

## Двумерные электронные системы с сильным взаимодействием в кремниевых полевых структурах

В.Т. Долгополов

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Моск. обл., 142432, Россия*  
E-mail: dolgop@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 7 сентября 2006 г.

Приведен краткий обзор результатов экспериментальных исследований сильно взаимодействующей двумерной ферми-жидкости в кремниевых полевых структурах. Путем экстраполяции экспериментальных данных из металлической области сделаны выводы о расходимости эффективной массы электронов и обращении в нуль поля полной спиновой поляризации при конечной концентрации электронов.

Приведено короткий огляд результатів експериментальних досліджень сильно взаємодіючої двовимірної фермі-рідини в кремнієвих польових структурах. Шляхом екстраполяції експериментальних даних з металевої області зроблено висновки про розбіжність ефективної маси електронів і зверненні до нуля поля повної спінової поляризації при кінцевій концентрації електронів.

PACS: **71.30.+h** Переходы металл—изолятор и другие электронные переходы;  
**73.43.-f** Квантовые эффекты Холла.

Ключевые слова: эффективная масса электронов, кремниевые полевые структуры.

По тематике настоящей статьи имеются свежие, детальные обзоры [1,2], рассчитанные на достаточно подготовленного читателя. Предлагаемый ниже текст ориентирован на более широкую аудиторию и, как следствие, ограничен минимумом формул, а также не содержит подробных описаний экспериментов, оставаясь на уровне качественного изложения идеи измерений. Текст базируется на большом количестве экспериментальных работ, в части которых автор текста выступал в качестве соавтора. Для удобства читателя в тексте приводятся ссылки на все статьи, в которых получены упоминаемые оригинальные результаты.

### 1. Введение

Степень взаимодействия между электронами обычно характеризуют безразмерным радиусом Вигнера–Зейтца  $r_s$ , в простейшем случае равном отношению потенциальной кулоновской энергии взаимодействия на характерном расстоянии между электронами к фермиевской энергии, характеризующей типичную кинетическую энергию. В области  $0 < r_s < 1$  свойства элек-

тронной системы надежно известны и соответствуют парамагнитной ферми-жидкости. Типичные трехмерные нормальные металлы отвечают  $r_s < 6$ . Строго говоря, использование ферми-жидкостных представлений в этой области уже не имеет теоретической базы, хотя из многочисленных экспериментов известно, что никаких отклонений от ферми-жидкостного поведения в нормальных металлах не наблюдается. При больших значениях  $r_s$  (для двумерных электронных систем  $r_s > 35$ ) ожидается образование электронного кристалла (вигнеровская кристаллизация). В промежутке существует достаточно широкая область значений параметра взаимодействия, в которой электронная система остается жидкостью, но свойства ее не могут сколько-нибудь надежно быть предсказаны на основе имеющейся теории. Для двумерных электронных систем соответствующие значения параметра  $r_s$  лежат в интервале  $6 < r_s < 35$ .

Несмотря на длительный период экспериментального исследования двумерных электронных систем, до последнего времени в них не наблюдалось никакого заметного влияния сильного межэлектронного взаимодействия. Ситуация резко изменилась после

появления работы [3] и последовавших за ней публикаций [4,5]. В них было обнаружено, что магнитное поле, соответствующее полной спиновой поляризации электронов, имеет тенденцию обращаться в нуль при конечной электронной плотности — поведение абсолютно невозможное в чистой электронной системе со слабым взаимодействием.

В системе с сильным межэлектронным взаимодействием применение общеизвестных формул, соответствующих случаю слабого взаимодействия, само по себе требует экспериментальной проверки. Поэтому каждый параметр, извлеченный из эксперимента, должен быть подтвержден несколькими независимыми способами в независимых экспериментах. Реализация подобной стратегии и составляет предмет настоящей публикации.

## 2. Выбор объекта исследований

При кулоновском взаимодействии сильно взаимодействующей будет система малой плотности. Поскольку беспорядок, например рассеяние электронов на примесях, не должен доминировать в определении свойств исследуемой системы, полупроводниковая структура, выбранная для реализации двумерной системы, обязана быть достаточно чистой и совершенной. Последнее условие легче удовлетворяется при увеличении электронной плотности. Таким образом, при выборе объекта исследований желательны выполнение взаимоисключающих условий: с одной стороны, для увеличения взаимодействия плотность электронов следует уменьшать, с другой, для уменьшения влияния беспорядка эту же плотность следует увеличивать.

Рассмотрим возможности увеличения взаимодействия при фиксированной электронной плотности. В этом случае наиболее удобной для эксперимента является двумерная электронная система с возможно более тяжелой массой электронов в плоскости и минимальной статической диэлектрической проницаемостью. Тяжелая масса уменьшает кинетическую энергию, а малая статическая диэлектрическая проницаемость увеличивает потенциальную. Есть еще одна дополнительная возможность уменьшения кинетической энергии — увеличение числа так называемых долин. Дело в том, что в объемном спектре полупроводника может существовать несколько эквивалентных энергетических минимумов — долин. В результате двумерный электронный газ может быть создан электронами, принадлежащими различным долинам и обладать дополнительным вырождением по долинному индексу.

Двумерный электронный газ кремниевых полевых структур оказался очень удобным объектом по набору приведенных выше параметров. В наиболее

удобной кристаллографической ориентации кремния электронная масса в плоскости относительно тяжела ( $m = 0,19m_0$ ), диэлектрическая проницаемость сравнительно мала ( $\epsilon = 7,7$ ) и число долин равно двум. Как результат, у кремниевых полевых структур в хорошей металлической области удается достичь отношения типичной потенциальной энергии к типичной кинетической примерно равного 18.

Осталось уточнить, что мы имеем в виду под словами «хорошая металлическая область». В отличие от широко распространенного в последние годы способа отличать металл от диэлектрика по знаку температурной производной мы будем пользоваться старомодным определением и считать среду с большой проводимостью металлом, а с малой проводимостью — изолятором. Граница при этом будет расположена на значении «кванта» проводимости  $e^2/h$ . Область «хорошей металлической проводимости» будем считать область, в которой  $\sigma > 10e^2/h$ .

## 3. Поле полной спиновой поляризации

Как уже упоминалось, интерес к исследованиям сильно взаимодействующей двумерной электронной жидкости возник после публикаций [3–5]. В этих работах было исследована зависимость магнитного поля, приводящего к полной спиновой поляризации, от электронной плотности. Магнитное поле было приложено параллельно плоскости двумерной электронной системы с тем, чтобы влиять только на спин электронов. Регистрировалась зависимость сопротивления электронной системы от величины магнитного поля, возникающая за счет того, что по мере возрастания спиновой поляризации ухудшается экранирование примесей и, соответственно, возрастает рассеяние [6]. В области полной спиновой поляризации зависимость от величины поля практически отсутствует [7–9]. Если единственной причи-

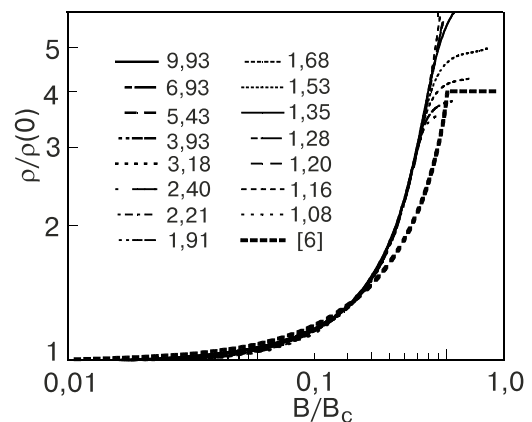


Рис. 1. Масштабированные экспериментальные кривые для различных электронных плотностей и ожидаемая универсальная зависимость (жирный пунктир).

ной влияния магнитного поля на свойства электронной системы является спиновая поляризация, то сопротивление не может зависеть от взаимной ориентации поля и тока. Поворачивая поле в плоскости и наблюдая отсутствие зависимости сопротивления от направления магнитного поля, легко было убедиться, что наблюдаемый эффект действительно связан исключительно со спином электронов.

Экспериментальные кривые (см. рис. 1) были скалированы в [3,4] способом, следующим из результатов работы [6]: сопротивление было нормировано на значение в нулевом магнитном поле, после чего начальные участки всех экспериментальных кривых были уложены на одну универсальную зависимость путем изменения масштаба по магнитному полю\*. Коэффициент масштабирования при этом пропорционален полю полной спиновой поляризации. Как видно на рисунке, скалирование по начальному участку кривых является довольно точным, а по данным в промежуточных полях можно с точностью в 15% определить абсолютную величину поля полной спиновой поляризации. Часть полученных таким образом точек приведена на рис. 2.

Начальный участок зависимости  $B_c(n_s)$  с хорошей точностью является прямой, экстраполирующейся в точку  $n_\chi \neq 0$ . Поскольку в области рис. 2, расположенной выше прямой, электронная система полностью поляризована по спину, наиболее простой возможностью интерпретации экспериментальных данных было бы утверждение о спонтанной полной спиновой поляризации электронов ниже  $n_\chi$ , подобное стонеровской неустойчивости [10]. На языке слабо взаимодействующих квазичастиц (пригодность которого для рассматриваемой ситуации далеко не очевидна) обращение  $B_c$  в нуль при конечном  $n_s$  означало бы расходимость фактора Лан-

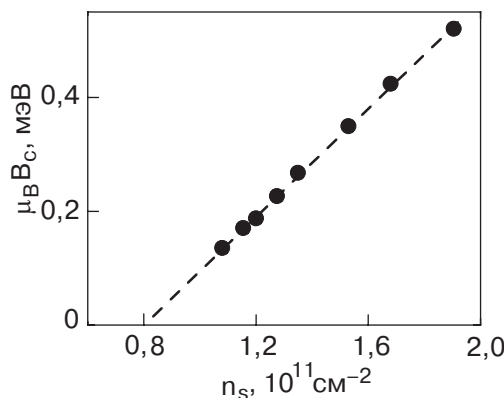


Рис. 2. Начальный участок зависимости поля полной спиновой поляризации от концентрации электронов.

де (сценарий стонеровской неустойчивости) или расходимость эффективной массы. Специально отметим, что в данном случае под эффективной массой мы имеем в виду параметр размерности массы, с помощью которого мы связываем квадрат фермиевского импульса с полной энергией электронной системы. Это определение не обязательно совпадает с обычным для ферми-жидкости  $m^* = p_F/v_F$ . Следующей задачей эксперимента было разрешение вопроса о том какой из этих двух параметров, фактор Ланде или эффективная масса, реально ответствен за обращение в нуль поля полной спиновой поляризации.

#### 4. Температурная зависимость проводимости в нулевом магнитном поле

Первая попытка разделения вкладов от эффективной массы и фактора Ланде была предпринята в [11]. Идея эксперимента вновь связана с изменением экранирования примесей, но теперь уже за счет температуры. Дело в том, что для рассеяния с передачей импульса, превышающего  $2p_F$ , экранирующие свойства электронной системы резко ухудшаются. На качественном уровне ухудшение связано с конечностью длины волны экранирующего электрона. В сущности, это явление широко известно, поскольку именно оно приводит к появлению фридлевских осцилляций в экранированном потенциале. При нулевой температуре рассеяние с передачей импульса, превышающего  $2p_F$ , невозможно, однако при конечной температуре появляются «горячие» электроны, для которых такой процесс рассеяния реален (см. рис. 3). Их доля определяется соотношением  $kT/\epsilon_F$ . Здесь в  $\epsilon_F$  для случая сильного взаимодействия ожидается соответствующая обычному определению

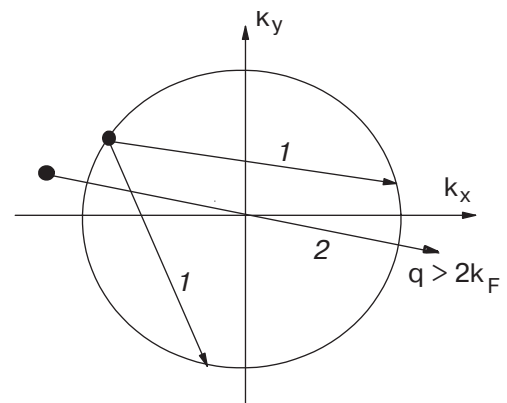


Рис. 3. Схема возможных процессов упругого рассеяния электронов при нулевой (1) и конечной (2) температурах.

\* Другой способ масштабирования, предложенный в [5], приводит к тем же результатам.

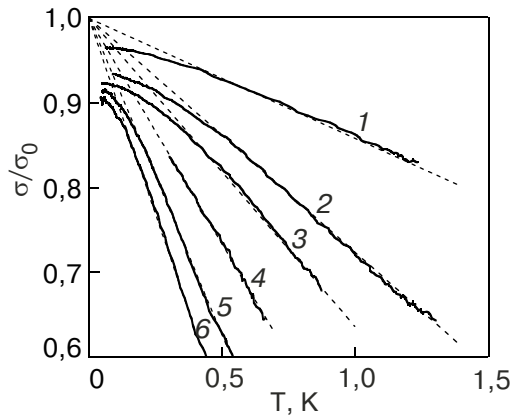


Рис. 4. Температурная зависимость нормированной проводимости двумерного электронного газа в высокоподвижном (100)-Si MOSFET при различных электронных плотностях (в единицах  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ): 2,40 (1), 1,68 (2), 1,45 (3), 1,23 (4), 1,08 (5), 1,01 (6).

эффективной массы  $m^* = p_F/v_F$ . Легко догадаться, что при расходящейся массе, определенной в предыдущем разделе,  $m^*$  также обратится в бесконечность.

В электронной подвижности, обусловленной упругим рассеянием на примеси, имеется добавочный член, линейно зависящий от температуры, обратно пропорциональный электронной плотности и пропорциональный  $m^*$  [12]. Температурная зависимость проводимости реальных образцов показана на рис. 4. В достаточно широком интервале температур проводимость действительно представляется в виде  $\sigma/\sigma_0 = 1 - AT$ .

Зависимость коэффициента  $A$  от электронной плотности приведена на рис. 5. Для сравнения на том же графике изображена зависимость поля полной спиновой поляризации от электронной концентрации. Обе показанные на рис. 5 величины обратно пропорциональны эффективной массе, а вот от фактора Ланде зависят разным способом. Следовательно, из сравнения двух зависимостей на рис. 5

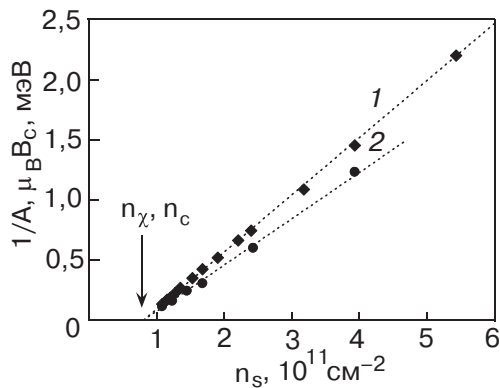


Рис. 5. Зависимости поля полной спиновой поляризации (1) и величины  $1/A$  (2) от электронной концентрации, демонстрирующие, что причиной падения  $B_c$  является рост эффективной массы электронов.

мы сразу же заключаем, что за необычное поведение  $B_c(n_s)$  ответственна эффективная масса.

### 5. Измерение массы по температурной зависимости квантовых осцилляций

Комбинируя результаты измерений  $B_c(n_s)$  и температурной зависимости упругого времени релаксации, можно найти зависимость массы от электронной концентрации, как это было сделано в работе [11]. К полученной таким образом зависимости мы еще вернемся, а сейчас обратимся к прямому измерению циклотронной массы по температурной зависимости квантовых осцилляций [13,14]. Пример экспериментальных зависимостей таких осцилляций приведен на рис. 6. Обработке подлежат осцилляции с максимальными номерами в самых слабых магнитных полях. Укладывая температурную зависимость осцилляций на теоретическую кривую Лифшица–Косевича, легко определить циклотронную массу. Результат такой процедуры показан точками на рис. 7. Там же пунктирной линией показана зависимость массы от концентрации электронов, полученная способом, описанным в начале этого параграфа. С учетом того, что степень применимости формулы Лифшица–Косевича не ясна, номера осцилляций не слишком велики, а также разницы в определениях масс, совпадение следует признать впечатляющим.

Из самых простых соображений можно ожидать зависимости ренормализованной взаимодействием эффективной массы от степени спиновой поляризации электронной системы, поскольку энергия взаимодействия должна включать обменный член, зависящий от спинового состояния. Экспериментальную проверку этого утверждения можно проделать, изучая температурную зависимость амплитуды квантовых осцилляций в наклонных магнитных полях. Результат таких измерений показан на рис. 8. Как видно на рисунке, экспериментальные результаты

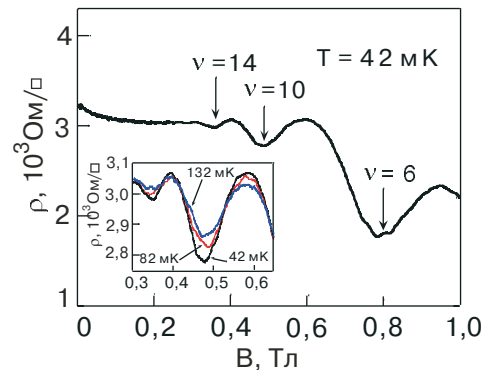


Рис. 6. Квантовые осцилляции при малой электронной плотности. На вставке показаны осцилляции при разных температурах.

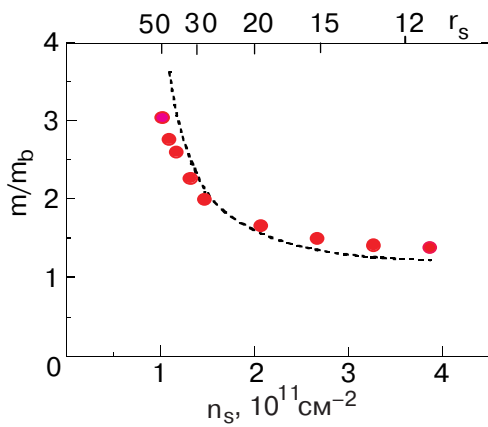


Рис. 7. Сравнение величин эффективной массы, полученной в различных экспериментах. Пунктир соответствует значениям массы, извлеченным из комбинации величин  $V_C$  и  $\mathcal{A}$ , точки получены по формуле Лифшица–Косевича из температурной зависимости квантовых осцилляций.

находятся в противоречии с приведенным выше рассуждением: масса от степени спиновой поляризации практически не зависит.

### 6. Спиновая щель в сильном магнитном поле

Информация о величине спинового расщепления квантовых уровней и, как следствие, о величине фактора Ланде может быть получена из измерений емкости кремниевой МДП структуры в сильном квантующем магнитном поле [15]. Схематически структура квантовых уровней показана на рис. 9. Долинные спектральные щели с энергией  $\Delta E_V$  имеют наименьший масштаб и осциллируют с изменением положения ферми-уровня. Их величина минимальна, если ферми-уровень занимает интересующее нас положение в

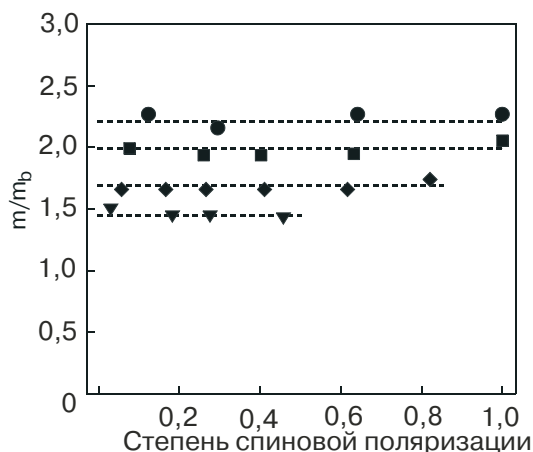


Рис. 8. Демонстрация отсутствия зависимости эффективной массы от степени спиновой поляризации. Точки получены с помощью измерения массы в наклонном магнитном поле по температурной зависимости квантовых осцилляций.

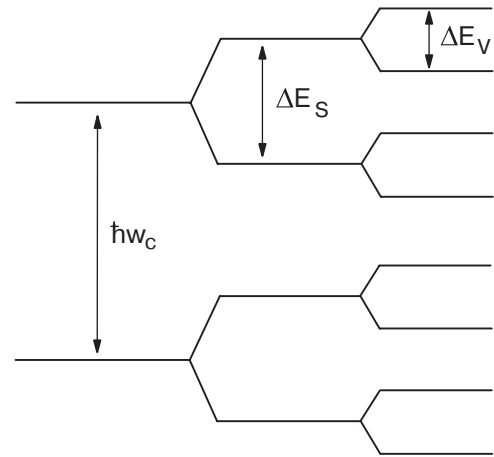


Рис. 9. Схема квантовых уровней в двумерном электронном газе (100) SiMOSFET, помещенном в квантующее магнитное поле.

середине спиновой щели  $\Delta E_S$ . Примеры записей квантовых осцилляций емкости показаны на рис. 10. Здесь минимумы, соответствующие нечетным факторам заполнения, отвечают долинному расщеплению, факторы заполнения  $\nu = 2, 6, 10 \dots$  определяют спиновые щели, а кратные четырем — циклотронное расщепление. Следует отметить, что эксперименты, подобные изображенным на рис. 10, исключительно трудоемки, поскольку для правильной регистрации каждого минимума требуется тщательный подбор частоты и температуры измерений.

Для определения скачка химического потенциала при прохождении магнитным полем значения, при котором ферми-уровень расположен в щели, необходимо знать, кроме кривой зависимости емкости от магнитного поля, еще и «геометрическую» емкость  $C_0$ . Последняя определяется, как емкость при бес-

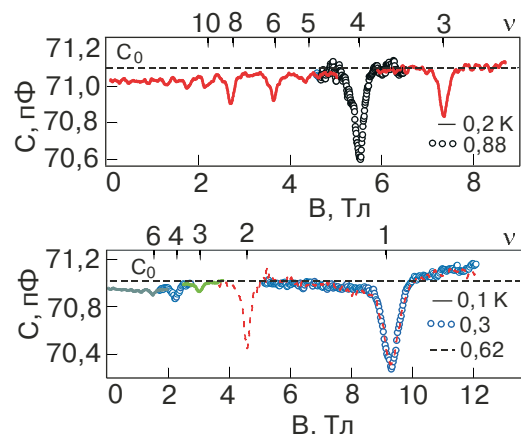


Рис. 10. Примеры записей квантовых осцилляций емкости. Разные части кривых сняты при различных температурах и на различных частотах, чтобы обеспечить максимальное отношение сигнал/шум и не исказить кривую за счет эффектов латерального транспорта.

конечной термодинамической плотности состояний электронной системы. Она измеряется, как емкость в максимумах плотности состояний электронной системы, т.е. при полущелых факторах заполнения, если, разумеется, квантующее магнитное поле достаточно велико. Скачок химического потенциала определяется следующим соотношением:

$$\Delta = \frac{Ae^3 v_0}{hcC_0} \int_{\text{dip}} \frac{C_0 - C}{C} dB,$$

где  $A$  — площадь образца,  $e$ ,  $c$ ,  $h$  — мировые константы, а  $v_0$  — фактор заполнения в минимуме. Дополнительную информацию о факторе Ланде можно получить в наклонном магнитном поле. Измеренная таким образом спектральная щель (рис. 11) оказалась прямо пропорциональной магнитному полю и соответствующей фактору Ланде 2,6. Заметной зависимости фактора Ланде от электронной плотности обнаружено не было.

### 7. Измерения термодинамических характеристик

Все приведенные выше результаты получены при исследовании транспортных кинетических характеристик. Перейдем теперь к изучению термодинамических равновесных параметров. Рассмотрим схему, показанную на рис. 12. Напряжение на затвор МДП структуры подается через преобразователь ток — напряжение с тем, чтобы при модуляции магнитного поля можно было бы измерять ток, протекающий между электронной системой и затвором. В плоскости двумерной электронной системы приложено магнитное поле, имеющее кроме постоянной составляющей низкочастотную переменную, вызывающую периодическое смещение химического потенциала двумерной

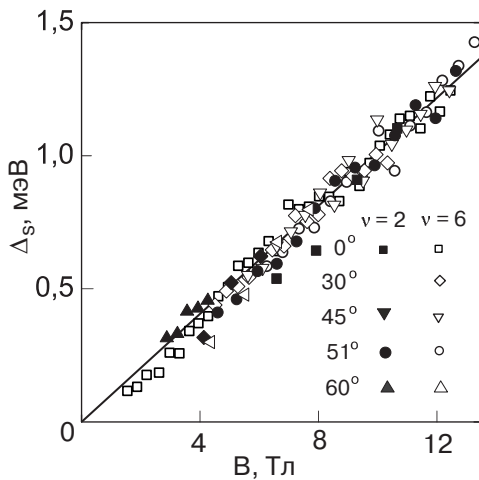


Рис. 11. Спиновая щель по измерениям в нормальном и наклонном магнитном поле по результатам работы [15].

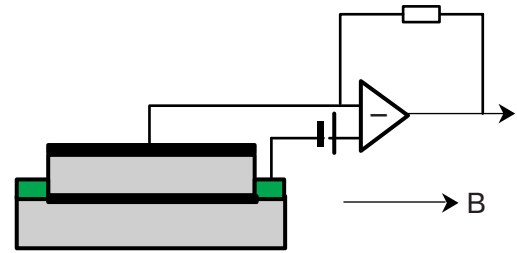


Рис. 12. Схема измерений  $d\mu/dB$ . В плоскости образца приложено магнитное поле, имеющее как постоянную, так и низкочастотную переменную составляющую. Периодическое смещение химического потенциала двумерной электронной системы приводит к перетеканию заряда между электронным слоем и затвором. Ток с помощью конвертора ток — напряжение переводится в сигнал переменного напряжения, отвечающего частоте модуляции магнитного поля и подлежащего дальнейшему усилению и регистрации.

электронной системы, и, как следствие, приводящую к перетеканию заряда между электронным слоем и затвором. Соответствующий ток пропорционален

$$i \sim d\mu/dB = -dM/dn_s.$$

Последний переход является известным соотношением Максвелла [16], в которое входит уровень химического потенциала, отсчитанный от уровня покоящегося электрона в вакууме, а изменение экранирования и ток, измеряемый при модуляции магнитного поля по схеме рис. 12, определяются химическим потенциалом, отсчитанным от дна зоны проводимости. Следовательно, к интересующему нас сигналу может быть добавлен вклад от сдвига дна зоны под воздействием магнитного поля (диамагнитный вклад). Величина этого вклада заранее не ясна и должна быть оценена по результатам измерений.

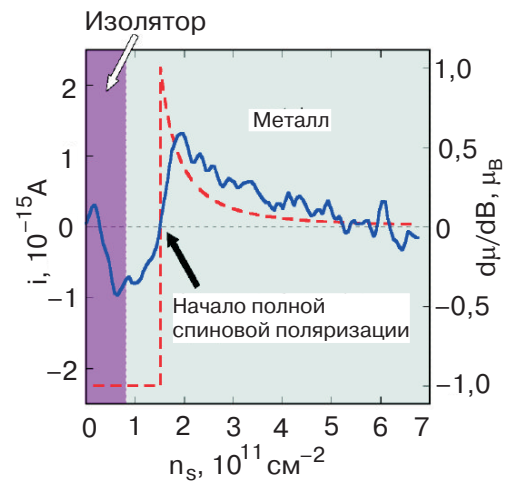


Рис. 13. Зависимость величины  $d\mu/dB$ , найденная в эксперименте в магнитном поле 5 Тл (сплошная кривая), в сравнении с зависимостью, ожидаемой по предыдущим экспериментам (пунктир).

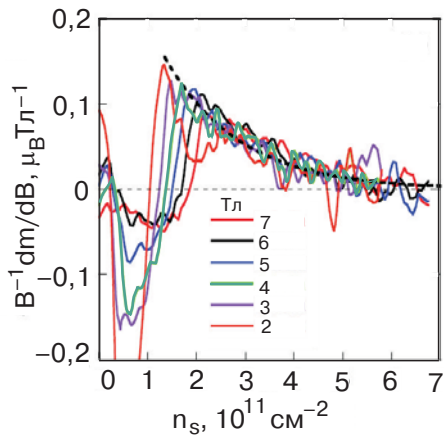


Рис. 14. Построение универсальной кривой (пунктир) по результатам измерений при шести значениях параллельного магнитного поля.

Примеры экспериментальных записей [17] приведены на рис. 13 и 14. Как видно из сравнения экспериментальной кривой (рис. 13) с пунктирной линией, построенной по результатам транспортных экспериментов, диамагнитный вклад в нашем образце относительно мал и не влияет на точность определения критического магнитного поля по точке прохождения экспериментальной кривой нулевого значения. Соответствующие точки приведены на рис. 15. Существуют еще две возможности для проверки ранее полученных результатов. Первая из них состоит в масштабировании кривых, измеренных в различных магнитных полях так, как это показано на рис. 14. Общая универсальная кривая (пунктир на рис. 14) при этом совпадает с кривой, известной из транспортных экспериментов. Вторая возможность заключается в независимом измерении емкости структуры в параллельном магнитном поле. Дело в том, что при полной спиновой поляризации термодинамическая плотность состояний, а вместе с ней и емкость, должна испытать скачок

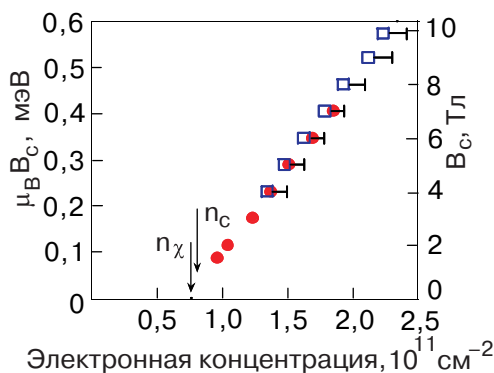


Рис. 15. Поле полной спиновой поляризации, полученное в результате различных экспериментов, в зависимости от электронной концентрации: намагничивание (●), магнетоемкость (□), линейная аппроксимация (—).

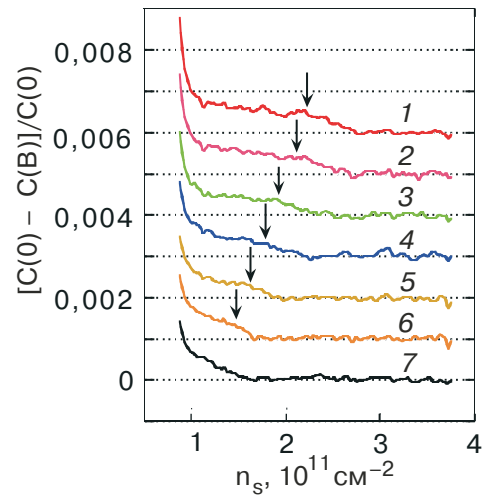


Рис. 16. Скачок в емкости, обусловленный опустошением одной из спиновых подзон, при различных значениях параллельного магнитного поля,  $T_{\parallel}$ : 9,9 (1), 9(2), 8 (3), 7 (4), 6 (5), 5 (6), 4 (7).

(см.рис. 16). Стрелками на рис. 16 отмечены концентрации, при которых появляются электроны с противоположной ориентацией спина. Соответствующие точки приведены также на рис. 15. Мы видим, что независимые эксперименты опять приводят нас к заключению об обращении поля полной спиновой поляризации в нуль при конечной плотности электронов. Таким образом, можно считать надежно установленной тенденцию обращения в нуль поля полной спиновой поляризации при конечной электронной плотности. Эффект несомненно обусловлен тенденцией к расходимости у эффективной массы.

### 8. Переход металл—диэлектрик

Возникает естественный вопрос: почему бы не понизить электронную плотность далее и не исследовать поведение электронной системы при еще меньших концентрациях и еще больших значениях  $r_s$ ? Самым интересным при этом было бы пройти точку расходимости массы и исследовать свойства системы между вигнеровским кристаллом и парамагнитной ферми-жидкостью, если, конечно, такая область вообще существует в реальных системах. К сожалению, такая программа в настоящее время не может быть реализована, поскольку в существующих наилучших кремниевых структурах точка перехода металл—диэлектрик (по любому определению, подробнее см. [2]) практически совпадает с точкой обращения в нуль поля полной спиновой поляризации. В менее совершенных структурах точка перехода металл—диэлектрик сдвинута в область больших электронных плотностей, в то время как  $n_{\chi}$  от степени совершенства образца не зависит.

Подчеркнем, что оба заключения о расходимости эффективной массы и об обращении поля полной спиновой поляризации в нуль при конечной плотности электронов сделаны на основе экстраполяции данных из хорошей металлической области. Возможно, что сделанные экстраполяции не справедливы в ближайшей окрестности точки перехода металл — диэлектрик. По-видимому, беспорядок является мешающим фактором при исследовании обсуждавшихся выше эффектов, а улучшение качества исследуемых МДП структур становится непрерывным условием для дальнейшего прогресса эксперимента.

### 9. Состояние теории

После экспериментального обнаружения тенденции к расходимости у электронной эффективной массы появился ряд теоретических статей с вычислениями, содержащими подобную расходимость [18–26]. Все упомянутые версии теории обладают общим недостатком: они плохо контролируемы, поэтому точность их предсказаний не ясна. Каждая из упомянутых теорий претендует на удачное описание эксперимента, однако только один параметр  $n_\chi$  в каждой из них может служить основой для сравнения. С другой стороны, опираться в сравнении на совпадение численного параметра при использовании теории с неопределенной точностью (а в ряде случаев и пренебрегающей долинным вырождением) не имеет смысла.

Поставим вопрос иначе: что, в соответствии с существующими теориями, можно ожидать за точкой расходимости массы? На этот вопрос существует уверенный ответ только в одном случае. Как известно, имеются две причины для обращения в нуль эффективной массы квазичастиц ферми-жидкости. Во первых, это обращение в нуль скачка на  $p_F$  в им-

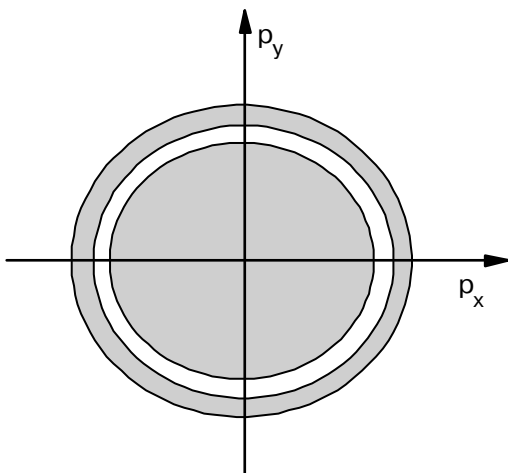


Рис. 17. Ферми-круг с кольцом пустых квазичастичных состояний.

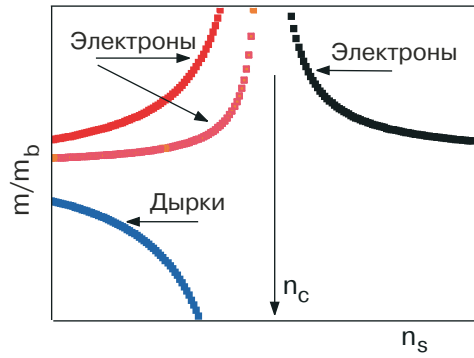


Рис. 18. Массы квазичастиц в окрестности критической точки.

пульсном распределении исходных частиц (скачка Мигдала). Во вторых, выполаживание спектра на ферми-уровне. В общем случае оба вклада являются важными. Если, тем не менее, при электронной концентрации в точке расходимости массы скачок Мигдала остается еще конечным [27], то ферми-жидкостные представления останутся справедливыми в некотором интервале концентраций и после обращения эффективной массы в бесконечность  $n_\chi < n_s < n_c$ . За точкой расходимости массы внутри исходной ферми-поверхности образуется незаполненная электронами полость [27,28], а сама ферми-поверхность оказывается составленной из трех листов, два из которых электронные и один дырочный (рис. 17). Соответственно, за точкой расходимости массы ожидается существование трех масс, двух электронных и дырочной, с поведением, качественно изображенном на рис. 18. По-видимому, изложенный сценарий является наиболее вероятным для чистой электронной системы с сильным взаимодействием при достаточно низких температурах.

Недавно появилась работа [29], радикально изменившая наши представления о поведении двумерных электронных систем с беспорядком. В течение долгого времени предполагалось, что в двумерных электронных системах с беспорядком невозможно существование конечного кондактанса при нулевой температуре и больших размерах системы. Другими словами, предполагалось отсутствие металлической фазы. В работе [29] продемонстрировано, что металлическая фаза сохраняется у двумерных систем при учете взаимодействия между электронами. Обнаружены также указания на рост эффективной массы в окрестности точки перехода металл — диэлектрик. Для применимости выводов работы [30] необходимо перейти из исследованной выше металлической области в «грязный» предел с межэлектронным взаимодействием, сильно зависящим от размеров системы (или температуры). Детальное



описание экспериментальных результатов, полученных в этой области, изложено в обзорах [1,2].

## 10. Заключение

В последнее время появились экспериментальные указания на то, что кремниевые МДП структуры не являются уникальным объектом и подобные явления могут быть обнаружены на других двумерных системах, хотя и в области меньших электронных плотностей. Последний факт не является сколько-нибудь удивительным из-за разницы в числе долин, зонных масс, диэлектрической проницаемости и протяженности волновой функции электронов в направлении, нормальном интерфейсу. Тем не менее столь же яркие результаты, как на кремнии, в других полупроводниковых структурах пока не получены.

Стратегия дальнейших экспериментальных исследований, на мой взгляд, должна состоять в возможно более ясном разделении эффектов взаимодействия и беспорядка с тем, чтобы определить поведение чистых двумерных электронных систем с сильным взаимодействием и отделить, если это в принципе окажется возможным, вопрос о переходе металл — диэлектрик от вопроса о поведении эффективной массы и устойчивости ферми-жидкости. Интереснейшей задачей для чистых двумерных электронных систем было бы выяснение вопроса о совпадении или различии точек расходимости массы с точкой потери устойчивости ферми-жидкости.

Чисто технически для кремниевых полевых структур попытка решения поставленных задач невозможна без создания новых, более совершенных структур, со слоем диэлектрика, в несколько раз превышающим 100 нанометров.

Автор приносит искреннюю благодарность Т. Клапвайку, предложившему и реализовавшему дизайн кремниевых полевых структур, позволивший уверенно работать с электронами малой плотности, С.В. Кравченко, М. Сакру, С. Анисимовой, А.А. Шашкину, В.С. Храпаю и А. Гольду за сотрудничество. Взгляд автора на рассмотренную выше проблему сформировался в результате обсуждений с упомянутыми выше соавторами, а также с В.Ф. Гантмахером, А. Финкельштейном, М. Зверевым и В. Ходелем, за что автор приносит им глубочайшую благодарность. Часть работы, выполненная в России, была поддержана РФФИ, программами РАН и программой поддержки ведущих научных школ.

1. S.V. Kravchenko and M.P. Sarachik., *Rep. Progr. Phys.* **67**, 1 (2004).
2. А.А. Шашкин, *УФН* **175**, 139 (2005).
3. А.А. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *cond-mat/0007402*.

4. A.A. Shashkin, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086801 (2001).
5. S.A. Vitkalov, H. Zheng, K.M. Mertes, and M.P. Sarachik, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086401 (2001).
6. В.Т. Долгополов, А. Голд, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 42 (2000).
7. T. Okamoto, K. Hosoya, S. Kawaji, A. Yagi, A. Yutani, and Y. Shiraki, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3875 (1999).
8. S.A. Vitkalov, Hairong Zheng, K.M. Mertes, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2164 (2000).
9. S.A. Vitkalov, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B64**, 073101 (2001).
10. E.C. Stoner, *Rep. Prog. Phys.* **11**, 43 (1947).
11. А.А. Shashkin, S.V. Kravchenko, and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B66**, 073303 (2002).
12. A. Gold and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B33**, 1076(1986); G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001).
13. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E.M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 196404 (2002).
14. А.А. Shashkin, Maryam Rahimi, S. Anissimova, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 046403 (2003).
15. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B67**, 113305 (2003).
16. O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, and V. Pudalov, *Phys Rev.* **B67**, 205407 (2003).
17. А.А. Shashkin, S. Anissimova, M.R. Sakr, S.V. Kravchenko, V.T. Dolgoplov, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 036403 (2006).
18. B. Spivak, *Phys. Rev.* **B64**, 085317 (2001).
19. В.Т. Долгополов, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 437 (2002).
20. Э.Г. Батыев, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 840 (2002).
21. V.R. Shaginyan, *Pis'ma v ZhETP* **77**, 104 (2002).
22. V. Yakovenko and V.A. Khodel, *Pis'ma v ZhETP* **78**, 398 (2003).
23. D. Tanaskovic', V. Dobrosavljević, E. Abrahams, and G. Kotliar, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 066603 (2003).
24. M.W.C. Dharma-wardana and F. Perrot, *Phys. Rev.* **B70**, 552 (2004).
25. K. Morawetz, *Europhys. Lett.* **67**, 77 (2004).
26. Y. Zhang and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B71**, 045322 (2005).
27. В.В. Борисов, М.В. Зверев, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 623 (2005).
28. V.A. Khodel, M.V. Zverev, and V.M. Yakovenko, *Europhys. Lett.* **95**, 236402 (2005).
29. A. Punnoose and A.M. Finkelstein, *Science* **310**, 289 (2005).

Two-dimensional electron systems with strong interaction in silicon field structures

V.T. Dolgoplov

The experimental results for a strongly-interacting 2D electron system in Si MOSFETs are reviewed. Extrapolating the data obtained in the metallic region, suggests that the effective elec-

tron and the field of total spin polarization tend to diverge and to vanish, respectively, at a finite electron density.

PACS: **71.30.+h** Metal-insulator transitions and other electronic transitions;

**73.43.-f** Quantum Hall effects.

Keywords: effective electron mass, silicon field structures.