

ствуется спиновым волнам в однодолинном случае. Такое возбуждение является нейтральным и будет характеризоваться импульсом несмотря на наличие магнитного поля. Образуется обменный экситон. При большом импульсе электрон и дырка будут находиться далеко друг от друга и их взаимодействием можно пренебречь, т.е. можно говорить о свободном электроне и дырке. Следовательно, их энергия будет являться энергией активации зарядовых возбуждений, равной разности энергии электрона в пустой и занятой долине. Эта энергия может быть вычислена:

$$\begin{aligned} \Delta &= \int D(0, q) \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right) \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} = \\ &= \frac{\hbar\omega_H}{v} (\log(r_s v^{3/2}) + 0,277), \end{aligned} \quad (20)$$

где  $r_s = \sqrt{2}e^2/\omega_H l_H \sqrt{v}$ . Таким образом, энергия активации приблизительно пропорциональна магнитному полю и мала в приближении большого  $v$ . Линейная зависимость качественно согласуется с магнито-емкостными измерениями активационной энергии [10]. Однако величина экспериментальной энергии активации заметно меньше теоретического значения энергии (20). Это можно отнести как к грубости самой экстраполяции на сравнительно большие  $r_s$ , так и к различным неучтенным факторам, таким как конечная толщина двумерного слоя и пренебрежение силой изображения от металлического затвора.

Аналогично можно найти энергию обменного экситона при малых импульсах  $Q$ :

$$\omega(Q) = J(Ql_H)^2, \quad J = 0,6613 \frac{\omega_H}{v}. \quad (21)$$

Таким образом, обменная константа  $J$  тоже подавляется эффектами экранирования и линейно зависит от магнитного поля.

Результаты, представленные в этом докладе, частично были опубликованы в [16]. Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 03-02-17229-а и 05-02-16553-а.

## Список литературы

1. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
2. Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
3. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
4. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
5. Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 309 (1969)
6. *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1983)
7. Gell-Mann M, Brueckner K A *Phys. Rev.* **106** 364 (1957); Sawada K *Phys. Rev.* **106** 372 (1957); Gell-Mann M *Phys. Rev.* **106** 369 (1957)
8. Smith J L, Stiles P J *Phys. Rev. Lett.* **29** 102 (1972)
9. Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
10. Khrapai V S, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **67** 113305 (2003)
11. Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
12. Takada Y *Phys. Rev. B* **43** 5962 (1991)
13. Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Добросвет, 1998)
14. Pudalov V M, Gershenson M E, 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)

15. Pines D, Nozières P *The Theory of Quantum Liquids* (New York: W.A. Benjamin, 1966)
16. Iordanski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)

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

## Эффекты взаимодействия в транспорте и магнитотранспорте двумерных электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs и Si/SiGe

Е.Б. Ольшанецкий, В. Ренар, З.Д. Квон,  
И.В. Горный, А.И. Торопов, Ж.К. Портал

### 1. Введение

Квантовые поправки к проводимости двумерных электронных систем, обусловленные эффектами локализации и взаимодействия [1, 2], изучаются уже четверть века. Следует отметить, что эффекты слабой локализации не вызывают никаких вопросов, а связанное с ними аномальное магнетосопротивление сразу же стало мощным инструментом получения информации о низкотемпературных свойствах неупорядоченных металлических систем, начиная с тонких сверхпроводящих пленок и кончая двумерными слоями у поверхности полупроводников. Поведение же эффектов взаимодействия все время оставалось предметом острых дискуссий, связанных в основном с вопросом об их влиянии на переход металл–изолятор в двумерной электронной системе [3]. Ситуация приобрела особую актуальность после обнаружения [4] в высокоподвижном двумерном электронном газе в кремниевых МОП-транзисторах (МОП — металл–оксид–полупроводник) состояния с аномально сильным ростом проводимости при понижении температуры, полностью противоречащим предсказаниям теории [1, 2]. Возникшая ситуация способствовала появлению новых идей в теории квантовых поправок, обусловленных эффектами взаимодействия, и привела недавно к дальнейшему развитию теории [5–7]. В работах [5–7] было показано, что в поведении указанных квантовых поправок существует два режима: диффузионный (при  $T\tau/\hbar \ll 1$ ) и баллистический (при  $T\tau/\hbar \gg 1$ ). Причем оба режима имеют одну природу: одно- и многократное когерентное рассеяние на примесях и фриделевских осцилляциях их экранирования. Оба механизма были уже известны до появления работ [5–7]. Первый механизм [1, 2] связывался с описанными выше квантовыми поправками, вызванными интерференцией взаимодействующих электронов, а второй — с температурной зависимостью экранирования, обусловленной особенностью двумерного экранирования вблизи  $q \approx 2k_F$  [8], и рассматривался как зависящая от температуры часть одноэлектронного транспортного времени, не связанная с квантовой интерференцией.

Появление работ [5–7] вызвало проведение серии экспериментов [9–12] по проверке предсказаний этих работ, и целый ряд предсказаний подтвердился. Однако ни в каком из экспериментов не был реализован переход от одного режима к другому. Также не был экспериментально изучен вопрос о поведении баллистических и квантовых поправок в зависимости от того, является ли основной механизм рассеяния короткодействующим, дальнедействующим или смешанным, хотя, как было

указано в [7], поведение отрицательного параболического магнетосопротивления, вызванного этими поправками, в значительной степени зависит от этого. В данном докладе представлены результаты экспериментов, в которых поставленные проблемы решались на примере двух двумерных электронных систем (ДЭС): ДЭС в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs и ДЭС в гетеропереходе SiGe/Si.

## 2. Переход от баллистического к диффузионному режиму в ДЭС в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs [13]

Для экспериментального изучения перехода от диффузионного поведения квантовых поправок к баллистическому была изготовлена специальная структура, представляющая собой двумерный электронный газ (ДЭГ) с высокой концентрацией электронов, находящийся в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs, легированной примесями Si. Концентрация  $N_s$  ДЭГ находилась в диапазоне  $(2,5-4,5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $\mu$  составляла  $280-560 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, исследуемая система представляла собой низкоподвижный ДЭГ с большими значениями энергии Ферми  $E_F$  ( $E_F = 100-200 \text{ мэВ}$ ), в котором доминирующим являлось рассеяние на короткодействующем потенциале легирующей примеси кремния. Для того чтобы реализовать переход от  $T\tau/\hbar \ll 1$  к  $T\tau/\hbar \gg 1$ , свойства данной системы изучались в максимально возможном диапазоне температур:  $T = 1,4-110 \text{ К}$ . В указанном диапазоне детально измерялись сопротивление, магнетосо-

противление и эффект Холла описанных выше образцов (рис. 1). Прежде чем переходить к анализу эксперимента, обсудим более детально результаты теории, развитой в [5, 6]. Согласно этой теории полная квантовая поправка к проводимости двумерной электронной системы состоит из двух частей: логарифмической, доминирующей при низких температурах,  $T\tau/\hbar \ll 1$ , и линейной, которая преобладает при высоких температурах,  $T\tau/\hbar \gg 1$ . Причем в случае слабого взаимодействия, когда параметр  $r_s \leq 1$  ( $r_s = E_{e-e}/E_F$ ), знак обеих поправок одинаков и соответствует падению проводимости при уменьшении температуры. Интересное предсказание теории [5, 6] дает для поведения поправки  $\delta\rho_{xy}$  к классическому холловскому сопротивлению  $\rho_H^D$ : при повышении температуры должен наблюдаться переход от логарифмической температурной зависимости этой поправки к гиперболической зависимости. Как уже отмечалось, наряду с поправкой, обусловленной взаимодействием, существует поправка, обусловленная слабой локализацией. Последняя исключалась с помощью проведения измерений в магнитном поле  $B$ , которое полностью подавляет слабую локализацию в наших образцах при  $B > 5 \text{ Тл}$ . Измерения в магнитных полях также позволили определить величину друдевской проводимости, которую необходимо знать для корректного сравнения результатов теории и эксперимента. Результаты измерения температурной зависимости проводимости, обусловленной взаимодействием  $\Delta\sigma_{xx}^{e-e}(T)$ , в нулевом магнитном поле показаны на рис. 2а. Хорошо видно, что при высоких

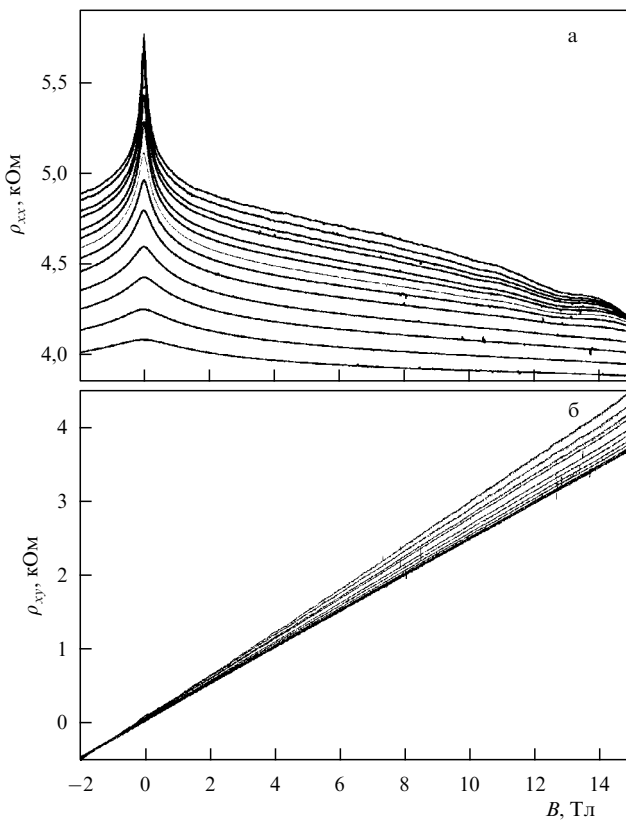


Рис. 1. Сопротивление и магнетосопротивление ДЭГ в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs (а) и эффект Холла (б) в диапазоне температур 1,4 К–110 К.

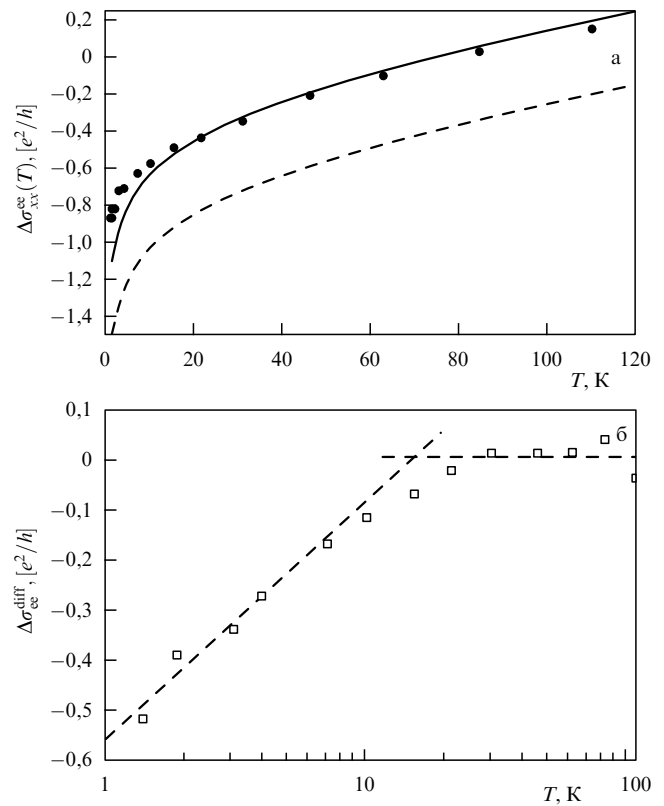


Рис. 2. (а) Экспериментально найденная (точки) и рассчитанная теоретически (сплошная кривая) квантовые поправки, обусловленные взаимодействием; штриховая кривая соответствует теоретической поправке без учета постоянного сдвига. (б) Зависимость логарифмической поправки к проводимости от температуры.

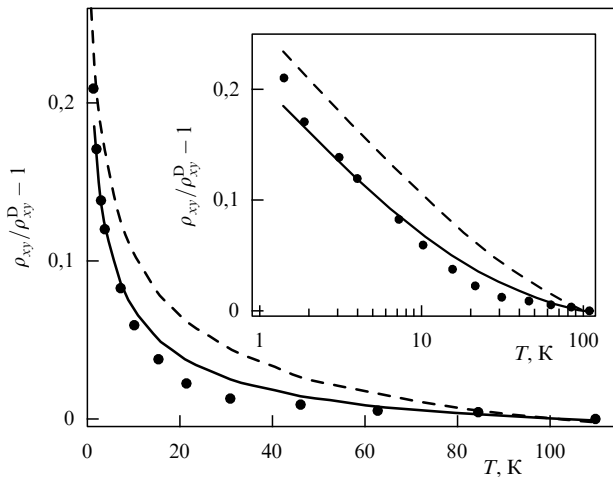


Рис. 3. Экспериментальная температурная зависимость коэффициента Холла (точки), соответствующая теоретическая зависимость [6] (штриховая кривая) и та же зависимость, но полученная в предположении анизотропного рассеяния электронов в образце (сплошная кривая).

температурах,  $T > 20$  К, зависимость близка к линейной, а при  $T < 20$  К она переходит в логарифмическую. Наблюдается неплохое согласие с зависимостью (сплошная кривая), рассчитанной в соответствии с теорией [5]. Причем следует подчеркнуть, что это согласие получено без использования каких-либо подгоночных параметров, поскольку фермижидкостная константа  $F_0^\sigma$ , обычно фигурирующая в качестве подгоночного параметра, в случае слабого взаимодействия определяется точно [5], если известна концентрация двумерных электронов, которая в данных образцах определялась на основе измерений как эффекта Холла, так и шубниковских осцилляций. Разработанная в нашей работе методика определения обусловленных взаимодействием квантовых поправок позволила найти каждую из них по отдельности. В качестве иллюстрации на рис. 2б приведена логарифмическая поправка. Ясно видно, что поправка стремится к нулю при  $T > 20$  К. Результаты эксперимента по измерению квантовой поправки к холловскому сопротивлению и сравнения ее с результатами теории представлены на рис. 3, из которого видно, что поведение  $\delta\rho_{xy}/\rho_H^D$  описывается теорией [6] только качественно: наблюдается заметное расхождение между экспериментальной и теоретической зависимостью  $\delta\rho_{xy}/\rho_H^D$  от температуры. Тем не менее переход от баллистического режима к диффузионному в поведении эффекта Холла также хорошо просматривается на кривых рис. 3, а неполное согласие, скорее всего, связано с пренебрежением слабой анизотропией в рассеянии.

### 3. Переход металл–диэлектрик и квантовые поправки к проводимости ДЭГ в гетероструктуре Si/SiGe [14]

Со времени первого наблюдения [4] в кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) с ДЭГ перехода металл–диэлектрик (ПМД), запрещенного в модели однопараметрического скейлинга [15], прошло уже около десяти лет. Тем не менее все еще остается неясным, является ли наблюдаемый переход фазовым. Хотя имеется большое число публикаций, посвященных переходу металл–диэлектрик в ДЭС

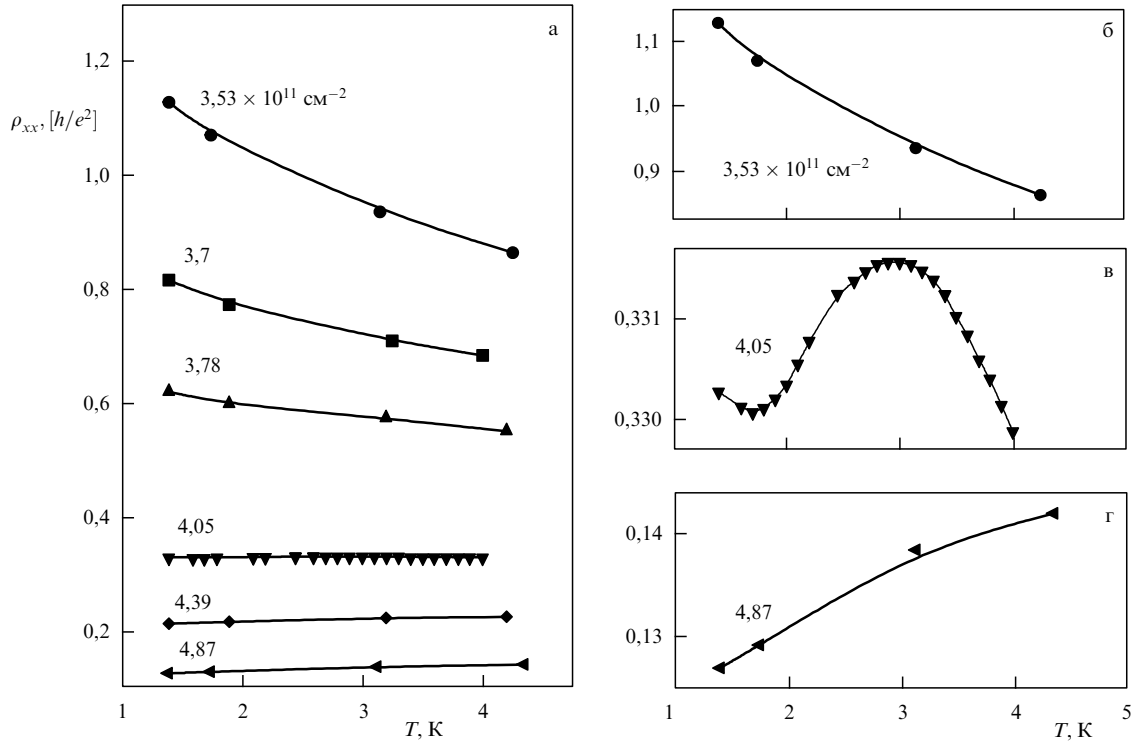
различного типа, однако до сих пор не сообщалось о наблюдении такого перехода в гетеропереходе Si/SiGe с ДЭГ. Тогда как подобное наблюдение, несомненно, должно представлять интерес ввиду возможности его сравнения с соответствующими результатами, полученными ранее на кремниевых МДП-структурах. Действительно, сходные во всем, что касается электронного спектра, эти две системы различаются структурой рассеивающего потенциала, преимущественно короткодействующего в кремниевых МДП-структурах и имеющего значительную длиннопериодную компоненту в гетероструктурах Si/SiGe. Различие в поведении этих двух систем, таким образом, может дать информацию о роли преимущественного типа рассеяния в электрон-электронном взаимодействии.

Нами использовались гетероструктуры Si/SiGe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии [12], с электронной плотностью  $N_s = (3,5-6,23) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и максимальной подвижностью электронов  $\mu = 6 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Транспортные измерения производились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе с малой частотой (10 Гц) и амплитудой (0,1 мкА), для того чтобы избежать разогревных эффектов.

Переход металл–диэлектрик обычно наблюдается по измерениям температурной зависимости проводимости при различных значениях концентрации двумерных электронов. Изменение концентрации в этом случае достигается изменением приложенного к затвору напряжения. В наших экспериментах образцы на основе гетеропереходов Si/SiGe с двумерным электронным газом переводились из первоначального, диэлектрического состояния, которое достигалось посредством охлаждения образцов в криостате до базовой температуры, в металлическое состояние под действием последовательных, специально дозированных кратковременных импульсов излучения светодиода. Полученные таким образом состояния оказывались весьма устойчивыми.

На рисунке 4 показана серия зависимостей сопротивления от температуры при различных значениях концентрации электронов. Переход между диэлектрическим,  $d\rho_{xx}/dT < 0$ , и металлическим,  $d\rho_{xx}/dT > 0$ , поведением образца, показанный на этом рисунке, является первым наблюдением такого рода в гетероструктуре Si/SiGe с двумерным электронным газом. Условная граница между двумя этими состояниями наблюдается при электронной концентрации порядка  $4,05 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и отвечает значению сопротивления образца  $\approx 0,3h/e^2$ . Соответствующая этому пограничному состоянию температурная зависимость сопротивления не является монотонной (рис. 4в). Так же, как и в случае других двумерных систем, объяснения наблюдаемому переходу металл–диэлектрик пока не дано. Теоретический анализ возможен только для состояний с малыми значениями  $r_s$  и  $\rho_{xx} \ll h/e^2$ . Именно здесь в последнее время достигнут значительный прогресс в понимании природы вызванных электрон-электронным взаимодействием поправок к друдевской проводимости. Перейдем к рассмотрению этого круга явлений в образцах на основе гетероструктур Si/SiGe с ДЭГ.

Как отмечалось выше, имеются два основных типа поправок к проводимости двумерной электронной системы — слаболокализационные поправки к проводи-



**Рис. 4.** (а) Сопротивление как функция температуры при различных значениях концентрации. На рисунках (б–г) некоторые из кривых, показанных на рис. а, приведены в более крупном масштабе.

мости и поправки от электрон-электронного взаимодействия. Слаболокализационная поправка может быть представлена в виде [1]

$$\Delta\sigma_{xx}^{wl} = \alpha p \frac{e^2}{h} \ln \left( \frac{k_B T \tau}{\hbar} \right).$$

Здесь предполагается, что время фазовой когерентности зависит от температуры как  $T^{-p}$ , и амплитуда  $\alpha$  считается равной 1 для обычного рассеяния.

Далее, согласно [5], поправка от взаимодействия при произвольном значении параметра  $k_B T \tau / \hbar$  дается следующим выражением:

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + 15\delta\sigma_T,$$

где  $\delta\sigma_C$ ,  $\delta\sigma_T$  — поправки соответственно от взаимодействия в зарядовом и триплетном каналах,

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{k_B T \tau}{\hbar} \left( 1 - \frac{3}{8} f(T\tau) \right) - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left( \frac{1}{T\tau} \right),$$

$$\delta\sigma_T = \frac{F_0^\sigma}{(1 + F_0^\sigma)} \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{T\tau}{\hbar} \left( 1 - \frac{3}{8} t(T\tau; F_0^\sigma) \right) - \left( 1 - \frac{1}{F_0^\sigma} \ln(1 + F_0^\sigma) \right) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left( \frac{1}{T\tau} \right).$$

Точные выражения для функций  $f(T\tau)$  и  $t(T\tau; F_0^\sigma)$  приводятся в [5].

Следует отметить, что в приведенном выражении мы приняли во внимание двукратное долинное вырождение электронного спектра у поверхности (100) кремния, которое приводит к увеличению численного коэффициента перед триплетным членом от 3 до 15. В диффу-

зионном пределе поправка от взаимодействия сводится к хорошо известной логарифмической поправке [2], тогда как в баллистическом и промежуточном режимах она представляет собой линейную по температуре поправку, знак и степень наклона которой зависят от константы взаимодействия.

На рисунке 5а показаны типичные кривые магнетосопротивления (МС), полученные при различных температурах после насыщения электронной концентрации до максимума под действием излучения светодиода. В этом состоянии образца электронная подвижность  $\mu = 61800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , электронная концентрация  $N_s = 6,23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , что соответствует  $r_s \approx 6,7$ . Отметим, что при  $r_s > 1$  функциональная связь между параметром  $r_s$  и константой  $F_0^\sigma$  неизвестна. На рисунке 5б представлена зависимость проводимости от температуры при нулевом магнитном поле. Видно, что зависимость является линейной при  $T \geq 1,25 \text{ K}$  и выходит на насыщение при более низких температурах. Проводимость Друде определяется экстраполяцией линейной части зависимости до  $T = 0$ . Соответствующее этой проводимости время релаксации импульса  $\tau = 6,8 \times 10^{-12} \text{ s}$ . Отсюда следует, что  $T\tau = 0,89 \text{ K}$  и, значит, в температурном диапазоне 0,4–2,7 К исследуемый образец находится в промежуточном или баллистическом режиме.

Сплошная кривая на рис. 5б представляет собой теоретическую зависимость, полученную путем сложения слаболокализационной поправки и поправки от взаимодействия. Кривая подогнана к экспериментальной зависимости с использованием только одного подгоночного параметра  $F_0^\sigma = -0,155$ . Слаболокализационный коэффициент  $\alpha p = 1,5$  найден из анализа поведения образца в слабых магнитных полях. Полученная в

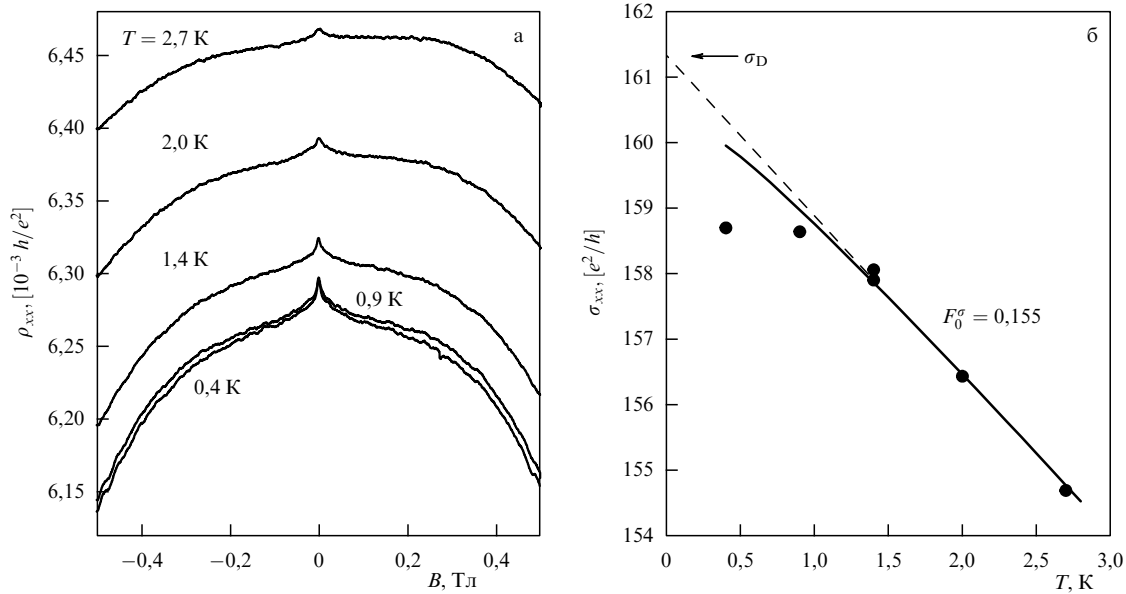


Рис. 5. (а) Магнетосопротивление при различных температурах. (б) Проводимость как функция температуры при  $B = 0$ . Сплошная кривая соответствует теоретической зависимости.

результате подгонки величина  $F_0^\sigma = -0,155$  оказывается неожиданно малой по сравнению с соответствующими величинами (меньше примерно в два раза) в кремниевых МДП-структурах со сравнимыми значениями  $r_s$  [10]. На наш взгляд, это является следствием упомянутых выше различий в структуре рассеивающего потенциала этих двух кремниевых систем. Действительно, линейная по температуре поправка к проводимости от взаимодействия является, согласно [5], результатом рассеяния электронов на фриделевских осцилляциях электронной плотности, вызванных короткодействующим рассеивающим потенциалом. Такой тип рассеяния реализуется, например, в случае кремниевых МДП-структур. В наших же образцах, определяемое из амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза одночастичное время рассеяния  $\tau_q$  оказывается в шесть раз меньше времени релаксации импульса. Это означает, что в исследуемых образцах присутствуют оба типа беспорядка. Можно ожидать, что в этом случае теория [5] окажется мало пригодной для описания эксперимента. Тем не менее мы находим, что при  $T \geq 1,25$  К наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментом. Это может быть связано с доминированием короткодействующего рассеяния в нулевом магнитном поле. Что касается наблюдаемого насыщения при низких температурах, то о нем сообщалось ранее и в других работах [16], где среди возможных причин такого поведения назывались междолинное рассеяние и снятие долинного вырождения в нулевом магнитном поле.

Рассмотрим теперь поперечное магнетосопротивление в нашем образце (рис. 5а). Известно, что в диффузионном режиме поправка к проводимости от взаимодействия в нулевом магнитном поле  $\Delta\sigma_{xx}^{cc}(T)$  сохраняет свой вид и в классически сильных магнитных полях, приводя к возникновению отрицательного параболического магнетосопротивления (ОМС), которое при  $\omega_c\tau > 1$  описывается следующим выражением:  $\rho_{xx}(B) = \rho_D + \rho_D^2(\mu B)^2 \Delta\sigma_{xx}^{cc}(T)$ . В отличие от диффузионного режима в промежуточном и баллистическом режи-

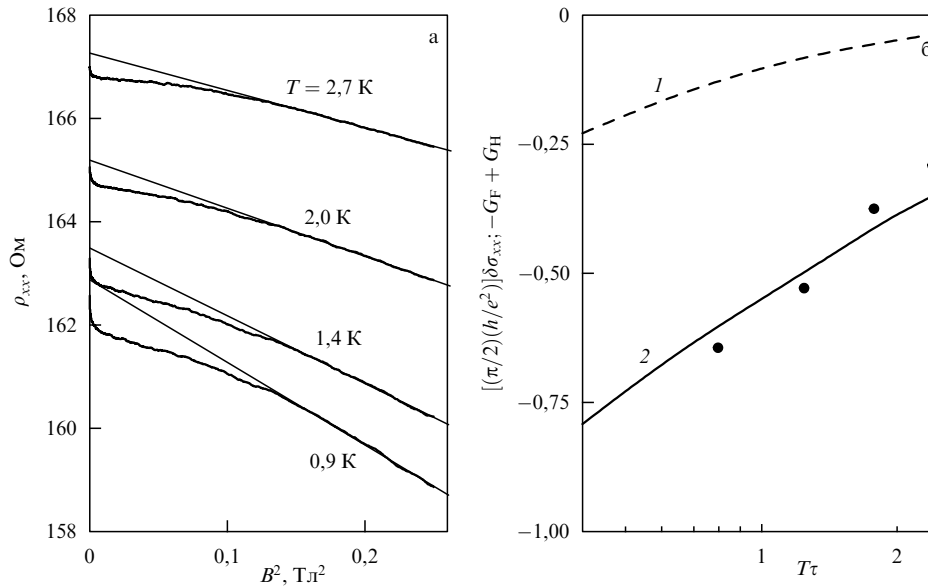
мах ситуация до последнего времени оставалась малоизученной. В частности, оставалось неясным, будут ли поправки, полученные в нулевом магнитном поле, по аналогии с поправками в диффузионном режиме сохранять свой вид и в сильных магнитных полях. Недавно была предложена новая теория [7], в которой поперечное магнетосопротивление рассматривается для произвольного значения  $k_B T\tau/\hbar$  в сильных магнитных полях. В этой теории рассматривается как случай только плавно меняющегося рассеивающего потенциала, так и ситуация со смешанным типом рассеяния и показано, что в обоих случаях взаимодействие приводит к параболическому МС, подобному приведенному выше, но с другим выражением для  $\Delta\sigma_{xx}^{cc}(T)$ :

$$\Delta\sigma_{xx}^{cc}(T) = -\frac{2}{\pi} \left[ G_F(k_B T\tau/\hbar) - G_H(k_B T\tau/\hbar; F_0^\sigma) \right],$$

где  $G_F(k_B T\tau/\hbar)$  — обменный, а  $G_H(k_B T\tau/\hbar; F_0^\sigma)$  — триплетный вклады, и их вид, помимо прочего, зависит от типа рассеяния в системе. Точные выражения для этих функций приведены в [7].

Общий вид экспериментальных зависимостей (присутствие отрицательного параболического МС) подтверждает вывод о наличии не зависящей от магнитного поля поправки. Действительно, на экспериментальных кривых после подавления слаболокализационной поправки наблюдается относительно плоский участок, который согласно [7] соответствует подавлению обратного рассеяния при низких значениях магнитного поля, обусловленного присутствием длиннопериодного рассеивающего потенциала. При более высоких значениях поля возрастающая вероятность обратного рассеяния восстанавливает взаимодействие, что приводит к появлению отрицательного параболического МС.

Для нашего образца условие  $\omega_c\tau = 1$  выполняется при  $B = 0,16$  Тл, так что параболическое МС наблюдается в классически сильных полях. К тому же все зависимости, за исключением кривой при  $T = 0,4$  К, измерялись в магнитных полях, в которых влиянием эффекта Зеемана



**Рис. 6.** (а) Магнетосопротивление как функция  $B^2$ . (б) Экспериментально определенная поправка  $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$  (точки) и теоретические зависимости для этой же поправки: кривая 1 —  $F_0^\sigma = -0,15$  плавно меняющийся рассеивающий потенциал, кривая 2 —  $F_0^\sigma = -0,16$ , смешанный тип рассеяния,  $\gamma = 5$ .

на взаимодействие можно пренебречь. В этих условиях результаты теории [7] должны быть применимы к нашему эксперименту. На рисунке 6а сопротивление представлено как функция  $B^2$ . На рисунке 6б показаны поправки к проводимости  $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$ , обусловленные взаимодействием (точки), которые получены из наклона линейной части зависимостей, представленных на рис. 6а. На этом же рисунке приведены две теоретические кривые [7], одна из которых (кривая 1) получена исходя из предположения о наличии в системе только плавного рассеивающего потенциала, а другая (кривая 2) построена для случая смешанного рассеяния. В последнем случае параметр  $\gamma$  описывает количественное соотношение двух типов рассеяния в образце [7]. Видно, что теория, допускающая рассеяние лишь на длиннопериодном потенциале, дает сильное расхождение с экспериментом, в то время как предположение о смешанном типе рассеяния приводит к их хорошему согласию. Из проведенного анализа следует, что правильный учет типа рассеяния в системе является необходимым условием корректного описания обусловленных взаимодействием поправок к проводимости как в нулевом, так и в сильных магнитных полях, где они приводят к параболическому магнетосопротивлению.

## Список литературы

1. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
2. 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
3. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1983); *Письма в ЖЭТФ* **40** 63 (1984)
4. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
5. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204 (2001)
6. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 201201 (2001)
7. Gornyi I V, Mirlin A D *Phys. Rev. Lett.* **90** 076801 (2003); *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004)
8. Gold A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **33** 1076 (1986)
9. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
10. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
11. Kvon Z D et al. *Phys. Rev. B* **65** 161304 (2002)
12. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. B* **68** 085304 (2003)
13. Renard V T et al. *Phys. Rev. B* **72** 075313 (2005)
14. Olshanetsky E B et al. *Europhys. Lett.* **71** 665 (2005)
15. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
16. Brunthaler G et al., cond-mat/0207170