

Квантовая интерференция и спин-орбитальные эффекты в гетероструктуре с $2D$ дырочным газом в квантовой яме $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$

В.В. Андриевский, А.Ю. Рожещенко, Ю.Ф. Комник

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua

М. Миронов, О.А. Миронов, Т.Е. Волл

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

Статья поступила в редакцию 2 августа 2002 г.

Измерены магнитополевые зависимости сопротивления (до 110 кЭ) гетероструктуры $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ с $2D$ дырочным газом в квантовой яме $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ в интервале температур 0,335–10 К и при изменении токов от 100 нА до 50 мкА. В области сильных магнитных полей наблюдались осцилляции Шубникова–де-Гааза, а в области слабых полей при $H \leq 1$ кЭ — положительное магнитосопротивление, переходящее при увеличении поля в отрицательное магнитосопротивление. Эта особенность объясняется эффектами слабой локализации $2D$ носителей заряда в условиях близости времени спин-орбитального рассеяния τ_{so} и времени неупругого рассеяния τ_{ϕ} и свидетельствует о расщеплении спиновых состояний под влиянием возмущающего потенциала, связанного с формированием двумерной потенциальной ямы (механизм Рашби). Анализ эффектов слабой локализации дал значения характерных времен релаксации $\tau_{\phi} = 7,2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_{so} = 1,36 \cdot 10^{-12}$ с. Из последней характеристики для изученной гетероструктуры определена величина спинового расщепления $\Delta = 2,97$ мэВ.

Виміряно магнітопольові залежності опору (до 110 кЕ) гетероструктури $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ з $2D$ дірковим газом у квантовій ямі $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ у інтервалі температур 0,335–10 К та при змінненні струму від 100 нА до 50 мкА. В області сильних магнітних полів було спостережено осциляції Шубнікова–де Гааза, а в області слабких полів при $H \leq 1$ кЕ — позитивний магнітоопір, який переходить при збільшенні поля у негативний магнітоопір. Ця особливість пояснюється ефектами слабкої локалізації $2D$ носіїв заряду в умовах близькості часу спин-орбітального розсіювання τ_{so} та часу непружного розсіювання τ_{ϕ} , та свідчить про розщеплення спинових станів під впливом збуджуючого потенціалу, який пов'язаний з формуванням двовимірної потенціальної ями (механізм Рашбі). Аналіз ефектів слабкої локалізації дав значення характерних часів релаксації $\tau_{\phi} = 7,2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_{so} = 1,36 \cdot 10^{-12}$ с. З останньої характеристики для вивченої гетероструктури визначено величину спинового розщеплення $\Delta = 2,97$ меВ.

PACS: 72.20.Mу, 73.20.Fz

Введение

Изучение квантовых интерференционных и осцилляционных эффектов в гетеропереходах позволяет получать сведения о характеристиках носителей заряда в двумерных электронных системах. В

некоторых случаях поведение магнитосопротивления инверсионных слоев и гетероструктур в слабых магнитных полях [1–4] свидетельствует о существовании заметного спин-орбитального рассеяния, которое связывают со снятием спинового вырождения в нулевом магнитном поле в условиях отсутствия

инверсионной симметрии в кристалле [5] либо под влиянием асимметричного электрического поля, формирующего двумерную структуру [6]. Вследствие снятия спинового вырождения в нулевом магнитном поле возникают две электронные подсистемы с близкими характеристическими параметрами. Существование спинового расщепления в таких объектах подтверждено выявлением двух эффективных масс носителей заряда с помощью техники циклотронного резонанса [7], а также наблюдением биений осцилляций Шубникова – де-Гааза в различных гетероструктурах [8–13]. Представления о спиновом расщеплении успешно использованы для объяснения положительного магнитосопротивления в малом магнитном поле в эффекте слабой локализации [2–4].

В настоящей работе представлены результаты изучения эффектов слабой локализации и взаимодействия носителей заряда в гетероструктуре $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, проявляющей спин-орбитальные эффекты (в отличие от ранее изученных гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с $x = 0,13$ и $0,36$ [14,15], для которых спин-орбитальными эффектами можно было пренебречь). Проведенное исследование включало изучение и анализ изменения магнитосопротивления в слабых и сильных магнитных полях (до 110 кЭ) в интервале температур 0,335–10 К и при изменении транспортных токов от 100 нА до 50 мкА. Полученные результаты позволили определить:

- значения эффективной массы m^* и квантового времени τ_q носителей заряда на основании анализа изменения амплитуды осцилляций Шубникова – де-Гааза при изменении магнитного поля и температуры;
- температурную зависимость времени срыва фазы τ_ϕ и времени спин-орбитального рассеяния τ_{so} путем выделения квантовых поправок к проводимости, проявляющихся в температурном и магнитополовом изменении проводимости;
- температурную зависимость времени электрон-фононной релаксации τ_{eph} с помощью эффекта электронного перегрева;
- расщепление спиновых состояний Δ на основании данных для времени спин-орбитального взаимодействия.

Одновременное наблюдение на одном образце осцилляций Шубникова – де-Гааза, проявляющихся, как правило, лишь в чистых и совершенных образцах, и эффектов квантовой интерференции, для реализации которых необходим достаточный уро-

вень упругого рассеяния, оказывается, как отмечено в [14,15], вполне возможным, поскольку эти эффекты проявляются при различных величинах магнитных полей. Эффекты слабой локализации и взаимодействия электронов проявляются в области слабых магнитных полей. При этом магнитная длина $L_H = (\hbar c/2eH)^{1/2}$ должна быть больше длины свободного пробега l . (Длине L_H отвечает значение поля, при котором площадь $2\pi L_H^2$ пронизывается одним квантом магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$.) С увеличением магнитного поля возникают условия выполнения неравенства $L_H < l$ и могут проявляться эффекты магнитного квантования типа осцилляций Шубникова – де-Гааза. Оценка длины свободного пробега в образце дает значение $l \approx 300$ Å. Такому значению l и соответственно L_H отвечает напряженность магнитного поля $H = 3,6$ кЭ. Анализ эффектов слабой локализации можно осуществлять при полях меньших, чем эта величина.

1. Экспериментальные результаты

Объектом исследования была полученная методом молекулярно-лучевой эпитаксии гетероструктура $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, которая представляет собой квантовую яму, образующуюся в области $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ (шириной 10 нм)*.

Носители (дырки) появляются в квантовой яме из легированного бором слоя, удаленного от ямы на расстояние ~ 10 нм. В кристаллографическом отношении такая структура представляет собой напряженную псевдоморфную гетероструктуру. Напряженное состояние обусловлено в первую очередь отличием на 4 % постоянных решетки германия и кремния (5,65 и 5,43 Å соответственно). Электронные свойства гетероструктуры определяются двумерным электронным газом, заполняющим потенциальную яму. Проводящая область имела конфигурацию «двойного креста» в виде узкой полоски шириной $\sim 0,55$ мм, длиной $\sim 2,25$ мм и расстоянием между двумя парами узких потенциальных отводов $\sim 1,22$ мм.

На рис. 1 представлены записи магнитопольных изменений диагональной компоненты удельного сопротивления образца («сопротивления на квадрат») при различных температурах (рис. 1,а) и значениях тока (рис. 1,б). Амплитуда осцилляций Шубникова – де-Гааза уменьшается с повышением температуры и ростом тока. В области малых значений магнитного поля наблюдается положительное магнитосопротивление (см. вставки на рис. 1) с характерным начальным участком крутого роста сопро-

* Образец получен в Advanced Semiconductors Group, University of Warwick, Coventry, UK.

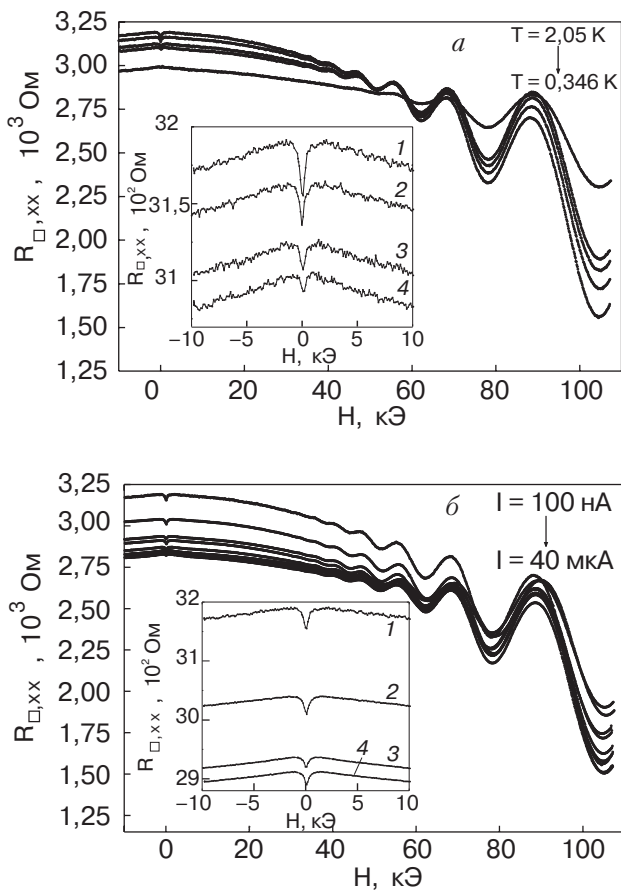


Рис. 1. Магнитопольные зависимости сопротивления R_{\square} при различных температурах (а) и токах (б). (а) $I = 100$ нА, T , К: 2,05; 1,738; 1,44; 0,754; 0,346. На вставке представлена область малых магнитных полей при различных T , К: 0,346 (1), 0,754 (2), 1,44 (3), 1,738 (4). (б) $T \approx 0,35$ К, токи: 100 нА, 300 нА, 1 мкА, 2 мкА, 5 мкА, 10 мкА, 15 мкА, 28 мкА, 40 мкА. На вставке I : 100 нА (1), 300 нА (2), 1 мкА (3), 2 мкА (4).

тивления, после которого следует максимум, далее магнитосопротивление медленно убывает и становится отрицательным. Такая форма кривых магнитосопротивления характерна для эффекта слабой локализации [16–20] в условиях близости значений τ_{ϕ} и τ_{so} . На вставках на рис. 1 видно, что высота максимума (над значением сопротивления в нулевом магнитном поле) быстро уменьшается с повышением температуры и ростом тока.

Температурное изменение сопротивления образца в нулевом магнитном поле (рис. 2) подтверждает предположение о проявлении эффектов слабой локализации и взаимодействия квазичастиц: минимум и увеличение сопротивления при понижении температуры T связаны с вкладом квантовых поправок к проводимости, которые растут при понижении температуры [18,21].

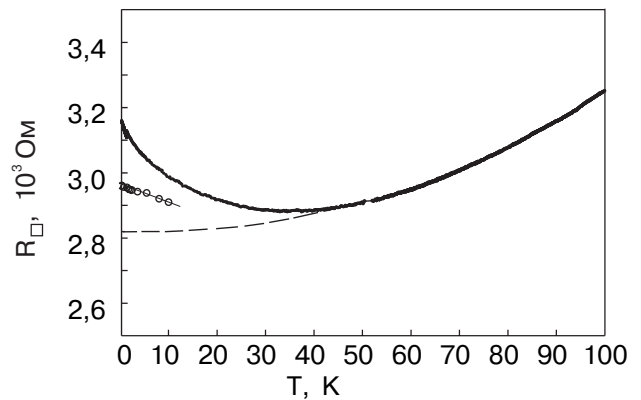


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления R_{\square} . Сплошная кривая — экспериментальные данные; точки — для расчетных значений квантовой поправки, связанной с эффектом слабой локализации, при использовании данных для τ_{ϕ} и τ_{so} , полученных при анализе кривых магнитосопротивления. Пунктирная кривая — предполагаемое температурное изменение «классического» сопротивления.

2. Расчет характерных параметров носителей заряда

Исследуемая гетероструктура обладает дырочным типом проводимости, поэтому важна структура ее валентной зоны. В чистом кремнии в валентной зоне имеются два вырожденных максимума в точке $k = 0$, где касаются две зоны с разными значениями кривизны; соответствующие значения эффективной массы m^* равны $0,49m_0$ и $0,16m_0$. Аналогичная структура валентных зон в германии с $m^* = 0,28m_0$ и $0,04m_0$.

Вид осцилляций Шубникова–де-Гааза (рис. 1) свидетельствует о том, что они формируются одним доминирующим типом носителей заряда. Предполагаемое спиновое расщепление зон никак не отразилось на виде осцилляций. В связи с этим анализ осцилляционных кривых может быть осуществлен стандартным способом.

Как известно, осцилляции Шубникова–де-Гааза описываются соотношением:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}^0} \propto \frac{\psi}{\text{sh}\psi} \exp\left(-\frac{\pi\alpha}{\omega_c\tau}\right) \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} - \Phi\right), \quad (1)$$

где $\psi = 2\pi^2kT/(\hbar\omega_c)$, $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота; $\alpha = \tau/\tau_q$, τ — транспортное время, τ_q — квантовое время рассеяния; Φ — фаза. Если записать энергию Ферми для двумерного электронного газа в виде $\varepsilon_F = \pi\hbar^2n/m^*$ (n — концентрация электронов (дырок)), то, располагая изменением амплитуды осцилляций при изменении температуры и магнитного поля, можно определить искомые

параметры m^* , n и τ_q . Так, построив зависимость $\ln([\Delta\rho(T)/\rho(0)][\text{sh}\psi(T)/\psi(T)]$ от $(\omega_C\tau)^{-1} = (\mu H)^{-1}$ (где μ — подвижность), путем подгонки экспериментальных данных к единой прямой можно найти α и далее определить τ_q , а построив зависимость $\ln(\Delta\rho(H)/\rho(0))$ от $\ln(\psi(H)/\text{sh}\psi(H)) - (\pi\alpha/\mu H)$ и уложив все экспериментальные данные на единую прямую, можно найти m^* . Полученное значение $m^* = 0,16 m_0$ соответствует, по-видимому, тяжелым дыркам в изучаемой гетероструктуре. Именно это значение будем использовать далее в расчетах.

Концентрация носителей p_{SDH} , найденная при анализе осцилляций Шубникова — де-Гааза, составляет $1,46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Она близка к значению $p_H = 1,36 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, полученному из измерений коэффициента Холла.

Значения m^* и p_H позволяют найти из электропроводности канала упругое время рассеяния $\tau = 0,147 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ и длину свободного пробега дырок $l = 310 \text{ \AA}$, а также фермиевскую скорость v_F , подвижность μ , коэффициент диффузии D и энергию Ферми ε_F , воспользовавшись соотношениями для двумерной системы: $v_F = (\hbar/m)(2\pi p_2)^{1/2}$, $D = v_F^2\tau/2$, $\varepsilon_F = \pi\hbar^2 p_2/m$. Получены следующие значения: $v_F = 2,11 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\mu = 1590 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $D = 32,7 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\varepsilon_F = 20,35 \text{ мэВ}$.

3. Анализ квантовых поправок

В двумерной системе вклад эффекта слабой локализации в температурную зависимость проводимости описывается соотношением [17,22]:

$$\Delta\sigma_T = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{3}{2} \ln \frac{\tau_\varphi^*}{\tau} - \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau} \right], \quad (2)$$

где τ — время упругой релаксации электронов; $\tau_\varphi^{-1} = \tau_{\varphi 0}^{-1} + 2\tau_s^{-1}$, $(\tau_\varphi^*)^{-1} = \tau_{\varphi 0}^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1} + 2/3\tau_s^{-1}$; $\tau_{\varphi 0}$ — время фазовой релаксации за счет неупругих процессов рассеяния; τ_{so} — время спин-орбитального рассеяния; τ_s — время спин-спинового рассеяния на магнитных примесях (в данном объекте последние отсутствуют и время τ_s можно не учитывать, в этом случае $\tau_{\varphi 0} \equiv \tau_\varphi$). Переход от сопротивления к квантовым поправкам к проводимости может быть осуществлен с помощью соотношения $-\Delta\sigma_T(T) = [R(T)R_\square(T_{\min})]^{-1}$, где R_\square — сопротивление квадратного участка двумерной системы, T_{\min} — температура, при которой наблюдается минимум на зависимости $R(T)$ и вклад поправок ничтожно мал.

В двумерной системе в перпендикулярном магнитном поле изменение проводимости, связанное с эффектом слабой локализации, описывается соотношением [23]:

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

где $f_2(x) = \ln(x) + \psi(1/2 + 1/x)$; ψ — логарифмическая производная Г-функции; $D = 1/2 v_F^2 \tau$ — коэффициент диффузии электронов (дырок). Характерное поле $H_0^L = \hbar c / 4eD\tau_\varphi$ отвечает изменению вида функции $f_2(x)$ от квадратичной к логарифмической зависимости. Для анализа изменения квантовой поправки в магнитном поле может быть использовано соотношение $-\Delta\sigma_H(H) = [R(H) - R(0)] \times [R(H)R_\square(0)]^{-1}$; при этом $-\Delta\sigma_H(H)$ отражает изменение магнитосопротивления.

Компьютерная подгонка теоретической зависимости (3), в которой имеются два неизвестных подгоночных параметра τ_φ и τ_φ^* , к экспериментальным данным магнитосопротивления позволяет найти значения τ_φ и τ_φ^* и далее τ_{so} . Такая подгонка оказалась наиболее успешной при введении дополнительного слагаемого, пропорционального H^2 . Мы полагаем, что это слагаемое отражает вклад поправки, связанной с междырочным взаимодействием в куперовском канале, и соответствует отталкиванию между квазичастицами. Такая поправка была выделена в проводимости гетероструктуры с квантовым каналом $\text{Si}_{0,64}\text{Ge}_{0,36}$ [14]. Выражение для поправки в куперовском канале приведено в [18,22,23]:

$$\Delta\sigma_H^C = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda_H^C \varphi_2(\alpha); \quad \alpha = \frac{2eDH}{\pi c k T}, \quad (4)$$

где λ_H^C — константа взаимодействия. Характерное поле $H_0^C = \pi c k T / 2eD$ отвечает изменению функциональной зависимости $\varphi_2(\lambda)$ от квадратичной к логарифмической. Это позволяет использовать в малых магнитных полях ($H < H_0^C$) квадратичную аппроксимацию для $\Delta\sigma_H^C$.

Учет куперовской поправки при самых низких температурах и малых токах позволяет объяснить температурное поведение максимума на зависимостях $\Delta\sigma(H)$, возникающего в эффекте слабой локализации в условиях близости времен неупругого τ_φ и спин-орбитального τ_{so} рассеяния. Магнитное поле H_{\max} , соответствующее максимуму, несколько выше характерного поля H_0^L и должно слабо возрастать при повышении температуры (вследствие уменьшения τ_φ и τ_φ^* с ростом T). Наблюдаемое нами слабое уменьшение H_{\max} (см. рис. 1) связано с тем, что куперовская поправка убывает с ростом температуры как $1/T^2$. Оценочное значение константы взаимодействия λ_H^C при самой низкой температуре эксперимента и малом токе составляет 0,023. Из выполненных расчетов следует, что температурная зависимость $\tau_\varphi(T)$ при $T > 3 \text{ К}$ описывается соотношением

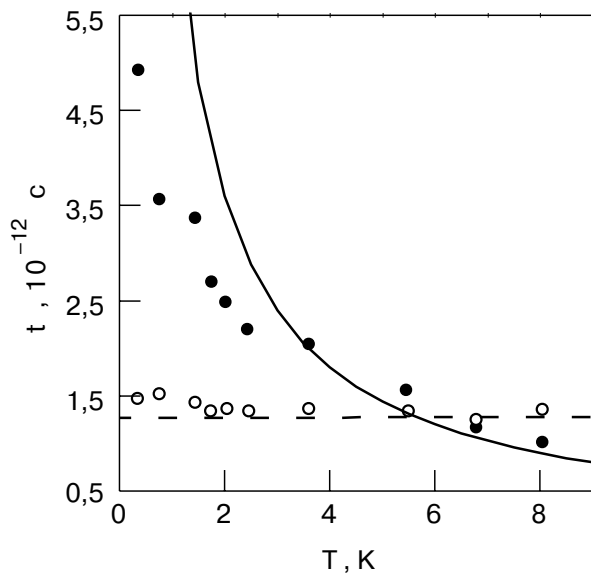


Рис. 3. Значения времени сбоя фазы τ_ϕ (●) и времени спин-орбитального рассеяния τ_{so} (○) при различных температурах. Сплошная кривая — зависимость $\tau_\phi = 7,2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с.

шением $\tau_\phi \approx 7,2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с. Эта зависимость близка к аналогичной зависимости $\tau_\phi = 6,6T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с для p -Si/Si_{1-x}Ge_x/Si гетероструктур с $x = 0,13$ и $0,36$ [14]. Полученная зависимость вида $\tau_\phi \propto T^{-1}$ соответствует проявлению процессов электрон-электронного (в данном случае дырочно-дырочного) рассеяния в разупорядоченных двумерных системах [21,22]. Для времени спин-орбитального взаимодействия получено среднее значение $\tau_{so} = 1,36 \cdot 10^{-12}$ с.

На рис. 3 представлены полученные значения τ_ϕ и τ_{so} в функции температуры. Отклонение значений τ_ϕ при $T < 3$ К от зависимости $\tau_\phi = 7,2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ с связано, по-видимому, с влиянием спиновых эффектов. Положительное магнитосопротивление на начальных участках зависимости $R_\square(H)$ (рис. 1) исчезает, когда неравенство $\tau_{so} < \tau_\phi$ изменяет знак и становится $\tau_{so} > \tau_\phi$. Используя найденные значения коэффициента диффузии D и $\tau_\phi(T)$, можно оценить характерные поля H_0^L и H_0^C : при температуре 1 К они составляют 0,05 и 0,34 кЭ соответственно. При магнитных полях, превосходящих эти значения на один-два порядка, квантовые поправки практически исчезают и соответственно исчезает аномальный температурный ход сопротивления.

Мы убедились, что найденные значения $\tau_\phi(T)$ и τ_{so} вполне реально описывают аномальное температурное изменение сопротивления образца (рис. 2). Рассчитанные согласно (2) значения локализационной поправки $\Delta\sigma_T^L$ представлены на рис. 2 точками.

Пунктирная кривая отражает предполагаемое температурное изменение «классического» сопротивления образца. Она получена экстраполяцией функциональной зависимости сопротивления от температуры из области заметно выше минимума сопротивления. На рис. 2 видно, что помимо локализационной поправки присутствует квантовая поправка, связанная с взаимодействием в куперовском канале.

4. Температурная зависимость времени электрон-фононного рассеяния носителей заряда

Время электрон-фононного взаимодействия τ_{eph} можно найти с помощью эффекта электронного перегрева [24]. В условиях перегрева температура электронов T_e повышается относительно температуры фононов T_{ph} под влиянием электрического поля (тока), а передача избыточной энергии от электронной к фононной системе контролируется временем τ_{eph} . Необходимым условием реализации эффекта электронного перегрева является беспрепятственный уход фононов из проводящего слоя в окружающий кристалл. Это требование в исследуемом образце заведомо выполнено.

Сравнение изменения амплитуды осцилляций Шубникова — де-Гааза при повышении температуры и увеличении тока (рис. 4) позволяет найти значение T_e при каждом заданном значении тока (стрелки на рис. 4).

Расчет τ_{eph} может быть осуществлен с помощью уравнения теплового баланса, из которого следует соотношение [25]:

$$(kT_e)^2 = (kT_{ph})^2 + \frac{6}{\pi^2} (eE)^2 D \tau_{eph}. \quad (5)$$

Напряженность электрического поля E легко найти из значений тока I и сопротивления на «квадрат» R_\square : $E = IR_\square/a$, (a — ширина проводящего канала). В качестве T_{ph} нужно взять температуру кристалла. Найденные с помощью (5) значения τ_{eph} относятся к температурам электрон-фононного взаимодействия T_{eph} в условиях электронного перегрева, для которых в первом приближении справедливо $T_{eph} = \frac{1}{2}(T_{ph} + T_e)$ [15,26].

Полученная температурная зависимость τ_{eph} имеет вид: $\tau_{eph} = 1,1T^{-2} \cdot 10^{-8}$ и близка к аналогичной зависимости для гетероструктуры Si/Si_{0,7}Ge_{0,3}/Si [15]. Зависимость $\tau_{eph}^{-1} \propto T^2$ характерна для двумерных электронных систем [27] и реализуется при низких температурах в условиях, когда волновой импульс теплового фонона достаточен для изменения волнового вектора электрона на максимальную величину $2k_F$.

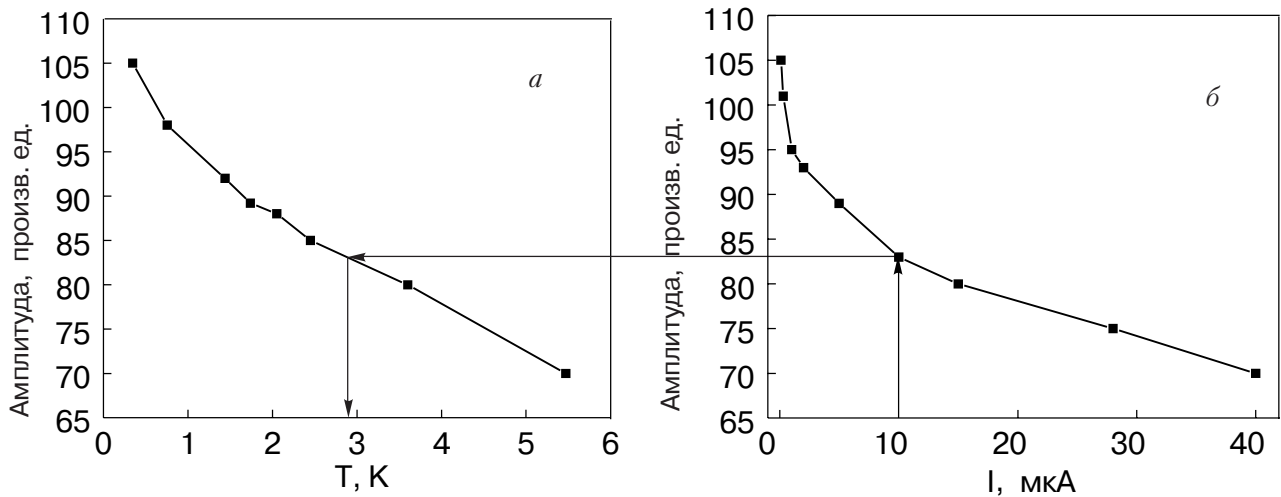


Рис. 4. Изменение амплитуды осцилляций Шубникова—де-Гааза в функции температуры (а) и тока (б).

Следует заметить, что остается неясной причина весьма заметного уменьшения сопротивления образца в нулевом магнитном поле при увеличении тока (см. рис. 1,б): рост тока от 100 нА до 10 мкА приводит к уменьшению R_{\square} от 3150 Ом до 2850 Ом. При дальнейшем росте тока сопротивление остается неизменным. На рис. 4 видно, что при токе 10 мкА величина перегрева электронной температуры составляет 3 К, чему отвечает, согласно рис. 2, понижение сопротивления лишь до 3080 Ом. Вероятной причиной такого несоответствия могло бы служить непосредственное влияние электрического поля на квантовые поправки. Отметим, что напряженность электрического поля, направленного в плоскости двумерной структуры, в данных экспериментах весьма мала и изменяется от $0,066 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ при 100 нА до $0,65 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ при 10 мкА.

Влияние электрического поля на квантовую локализационную поправку рассмотрено в ряде теоретических работ [25,28–32]. Согласно [25,31,32], изменение величины локализационной поправки под влиянием электрического поля происходит лишь вследствие изменения электронной температуры (или дрейфовой скорости электронов). Отсутствие непосредственного влияния электрического поля на локализационную поправку установлено в экспериментах с пленками золота [33] и висмута [34]. Однако, как показано в [35], электрическое поле (напряженностью $10\text{--}30 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$) заметно уменьшает квантовую поправку, обусловленную межэлектронным взаимодействием, вследствие уменьшения константы взаимодействия λ . Причиной такого уменьшения λ служит особенность экранирования в двумерной электронной системе. В рамках этих представлений наблюдаемое уменьшение сопротивления образца в нулевом поле при увеличении тока,

превышающее ожидаемое уменьшение сопротивления от эффекта электронного перегрева, является еще одним свидетельством существования вклада в проводимость квантовой поправки, обусловленной междырочным взаимодействием.

5. Спиновое расщепление и спин-орбитальная релаксация

Проведенный анализ кривых магнитосопротивления гетероструктуры с квантовой ямой $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ позволил определить величину спинового расщепления Δ на основании полученного значения времени спин-орбитального рассеяния τ_{so} .

Возможность снятия спинового вырождения в полупроводниковых кристаллах впервые показал Дрессельхауз [5]. Причиной снятия спинового вырождения в кристаллах без центра инверсии (в структурах типа цинковой обманки, вюрцита и др.) является асимметричное кристаллическое поле. При учете спин-орбитального взаимодействия нарушается симметрия по отношению к обращению времени. Величина спинового расщепления пропорциональна кубу волнового вектора k^3 (кубический терм Дрессельхауза). В работах [36–38] показано, что формирование в таком кристалле симметричной квантовой ямы приводит к дополнительному понижению его симметрии и появлению аддитивного вклада в спиновое расщепление, имеющего линейную зависимость от k (линейный терм Дрессельхауза). Иная причина снятия спинового вырождения указана Рашбой [6,39,40]. Рассматривая свойства двумерного электронного газа, Рашба отметил, что появление в кристалле асимметричной потенциальной ямы связано с существованием возмущающего потенциала, действующего вдоль нормали к плоскости дву-

мерного газа и приводящего к снятию спинового вырождения. Спиновое расщепление этой природы имеет линейную зависимость от величины волнового вектора (линейный терм Рашбы). Отметим, что в изучаемой гетероструктуре с квантовой ямой $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ причиной спинового расщепления является именно механизм Рашбы, поскольку германий и кремний — центросимметричные кристаллы.

Спин-орбитальное рассеяние электронов на примесях является основным механизмом релаксации спинового состояния в условиях снятия спинового вырождения при любом типе спинового расщепления. Эллиот [41] рассмотрел механизм релаксации спина в условиях, когда спиновое расщепление больше энергии упругого рассеяния ($\hbar/\tau < \Delta$) (см. также [42]). Существует линейная связь между частотой спиновой релаксации и частотой упругого рассеяния. Дьяконов и Перель [43] рассмотрели случай, когда энергия примесного рассеяния больше спинового расщепления ($\hbar/\tau > \Delta$). Рассеяние приводит к «хаотизации» спиновых состояний, и частота спиновой релаксации оказывается пропорциональной времени упругого рассеяния.

Найденные для изучаемой гетероструктуры кинетические характеристики носителей заряда позволяют сделать вывод, что основным механизмом спиновой релаксации является механизм Дьяконова—Переля. Полученное нами значение τ обеспечивает выполнение неравенства $\hbar/\tau > \Delta$ вплоть до значений $\Delta \approx 4,8$ мэВ. Найденное время спин-орбитального рассеяния τ_{so} позволяет определить величину спинового расщепления из соотношения [43]:

$$\frac{1}{\tau_{so}} \approx \Omega_0^2 \tau, \quad (6)$$

где частота прецессии $\Omega_0 = \Delta / 2\hbar$. Рассчитанная из (6) величина спинового расщепления Δ для изученной гетероструктуры составляет 2,97 мэВ.

Полученные нами результаты показывают, что гетероструктуры, приготовленные на основе извалентных полупроводников Si и Ge, могут представлять интерес для создания электронных устройств с управляемым спиновым транспортом [44].

1. G.M. Gusev, Z.D. Kvon, and V.N. Ovsiiuk, *J. Phys.* **C17**, L683 (1984).
2. G. Dresselhaus, C.M.A. Papavassilion, R.G. Wheeler, and R.N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 106 (1992).
3. G.L. Chen, J. Han, T.T. Huang, S. Datta, and D.B. Janes, *Phys. Rev.* **B47**, 4084 (1993).
4. T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C.B. Sorensen, and P.E. Lindelof, *Phys. Rev.* **B55**, 9298 (1997).
5. G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).

6. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
7. H.L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang, D.C. Tsui, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 126 (1983).
8. J. Luo, H. Munekata, F.F. Fang, and P.J. Stiles, *Phys. Rev.* **B38**, 10142 (1988).
9. B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifenger, W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, *Phys. Rev.* **B39**, 1411 (1989).
10. B. Das, S. Datta, and R. Reifenger, *Phys. Rev.* **B41**, 8278 (1990).
11. J. Luo, H. Munekata, F.F. Fang, and P.J. Stiles, *Phys. Rev.* **B41**, 7685 (1990).
12. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
13. Т. Коба, J. Nitta, Т. Аказак, и Н. Такаянаги, *Proc. NGS10, IPAP Conf., Ser. 2*, 227 (2001).
14. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, С.С. Крячко, М. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **26**, 829 (2000).
15. В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **26**, 1202 (2000).
16. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
17. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
18. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
19. S. Hikami, A.I. Larkin, and Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
20. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and D.E. Khmel'nitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
21. B.I. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems. Modern Problems in Condensed Matter Science v.10*, A.L. Efros and M.P. Pollak (eds), Amsterdam, North-Holland (1985), p. 1.
22. 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.
23. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
24. V.A. Shklovskii, *J. Low. Temp. Phys.* **41**, 375 (1980).
25. S. Hershfield and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **B34**, 2147 (1986).
26. S.I. Dorozhkin, F. Lell, and W. Schoepe, *Solid State Commun.* **60**, 245 (1986).
27. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986).
28. Т. Tsuzuki, *Physica (B+C)* **B107**, 679 (1981).
29. M. Kaveh and N.F. Mott, *J. Phys.* **C14**, L177 (1981).
30. M.J. Uren, R.A. Davies, M. Kaveh, and M. Pepper, *J. Phys.* **C14**, L413 (1981).
31. G.V. Hu and R.F. O'Connell, *Physica* **A153**, 114 (1988).
32. G.V. Hu and R.F. O'Connell, *Solid State Electron.* **32**, 1253 (1989).
33. G. Bergmann, *Z. Phys.* **49**, 133 (1982).

34. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **20**, 1148 (1994).
35. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **20**, 1256 (1994).
36. S.V. Iordanskii, Yu.B. Lyanda-Geller, and G.E. Pikus, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 199 (1994).
37. F.G. Pikus and G.E. Pikus, *Phys. Rev.* **B51**, 16928 (1995).
38. W. Кнар, С. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mösser, K. Zekentes, and Yu.B. Lyanda-Geller, *Phys. Rev.* **B53**, 3912 (1996).
39. Э.И. Рашба, В.И. Шека, *ФТТ* **1**, сб. статей II, 162 (1959).
40. Э.И. Рашба, *ФТТ* **2**, 1224 (1960).
41. R.J. Elliot, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954), *ibid.* **96**, 280 (1954).
42. Y. Yafet, *Solid State Phys.* **14**, 1 (1963).
43. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971).
44. S. Datta, and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).

heterostructure with a 2D hole gas in the $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ quantum well were measured at $T = 0.335\text{--}10$ K with varying current between 100 nA and 50 μA . It was found that in high magnetic fields there occurred Shubnikov–de-Haas oscillations, while in weak fields ($H \leq \text{kOe}$) a positive magnetoresistance transforming than in a negative one was observed. This peculiarity is due to the effects of weak localization of 2D charge carriers with very close spin-orbit and inelastic scattering time, τ_{so} and τ_{ϕ} , respectively. This suggests that the spin states are splitted in response to the perturbing potential associated with the generation of a two-dimensional potential well (Rashba mechanism). The analysis of the effects of weak localization yields the characteristic relaxation times: $\tau_{\phi} = 7.2T^{-1} \cdot 10^{-12}$ s and $\tau_{so} = 1.36 \cdot 10^{-12}$ s. The latter characteristic provided of estimating the of spin splitting value for the heterostructure in question ($\Delta = 2.97$ meV).

Quantum interference and spin-orbit effects
in the heterostructure with the 2D hole gas
in the $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ quantum well

V.V. Andrievskii, A.Yu. Rozheshchenko,
Yu.F. Komnik, M. Myronov,
O.A. Mironov, and T.E. Whall

The magnetic field (~ 110 kOe) dependences of
resistance of the $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}/\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}/\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$