

## Квантовые эффекты в дырочных Si/SiGe гетеропереходах

Ю. Ф. Комник, В. В. Андриевский, И. Б. Беркутов, С. С. Крячко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина 47  
E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua*

М. Миронов, Т. Е. Волл

*Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK*

Статья поступила в редакцию 22 марта 2000 г.

Изучены температурные и магнитопольевые изменения сопротивления гетеропереходов Si/SiGe с дырочным типом проводимости. Показано, что особенности этих зависимостей связаны с проявлением квантовых интерференционных эффектов — слабой локализацией подвижных носителей заряда и междырочным взаимодействием в двумерной электронной системе. На основании анализа квантовых интерференционных эффектов определена температурная зависимость времени сдвоя фазы волновой функции носителей заряда:  $\tau_\phi = 6,6 \cdot 10^{-12} T^{-1}$  с. Зависимость  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  следует рассматривать как проявление процессов междырочного рассеяния в двумерной электронной системе. Выделен вклад в магнитосопротивление эффекта междырочного взаимодействия в куперовском канале и найдена соответствующая константа взаимодействия  $\lambda_0^C \approx 0,5$ .

Вивчено температурні та магнітопольові змінення опорів гетеропереходів Si/SiGe з дірковим типом провідності. Показано, що особливості цих залежностей пов'язані з проявом квантових інтерференційних ефектів — слабкою локалізацією рухомих носіїв заряду та міждірковою взаємодією у двовимірній електронній системі. На підставі аналізу квантових інтерференційних ефектів було визначено температурну залежність часу відпаду фази волнової функції носіїв заряду:  $\tau_\phi = 6,6 \cdot 10^{-12} T^{-1}$  с. Залежність  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  треба розглядати як виявлення процесів міждіркового розсіювання у двовимірній електронній системі. Виділено внесок у магнітоопір ефекту міждіркової взаємодії у куперівському каналі та знайдено відповідну константу взаємодії  $\lambda_0^C \approx 0,5$ .

PACS: 73.20.Fz, 72.20.Mu

### Введение

Важнейшим направлением в физике твердого тела в последние два десятилетия является физика низкоразмерных электронных систем [1]. Успехи полупроводниковой технологии, в частности развитие метода молекулярно-лучевой эпитаксии, обеспечили создание различных полупроводниковых структур с двумерным электронным газом. К ним относятся металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) структуры и инверсионные слои, дельта-слои и  $n-i-p-i-n$ -сверхрешетки, одиночные гетеропереходы и квантовые ямы (двойные гетеропереходы). Во всех случаях подвижные носители заряда (электроны или дырки) занимают квантовые уровни в соответствующей потенциальной яме. Движение электронов вдоль определен-

ного направления (вдоль оси  $z$ ) оказывается ограниченным, в то время как в плоскости  $xy$  остается свободным.

Гетеропереходы представляют собой контакт двух полупроводников со слабо различающейся структурой зон, что достигается за счет введения в решетку небольшого количества изовалентных примесных атомов замещения. Разрыв зон на границе, а также возникающие внутренние поля приводят к искривлению зон вблизи границы, что и определяет возникновение потенциальной ямы с дискретными энергетическими состояниями. Разнообразные явления в двумерном электронном газе (осцилляции Шубникова—де Гааза (ШдГ), квантовый эффект Холла, фазовые электронные переходы) являются в последнее время объектом

интенсивного исследования. Наблюдения осцилляций ШдГ в гетеропереходах (например в GaAs/AlGaAs [2] или в Si/SiGe [3]) и квантового эффекта Холла возможно лишь в совершенных структурах с высокими значениями подвижности электронов. Наряду с этим для гетеропереходов, не проявляющих магнитоквантовых эффектов, наблюдались эффекты квантовой интерференции — слабой локализации электронов (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ). Такие эффекты наблюдали, например, в гетеропереходах GaAs/AlGaAs [4–6] и квантовой яме SiGe [7]. Как известно, для проявления квантовоинтерференционных эффектов требуется небольшая степень разупорядочения, т.е. наличие ощутимого упругого рассеяния электронов.

Интересно выяснить, возможно ли на одном объекте исследовать проявление как магнитоквантовых эффектов, так и эффектов квантовой интерференции. Рассмотрим подробнее условия, необходимые для наблюдения этих эффектов. Эффекты СЛ и взаимодействия электронов проявляются в области магнитных полей, сравнимых по масштабам со значениями характерных полей для этих эффектов, и в то же время таких, что в них магнитная длина  $L_H$  остается больше длины свободного пробега электронов  $l$ . Магнитная длина  $L_H = (\hbar c / 2eH)^{1/2}$ , которая характеризует волновую функцию электронов в магнитном поле, определяется лишь последним и не зависит от кинетических свойств электронов. Длине  $L_H$  отвечает значение поля, при котором площадь  $2\pi L_H^2$  пронизывается одним квантом магнитного потока  $\Phi_0 = hc/2e$ . В условиях  $L_H > l$  возможно проявление квантовых интерференционных эффектов. При обратном неравенстве  $L_H < l$  могут реализоваться магнитоквантовые эффекты типа осцилляций Шубникова—де Гааза. Следовательно, эти два типа квантовых эффектов могут проявляться при различных величинах магнитных полей. Экспериментальные данные для двух гетеропереходов Si/SiGe, представленные ниже, наглядно иллюстрируют это утверждение.

### 1. Общая характеристика образцов

Исследованные образцы\* выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из твердых Si и Ge источников путём электронно-лучевого испарения и являются бездислокационными, предельно напряжёнными гетероструктурами с модулированным легированием. Образцы А и В

отличаются процентным содержанием Ge в каналах  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x = 0,36$  и  $0,13$  соответственно) и их толщинами (8 нм и 30 нм), а также оптимальными температурами псевдоморфного роста  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -каналов ( $450^\circ\text{C}$  и  $875^\circ\text{C}$ ). Первоначально на поверхности  $n$ -Si (001) подложек был выращен кремниевый буфер толщиной 300 нм. Затем выращивались  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -канал, нелегированный разделительный слой Si (спэйсер) толщиной 20 нм и верхний, легированный бором ( $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), эпитаксиальный слой Si толщиной 50 нм. Проводящая область на границе Si/SiGe имела конфигурацию «двойного креста» в виде узкой полосы шириной  $\sim 0,5$  мм, длиной  $\sim 4,5$  мм и расстоянием между двумя парами узких потенциальных отводов  $\sim 1,5$ – $2,2$  мм.

Характеристики двух изученных образцов (А и В), полученные на основании измерения проводимости, осцилляций магнитосопротивления (МС) и коэффициента Холла при температурах 0,335–2,2 К, приведены в таблице.

Таблица

Характеристики образцов

| Параметр  | Образец       |                |
|---|---------------|----------------|
|   | А             | В              |
| $R_{\square}$ , кОм (при 2 К)                                   | 4,5           | 2,7            |
| $n_H \cdot 10^{-11}$ , $\text{см}^{-2}$                         | 6,0           | 1,9            |
| $n_{\text{SiH}} \cdot 10^{-11}$ , $\text{см}^{-2}$              | 6,7           | 2,0            |
| $\mu_H$ , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ | $\sim 2\,300$ | $\sim 12\,000$ |
| $m^*/m_0$   | 0,243         | 0,242          |
| $D$ , $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$                         | 14            | 25             |

Подвижными носителями заряда в этих образцах являются дырки, но далее для упрощения терминологии будем называть их условно электронами. Значение сопротивления «на квадрат»  $R_{\square}$  приведено в таблице при 2 К, так как вблизи этой температуры для образца А наблюдается минимум сопротивления. Характер температурного изменения сопротивления образцов ниже 4,2 К оказывается различным. Сопротивление  $R_{\square}$  образца А при понижении температуры проходит минимум (при 2 К) и далее несколько возрастает (от 4,5 кОм до 4,93 кОм при 0,337 К). Это явно указывает на проявление эффектов квантовой интерференции и появление квантовых поправок к проводимости. Сопротивление  $R_{\square}$  образца В

\* Образцы изготовлены в Advanced Semiconductors Group, University of Warwick, Coventry, UK.

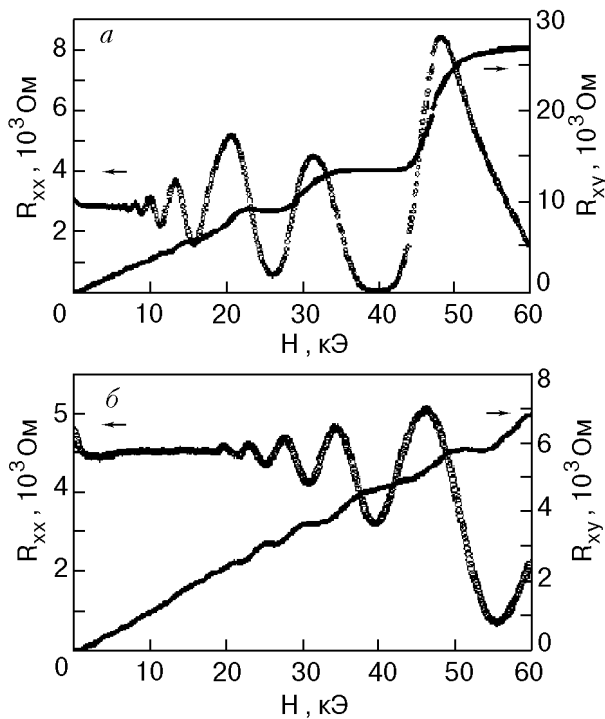


Рис. 1. Магнитополовое изменение диагональной  $R_{xx}$  и недиагональной (холловской)  $R_{xy}$  компонент сопротивления («на квадрат») для образцов В (а) и А (б) при температуре 0,33 К.

понижается в этом интервале температур (от 2,7 кОм до 2,5 кОм), т.е. в нем квантовые интерференционные эффекты явно не выражены. По-видимому, квантовые поправки появляются на фоне некоторого температурного изменения сопротивления, определяемого другими факторами. В этом случае выделение квантовых поправок к температурному изменению сопротивления не является надежным. Поэтому для анализа квантовой интерференции преимущественно использованы поправки к магнитополовому изменению сопротивления (см. разд. 3).

На рис. 1 представлены зависимости диагональной и недиагональной (холловской) компонент сопротивления от магнитного поля для образцов В и А при температуре  $\sim 0,33$  К. На зависимостях видны осцилляции Шубникова—де Гааза и ступени, появляющиеся вследствие квантового эффекта Холла. Квантовые номера ступеней  $\nu$  и осцилляционных экстремумов можно определить по данным квантового эффекта Холла, поскольку, как известно, для двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла  $R_H = h/e^2 \nu^{-1}$ , т.е.  $R_H = 25813 \nu^{-1}$  Ом. Экспериментально найденные значения  $R_H$  находятся в удовлетворительном согласии. Образец В более совершенный и обладает большей подвижностью электронов, в соответствии с этим ступени квантового эффекта Холла в нем лучше выражены.

## 2. Анализ осцилляций Шубникова—де Гааза

Осцилляции ШДГ описываются соотношением

$$\frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_{xx}^0} = \frac{\Psi}{\sinh \Psi} \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{\omega_c \tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} + \Phi\right), \quad (1)$$

где  $\Psi = 2\pi^2 kT/(\hbar\omega_c)$ ;  $\omega_c = eH/m^*$  — циклотронная частота;  $\omega_c \tau \approx \mu H$ ,  $\mu$  — подвижность;  $\alpha = \tau/\tau_q$ ;  $\tau$  — транспортное время;  $\tau_q$  — квантовое время рассеяния;  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми, отсчитанная от дна первой зоны квантования;  $\Phi$  — фаза. Для двумерного газа энергия Ферми связана с концентрацией электронов соотношением

$$\varepsilon_F = \frac{\pi \hbar^2 n}{m^*}. \quad (2)$$

В соотношении (1) (с учетом (2)) неизвестными параметрами являются эффективная масса  $m^*$ , концентрация  $n$  и  $\alpha$ , причем  $n$  входит в последний множитель, а температура — лишь в первый множитель, который и определяет температурное затухание амплитуды ШДГ (рис. 2). Искомую величину  $m^*$  можно найти, применив известные из литературы приемы. Например, если учесть, что  $\omega_c \tau \approx \mu H$ , и подвижность считать известной из кинетических характеристик, то далее, представив экспериментальные данные в виде зависимости  $\ln(\Delta \rho_{xx}/\rho^0)$  от  $\ln(\Psi/\sinh(\Psi)) - \pi\alpha/\mu H$ , можно найти величину  $m^*$ , подгоняя данные к единой для всего интервала рассматриваемых магнитных полей и температур прямой. Можно использовать другой прием [8]. Аппроксимация  $\sinh(\Psi)$  в виде  $\exp(\Psi)/2$  позволяет представить экспериментальные данные для амплитуд осцилляций ШДГ в виде линейных зависимостей  $\ln(A/T) \propto C - 2\pi^2 k m^* T/(e\hbar H)$ , где  $C$  — константа, не зависящая от температуры. Угол наклона прямых линий при фиксированном магнитном поле определяется искомой величиной  $m^*$ . Если эффективная масса определена, то из анализа магнитополового изменения амплитуды осцилляций ШДГ можно определить  $n$ . Значение концентрации носителей заряда, найденное из анализа периода осцилляций ШДГ в больших полях в предположении квадратичного закона дисперсии, оказалось весьма близким к найденному из холловских измерений в малых полях (см. таблицу).

В зонной структуре массивного недеформированного кремния двум вырожденным максимумам в валентной зоне, расположенным в точке  $\mathbf{k} = 0$ , отвечают дырочные полости с эффективными массами  $m^* = 0,5 m_0$  (тяжелые дырки) и  $m^* = 0,15 m_0$  (легкие дырки) [9]. Концентрация лег-

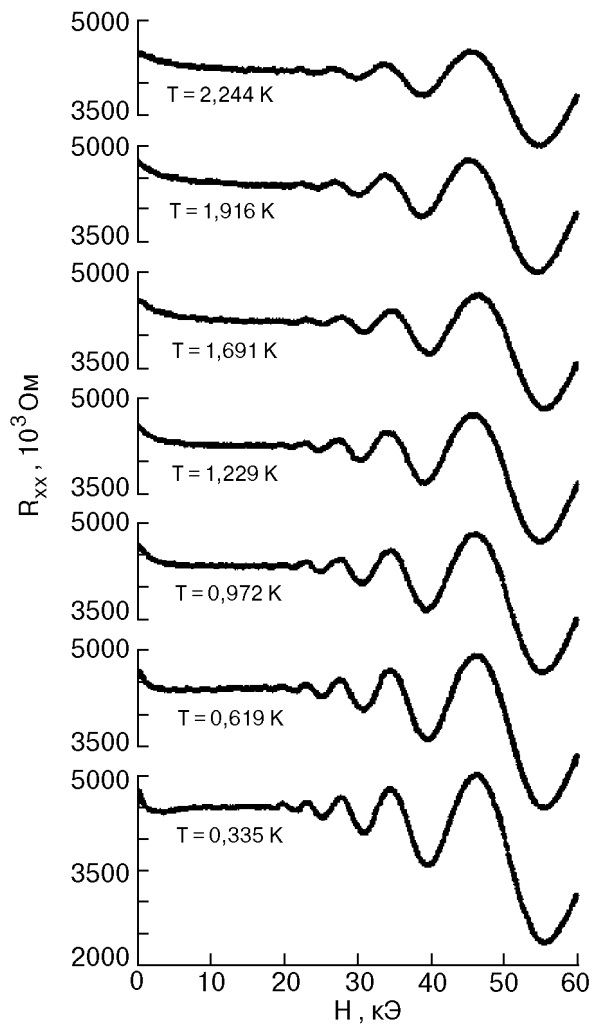


Рис. 2. Магнитолевая зависимость диагональной компоненты сопротивления  $R_{xx}$  («на квадрат») для образца А при различных температурах.

ких дырок по сравнению с тяжелыми очень мала, но они обладают существенно большей подвижностью, чем тяжелые дырки. Из осцилляций ШДГ нами впервые найдены значения эффективной массы дырок в предельно напряженных псевдоморфных гетероструктурах Si/SiGe (см. таблицу). Видно, что из-за полного снятия вырождения проявляется лишь один тип дырок — тяжелые дырки с эффективной массой  $m^* = (0,24 \pm 0,01) m_0$ . Именно этим значением эффективной массы мы в дальнейшем воспользуемся при анализе квантовых поправок к проводимости в исследуемых дырочных гетеропереходах Si/SiGe.

### 3. Эффекты квантовой интерференции

Начальные участки зависимости сопротивления образцов от магнитного поля демонстрируют эффект отрицательного МС (рис. 3), при этом его амплитуда заметно убывает при повышении тем-

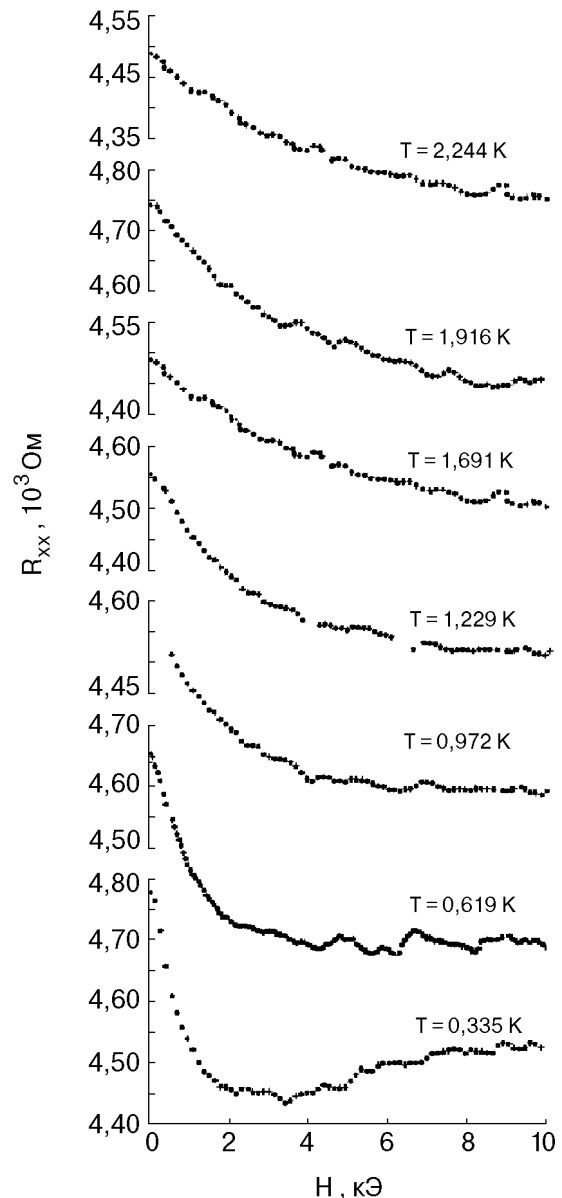


Рис. 3. Магнитосопротивление образца А в малых магнитных полях при различных температурах.

пературы. Именно так ведет себя квантовая поправка к сопротивлению, связанная с эффектом СЛ электронов в случае слабого спин-орбитального рассеяния. Проявление эффекта слабой локализации электронов в малых полях и квантово-осцилляционного эффекта ШДГ в сильных полях на одном и том же образце, как указывалось выше, возможно, если существует область магнитных полей, для которых магнитная длина  $L_H$  остается больше длины свободного пробега электронов  $l$ . Оценку длины свободного пробега  $l$  и характерного транспортного упругого времени  $\tau$  можно сделать, используя выражение  $R_{\square}^{-1} = ne^2\tau/m^* = ne^2l/v_F m^*$  и применив для двумерного электронного газа формулу  $v_F = (2\pi n)^{1/2}\hbar/m^*$ .

Для образцов А и В получены следующие значения:  $v_F = 9,78 \cdot 10^6$  см·с<sup>-1</sup>,  $\tau = 2,86 \cdot 10^{-13}$  с и  $l \approx 2,8 \cdot 10^{-6}$  см;  $v_F = 5,37 \cdot 10^6$  см·с<sup>-1</sup>,  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-13}$  с и  $l \approx 9 \cdot 10^{-6}$  см соответственно. Отсюда следует, что квантовые интерференционные эффекты могут наблюдаться в образце А в магнитных полях до 4,5 кЭ и в образце В — до 0,5 кЭ. Основное внимание при анализе вклада квантовой интерференции в магнитосопротивление мы уделим образцу А.

При проявлении квантовых интерференционных эффектов — СЛ электронов [10–15] и ЭЭВ [12–14, 16, 17] — анализ поведения квантовых поправок к проводимости в магнитном поле дает сведения о важнейших характеристиках релаксации и взаимодействия электронов в изучаемой двумерной электронной системе: времени сбоя фазы волновой функции электронов  $\tau_\phi$ , его температурном изменении и параметрах электрон-электронного взаимодействия  $\lambda$ .

### 3.1. Определение температурной зависимости $\tau_\phi$

В двумерной электронной системе в перпендикулярном магнитном поле изменение проводимости, связанное с эффектом СЛ, описывается в общем случае выражением [13, 14]:

$$\Delta\sigma_H^L(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[ \frac{3}{2} f_2 \left( \frac{4eHD\tau_\phi^*}{\hbar c} \right) - \frac{1}{2} f_2 \left( \frac{4eHD\tau_\phi}{\hbar c} \right) \right], \quad (3)$$

где  $f_2(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x)$ ,  $\Psi$  — логарифмическая производная  $\Gamma$ -функции;  $\tau_\phi^{-1} = \tau_{\phi 0}^{-1} + 2\tau_s^{-1}$ ;  $(\tau_\phi^*)^{-1} = \tau_{\phi 0}^{-1} + 4/3 \tau_{so}^{-1} + 2/3 \tau_s^{-1}$ ;  $\tau_{\phi 0}$  — время фазовой релаксации за счет неупругих процессов рассеяния;  $\tau_{so}$  — время спин-орбитального рассеяния;  $\tau_s$  — время спин-спинового рассеяния на магнитных примесях (при их отсутствии это время можно не учитывать);  $D$  — коэффициент диффузии электронов. Первое слагаемое в (3) соответствует интерференции волновых функций электронов, находящихся в триплетном спиновом состоянии, второе слагаемое связано с синглетным спиновым состоянием. При сильном спин-орбитальном рассеянии ( $\tau_\phi \gg \tau_{so}$ ) в силу неравенства  $\tau_\phi \gg \tau_\phi^*$  изменение проводимости определяется вторым слагаемым, что соответствует положительному МС. При  $\tau_\phi \ll \tau_{so}$  МС оказывается отрицательным и зависимость  $\Delta\sigma_H^L(H)$  описывается выражением

$$\Delta\sigma_H^L(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2 \left( \frac{4eHD\tau_\phi}{\hbar c} \right). \quad (4)$$

Функция  $f_2(x)$  имеет вид  $1/24x^2$  при малых  $x$ , т.е. в малых магнитных полях, и в больших полях —  $\ln(x/7,12)$ . Характерное поле, отвечающее области сильного изменения этой функции ( $H_0^L = \hbar c / (4eD\tau_\phi)$ ), обычно имеет порядок  $\sim 0,1$  кЭ.

При малой величине МС применимо соотношение  $-\Delta\sigma_H^L(H) = [R(H) - R(0)] / (R(H)R_\Pi(0))$ , при этом зависимость  $-\Delta\sigma_H^L(H)$  отражает ход МС. Подгонка зависимостей  $\Delta\sigma_H^L(H)$  к соотношению (3) и нахождение искомой величины  $\tau_\phi$  требует знания коэффициента диффузии электронов  $D$ , который определяется по формуле для двумерного электронного газа:  $D = 1/2 v_F^2 \tau$ .

Анализ экспериментальных зависимостей для МС, перестроенных в виде зависимостей  $\Delta\sigma_H^L(H)$ , в соответствии с (3) показал, что квантовая поправка, связанная с СЛ, хорошо описывает лишь начальный участок зависимостей  $\Delta\sigma_H^L(H)$  (при этом результаты подгонки к соотношениям (3) и (4) не отличаются, поскольку в изучаемых объектах существует слабое спин-орбитальное рассеяние). С ростом магнитного поля при  $H \sim 0,2$  кЭ появляется компонента МС обратного знака, амплитуда которой заметно убывает при повышении температуры в интервале 0,335–2 К. Предположение, что эта компонента обусловлена обычным МС вида  $\Delta\rho/\rho \propto H^2$ , несостоятельно, поскольку изменение подвижности в этом температурном интервале незначительно. Мы пришли к выводу, что эта компонента представляет собой квантовую поправку, связанную с электрон-электронным взаимодействием. Известны несколько видов такой поправки. Проявление квантовой поправки, связанной с ЭЭВ в диффузионном канале, маловероятно, так как она определяется процессом разрушения взаимодействия в спиновых подзонах при зеемановском расщеплении и становится существенной в области достаточно сильных магнитных полей ( $H > H_0^D = \pi kT / (g\mu_B)$ ,  $g$  — фактор Ланде;  $\mu_B$  — магнетон Бора). Квантовая поправка Маки—Томпсона, связанная с флуктуационным процессом, имеет такой же функциональный вид, как и локализационная поправка, и не может изменить форму кривых магнитосопротивления (см. рис. 3). Наиболее вероятным является проявление квантовой поправки, связанной с ЭЭВ в куперовском канале. Последняя описывается выражением [13, 14, 17]:

$$\Delta\sigma_H^C = - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda_H^C \Phi_2(\alpha); \quad \alpha = \frac{2eDH}{\pi ckT}. \quad (5)$$

Функция  $\phi_2$  подобна функции  $f_2$ , но характерное поле  $H_0^C = \pi ckT/(2eD)$ , как правило, заметно больше  $H_0^L$ . В малых магнитных полях ( $H < H_0^C$ ) имеем  $\phi_2(\alpha) \approx 0,3\alpha^2$ , что позволяет воспользоваться этой аппроксимацией в нашем случае.

Как видно из (5), куперовская квантовая поправка изменяется с температурой как  $T^{-2}$ , что хорошо согласуется с изменением положительной компоненты МС. Знак квантовой поправки  $\Delta\sigma_H^C$  (и соответственно знак МС) определяется знаком константы взаимодействия  $\lambda_H^C$ : при отталкивании квазичастиц  $\lambda_H^C > 0$ , что и дает положительное МС. Константа взаимодействия  $\lambda_H^C$  является искомым параметром при подгонке экспериментальных кривых к выражению (5). При этом в зависимости от вида кривых используются выражения (3) или (4), в которых искомым параметром является  $\tau_\phi$ .

В результате расчетов, в которых удалось достичь хорошего описания эксперимента, получена температурная зависимость времени сбоя фазы электронов  $\tau_\phi$  (светлые точки на рис. 4). Она аппроксимируется степенной зависимостью  $\tau_\phi = 6,6 \cdot 10^{-12} T^{-1}$ .

Для образца В также наблюдается отрицательное МС в малых полях, но оно очень слабо выражено, а кроме того, как отмечалось выше, его можно анализировать в рамках представлений о квантовой интерференции в интервале полей лишь менее 0,5 кЭ. Вклад ЭЭВ в таких полях не проявляется. На основании анализа начальных участков МС с использованием соотношения (4) определено, что  $\tau_\phi$  для образца В имеют такую же

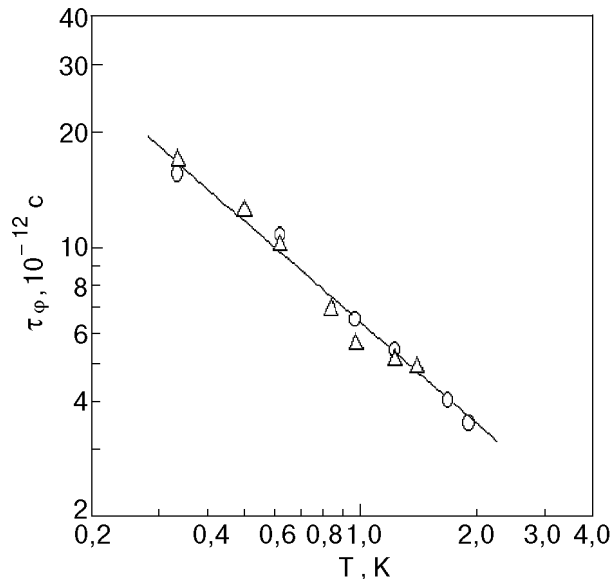


Рис. 4. Зависимости времени сбоя фазы от температуры, полученные из эффекта слабой локализации и взаимодействия электронов для образцов А (O) и В (Δ).

зависимость (треугольники на рис. 4), как и для образца А (естественно, погрешность определения  $\tau_\phi$  для образца В существенно больше, чем для образца А).

Полученная зависимость вида  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  описывает процессы электрон-электронного рассеяния в двумерных системах [17]. Время межэлектронного рассеяния рассчитано для случая столкновений с малым изменением энергии и импульса электронов [18]

$$\tau_{ee}^{-1} = \frac{kT}{2\pi\hbar^2 v_{ds} D} \ln(\pi\hbar v_{ds} D), \quad (6)$$

$v_{ds}$  — плотность состояний электронов. Используя для образца А найденное значение  $D$  и рассчитанное значение  $v_{ds} = m^*/(\pi\hbar^2)$  (для 2D электронной системы), мы получили из (6) зависимость  $\tau_{ee} = 7,39 \cdot 10^{-11} T^{-1}$ . Рассчитанные по (6) значения  $\tau_{ee}$  отличаются от полученных экспериментально  $\tau_\phi$  на порядок величины, но такое расхождение вполне допустимо для использованных оценок  $v_{ds}$ ,  $D$  и др.

### 3.2. Константа взаимодействия $\lambda_H^C$

Температурная зависимость  $\lambda_H^C$  (рис. 5) для образца А хорошо согласуется с предсказываемой теорией [14,17]:

$$(\lambda_H^C)^{-1} = -\ln\left(\frac{T}{T_c}\right). \quad (7)$$

В соотношении (7) для сверхпроводников (при притяжении  $\lambda_H^C < 0$ )  $T_c$  имеет известный вид

$$kT_c = k\theta_D \exp\left(\frac{1}{\lambda_0}\right), \quad (8)$$

$\lambda_0$  — константа взаимодействия в теории БКШ. Однако, как показано в [19], и в случае отталкивания электронов на малых расстояниях ( $\lambda_H^C > 0$ ) для эффектов ЭЭВ формула (7) остается справедливой в малых магнитных полях, но температура  $T_c$  приобретает формальный смысл

$$kT_c = \epsilon_F \exp\left(\frac{1}{\lambda_0^C}\right). \quad (9)$$

На рис. 5 легко определить эту характерную температуру  $T_c$  (она равна 3,2 К) и далее найти затравочное значение константы взаимодействия  $\lambda_0^C = 0,5$ .

Найденную из квантовых поправок константу взаимодействия обычно записывают через универсальную константу  $F$  — усредненную по углам амплитуду взаимодействия электронов при малом

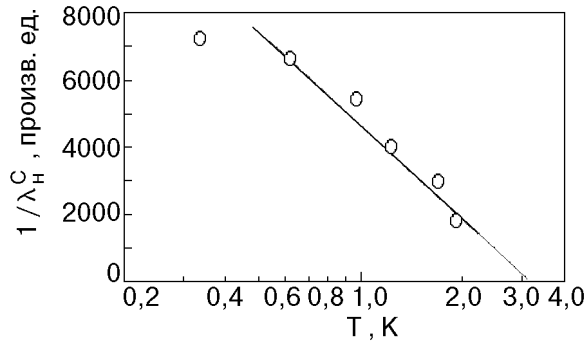


Рис. 5. Зависимость параметра взаимодействия от температуры, полученная из эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов для образца А.

переданном импульсе. При экранировании кулоновского типа константа  $F$  принимает значения от нуля — при отсутствии экранирования («голое» взаимодействие), до единицы — при полном экранировании. Вид зависимости от  $F$  различен для констант взаимодействия, найденных из температурного и магнитополевого изменения квантовых поправок, в области слабых и сильных магнитных полей, при слабом и сильном спин-орбитальном взаимодействии. В рассматриваемом случае слабого спин-орбитального взаимодействия для константы взаимодействия, найденной из магнитополевого изменения квантовой поправки, следует принять  $\lambda_0^C = 1 - F$ . Таким образом,  $F = 0,5$ , что является вполне разумным значением\*.

Найденное значение  $F$  подтверждается при анализе изменения сопротивления образца А в области температур ниже температурного минимума сопротивления. Так, в области 0,3–0,8 К температурный ход сопротивления хорошо описывается прямой в координатах  $R_{\Pi} - \ln(T)$  (рис. 6) и может быть представлен зависимостью, предсказываемой теорией СЛ и ЭЭВ [10,12],

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} a_T \ln(T), \quad (10)$$

где  $a_T = p + \lambda_T$  в случае слабого спин-орбитального взаимодействия ( $\tau_\phi < \tau_{so}$ ) и  $a_T = -1/2p + \lambda_T$  при сильном спин-орбитальном взаимодействии ( $\tau_\phi > \tau_{so}$ ),  $p$  — показатель степени для зависимости  $\tau_\phi \propto T^{-p}$ .

Для образца А получено значение  $a_T = 1,2(\pm 0,01)$ . Поскольку в нашем случае  $a_T = p + \lambda_T$ , а  $p = 1$ , то получаем  $\lambda_T \approx 0,2$ . При сла-

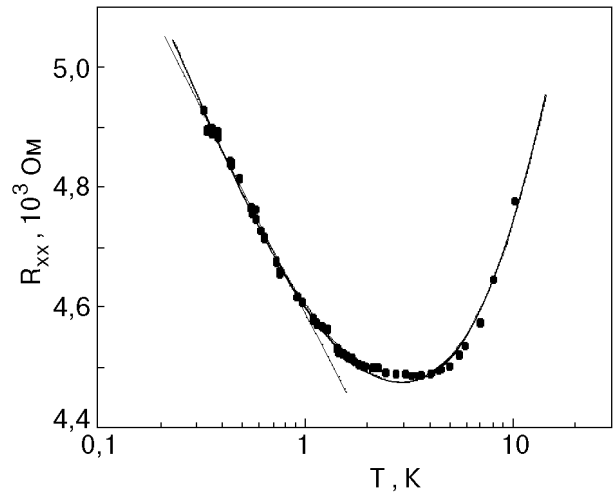


Рис. 6. Температурная зависимость сопротивления  $R_{xx}$  образца А.

бом спин-орбитальном взаимодействии константа  $\lambda_T$  в нулевом или слабом магнитном поле имеет вид [14,17]

$$\lambda_T = 1 - \frac{3}{2} F. \quad (11)$$

Из (11) для  $\lambda_T \approx 0,2$  получаем  $F = 0,53$ .

### Заключение

Таким образом, в системах с двумерным газом дырок при определенном соотношении времен упругой и неупругой релаксации могут проявиться в малых магнитных полях эффекты слабой локализации и взаимодействия дырок (в магнитосопротивлении и в температурной зависимости сопротивления), а в достаточно сильных магнитных полях — магнитоквантовые эффекты (осцилляции Шубникова—де Гааза и квантовый эффект Холла). Анализ квантовых интерференционных эффектов позволил определить величину и температурную зависимость времени сбоя фазы волновой функции подвижных носителей заряда  $\tau_\phi$  в изученных гетеропереходах Si/SiGe. Установлено, что эта зависимость имеет вид  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  и описывает процессы междырочного рассеяния в двумерной проводящей системе. Также получена информация о температурнозависящей константе взаимодействия  $\lambda_T^C$  в куперовском канале.

Авторы благодарны С. Р. Parry, Р. J. Phillips, и Т. J. Grasby за выращивание образцов методом молекулярно-лучевой эпитаксии и О. А. Мироно-

\* Отметим, что в работе [7] для  $p$ -Si<sub>0,88</sub>G<sub>0,12</sub> системы (квантовой ямы) отклонение кривых магнитосопротивления от расчетного вида для локализационной поправки трактовалось как вклад взаимодействия в диффузионном канале, связанного с зеемановским расщеплением, и в итоге было получено нереальное значение  $F = 2,45$ , вызвавшее недоумение у авторов [7].

1. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
2. P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, *Phys. Rev.* **B39**, 1120 (1989).
3. G. Stöger, G. Brunthaler, G. Bauer, K. Ismail, B. S. Meyerson, J. Lutz, and F. Kuchar, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 765 (1994).
4. K. K. Choi, D. C. Tsui, and K. Alavi, *Phys. Rev.* **B36**, 7751 (1987).
5. M. Asche, K. J. Friedland, P. Kleinert, and H. Kostial, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 923 (1992).
6. R. Fletcher, J. J. Harris, C. T. Foxon, and R. Stoner, *Phys. Rev.* **B45**, 6659 (1992).
7. P. T. Coleridge, P. Zawadzki, A. Sachrajda, Y. Feng, and R. L. Williams, *Cond.-mat.* /99 09 292, 20 sep. (1999).
8. S. Elhamri, R. S. Newrock, D. B. Mast, M. Ahoujja, W. C. Mitchel, J. M. Redwing, M. A. Tischler, and J. S. Flynn, *Phys. Rev.* **B57**, 1374 (1998).
9. R. A. Smith, *Semiconductors*, Cambridge at the University Press (1959).
10. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
11. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
12. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
13. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981) [*JETP* **54**, 411 (1981)].
14. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenson, and Yu. V. Sharvin, in *Sov. Sci. Rev.* **A9**, Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher GmbH. (1987), p. 223.
15. Y. Kavaguchi and S. Kawaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 669 (1980).
16. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
17. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, in: *Electron-Electron Interaction in Disorder Systems. Modern Problems in Condensed Matter Science.* v.10, A. L. Efros and M. Pollak (eds), Amsterdam, North-Holland (1985), p. 1.
18. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
19. А. И. Ларкин, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 239 (1980) [*JETP Lett.* **31**, 219 (1980)].

### Quantum effects in hole Si/SiGe heterostructures

Yu. F. Komnik, V. V. Andrievskii, I. B. Berkutov, S. S. Kryachko, M. Myronov, and T. E. Whall

The temperature and magnetic field dependences of the resistivity of Si/SiGe hole heterostructures are studied. It is shown, that the peculiarities of these dependences are connected with the quantum interference effects: weak localization and hole-hole interaction in a two-dimensional electron system. The temperature dependence of the phase time break of the charge carrier wave function equal to  $\tau_{\phi} = 6,6 \cdot 10^{-12} T^{-1}$  s was determined from the analysis of the quantum interference effects. The dependence  $\tau_{\phi} \propto T^{-1}$  should be considered as a manifestation of the hole-hole scattering process in the two-dimensional electron system. The contribution of the hole-hole interaction in the Cooper channel to magnetoresistivity is separated and the corresponding interaction constant  $\lambda_0^C \approx 0.5$  is found.