движение. Поэтому из вышеизложенного следует, что обменные процессы в электрон–электронном взаимодействии (т. е. связанные со спином электронов) играют ключевую роль в зависимости сопротивления 2D системы от параллельного магнитного поля.

Несмотря на огромное накопленное количество экспериментальных данных, до недавнего времени оставались неясными следующие вопросы:

- а) чем вызвано наблюдаемое в эксперименте металлическое поведение сопротивления $\rho(T)$, и сохранится ли оно в пределе $T \rightarrow 0$,
- б) является ли наблюдаемый в эксперименте переход металл–диэлектрик в 2D системах истинным квантовым фазовым переходом, и
- в) чем вызван такой огромный отклик в магнитосопротивлении высокоподвижных 2D систем на приложенное параллельное магнитное поле.

Все рассматриваемые явления происходят при довольно малых электронных концентрациях (для Si–МДП структур, $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и, соответственно, больших значениях $r_s \sim 10$, тем самым указывая на важность электрон–электронного взаимодействия во всех перечисленных эффектах. В настоящий момент нет однозначной теоретической трактовки всех экспериментальных наблюдений. Имеются теоретические предсказания о неустойчивости однородной ферми–жидкости в пределе больших r_s [10]. Кроме

этого, существует целый ряд теорий, описывающих проблему как с фермижидкостной точки зрения, так и вне ее рамок. И хотя каждая из теорий способна объяснить то или иное наблюдаемое в эксперименте явление, ни одна из них до сих пор не была способна объяснить совокупность всех наблюдаемых эффектов с единой точки зрения. Поэтому требуется тщательное экспериментальное исследование свойств сильно взаимодействующей 2D электронной системы и дальнейшая проверка существующих теорий.

Целью настоящей работы являлось подробное изучение транспортных свойств Si-МДП структур высокой подвижности с сильным электрон-электронным взаимодействием в нулевом и параллельном 2D плоскости магнитных полях при концентрациях электронов, больших критической, т.е. в металлической области. В частности, были исследованы транспортные свойства Si-МДП структур в полностью спин-поляризованном состоянии, т.е. при отсутствии спиновых степеней свободы. Особое внимание в диссертации было уделено критической области концентраций $n \sim n_c$, с целью изучения скейлингового поведения сопротивления 2D системы вблизи перехода металл-диэлектрик и выяснения, является ли наблюдаемый в эксперименте переход истинным квантовым фазовым переходом.

Научная новизна работ, представленных в диссертации, заключается в получении целого ряда экспериментальных наблюдений в транспорте заряда в Si-МДП структурах высокой подвижности при сильном электрон-электронном взаимодействии; результаты исследований приведены в разделе “Основные результаты”. Отметим новизну полученных результатов:

- Обнаружена слабая немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy}(T)$, которая качественно согласуется как с квазиклассической теорией температурнозависимого экранирования примесей [11], так и с теорией квантовых поправок из-за взаи-

модействия [12].

- В полностью спин-поляризованном состоянии обнаружена немонотонная зависимость проводимости от температуры, которая в настоящий момент не объясняется ни одной из существующих теорий.
- Впервые проведено самосогласованное сравнение температурных зависимостей сопротивления $\rho(T)$ и параметра взаимодействия $\gamma_2(T)$ с решениями двух уравнений ренорм-группы [15] и обнаружено хорошее согласие между экспериментальными данными и теорией.
- Впервые проанализированы температурные зависимости сопротивления 2D системы в нулевом магнитном поле в окрестности перехода металл-диэлектрик в рамках двухпараметрического скейлингового подхода. Результаты анализа позволили объяснить функциональную температурную зависимость сепаратрисы, причину и точную форму обобщенной симметрии экспериментальных данных $\rho(T)$ относительно сепаратрисы, функциональную зависимость поведения $\rho(T)$ в критической области, а также построить скейлинговую поверхность для $\rho(T, n)$ и определить два критических индекса.

Научная и практическая ценность работы.

- В работе проведена проверка теории квантовых поправок из-за взаимодействия [14] как для случая нулевого магнитного поля, так и в полностью спин-поляризованном состоянии.
- Выяснено, что для интерпретации имеющихся данных нет оснований для использования не ферми-жидкостной теории [17].
- В работе проведена проверка двухпараметрической теории ренорм-группы [15]. Установлено, что данная теория самосогласованно опи-

сывает температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ и параметра взаимодействия $\gamma_2(T)$.

- Результаты проведенных транспортных исследований и их анализа позволяют трактовать наблюдаемый в эксперименте переход металл–диэлектрик как истинный квантовый фазовый переход. Это коренным образом изменяет сложившуюся точку зрения о невозможности металлического состояния и перехода металл–диэлектрик в 2D системе.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Обнаружена немонотонная зависимость $\rho_{xy}(T)$ в Si–МДП структуре, которая качественно согласуется как с теорией температурнозависимого экранирования примесей [11], так и с теорией квантовых поправок из-за взаимодействия [12].
2. Измерена температурная зависимость проводимости 2D системы электронов в Si–МДП структуре в спин–поляризованном состоянии. Установлено, что она немонотонна и сильно ослаблена по сравнению со случаем нулевого магнитного поля, однако отнюдь не исчезающе мала, как предсказывает одна из ферми–жидкостных теорий [17].
3. В критической области концентраций электронов вблизи перехода металл–диэлектрик в Si–МДП структуре проведено самосогласованное сравнение данных $\rho(T, B_{\parallel})$ и параметра взаимодействия $\gamma_2(T)$ с решениями уравнений ренорм–группы [15, 16]. В результате установлено хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями теории ренорм–группы [15, 16].
4. Проведен анализ экспериментальных данных $\rho(T, n)$ в окрестности перехода металл–диэлектрик в рамках двухпараметрического скей-

линга. Результаты анализа позволяют объяснить температурную зависимость сепаратрисы $\rho_c(T)$, обобщенную симметрию зеркального отражения данных $\rho(T, n)$ по отношению к $\rho_c(T)$, и существование точек максимума и перегиба на температурной зависимости $\rho(T)$ в металлической области перехода. Найдена функциональная форма двухпараметрической скейлинговой поверхности для $\rho(T, n)$.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на семинарах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН и Института физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, а также на международных конференциях: XVI Уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Екатеринбург–Кыштым, 2006 г.); международной конференции “Эффекты спинового и кулоновского взаимодействия на наномасштабах” (Пиза, Италия, 2006 г.); международной Школе по фундаментальным проблемам электронных наносистем (Санкт–Петербург, 2006 г.); международной конференции “Транспорт в сильновзаимодействующих системах в присутствии беспорядка” (Марбург, Германия, 2007 г.).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на 139 страницах, содержит 55 рисунков и одну таблицу. Список литературы состоит из 116 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи диссертации, кратко описана ее научная новизна, а также научная значимость работы.

Во второй главе описаны экспериментальные методики и установка, использованные для изучения транспортных свойств двумерной элек-

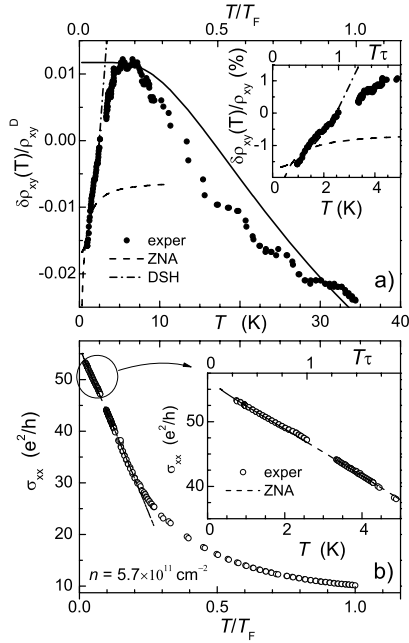


Рис. 1: а) Температурная зависимость отклонения холлловского сопротивления от классического значения (точки). б) Температурная зависимость диагональной компоненты проводимости (светлые кружки). На вставках изображены начальные участки зависимостей. Штриховые линии — вычисленные квантовые поправки [12]. Штрих-пунктирные линии — квазиклассическая поправка [11]. Сплошная линия — термоактивационная зависимость.

тронной системы с низкой концентрацией электронов в кремнии. Подробно рассмотрены такие важные экспериментальные вопросы, как анализ магнитосопротивления термометров и техника измерения сопротивления на переменном токе вблизи перехода металл–диэлектрик, где измеряемое сопротивление изменяется на несколько порядков величины. Кроме этого, подробно описаны Si–МДП структуры, использованные в эксперименте.

В третьей главе исследована температурная зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy}(T)$ для разных концентраций электронов в слабом магнитном поле. Исследование данного вопроса является важным по следующей причине. Наблюдаемое металлическое поведение диагональной компоненты сопротивления ($d\rho_{xx}/dT > 0$) 2D электронной системы в настоящий момент объясняется целым рядом теорий: температурнозависимым экранированием потенциала примесей [13], квантовыми поправками за счёт электрон–электронного взаимодействия [14], макроскопическим разделением жидкой и твердой электронных фаз в сильновзаимодействующей системе [17], и т. п.. Несмотря на существенные различия между теориями, все они качественно, или даже количественно объясняют зависимость $\rho_{xx}(T)$. Поэтому для проверки теоретических моделей необходимо привлекать другие экспериментальные данные. Такие данные, в частности, можно получить из измерений холловского сопротивления. Полученные данные были сопоставлены:

- а) с теорией квантовых поправок за счет электронного взаимодействия [12];
- б) с теорией температурнозависимого экранирования потенциала примесей [11].

В измерениях была обнаружена слабая ($\sim 2\%$) немонотонная зависимость $\rho_{xy}(T)$ с максимумом при температурах $k_B T_{\max} \approx (0.15 - 0.2)E_F$, где E_F — энергия Ферми (рис.1а). В этой же области температур и концентраций $\rho_{xx}(T)$ демонстрирует сильную и монотонную “металлическую” температурную зависимость ($d\rho_{xx}/dT > 0$, см. рис.1б).

В низкотемпературной ($T < T_{\max}$) области зависимость $\rho_{xy}(T)$ качественно согласуется как с квазиклассической теорией температурнозависимого экранирования примесей в наиминиме по температуре [11], так и с квантовыми поправками за счёт взаимодействия [12]. Для высокотемпературной области ($T > T_{\max}$) зависимость $\rho_{xy}(T)$ может быть объ-

яснена как температурнозависимым экранированием примесей, так и термоактивацией локализованных электронов ($n_{loc} = 0.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в зону проводимости. Вообще говоря, все указанные выше модели могут одновременно вносить аддитивные вклады в холловское сопротивление. Добавим в заключение, что если оцененное в данной главе количество локализованных состояний n_{loc} сохранится вплоть до низких концентраций, то они могут сыграть существенную роль в переходе металл–диэлектрик.

Транспорт заряда в полностью спин–поляризованном состоянии — предмет исследований **четвертой главы**. В данной главе результаты измерений $\rho(B_{\parallel}, T)$ сравнивались с предсказаниями:

- а) теории квантовых поправок за счет взаимодействия [14, 18], и
- б) двухфазной модели, рассматривающей 2D электронную систему, как электронную жидкость с вкраплениями вигнеровского кристалла [17].

Первая из них описывает качественно, и в ряде случаев даже количественно, температурную зависимость проводимости и магнитопроводимость 2D системы как следствие ферми–жидкостных эффектов. Вторая модель качественно объясняет эффекты в проводимости с существенно не ферми–жидкостной точки зрения. Чувствительной проверкой упомянутых теорий может служить исследование системы в магнитном поле, большем поля полной спиновой поляризации, приложенном параллельно 2D плоскости, поскольку предсказания разных теорий для спин–поляризованного состояния существенно отличаются друг от друга.

Действительно, в рамках теории квантовых поправок [14, 18] приложение параллельного магнитного поля B_{\parallel} уменьшает роль триплетных членов взаимодействия, т. е. приводит к ослаблению температурной зависимости проводимости в полностью спин–поляризованном состоянии по сравнению со случаем нулевого магнитного поля. В то же время не ферми–жидкостная теория [17] предсказывает практически полное отсутствие тем-

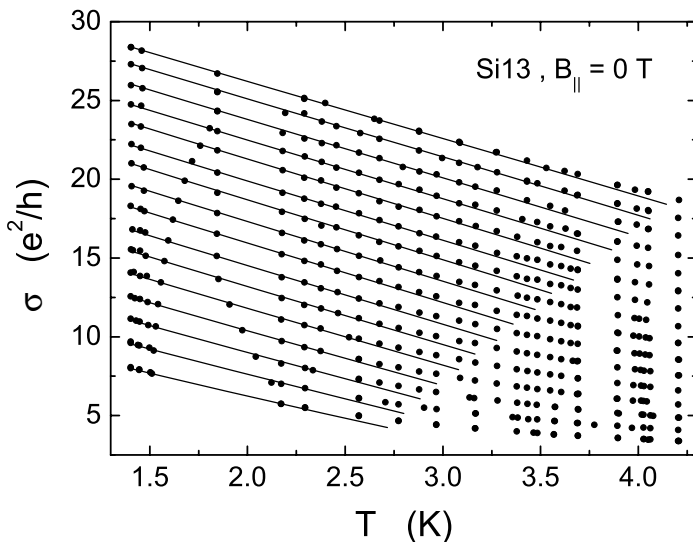


Рис. 2: Сравнение экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ с вычисленными квантовыми поправками из-за взаимодействия для концентраций (снизу вверх) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63, 2.75, 2.86, 2.98, 3.10, 3.22, 3.34, 3.45, 3.57, 3.69 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Точки — эксперимент, сплошные линии — теория. Магнитное поле $B_{\parallel} = 0$.

пературной зависимости проводимости в полностью спин-поляризованном состоянии.

До проведения исследований $\sigma(B_{\parallel}, T)$ в сильном магнитном поле были произведены измерения проводимости в нулевом магнитном поле, и полученные результаты сопоставлены с теорией квантовых поправок. Было проверено, что вычисленные квантовые поправки количественно описывают низкотемпературные (линейные) участки экспериментальных кривых $\sigma(T)$ во всем исследованном диапазоне концентраций электронов (рис. 2).

Для изучения транспортных свойств системы в спин-поляризованном состоянии были измерены температурные зависимости $\rho(T)$ в сильном

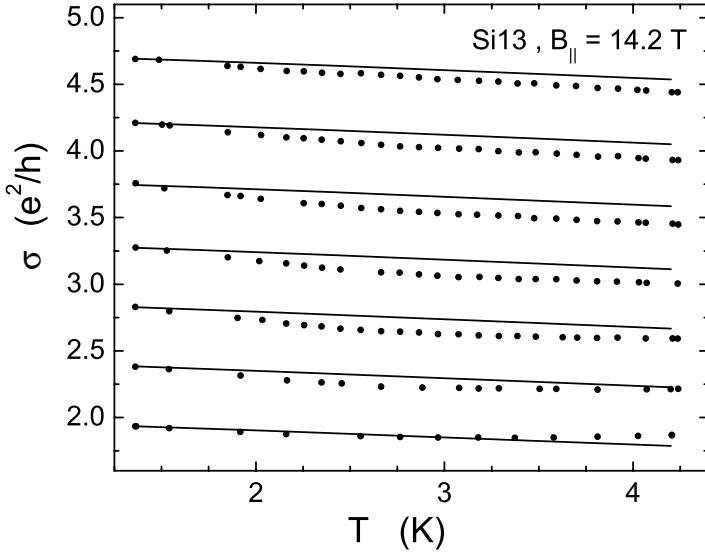


Рис. 3: Сравнение экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ с вычисленными квантовыми поправками из-за взаимодействия для концентраций (снизу вверх) 1.92, 2.04, 2.16, 2.28, 2.39, 2.51, 2.63 (в единицах 10^{11} см^{-2}). Точки — эксперимент, сплошные линии — теория. Магнитное поле $B_{\parallel} = 14.2 \text{ Тл}$.

параллельном магнитном поле для тех же значений концентраций электронов, что и в нулевом магнитном поле. Из рис. 3 видно, что экспериментальные данные находятся в качественном согласии с квантовыми поправками. Несмотря на то, что температурные зависимости $\sigma(T)$ в спин-поляризованном состоянии заметно ослаблены (в 3–5 раз) по сравнению со случаем нулевого магнитного поля (см. рис. 2), их наклоны $d\sigma/dT$ отличны от нуля, что явно противоречит предсказаниям не ферми-жидкостной двухфазной модели [17].

Таким образом, в данной главе были проведены измерения температурной зависимости проводимости 2D электронной системы в кремнии, как в отсутствии магнитного поля, так и в спин-поляризованном состо-

янии. Обнаружено, что проводимость в спин-поляризованном состоянии немонотонно зависит от температуры, что не объясняется ни одной из существующих теорий. В области низких температур $k_B T \ll E_F$ (тем не менее в баллистическом режиме взаимодействия $T\tau > 1$) проводимость приблизительно линейно зависит от температуры как в нулевом магнитном поле, так и в поле полной спиновой поляризации. Это позволило сопоставить экспериментальные данные с теоретическими предсказаниями. Температурная зависимость проводимости в спин-поляризованном состоянии сильно ослаблена по сравнению со случаем нулевого магнитного поля, однако отнюдь не исчезающе мала; этот результат находится в противоречии с двухфазной моделью. В то время как при $B_{\parallel} = 0$ измеренные зависимости $\sigma(T)$ количественно описываются теорией квантовых поправок, в спин-поляризующем магнитном поле согласие с теорией лишь качественное. Отметим, что поскольку в обоих случаях сравнение с теорией проводилось без использования подгоночных параметров, проведенное сравнение является сильной проверкой теории.

В главе 5 рассмотрены транспортные свойства сильно взаимодействующей двумерной электронной системы в кремнии в присутствии магнитного поля, параллельного плоскости системы, вблизи перехода металл-диэлектрик.

Успешное сопоставление с теорией квантовых поправок в режиме высоких концентраций, $n \gg n_c$, послужило причиной продолжить анализ в критическом режиме меньших концентраций ($n \approx n_c$) и больших сопротивлений ($\rho \sim h/e^2$). Метод, который в настоящее время используется для этого режима и в диффузном пределе взаимодействия $T\tau \ll 1$, — это обобщение нелинейной теории σ -модели, которая была разработана А.М. Финкельштейном [15]. Уравнения ренорм-группы (РГ) [15] описывают эволюции сопротивления ρ и параметра взаимодействия γ_2 при изменении тем-

пературы для 2D электронной системы в первом порядке по $\rho/(\pi h/e^2)$ и во всех порядках по взаимодействию.

Одновременное сопоставление $\rho(B_{\parallel}, T)$ и $\gamma_2(T)$ с теорией ренорм-группы.

В данной главе впервые получена зависимость $\gamma_2(T)$ из измерений магнитосопротивления, используя кроссоверные РГ уравнения (КРГ), предложенные в работе [16] для произвольной величины параллельного магнитного поля B_{\parallel} . Результат показан на рис. 4 пустыми символами. Измеренные данные $\gamma_2(T)$ были сопоставлены с теоретической зависимостью, вычисленной в рамках РГ теории [15] для нулевого магнитного поля (сплошная линия). Из рисунка видно, что экспериментальные данные описываются теоретической зависимостью $\gamma_2(T)$ [15] без подгоночных параметров в широком интервале температур.

Для сравнения на рис. 4 приведена также зависимость $\gamma_2(T)$ (закрашенные символы), полученная из экспериментальных данных, используя квантовые поправки первого порядка [19]. Из рисунка видно, что имеется лишь качественное подобие между таким образом определенной $\gamma_2(T)$ и теоретическим РГ результатом (сплошная линия). Это расхождение не удивительно, поскольку квантовые поправки первого порядка (по ρ) не применимы для случая $\rho \sim h/e^2$.

Для того чтобы выполнить всестороннее сравнение полученных экспериментальных данных с теорией, были выполнены измерения $\rho(B_{\parallel}, T)$ в диапазоне параллельных магнитных полей $B_{\parallel} = 0 - 2.5$ Тл. Полученные зависимости $\rho(B_{\parallel}, T)$ были непосредственно сопоставлены с решениями кроссоверных РГ уравнений [16] для различных фиксированных магнитных полей. Результат подобного сравнения показан на рис. 5. Из рисунка видно, что $\rho(B_{\parallel}, T)$ данные описываются РГ теорией не только в нулевом магнитном поле, но также и в широком диапазоне параллельных магнитных полей B_{\parallel} .

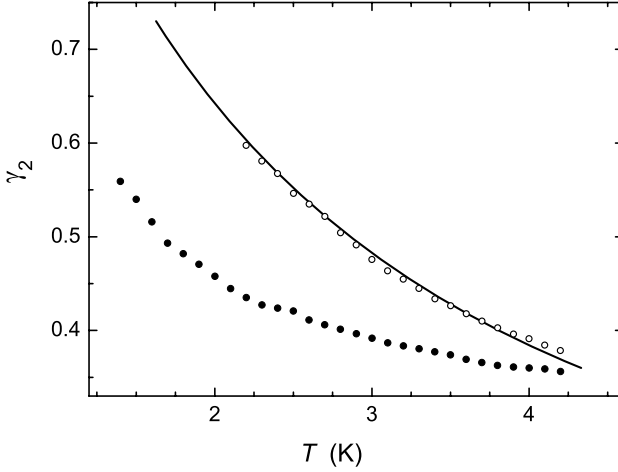


Рис. 4: Температурная зависимость γ_2 . Сплошная линия — теоретическая кривая, полученная из решения системы РГ уравнений [15]. Символы обозначают эмпирическую зависимость γ_2 , извлеченную из экспериментальных данных, используя квантовые поправки [19] (закрашенные кружки) и КРГ уравнения [16] (пустые кружки).

Таким образом, в данной главе был проведен всесторонний анализ критического поведения магнитотранспорта 2D электронной системы в кремнии в широком температурном диапазоне при помощи кроссоверных РГ уравнений, учитывающих влияние параллельного магнитного поля. Было обнаружено, что: а) экспериментальная зависимость $\gamma_2(T)$, определенная из магнитосопротивления в слабых полях, быстро растет с понижением температуры, в согласии с вычисленной теоретической зависимостью $\gamma_2(T)$ [15], и б) вычисленные температурные зависимости магнитосопротивления находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными $\rho(B_{\parallel}, T)$ в широком интервале параллельных магнитных полей. Полученное согласие эксперимента с теорией подтверждает теоретическую трак-

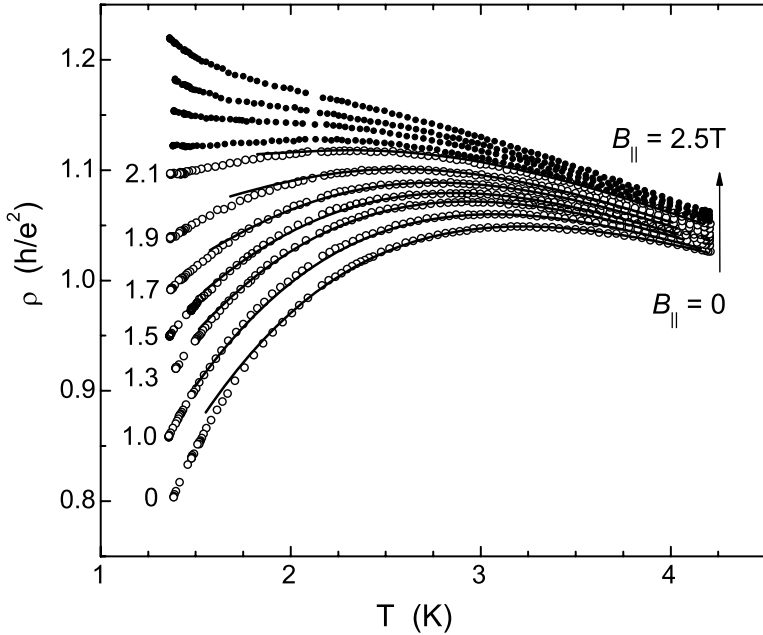


Рис. 5: Сравнение измеренных $\rho(T)$ данных (символы) с теоретическими зависимостями (линии), полученными из решения КРГ уравнений [16] для различных фиксированных магнитных полей (указанных рядом с каждой кривой, в Тесла).

товку наблюдаемого перехода металл–диэлектрик как истинного квантового фазового перехода.

Скейлинговый анализ поведения $\rho(T)$ в критической области.

В настоящий момент наиболее полная трактовка наблюдаемого критического поведения $\rho(T)$ дается микроскопической теорией [20], изначально разработанной А. М. Финкельштейном, которая учитывает одновременно эффекты беспорядка и сильного электрон–электронного ($e-e$) взаимодействия. Ключевой особенностью теории является предсказание *двухпараметрического скейлинга* вблизи критического состояния; одна скейлинговая переменная управляется беспорядком, а другая – $e-e$ взаимодействием.

Главной целью **главы 6** являлась всесторонняя экспериментальная проверка двухпараметрического скейлинга вблизи перехода металл–диэлектрик. С этой целью был выполнен детальный анализ зависимостей сопротивления 2D электронной системы $\rho(T, n)$ от температуры (T) и концентрации электронов (n) для пяти различных Si–МДП структур.

Согласно теории, $\rho(T, n)$ является универсальной функцией двух скейлинговых переменных X и Y :

$$\rho(T, n) = \mathcal{R}(X, Y) = \rho_c^0 e^{-X} (1 - Y), \quad (1)$$

где

$$X = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\kappa} \frac{n - n_c}{n_c}, \quad Y = \left(\frac{T}{T_1} \right)^\zeta. \quad (2)$$

Здесь T_0 и T_1 — энергетические масштабы, n_c — критическая концентрация, κ и ζ — критические индексы, ρ_c^0 — сопротивление в критической точке квантового фазового перехода.

Анализ экспериментальных данных при помощи уравнения (1) позволил установить обе скейлинговые переменные вместе с соответствующими критическими индексами (см. Таблицу 1). В теории, индексы κ и ζ , а также значение ρ_c^0 должны быть универсальными и одинаковыми для всех образцов. В экспериментальных результатах имеется тенденция падения значений κ и ζ^{-1} при уменьшении подвижности образца. Скорее всего, это связано с присутствием случайного примесного потенциала с конечной корреляционной длиной. Последнее, как известно, маскирует истинное скейлинговое поведение явлениями перколяционного типа [21].

В отличие от однопараметрического скейлинга, в двухпараметрическом случае экспериментальные данные должны описываться универсальной скейлинговой функцией $\mathcal{R}(X, Y)$, которая представляет собой 2D поверхность в пространстве (X, Y, ρ) . Используя экспериментально определенные

Таблица 1: Параметры исследуемых образцов. μ_{peak} (в единицах m^2/Vs) — максимальная подвижность при $T = 0.3 \text{ K}$, ρ_c^0 приведено в единицах h/e^2 , T_0 и T_1 — в К, а n_c — в единицах 10^{11} cm^{-2} . Оценка обратного времени упругого рассеяния $1/\tau$ (в К) произведена по формуле Друде для сопротивления на сепаратрисе $\rho(T, n_c)$ при температуре $T = 4.2 \text{ K}$. Погрешности составляют около 2% для T_0 , κ и n_c , и приведены в последней колонке для T_1 , ζ и ρ_c^0 .

образец	μ_{peak}	$1/\tau$	n_c	T_0	T_1	κ	ζ	ρ_c^0	%
Si15	4.1	13	0.86	12	15	0.82	0.35	4.17	30
Si62	3.6	26	0.94	22	11	0.74	0.5	5.27	20
Si2	3.4	22	0.89	16	14	0.73	0.45	4.13	12
Si43	2.0	31	0.92	32	13.5	0.61	0.8	4.14	12
Si6-14	1.9	26	1.22	26	15	0.66	0.86	2.35	6

величины κ , ζ , n_c , T_0 , T_1 и ρ_c^0 (см. Таблицу 1), нетрудно воспроизвести скейлинговую функцию $\mathcal{R}(X, Y)$ в широком интервале значений X и Y . С этой целью для каждой точки данных (n, T, ρ) всех пяти образцов вычислялась соответствующая точка в пространстве (X, Y, ρ) . Эмпирически было найдено, что данные для всех пяти образцов (около 64000 точек) масштабируются в одну поверхность в пространстве (X, Y, ρ) , которая имеет явно выраженную экспоненциальную зависимость в X -направлении во всем интервале значений $X \leq 5$. Физически, наличие подобной экспоненциальной зависимости означает сохранение симметрии зеркального отражения в широком интервале X . 3D сплайн полученной таким образом поверхности показан на рис. 6.

Полученный результат указывает на обоснованность применения двухпараметрического скейлингового подхода к описанию экспериментальных

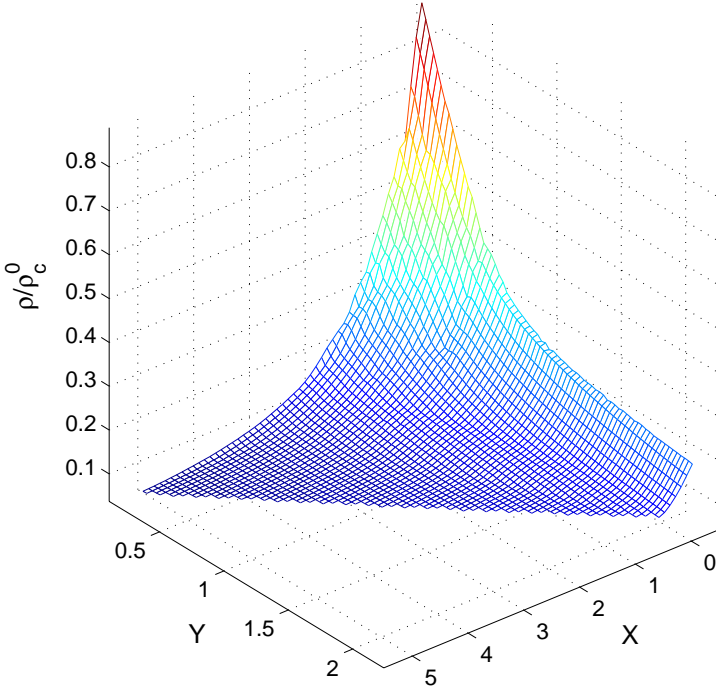


Рис. 6: Эмпирическая двухпараметрическая скейлинговая функция $\mathcal{R}(X, Y)$, показанная как 3D сплайн экспериментальных данных для пяти образцов.

данных вблизи 2D перехода металл–диэлектрик.

Таким образом, в данной главе проведен детальный двухпараметрический скейлинговый анализ $\rho(T, n)$ данных, полученных на пяти Si–МДП структурах вблизи 2D перехода металл–диэлектрик. Проведенный анализ сильно поддерживает интерпретацию наблюдаемого критического поведения в транспорте заряда как проявление квантового фазового перехода, вызываемого как беспорядком, так и электрон–электронным взаимодействием. Обнаруженные вариации критических индексов κ и ζ , а также критического сопротивления ρ_c^0 для различных образцов требуют поис-

ка новых двумерных систем с сильным электрон–электронным взаимодействием, в которых случайный примесный потенциал будет иметь гораздо меньшую длину корреляции, а также будут уменьшены эффекты неоднородностей электронной концентрации.

В заключении приведены основные результаты диссертации.

Основные результаты:

1. Обнаружена и исследована немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy}(T)$ в слабом магнитном поле. Во всем исследованном интервале температур измеренная зависимость $\rho_{xy}(T)$ качественно согласуется с квазиклассической теорией температурно-зависимого экранирования примесей [11], а в пределе низких температур $T\tau < 1$ — с квантовыми поправками из-за взаимодействия [12].
2. В спин–поляризованном состоянии в широком интервале температур обнаружена немонотонная зависимость проводимости от температуры, которая в настоящий момент не объясняется ни одной из существующих теорий. В области низких температур, тем не менее при $T\tau > 1$, обнаруженная зависимость $\sigma(T)$ линейна и качественно согласуется с теорией квантовых поправок [14].
3. При исследованиях критического поведения магнитотранспорта 2D электронной системы в кремнии было обнаружено количественное согласие зависимости $\gamma_2(T)$, определенной из магнитосопротивления в слабых полях, с теоретической зависимостью $\gamma_2(T)$ [15]. Кроме того, было установлено хорошее согласие экспериментальных данных $\rho(T, B_{\parallel})$ с предсказаниями теории ренорм–группы [15, 16] в широком интервале параллельных магнитных полей.

4. Наблюдаемый в нулевом магнитном поле переход металл–диэлектрик был проанализирован в рамках двухпараметрического скейлингового подхода, что позволило объяснить температурную зависимость сепаратрисы $\rho_c(T)$, обобщенную симметрию зеркального отражения по отношению к $\rho_c(T)$, и существование точек максимума и перегиба на температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ в металлической области перехода металл–диэлектрик.

Публикации по теме диссертации:

1. А.Ю. Кунцевич, Д.А. Князев, В.И. Козуб, В.М. Пудалов, Г. Брунтхалер, Г. Бауер, Немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления 2D системы электронов в Si, Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 8, с. 502–506 (2005).
2. Д.А. Князев, О.Е. Омеляновский, А.С. Дормидонтов, В.М. Пудалов, Транспорт заряда в спин-поляризованной двумерной электронной системе в кремнии, Письма в ЖЭТФ, том 83, вып. 8, с. 390–394 (2006).
3. D.A. Knyazev, O.E. Omelyanovskii, V.M. Pudalov, I.S. Burmistrov, Critical behavior of transport and magnetotransport in 2D electron system in Si in the vicinity of the metal-insulator transition, Pis'ma v ZhETF, vol. 84, iss. 12, pp. 780–784 (2006).
4. D.A. Knyazev, O.E. Omelyanovskii, V.M. Pudalov, Electron–electron interactions in the 2D electron system, Solid State Communications **144**, 518 (2007).
5. D.A. Knyazev, O.E. Omel'yanovskii, V.M. Pudalov, I.S. Burmistrov, Metal-Insulator Transition in Two Dimensions: Experimental Test of the Two-Parameter Scaling, Phys. Rev. Lett. **100**, 046405 (2008).

Цитируемая литература

1. N.F. Mott, *Metal-Insulator Transitions*, (Taylor & Francis, London, 1990).
2. Qimiao Si, Quantum Phase Transitions and Correlated Electrons, APCTP Bulletin 11–12, 7–12 (2003), cond-mat/0302110.
3. C.M. Varma, Z. Nussinov, and W. van Saarloos, Singular or Non-Fermi Liquids, Phys. Rep. **361**, 267–417 (2002).
4. T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Electronic properties of two-dimensional systems, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
5. E.A. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan, Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
6. S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D’Iorio, Possible metal-insulator transition at $B = 0$ in two dimensions, Phys. Rev. B **50**, 8039 (1994).
7. S.V. Kravchenko, W.E. Mason, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D’Iorio, Scaling of an anomalous metal-insulator transition in a two-dimensional system in silicon at $B = 0$, Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
8. V.M. Pudalov, Metallic conduction, apparent metal-insulator transition and related phenomena in two-dimensional electron liquid, in: *The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics*, ed. by G.F. Giuliani and G. Vignale (IOS press, Amsterdam, 2004), p. 335, cond-mat/0405315.
9. E. Abrahams, S.V. Kravchenko, and M.P. Sarachik, Metallic behavior and related phenomena in two dimensions, Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001).

10. V.A. Khodel, J.W. Clark, H. Li, V.M. Yakovenko, M.V. Zverev, Non-Fermi-Liquid Behavior from the Fermi-Liquid Approach, *Int. J. Mod. Phys. B* **21**, 2077 (2007).
11. S. Das Sarma and E.H. Hwang, Temperature Dependent Weak Field Hall Resistance in Two-Dimensional Carrier Systems, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 016401 (2005).
12. G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner, Interaction corrections to the Hall coefficient at intermediate temperatures, *Phys. Rev. B* **64**, 201201 (2001).
13. A. Gold and V.T. Dolgoplov, Temperature dependence of the conductivity for the two-dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures, *Phys. Rev. B* **33**, 1076 (1986).
14. G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner, Interaction corrections at intermediate temperatures: Longitudinal conductivity and kinetic equation, *Phys. Rev. B* **64**, 214204 (2001).
15. A. Punnoose and A.M. Finkel'stein, Dilute Electron Gas near the Metal-Insulator Transition: Role of Valleys in Silicon Inversion Layers, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 016802 (2001).
16. I.S. Burmistrov, N.M. Chtchelkatchev, Cross-over behavior of disordered interacting two-dimensional electron systems in a parallel magnetic field, *Pis'ma v ZhETF*, vol. 84, iss. 12, pp. 775-779 (2006).
17. B. Spivak, Properties of the strongly correlated two-dimensional electron gas in Si MOSFET's, *Phys. Rev. B* **64**, 085317 (2001); Phase separation in the two-dimensional electron liquid in MOSFET's, *Phys. Rev. B* **67**, 125205 (2003).

18. G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner, Interaction corrections at intermediate temperatures: Magnetoresistance in a parallel field, *Phys. Rev. B* **65**, 020201 (2001).
19. C. Castellani, C. Di Castro, P.A. Lee, Metallic phase and metal-insulator transition in two-dimensional electronic systems, *Phys. Rev. B* **57**, R9381 (1998).
20. A.M. Finkel'stein, Weak localization and coulomb interaction in disordered systems, *Z. Phys. B* **56**, 189 (1984); *Electron liquid in disordered conductors*, ed. by I.M. Khalatnikov, Soviet Scientific Reviews Vol. 14 (Harwood Academic, London, 1990).
21. A.M.M. Pruisken, B. Škorić, M.A. Baranov, (Mis-)handling gauge invariance in the theory of the quantum Hall effect. III. The instanton vacuum and chiral-edge physics, *Phys. Rev. B* **60**, 16838 (1999).