

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Объединенная научная сессия  
Отделения физических наук Российской академии наук  
и Объединенного физического общества Российской Федерации  
"Сильнокоррелированные электроны в двумерных системах"**

(26 октября 2005 г.)

26 октября 2005 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Сильнокоррелированные электроны в двумерных системах". На сессии были заслушаны доклады:

1. **Пудалов В.М.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН). *Переход металл–изолят в двумерной сильнокоррелированной системе электронов и сопутствующие явления*.

2. **Йорданский С.В., Кашуба А.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Мультикомпонентный двумерный электронный газ как модель для кремниевых гетероструктур*.

3. **Ольшанецкий Е.Б.** (Институт физики полупроводников (ИФП) СО РАН, Новосибирск), **Ренар В.** (Renard V.) (GHML, MPI-FKF/CNRS, Grenoble, Франция), **Квон З.Д.** (ИФП СО РАН, Новосибирск), **Горный И.В.** (Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe, Германия), Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург), **Торопов А.И.** (ИФП СО РАН, Новосибирск), **Портал Ж.К.** (Portal J.C.) (GHML, MPI-FKF/CNRS, Grenoble, Франция). *Эффекты взаимодействия в транспорте и магнитотранспорте двумерных электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs и Si/SiGe*.

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 71.27.+a, 71.30.+h, 72.15.Rn

**Переход металл–изолят в двумерной сильнокоррелированной системе электронов и сопутствующие явления**

В.М. Пудалов

**1. Введение: конкуренция квантовой интерференции и размерности системы**

Понимание свойств двумерных (2D) электронных систем в присутствии одновременно сильных межчастичных взаимодействий и беспорядка является выдающейся и

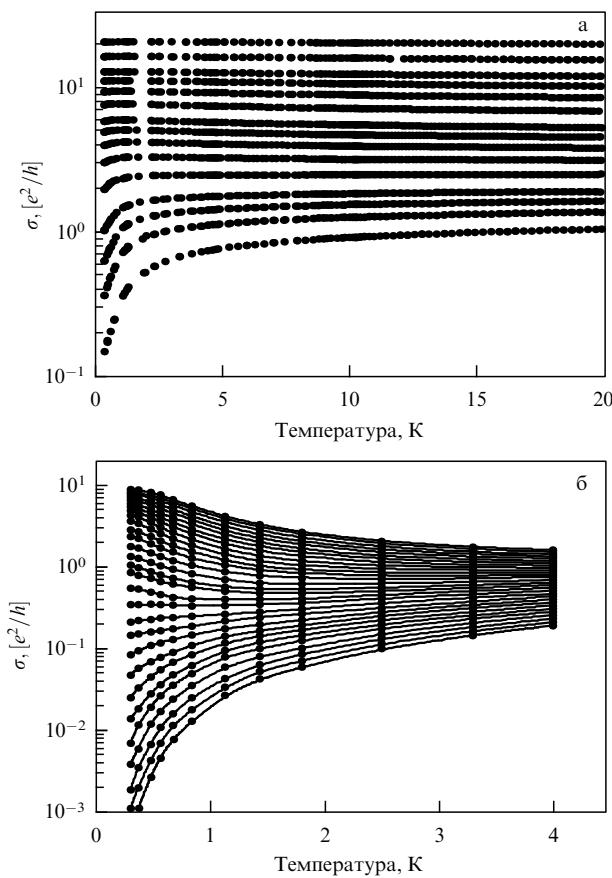
пока далекой от решения проблемой современной физики конденсированного состояния. В конце 70-х годов XX века было завершено создание теории квантовых (т.е. волновых) интерференционных поправок для невзаимодействующих электронов. Интерференционная квантовая поправка  $\delta\sigma_{qi}$  к квазиклассическому значению Друде–Больцмана  $\sigma_D$  уменьшает проводимость  $\sigma$  и может рассматриваться как "рассеяние назад" [1–3]:

$$\sigma = \sigma_D + \delta\sigma_{qi} = \sigma_D - \frac{e^2}{\pi h} \ln \left( \frac{\tau_\varphi}{\tau} \right) \approx \sigma_D + \frac{e^2}{\pi h} \ln T.$$

Квантовая интерференционная поправка мала для трехмерных систем, но имеет принципиальное значение для двумерных систем, в которых кондактанс  $G$  не зависит от размера. При понижении температуры квантовая поправка логарифмически возрастает и, когда становится сопоставимой с  $\sigma_D$ , приводит к локализации, т.е. экспоненциальному уменьшению проводимости.

На основе этих концепций в 1979 г. была создана скейлинговая теория проводимости [4]. Согласно этой теории локализация развивается при увеличении квантового масштаба длины вследствие конкуренции между квантовой интерференцией, беспорядком и размерностью. В частности, двумерная система невзаимодействующих электронов не может иметь металлическую проводимость и должна стать изолятром при  $T = 0$ . Пример подобного поведения проводимости для образца с сильным беспорядком (низкой подвижностью) приведен на рис. 1а. Видно, что при низкой концентрации электронов проводимость экспоненциально уменьшается при понижении температуры; это свидетельствует о том, что система находится в сильнолокализованном состоянии. По мере увеличения плотности происходит переход к слабой, приблизительно логарифмической температурной зависимости проводимости. Признаки металлического поведения проводимости ( $d\sigma/dT < 0$ ) не наблюдаются ни при каких концентрациях и температурах, что полностью согласуется со скейлинговой теорией проводимости.

Теория квантовых поправок привела к революционному пересмотру классических представлений о прово-



**Рис. 1.** Температурная зависимость проводимости двумерной системы электронов в кремниевом отсутствие магнитного поля: (а) для образца с низкой подвижностью,  $0.15 \text{ м}^2 (\text{В с})^{-1}$ , концентрация электронов для кривых (снизу вверх) составляет 3,85, 4,13, 4,83, 5,53, 6,23, 7,63, 9,03, 10,4, 11,8, 13,2, 16,0, 18,8, 21,6, 24,4, 30,0, 37; (б) для образца с высокой подвижностью,  $3,62 \text{ м}^2 (\text{В с})^{-1}$  [16], концентрация электронов для кривых (снизу вверх) изменяется от 0,717 до 1,326 с шагом 0,0218. Все плотности приведены в единицах  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

димости и была блестяще подтверждена в многочисленных экспериментальных исследованиях (соответствующие ссылки см. в обзорах [1, 2]) на доступных в 1970–1980-х годах трехмерных металлических образцах и металлических пленках, в которых межэлектронное взаимодействие является слабым. В течение примерно 15 лет скейлинговая теория доминировала, и создалось ошибочное впечатление о ее универсальной применимости также и для систем с сильным межчастичным взаимодействием.

Совершенствование полупроводниковой технологии и создание все более чистых образцов с двумерными слоями электронов сделали доступными для исследования свойства двумерных систем электронов со значительно более низкими концентрациями. В идеально чистой системе в предельном случае низкой концентрации электроны должны образовывать вигнеровский кристалл [5–7]. При более высоких плотностях система электронов остается в "жидком" состоянии и характеризуется сильными межэлектронными корреляциями. Такая сильно взаимодействующая двумерная система является весьма притягательным объектом для теоретиков и экспериментаторов, поскольку в ней, как

ожидается, могут возникать новые квантовые состояния, отличные от известных для невзаимодействующих электронов.

Прямое указание на то, что предсказания скейлинговой теории могут не иметь универсальной применимости, было получено в начале 1990-х годов при изучении переходов из состояния электронной жидкости с квантованным холловским сопротивлением в состояние изолятора [8–11]. В этих экспериментах установлено, что делокализованные состояния, которые в сильных магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла находятся в центрах уширенных беспорядком уровней Ландау, сливаются воедино, оставаясь в конечном интервале энергий при уменьшении магнитного поля  $H$ . Такое поведение противоречит скейлинговой теории, согласно которой делокализованные состояния должны всплыть по энергии и уходить через уровень Ферми при  $H \rightarrow 0$  [12, 13]. Результаты последующих исследований проводимости в отсутствие магнитного поля [14, 15], которые явились прямым вызовом одночастичной скейлинговой теории, свидетельствовали о существовании металлического транспорта и перехода металл–изолятор в двумерной системе электронов в Si-структурных с высокой подвижностью (рис. 1б).

Типичное поведение проводимости при изменении температуры для чистых образцов (с высокой подвижностью) показано на рис. 1б [16]. Как видно из рисунка, зависимости  $\sigma(T)$  при низких значениях плотности мало отличаются от соответствующих кривых на рис. 1а и демонстрируют обычное поведение для сильнолокализованного состояния (прыжковая проводимость). Однако при плотностях, больших некоторого критического значения  $n_c$  (в данном случае  $n_c = 0,96 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), характер температурной зависимости  $\sigma(T)$  резко меняется: проводимость, подобно проводимости идеального металла, начинает сильно возрастать при понижении температуры. Две ветви зависимостей  $\sigma(T)$  (для "металла" при  $n > n_c$  и "изолятора" при  $n < n_c$ ) на рис. 1б зеркально симметричны относительно  $\sigma(n_c)$  [15], что похоже на симметрию аналогичных температурных зависимостей проводимости для трехмерных систем при переходе металл–изолятор. Стандартный скейлинговый анализ этих кривых [15] показывает, что, действительно, два класса экспериментальных кривых  $\sigma(T)$  (при  $n > n_c$  и  $n < n_c$ ) могут быть сведены к двум универсальным зависимостям  $\sigma(T)_{i=1,2} \propto \exp(\pm T_0/T)$ , в которых скейлинговый параметр  $T_0$  имеет критическое поведение,  $T_0 \propto (n - n_c)^{-p}$ , вблизи  $n_c$ .

Экспериментальное обнаружение новой физики в той области, где ее не ожидали, явилось мощным стимулом для последующего развития теоретических и экспериментальных исследований сильнокоррелированных двумерных систем. Подобное металлическое поведение проводимости и переход металл–изолятор обнаружены в ряде различных двумерных систем, таких как 2D-электронные слои в GaAs/AlGaAs, InAs/GaAs, n-AlAs, Si/SiGe и в инвертированных кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник (Si-МДП), а также 2D-дырочные слои в GaAs/AlGaAs, Si/SiGe (см. обзоры [17–21] и приведенные там ссылки). Во всех случаях переход металл–изолятор происходит при понижении электронной плотности, когда кондактансы системы достигают значения порядка  $e^2/h$  [17–19]. Является ли наблюдаемый эффект истинным квантовым переходом, а метал-

лическое состояние 2D-системы ее основным состоянием (при  $T = 0$ )? Или описанные выше экспериментальные результаты могут быть объяснены в терминах обычной физики неупорядоченных и взаимодействующих электронов? Эти основополагающие вопросы стимулируют интерес к исследованиям в данной области.

## 2. Количественное изучение е–е-взаимодействия

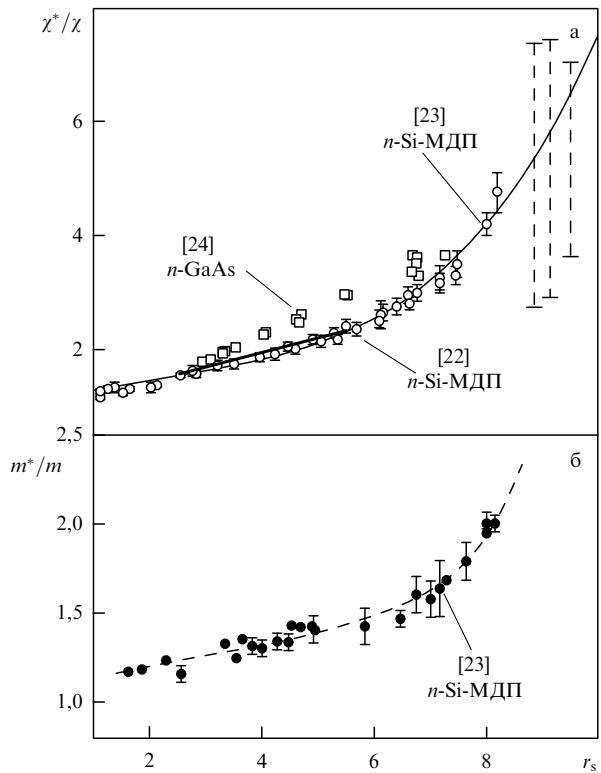
Поскольку такое критическое поведение проводимости, как показано на рис. 1б, противоречит ожидаемому для невзаимодействующих электронов, то были подвергнуты теоретическому анализу возможные последствия различных взаимодействий. Как оказалось, спин-орбитальное взаимодействие, хотя и влияет уже на одиночественном уровне на скейлинговое поведение [1–3], не перенормируется при понижении электронной плотности и не приводит к сильным эффектам в транспорте. Электрон-фононное взаимодействие в области низких температур,  $T \ll T_F$ , также пренебрежимо мало, в особенности для одноатомных кристаллов (Si), в которых электрон-фононная связь осуществляется лишь посредством деформационного потенциала, а пьезосвязь с фононами отсутствует. Таким образом, анализ роли различных взаимодействий приводит методом исключения к необходимости рассмотрения электрон-электронного взаимодействия.

В случае электрон-электронного е–е-взаимодействия становится понятной роль высокой подвижности носителей  $\mu$ . Действительно, согласно критерию Иоффе–Регеля локализация электронов происходит тогда, когда фермиевская длина волн уравнивается с длиной пробега,  $\lambda_F \approx l_{tr}$ . Отсюда следует, что на пороге локализации фермиевская энергия обратно пропорциональна подвижности носителей  $\mu$ :  $E_F \propto 1/\tau_{tr} \propto 1/\mu$ . Заметим, что для 2D-системы фермиевская энергия пропорциональна концентрации электронов,  $E_F \propto n$ . Таким образом, чем выше подвижность (чистота) в 2D-системе, тем более низкая электронная плотность может быть достигнута в "металлической фазе" и тем сильнее электрон-электронное взаимодействие, которое обычно характеризуется безразмерным отношением кулоновской потенциальной энергии  $E_{ee}$  к фермиевской кинетической энергии  $E_F$ :

$$r_s = \frac{E_{ee}}{E_F} = \frac{e^2 2m}{\kappa \pi^{1/2} \hbar^2 n^{1/2}} \propto n^{-1/2}.$$

В экспериментах, о которых идет речь, критическим значениям плотности  $n_c$  соответствовало типичное значение  $r_s \approx 10$ . Ясно, что такая система отнюдь не является идеальным ферми-газом.

Благодаря достигнутому пониманию важности роли электрон-электронного взаимодействия, в последние годы велись его интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в 2D-системах. Экспериментально изучались перенормировки (вызванные е–е-взаимодействием) таких параметров 2D-электронной системы, как  $g$ -фактор  $g^*/g = 1/(1 + F_0^a)$ , эффективная масса  $m^*/m = 1 + F_1^s/2$ , сжимаемость  $\kappa^*/\kappa = (m^*/m)/(1 + F_0^s)$  и спиновая восприимчивость  $\chi^*/\chi = (m^*/m)/(1 + F_0^a)$ . Здесь  $g$ ,  $m$ ,  $\kappa$  и  $\chi$  — соответствующие неперенормированные (зонные) значения, а  $F_i^{a(s)}$  — антисимметричная (симметричная) фермижидкостная константа низших порядков.



**Рис. 2.** Перенормированная спиновая восприимчивость (а) и перенормированная масса (б), измеренные из осцилляций Шубникова – де Гааза. Светлые и темные кружки — измерения в Si-МДП-структурах в скрещенных полях [23], прямая жирная линия — измерения в Si-МДП в наклонном поле [22], квадратики — результаты измерений в *n*-GaAs [24]. Горизонтальными планками на вертикальных штриховых прямых показаны верхние и нижние оценки  $\chi^*$  из периода и фазы осцилляций Шубникова – де Гааза [20].

Перенормировка спиновой восприимчивости и эффективной массы измерялась разными экспериментальными группами с использованием различных экспериментальных методик [22–37] (см. краткий обзор в [20, 21]). На рисунке 2а приведены результаты трех независимых измерений  $\chi^*$  на двух разных объектах: 2D-электронах в Si-МДП-структурах [22, 23] и 2D-электронах в гетеропереходе GaAs/AlGaAs [24]. Как видно, результаты неплохо согласуются между собой, несмотря на различие в эффективной массе носителей в Si и GaAs в 3 раза, в "толщине" двумерного слоя в 6 раз, а также различие в характере и величине беспорядка в образцах, изготовленных с помощью разных технологий. Зависимость  $\chi^*(r_s)$  оказывается универсальной для образцов одного типа с разным беспорядком: так, для Si-МДП-структур измерения на образцах с разной подвижностью хорошо согласуются между собой [20, 23].

Экспериментальное нахождение перенормированной эффективной массы является более сложной задачей, поскольку требует детальной теории. Хотя из всех экспериментов на Si-МДП-структурах следует сильная перенормировка массы, тем не менее различные данные согласуются друг с другом лишь качественно [20]. Количественное расхождение, в частности, объясняется тем, что для определения массы из экспериментальных данных использовались не согласующиеся между собой модели. Разногласие данных может также означать, что

перенормировка эффективной массы в разных эффектах, например в кинетике и термодинамике, может быть различной. Наконец масса может оказаться сильно зависящей от температуры, поэтому измерения в разных диапазонах температуры могут приводить к различным значениям.

Первым важным результатом экспериментальных измерений перенормированных параметров 2D-электронов является то, что с помощью измеренных перенормированных параметров, используя теоретически вычисленные квантовые поправки за счет взаимодействия [38, 39], удалось удовлетворительно описать качественно, а в некоторых случаях даже количественно, "металлическую" температурную зависимость проводимости в отсутствие поля и магнетосопротивление в параллельном магнитном поле [25–28, 40]. Пример сопоставления измеренных зависимостей  $\sigma(T)$  с вычисленными квантовыми поправками за счет взаимодействия приведен на рис. 3 [28]. Как видно, в широком диапазоне концентраций (но при  $n \gg n_c$ ) имеется хорошее согласие эксперимента и теории при использовании перенормированных параметров  $g^*(n)$  и  $m^*(n)$ , измеренных в независимых экспериментах [23].

В целом, можно заключить, что природа металлической температурной зависимости проводимости теперь стала понятной, по крайней мере вдали от перехода, при  $\sigma \gg e^2/h$ ,  $n \gg n_c$ ,  $T \ll T_F$ ; эта зависимость в основном определяется поправками в триплетном канале  $e-e$ -взаимодействия, которые возрастают с понижением плотности. Для двухдолинной системы носителей в Si-МДП-структуре число триплетных членов увеличивается в 5 раз [41]; это объясняет, почему Si-структуры демонстрируют столь сильную металлическую зависи-

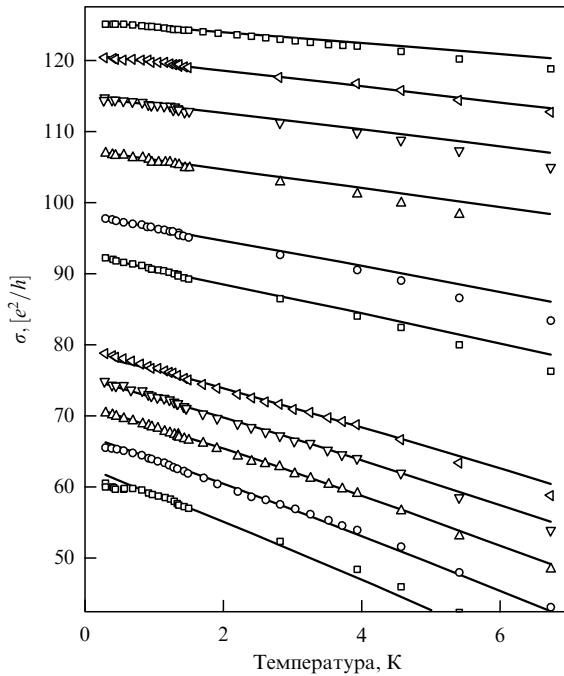
мость. Такое объяснение, однако, не может быть распространено на критический режим малых  $\sigma \sim e^2/h$  (т.е.  $k_F l \sim 1$ ) в окрестности перехода  $n \approx n_c$  ввиду того, что теория квантовых поправок неприменима в этой области.

Вторым важным результатом экспериментальных исследований является согласие перенормированных параметров, измеренных как на уровне Ферми (по осцилляциям Шубникова–де Гааза) [22–24], так и в широком интервале энергий (из измерений поля спиновой поляризации [31] или скейлинга магнетосопротивления в сильном магнитном поле [30]). Это согласие свидетельствует о том, что взаимодействие 2D-электронов в сильнокоррелированном режиме нечувствительно к зеемановской энергии, т.е. осуществляется с помощью бесспиновых возбуждений в широком интервале энергий, а не в узкой окрестности  $k_B T$  вблизи значения энергии Ферми (заметим, что именно такой тип взаимодействия характерен для бозонов). В полном согласии с этим экспериментальным фактом, Иорданский и Кашуба в работе [42] рассмотрели 2D-систему фермионов в предельном случае бесконечного числа долин,  $n_v \rightarrow \infty$ . В таком приближении обмен осуществляется с помощью плазмонов большой энергии и приводит к перенормировке поляронного типа эффективной массы и спиновой восприимчивости, оставляя  $g$ -фактор без изменения.

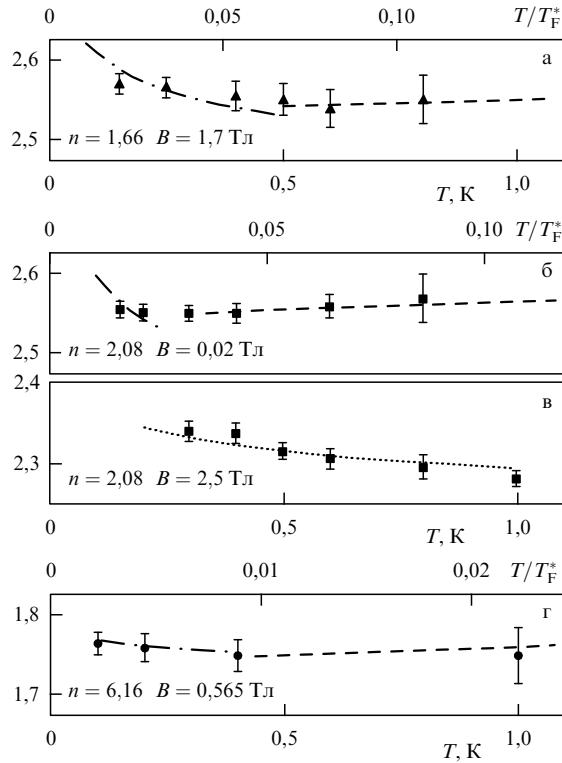
Третьим важным результатом является то, что  $\chi^*$  сильно возрастает (в 5 и более раз) при понижении плотности (см. рис. 2). Этот рост интерпретировался в ряде работ как признак развития спонтанной спиновой поляризации. В таком случае переход металл–диэлектрик мог бы являться следствием спонтанного ферро- или антиферромагнитного перехода.

Эта интересная возможность развития спонтанного магнитного перехода проверялась в работе [20] на основе анализа частоты и фазы осцилляций Шубникова–де Гааза при низких плотностях. Было установлено, что вплоть до перехода металл–изолятор частота осцилляций не удваивается; этот результат не подтверждает удвоение фермиевской энергии, которое является неизбежным следствием спонтанного перехода электронов в одну спин-подзону. Из анализа фазы осцилляций [20] также следует, что спиновое расщепление в слабом поле больше половины циклотронного, но не превышает полного циклотронного расщепления; этот экспериментальный факт накладывает верхнее и нижнее ограничения на спиновую восприимчивость, как изображено на рис. 2а, короткими горизонтальными планками.

В принципе, спиновая восприимчивость могла бы расходиться при понижении температуры степенным образом, сигнализируя о нефермижидкостном поведении сильнокоррелированной 2D-системы. Для проверки такой возможности в [20, 43] была измерена температурная зависимость спиновой восприимчивости. Типичные зависимости  $\chi^*(T)$  приведены на рис. 4, из которого видно, что температурная зависимость восприимчивости гораздо слабее, чем степенная зависимость, и качественно согласуется с вычисленными квантовыми поправками за счет взаимодействия [1]  $\propto \ln T \tau$  при  $T \tau \ll \hbar$ . Заметим, что совокупность как приведенных выше, так и других экспериментальных данных не выявила пока отклонений от фермижидкостной теории.



**Рис. 3.** Сравнение измеренных температурных зависимостей проводимости [28] для Si-МДП-структур Si-22 (символы) с вычисленными поправками первого порядка (сплошные кривые) [38]. Концентрации (сверху вниз) равны 21,3, 18,9, 16,5, 14,1, 11,7, 10,5, 8,1, 7,5, 6,9, 6,3 (в единицах  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ).

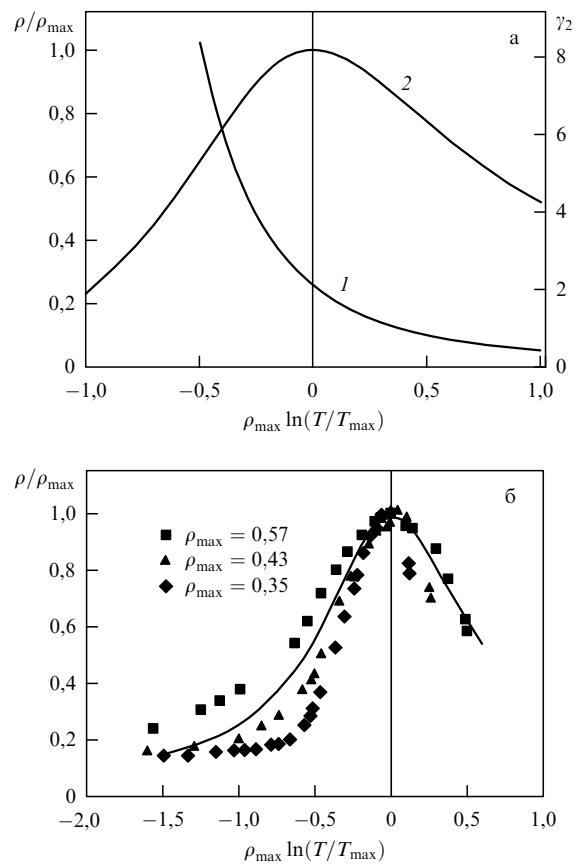


**Рис. 4.** Температурная зависимость  $\chi^*$  для трех значений концентрации (указаны на рисунке в единицах  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) [43]. Образец Si6-14 (а–в) и Si3-10 (г). Верхние шкалы абсцисс показывают температуру в единицах перенормированной энергии Ферми. Штрихпунктирные кривые изображают вычисленные квантовые поправки в диффузионном режиме [1], штриховые линии — в баллистическом режиме.

### 3. Взаимная игра взаимодействия и беспорядка

Теория квантовых поправок неприменима в окрестности  $n_c$ , в которой  $\sigma \sim e^2/h$ . При наличии примесей флуктуации локальной зарядовой, спиновой и долинной плотности затухают на больших масштабах длины. Это затухание эквивалентно распространению парных электрон-дырочных и электрон-электронных мод, называемых диффузонами и куперонами [1, 2, 44]. Диффундирующие электроны проводят долгое время вблизи друг от друга и становятся "более коррелированными", в результате чего амплитуды взаимодействия  $\gamma_2 = F_0^a/(1+F_0^a)$  и  $\gamma_c$ , характеризующие рассеяние диффузонных и куперонных мод, приобретают поправки, зависящие от беспорядка [44]. В двумерной системе все эти поправки логарифмически расходятся при понижении температуры [1, 2].

В 1980-х годах А.М. Финкельштейном [44], а впоследствии К. Кастиеллани и К.Ди Кастро [45, 46] был разработан метод пересуммирования логарифмически расходящихся диаграмм (обобщение нелинейной сигмадиаграммы), который позволяет, стартуя от слабовзаимодействующей системы, приблизиться к режиму сильной связи, соответствующему переходу металл–изолят. Уже в наимизшем приближении по сопротивлению (беспорядку) вычисленная в [41] фазовая диаграмма (рис. 5) в координатах логарифм температуры–беспорядок (т.е. сопротивление) качественно правильно отражает наблюдаемое поведение  $\rho(T)$  [16] в критическом режиме [41]. При понижении температуры сопротивление сначала возрастает, затем, согласно теории, его



**Рис. 5.** (а) Фазовая диаграмма двухпараметрического скейлинга в однопетлевом приближении [41]. По оси абсцисс — величина, пропорциональная масштабу длины (логарифм температуры), по оси ординат — сопротивление (беспорядок), нормированное на максимальное значение  $\rho$ . Кривая 1 соответствует константе взаимодействия  $\gamma_2$  в тройном канале, кривая 2 — сопротивлению. (б) Сравнение экспериментальных данных  $\rho(T)$  (символы) [16] для трех значений концентрации с решением уравнений ренорм-группы для двухдолинной системы [41] (сплошная кривая). Данные  $\rho(T)$  нормированы на соответствующие значения в максимуме [41].

поведение начинает определяться развивающейся перенормировкой  $\gamma_2$ , в результате чего сопротивление, пройдя через максимум, начинает уменьшаться.

В соответствующей двухпараметрической скейлинговой теории [41, 44–47] перенормировка беспорядка при уменьшении температуры (увеличение квантового масштаба длины) приводит к увеличению взаимодействия, которое, в свою очередь, влияет на сопротивление (беспорядок). Таким образом, переход металл–диэлектрик возникает не вследствие конкуренции между размерностью и интерференцией (как в 3D-случае), а вследствие конкуренции между беспорядком и взаимодействием. Так же, как и в теории квантовых поправок [38], большое число (15) тройных членов в двухдолинной системе, способствующих делокализации, резко увеличивает ее шансы к делокализации по сравнению с таковыми для однодолинной системы.

Несмотря на качественное подобие теоретического и наблюдаемого поведения сопротивления  $\rho(T)$ , сильный рост  $\gamma_2$ , предсказываемый теорией, пока не подтверждается в экспериментах, где наблюдается лишь слабая температурная зависимость восприимчивости (см. рис. 4). Возможно, измерения температурной зависимо-

сти восприимчивости (см. рис. 3) проведены не в критическом режиме  $n \approx n_c$ , а при  $n \geq 1,3n_c$ , и также при конечном магнитном поле; заметим, что измерение восприимчивости в слабом поле  $H < T/g\mu_B$ ,  $H < \pi T/eD$  ( $D$  — коэффициент диффузии) [1], как требуется для строгого сравнения с теорией, пока является нерешенной экспериментальной задачей [17].

Результат [41], полученный в наименшем порядке по сопротивлению, показывает только тенденцию к "металлизации" в 2D-системе и неприменим вблизи перехода, где изменение сопротивления при изменении температуры не является малым. Кроме того, он неприменим вблизи значения температуры, при котором  $\gamma_2$  расходится. Хотя это значение исчезающе мало [47],  $\sim \exp(-\exp((2n_v)^2))$  [К], однако неприменимость скейлинговых уравнений при достаточно низких температурах является недостатком этого приближения [41].

Используя приближение с бесконечным числом долин  $n_v = \infty$  [42], А. Паннуз и А.М. Финкельштейн недавно нашли решение уравнений ренорм-группы (RG) в двухпетлевом приближении [47] и показали, что на фазовой диаграмме взаимодействующей 2D-системы существует квантовая критическая (отталкивающая) точка перехода металл–изолятор. На фрагменте фазовой диаграммы из работы [47], представленном на рис. 6, отталкивающая точка изображена полым кружком. Стрелки показывают движение изображающей точки при уменьшении температуры. Как видно, выше и ниже критической точки существуют два класса траекторий, отвечающих изолятору и металлу соответственно. Штриховая линия, стартующая почти горизонтально от высоких значений температур (0 по оси абсцисс), является сепаратрисой, разделяющей фазы металла (слева внизу) и изолятора (слева вверху). Вторая сепаратриса, ниспадающая к точке  $(0, 1)$ , и разделяемая ею две другие фазы (справа вверху и внизу) до сих пор экспериментально не наблюдались и, возможно, являются следствием использованного приближения ( $n_v = \infty$ ). Если температура фиксирована, а изменяется беспорядок (например, частота столкновений  $1/\tau$ ), то движение осуществляется по вертикальной траектории, пересекающей сепаратрису (штрихпунктирная линия на рис. 6), и в системе проис-

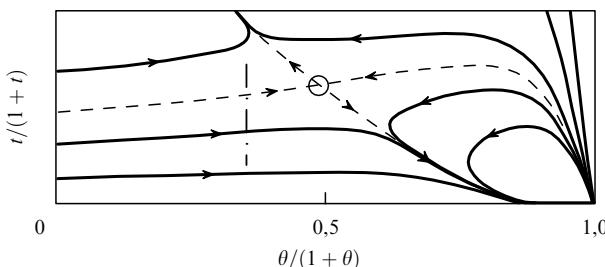
ходит квантовый переход металл–изолятор. Если же параметром является концентрация электронов, то одновременно изменяются затравочный беспорядок  $1/\tau$  и затравочное взаимодействие  $r_s$ , поэтому система также будет испытывать переход металл–изолятор, но пересекая сепаратрису по наклонной, а не по вертикальной траектории.

На рисунке 6 при  $T \rightarrow 0$  линии потока стремятся в точку, соответствующую идеальному металлу, что, казалось бы, означает нарушение фермижидкостной картины [4, 48]. Однако разумно ожидать, что при понижении температуры, когда  $T$  станет меньше  $\hbar/\tau_s$  и  $\hbar/\tau_{vv}$  (где  $\tau_s$  и  $\tau_{vv}$  — времена спиновых и междолинных перебросов), вклад триплетных (т.е. делокализационных) членов резко уменьшится и восстановится обычное для однокомпонентной ферми-жидкости соотношение между синглетными и триплетными членами [1, 2]. Значения соответствующих температур обрезания зависят от параметров рассеивателей в образце; в качестве оценки приведем  $\hbar/\tau_s \sim 10^{-6}$  К; экспериментальные данные для  $\hbar/\tau_{vv}$ , лежащие в диапазоне от  $10^{-1}$  до  $10^{-4}$  К, пока малонадежны. Этот вопрос, однако, является чисто академическим, поскольку столь низкие температуры на много порядков меньше экспериментально достижимых.

Таким образом, согласно теории, получается весьма необычная картина: переход металл–изолятор существует при конечной температуре и является истинным квантовым переходом, но образовавшееся металлическое состояние, строго говоря, не "выживает" в пределе  $T = 0$  (если 2D-система не переходит спонтанно в другой класс универсальности и не нарушается фермижидкостное состояние, например вследствие образования локальных магнитных моментов [48] или двухфазного микромульсионного состояния [49]). Также пока не решенными остаются важные вопросы: сохранится ли, хотя бы в общих чертах, фазовая диаграмма двумерного перехода металл–изолятор для реальных случаев  $n_v = 6, 2$  или  $1$  и вплоть до каких значений температур может существовать двумерный металл в реальных системах?

Описанные экспериментальные исследования (В.М.П. и соавторов) были поддержаны грантами РФФИ, INTAS, программами Президиума и ОФН РАН, а также Президентской программой поддержки ведущих научных школ.

## Список литературы



**Рис. 6.** Фрагмент фазовой диаграммы двухпараметрического скейлинга в приближении бесконечного числа долин [47]. По вертикальной оси — беспорядок  $t$  ( $t = 1/(2\pi)^2 v D$ , сопротивление на 1 долину), по горизонтальной — взаимодействие  $\theta$ . Стрелками показано движение изображающей точки при понижении температуры. Кружок изображает квантовую критическую отталкивающую точку. Штриховая линия — сепаратриса, разделяющая фазы металла и изолятора. Вертикальная штрихпунктирная линия изображает траекторию с изменением беспорядка, соответствующую переходу металл–изолятор при выбранной температуре.

1. Altshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 10, Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 1
2. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
3. Андреев А Ф и др. *Квантовая теория твердого тела* (Под ред. И М Лифшица) (М.: Мир, 1982)
4. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
5. Wigner E *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934)
6. Tanatar B, Ceperley D M *Phys. Rev. B* **39** 5005 (1989)
7. Chui S-T (Ed.) *Physics of 2D Quantum Electron Solids* (Conf. Proc. and Lecture Notes in Applied Physics, Vol. 1) (Cambridge, MA: International Press, 1994)
8. D'lorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Lett. A* **150** 422 (1990)
9. D'lorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Rev. B* **46** 15992 (1992)
10. Pudalov V M, D'lorio M, Campbell J W *Письма в ЖЭТФ* **57** 592 (1993)
11. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 910 (1995)

12. Khmelnitskii D E *Phys. Lett. A* **106** 182 (1984)
13. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **52** 2304 (1984)
14. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
15. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
16. Pudalov V M et al. *Письма в ЖЭТФ* **68** 415 (1998); *Physica E* **3** 79 (1998)
17. Pudalov V M, in *The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics* (Proc. of the Intern. School of Physics Enrico Fermi, Course CLVII, Eds G F Giuliani, G Vignale) (Burke, VA: IOS Press, 2004) p. 335; cond-mat/0405315
18. Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
19. Altshuler B L, Maslov D L, Pudalov V M *Physica E* **9** 209 (2001)
20. Pudalov V M, Gershenson M, Kojima H, in *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Vol. 154, Eds I V Lerner, B L Altshuler, Y Gefen) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) Ch. 19, p. 309
21. Шашкин А А *УФН* **175** 139 (2005)
22. Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
23. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
24. Zhu J et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 056805 (2003)
25. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
26. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
27. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. B* **67** 113130 (2003)
28. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 126403 (2003); *Phys. Rev. Lett.* **93** 269704 (2004)
29. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086401 (2001)
30. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086801 (2001)
31. Vitkalov S A, Sarachik M P, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **65** 201106 (2002)
32. Yoon J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4421 (2000)
33. Tutuc E et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2858 (2001)
34. Tutuc E et al. *Phys. Rev. B* **67** 241309(R) (2003)
35. Tutuc E, Melinte S, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **88** 036805 (2002)
36. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 076401 (2002)
37. Prus O et al. *Phys. Rev. B* **67** 205407 (2003)
38. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204; **65** 020201 (2001)
39. Gornyi I V, Mirlin A D *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004)
40. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. B* **68** 085304 (2003)
41. Punnoose A, Finkel'stein A M *Phys. Rev. Lett.* **88** 16802 (2002)
42. Iordaniski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)
43. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. B* (to be published)
44. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1993); **86** 367 (1984); Finkel'stein A M *Z. Phys. B* **56** 189 (1984); *Sov. Sci. Rev. Sect. A Phys. Rev.* (Ed. I M Khalatnikov) **14** (2) 3 (1990)
45. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 527 (1984)
46. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 1596 (1984)
47. Punnoose A, Finkel'stein A M *Science* **310** 289 (2005)
48. Dobrosavljević V et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 455 (1997)
49. Spivak B, Kivelson S A *Phys. Rev. B* **70** 155114 (2004)

PACS numbers: 71.10.Ca, 71.27 + a, 73.43.Cd

## Мультикомпонентный двумерный электронный газ как модель для кремниевых гетероструктур

С.В. Иорданский, А. Кащуба

### 1. Введение

В двумерном электронном газе в Si-гетероструктурах плотность электронов можно изменять в широких пределах [1]. Эффекты межэлектронного кулоновского взаимодействия определяются безразмерным отношением средней кулоновской энергии к кинетической энергии электронов  $r_s = e^2 m / \sqrt{\pi n \hbar^2}$ , где  $n$  — плотность электронов. В Si-MOSFET (MOSFET — от англ. metal-oxide semiconductor field effect transistor, металл-оксидный

полупроводниковый полевой транзистор) при относительно больших  $r_s$ ,  $1 < r_s < 10$ , наблюдаются переход от металлической (растущей) к диэлектрической (падающей) проводимости с уменьшением температуры [2], а также увеличение эффективной массы и магнитной восприимчивости с ростом  $r_s$  [3, 4]. При больших  $r_s$  не существует точно решаемой модели, в связи с чем получили развитие различные феноменологические модели. В электронно-дырочных трехмерных каплях в Si или Ge наблюдаемая электронно-дырочная плазма также соответствует сравнительно большим  $r_s$ . В пионерской работе [5] было показано, что многодолинная структура зонных спектров в этих полупроводниках приводит к возможности существования "металлизированной" электронно-дырочной плазмы в области сравнительно больших  $r_s$  (см. также [6]). Можно ожидать, что в двумерных Si-гетероструктурах теория, учитывающая многодолинность, приведет к лучшему согласию с экспериментами, чем теория ферми-жидкости Ландау, основанная на поправках к теории плотного электронного газа по малой величине  $r_s$ . Предсказания теории ферми-жидкости находятся в количественном противоречии с экспериментом для Si-гетероструктур уже при умеренных значениях  $r_s$ . Так, теория плотного электронного газа предсказывает уменьшение эффективной массы при малых  $r_s$  [7]:

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \frac{r_s}{\pi} \log \left( \frac{1}{r_s} \right). \quad (1)$$

Однако эксперименты, использующие метод осцилляций Шубникова – де Гааза [8, 9] дают

$$\frac{m^*}{m} \approx 1 + 0,08r_s. \quad (2)$$

Другой факт связан с измерением активационной энергии заряженных возбуждений на низшем заполненном спиновом подуровне Ландау, которая оказывается малой согласно магнитоемкостным измерениям [10] и приблизительно пропорциональной магнитному полю, в то время как теоретическая энергия активации [11] должна быть пропорциональна квадратному корню из магнитного поля  $H$  как межэлектронное взаимодействие,  $e^2 \sqrt{eH/\hbar c}$ . Эти явления наблюдаются при  $1,5 < r_s < 3$ , далеких от перехода металл – диэлектрик. Мы покажем, что систематическая модель двумерного многокомпонентного плотного электронного газа качественно соглашается с экспериментальными данными для наиболее чистых кремниевых гетероструктур.

В кремнии электронные состояния имеют долинное вырождение [1], соответствующее различным минимумам зонной энергии. Для ориентации (1,0,0) плоскости гетероструктуры в кристалле кремния имеется  $N = 4$  эквивалентных ортогональных спин-долинных состояний электрона, различающихся множителями  $\exp(\pm iQz)$  в перпендикулярном направлении с атомным значением волнового вектора  $Q$ . Для ориентации (1,1,1) спин-долинное вырождение  $N = 12$ . Трехмерный электронный газ в пределе  $N \rightarrow \infty$  впервые был рассмотрен в работе [12].

### 2. Мультикомпонентная ферми-жидкость

Систематическая теория может быть развита в пределе  $1 > r_s \gg N^{-3/2}$ , когда она сильно отличается от теории в пределе  $r_s \ll N^{-3/2}$ , допускающей обычные фермижид-