

Квантовые эффекты в германиевой квантовой яме со сверхвысокой подвижностью носителей заряда

И.Б. Беркутов^{1,2,3}, В.В. Андриевский¹, Ю.А. Колесниченко¹, О.А. Миронов^{2,4}

¹Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України
пр. Науки, 47, г. Харків, 61103, Україна

²Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences
ul. Okólna 2, 50-422, Wrocław, Poland

³Department of Physics, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, USA

⁴Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK
E-mail: iberkutov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 3 июля 2019 г., опубликована онлайн 27 сентября 2019 г.

Проведено комплексное исследование квантовых эффектов в дырочной гетероструктуре $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Ge}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ с экстремально высокой подвижностью носителей заряда $\mu_H = 1367000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Из анализа магнитоквантовых осцилляций Шубникова–де Гааза получены значение эффективной массы носителей заряда, оказавшееся очень низким, $m^* = 0,062m_0$, а также величина флуктуаций концентрации дырок вдоль канала $\delta p = 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. В сильных магнитных полях обнаружен дробный эффект Холла (с числами заполнения $8/3, 7/3, 5/3, 4/3$), наблюдавшийся при температурах вплоть до 5 К. Исследования квантовых интерференционных эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия носителей заряда, проведенные в такой высокоподвижной системе впервые, позволили рассчитать значение спинового расщепления $\Delta = 1,07 \text{ мэВ}$ и константы ферми-жидкостного взаимодействия $F_0^\sigma = -0,12$, которые согласуются с полученными ранее результатами.

Ключевые слова: двумерный проводник, эффект Шубникова–де Гааза, квантовые интерференционные эффекты, дробный эффект Холла, магнитосопротивление.

1. Введение

Изучение вклада квантовых эффектов в зависимости электропроводности квазидвумерных проводящих систем от температуры и внешнего магнитного поля имеет фундаментальное значение, позволяя получить информацию о знаке, эффективной массе и концентрации носителей заряда, а также временах их упругой, неупругой и спиновой релаксации [1,2]. Эти исследования важны и для практических применений в силу использования двумерных проводников в элементах современной наноэлектроники [3,4].

Наличие беспорядка, связанного с процессами рассеяния, приводит к появлению квантовых поправок в проводимости, которые обусловлены слабой локализацией электронов (weak localization, WL) [5,6] и электрон-электронным взаимодействием (electron-electron interaction, EEI) [7–9]. В результате в области низких температур электрическое сопротивление двумерной системы имеет специфический отклик на изменения

температуры и магнитного поля. Существующая теория хорошо описывает как диффузионный режим релаксации [4–10], так и случаи баллистического и переходного режимов релаксации [11,12]. Она позволяет адекватно трактовать аномальное поведение низкотемпературного сопротивления в двумерных электронных системах и получить информацию о фазовой и спиновой релаксации электронов, а также параметрах их взаимодействия. Объектами экспериментальных исследований, в которых наблюдаются квантовые интерференционные эффекты WL и EEI, являются тонкие металлические пленки [13,14], инверсионные слои [15,16], δ -слои [17,18], гетероструктуры в полупроводниках [19,20] и др.

В слабых магнитных полях зависимость проводимости от магнитного поля B связана с разрушением слабой локализации, а в сильных магнитных полях возникают осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ). Исследование магнитосопротивления двумерных проводящих систем позволяет получить информацию о ряде важных харак-

теристик носителей заряда (концентрации, эффективной массе, временах релаксации и т.д.).

Создание разнообразных двумерных проводящих систем с высокоподвижными свободными носителями заряда стимулировало проведение новых экспериментальных исследований магнитоосцилляционных и квантовых интерференционных эффектов [21,22]. Дело в том, что для проявления квантовых интерференционных эффектов требуется определенная степень разупорядочения в объектах исследований, а объекты, в которых эти эффекты проявляются наиболее ярко, обычно имеют небольшую подвижность электронов. В то же время в высокоподвижных системах, отличающихся высокой чистотой, возникает возможность исследовать более тонкие эффекты, неразличимые в «грязных» системах. В данной работе представлены исследования квантовых эффектов в системе, обладающей сверхвысокой подвижностью носителей заряда дырочного типа. Получены значения эффективной массы дырок, оказавшиеся очень низкими, а также величина флуктуаций концентрации носителей вдоль канала. В сильных магнитных полях обнаружен дробный эффект Холла с числами заполнения $8/3$, $7/3$, $5/3$, $4/3$, наблюдавшийся при температурах вплоть до 5 К. Впервые в SiGe системах с высокой подвижностью носителей заряда исследованы квантовые интерференционные эффекты: слабая локализация и эффекты взаимодействия носителей заряда. Рассчитаны значения времен релаксации, спинового расщепления и константы ферми-жидкостного взаимодействия.

2. Объект исследования

Исследована гетероструктура, созданная на основе SiGe с квантовой ямой из чистого германия, обладающая дырочным типом проводимости. Она представляла собой слой предельно напряженного чистого германия толщиной (20 ± 1) нм, расположенного между двумя ненапряженными слоями состава $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$. Слой такого же состава, допированный бором с концентрацией $1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, располагался над германиевым каналом на расстоянии (26 ± 1) нм и благодаря туннелированию обеспечивал заполнение этого канала свободными носителями заряда. Более подробно многослойная структура образца описана в работах [23,24].

Измерения диагональной R_{xx} и недиагональной R_{xy} компонент сопротивления как функции температуры и напряженности магнитного поля выполнены с использованием стандартной look-in методики в магнитных полях до 12 Тл в интервале температур 1,45–10 К.

3. Магнитоквантовые эффекты

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ при низкой температуре (ρ — сопротивление квадратного участка двумерной электронной системы).

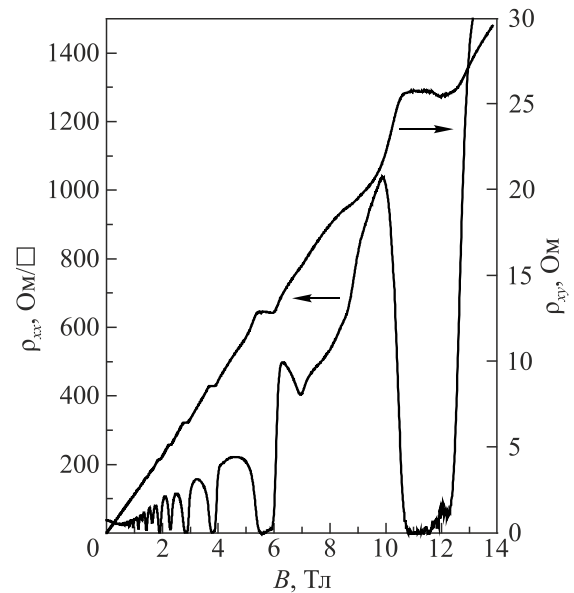


Рис. 1. Магнитопольные зависимости сопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} при $T = 1,28$ К.

Как указывалось ранее, экспериментальное исследование осцилляций ШдГ проводящей системы дает возможность определить значение эффективной массы свободных носителей заряда. В данной работе проделаны расчеты, аналогичные описанным в работах [25,26]. Наиболее подробно экспериментально исследован участок магнитных полей в диапазоне 1,2–2,5 Тл. В области слабых магнитных полей существенно влияние квантовых интерференционных эффектов (которые будут описаны ниже). В более сильных магнитных полях проявляется зеемановское расщепление осцилляций ШдГ, что заметно усложняет анализ. В основу указанных расчетов положена теоретическая модель [27], согласно которой изменение сопротивления двумерной проводящей системы в условиях выраженных магнитоквантовых эффектов и в случае однородного уширения уровней Ландау описывается формулой

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 + 4 \sum_{s=1}^{\infty} \left(\frac{\Psi_s}{\text{sh } \Psi_s} \right) \exp \left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q} \right) \cos \left(\frac{2\pi s \epsilon_F}{\hbar \omega_c} - \Phi \right) \right], \quad (1)$$

где $\Psi = 2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)$ определяет температурную и магнитопольную зависимости амплитуды осцилляций, $\omega_c = eB / m^*$ — циклотронная частота, τ_q — квантовое время релаксации носителей заряда, характеризующее уширение уровней Ландау, Φ — фаза, ϵ_F — энергия Ферми. В расчетах и необходимых построениях используется полный набор экспериментальных данных о сопротивлении образца в зависимости как от температуры, так и от величины магнитного поля.

Для определения эффективной массы свободных носителей заряда используется построение в координатной системе

натах $\ln \left[\frac{\Delta R}{R_0} \frac{\text{sh} \Psi}{\Psi} \right]$ от $\frac{1}{\omega_c \tau}$ или $\frac{1}{\mu B}$, где μ — подвижность носителей заряда (величина в показателе экспоненты в осциллирующем слагаемом формулы (1) преобразуется в $-\pi\alpha/(\omega_c \tau)$, где $\alpha = \tau/\tau_q$, τ — транспортное время релаксации). На основании выражения (1) определена величина эффективной массы $m^* = 0,062m_0$ (рис. 2(а), сплошная линия), где m_0 — масса свободного электрона и $\alpha = 72$ (рис. 2(б)).

Аналогичные расчеты были проведены в работах [23,24], однако, как показал более детальный анализ, в слабых магнитных полях (рис. 2(а)) наблюдается отклонение экспериментальных значений от теоретической зависимости (1). В работе [28] отмечалось, что

нелинейность в указанных выше координатах может быть обусловлена изменением концентрации свободных носителей заряда и их энергии Ферми вследствие естественной локальной неоднородности ширины квантового проводящего канала. Эта неоднородность может приводить к тому, что экстремумы осцилляций в разных областях канала на шкале магнитных полей не будут совпадать. Суммарная амплитуда осцилляций при этом уменьшится по сравнению с ее значением в квантовом канале постоянной ширины. Это соответствует дополнительному эффективному уширению уровней Ландау, называемому «неоднородным уширением». Для численного описания такого уширения в выражении для амплитуды осцилляций (1) необходимо добавить дополнительный член с показателем $-(\pi\delta\varepsilon_F/\hbar\omega_c)^2$, тогда экспоненциальный множитель в формуле (1) приобретает вид [28]

$$\exp \left[-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q} - \left(\frac{\pi^2 \hbar \delta n}{m^* \omega_c} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Результаты проведенных расчетов с учетом выражения (2) представлены пунктирной линией на рис. 2(а).

Численные оценки позволили найти величину флуктуации концентрации $\delta p = 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, которая составляет $\sim 1,25\%$ средней концентрации носителей $p_H = 2,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, полученной из измерений коэффициента Холла. Следует отметить также, что подобные расчеты с использованием поправки (2) были проделаны в работе [28] для серии образцов $\text{InP}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,57}\text{As}$ с концентрацией электронов в пределах $p_H = (1,7 - 2,16) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu_H = 38100 - 83800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а в работах [25,29], для образцов $(\text{Si}_{0,3}\text{Ge}_{0,7}/\text{Ge}/\text{Si}_{0,3}\text{Ge}_{0,7})$ и $(\text{Si}/\text{Si}_{0,87}\text{Ge}_{0,13}/\text{Si})$, с дырочным типом проводимости с концентрациями носителей заряда $p_H = 5,81 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $p_H = 1,89 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, и подвижностями $\mu_H = 46800$ и $11700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно. Полученные в работе [28] значения флуктуации концентрации $\delta p = (9,5 - 9) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ составляли 5,6–4,2% общей концентрации носителей заряда, а в работах [25,29] значения $\delta p = 2,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ составляли 6,5 и 2,1% соответственно. Как следует из выражения (2), влияние второго слагаемого в экспоненциальном множителе уменьшается в области сильных магнитных полей. Полученное значение флуктуации концентрации порядка 1% (от общей концентрации дырок) свидетельствует об исключительной чистоте квантового канала в исследованной нами системе, и наблюдение «неоднородного уширения» уровней Ландау стало возможным только благодаря рекордно высокой подвижности зарядов: $\mu_H = 1367000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Интересным результатом проведенных исследований оказалось также обнаружение на кривых магнитосопротивления исследованного образца минимумов, связанных с проявлением в системе дробного эффекта

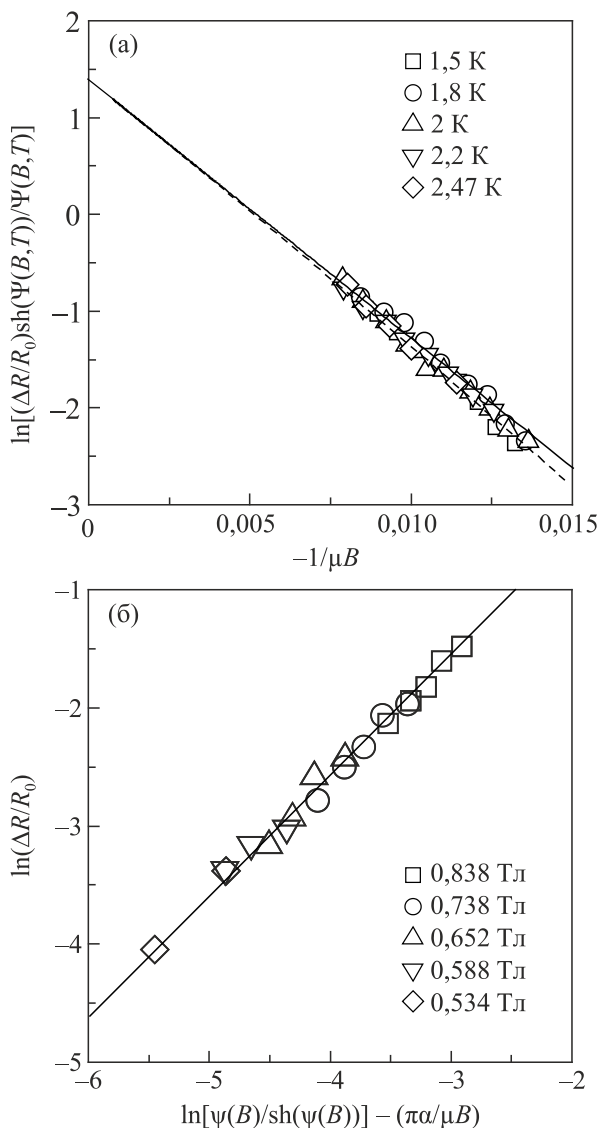


Рис. 2. Результаты численного расчета параметров m^* и α , выполненного с использованием теоретической модели [27]. Сплошная линия (а) построена в соответствии с соотношением (1), штриховая — с учетом экспоненциального множителя, учитывающего «неоднородное уширение» уровней Ландау [28]. Сплошная линия (б) соответствует наклону 45° .

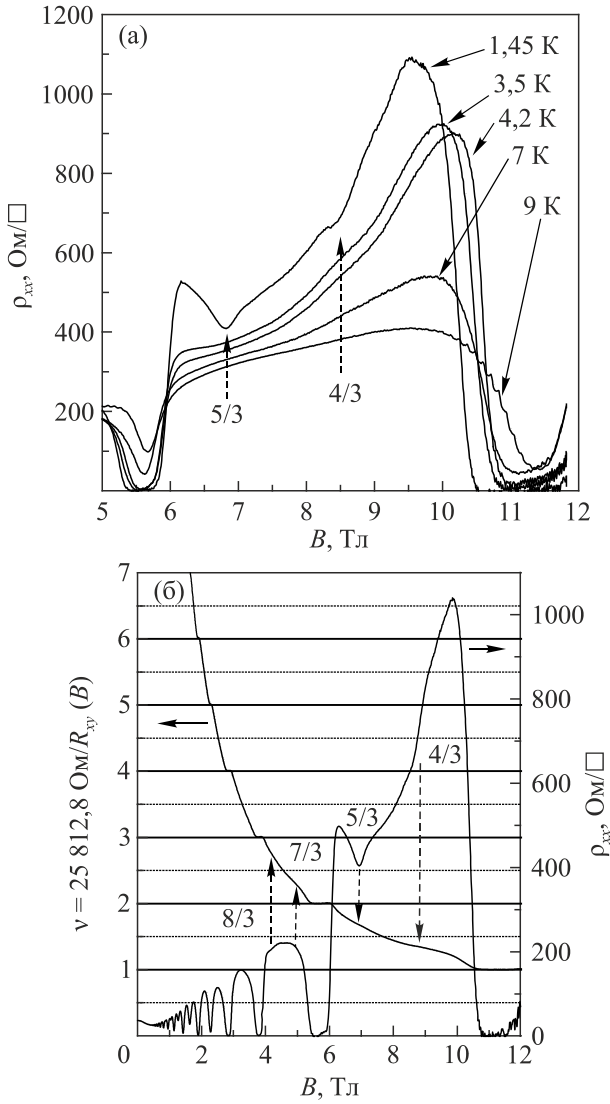


Рис. 3. Магнито-температурные зависимости сопротивлений ρ_{xx} и ρ_{xy} . Пунктирные стрелки обозначают положения экстремумов с дробными значениями фактора заполнения.

Холла (рис. 3(а)). Следует отметить, что в работе [30] уже сообщалось об обнаружении данного эффекта в аналогичной системе, однако в настоящем исследовании указанный эффект обнаружен при более низких магнитных полях и существенно более высоких температурах (рис. 3(б)).

4. Квантовые интерференционные эффекты

Эксперименты показали, что в слабых магнитных полях зависимость магнитосопротивления исследованного образца от поля представляет собой кривую с максимумом (рис. 4(а)), что свидетельствует о проявлении квантовых интерференционных эффектов WL и EEI. Следует учитывать, что эффекты WL наблюдаются в основном в диффузионном режиме взаимодействия носителей заряда ($k_B T \tau / \hbar < 1$). Эффекты же EEI могут проявиться как в диффузионном, так и в переходном и даже в баллистическом ($k_B T \tau / \hbar > 1$) режимах [11].

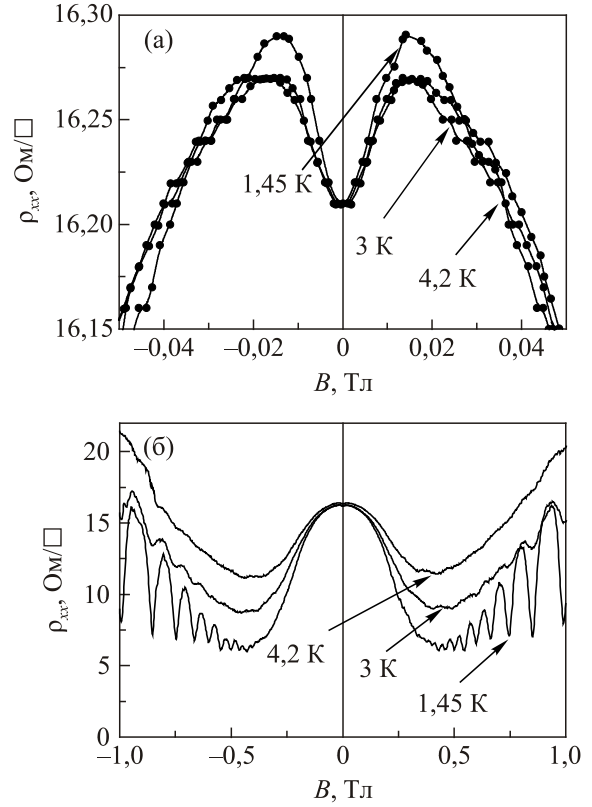


Рис. 4. Магнито-температурные зависимости сопротивления ρ_{xx} .

Для описания экспериментальных результатов в ультраслабых магнитных полях ($B < 0,05$ Тл) была использована методика, предложенная в работе [31], в основе которой лежит теоретическая модель [32]. Данная модель рассматривает недеформированные и деформированные объемные полупроводники p -типа, а также структуры с квантовыми ямами на их основе. При этом учитывается то обстоятельство, что в полупроводниках $A^{III}B^V$, Si, Ge и гетероструктурах на их основе валентная зона формируется за счет сильного спин-орбитального взаимодействия, и полный момент оказывается связанным с квазиимпульсом частицы. В результате времена спиновой и импульсной релаксации одного порядка. Кроме того, для гетероструктур, характеризующихся наличием внутреннего градиента потенциала, спин-орбитальные процессы в направлениях перпендикулярном и параллельном гетеропереходу происходят по-разному. Согласно этой теоретической модели, поправка к проводимости двумерной дырочной системы, обусловленная влиянием эффекта WL, описывается следующим выражением:

$$\delta\sigma_{xx}^{WL}(B) = \frac{D_i^0}{D_a^0} \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \left[2f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \frac{\tau_\varphi \tau_{\parallel}}{\tau_\varphi + \tau_{\parallel}} \right) + f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \frac{\tau_\varphi \tau_{\perp}}{\tau_\varphi + \tau_{\perp}} \right) - f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \tau_\varphi \right) \right], \quad (3)$$

где $f_2(x) = \ln(x) + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right)$ (здесь Ψ — дигамма функция), τ_φ — время фазовой релаксации, τ_{\parallel} и τ_{\perp} — времена продольной и поперечной спиновой релаксации соответственно, а роль выделенной оси играет нормаль к плоскости квантовой ямы, $D = v_F^2 \tau / 2$ — коэффициент диффузии. Значение отношения D_i^0 / D_a^0 , характеризующее степень напряженности структуры и используемое в качестве одного из подгоночных параметров, оказалось для исследованного образца равным 200. На рис. 5 показаны результаты численного описания экспериментальных данных с помощью уравнения (3) с использованием τ_φ , τ_{\parallel} и τ_{\perp} в качестве подгоночных параметров. Найденное значение времени фазовой релаксации τ_φ может быть аппроксимировано зависимостью $\tau_\varphi \approx 8,7 \cdot 10^{-14} T^{-0,4}$ с, аналогичной полученной для гетероструктур с составами $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ и $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$, имеющих квантовую яму [33]. Времена продольной и поперечной спиновой релаксации не зависят от температуры и равны соответственно $\tau_{\parallel} = 2 \cdot 10^{-14}$ с и $\tau_{\perp} = 3,2 \cdot 10^{-14}$ с.

Снятие спинового вырождения в полупроводниках и гетеропереходах приводит к возникновению двух электронных спиновых подсистем с близкими параметрами. Причинами снятия спинового вырождения может быть асимметричное кристаллическое поле, существующее в полупроводниковом кристалле без центра инверсии (модель Дрессельхауза [34]), либо влияние неоднородного возмущающего потенциала, связанного с возникновением асимметричной потенциальной ямы при образовании гетероструктуры (модель Рашбы [35,36]). В изученной системе спиновое расщепление определяется механизмом Рашбы, поскольку Si и Ge — центросимметричные кристаллы.

В системах с расщепленными спиновыми состояниями основным механизмом спин-орбитальной релаксации является механизм Дьяконова–Переля [37]. Спиновое расщепление Δ эквивалентно магнитному полю, действующему на спин, в результате чего спин прецессирует с частотой Ω_0 . Изменение направления импульса электрона при рассеянии приводит к повороту оси прецессии. В условиях, когда

$$\Omega_0 \tau \ll 1, \quad (4)$$

спиновая релаксация определяется соотношением

$$\tau_{\perp}^{-1} \approx \Omega_0^2 \tau, \quad (5)$$

где частота прецессии $\Omega_0 = \Delta / 2\hbar$. Из уравнения (5) получена величина спинового расщепления $\Delta = 1,07$ мЭВ, соизмеримая со значением, полученным в работе [38].

Эффекты электрон-электронного взаимодействия в исследованной системе рассчитывались в соответствии

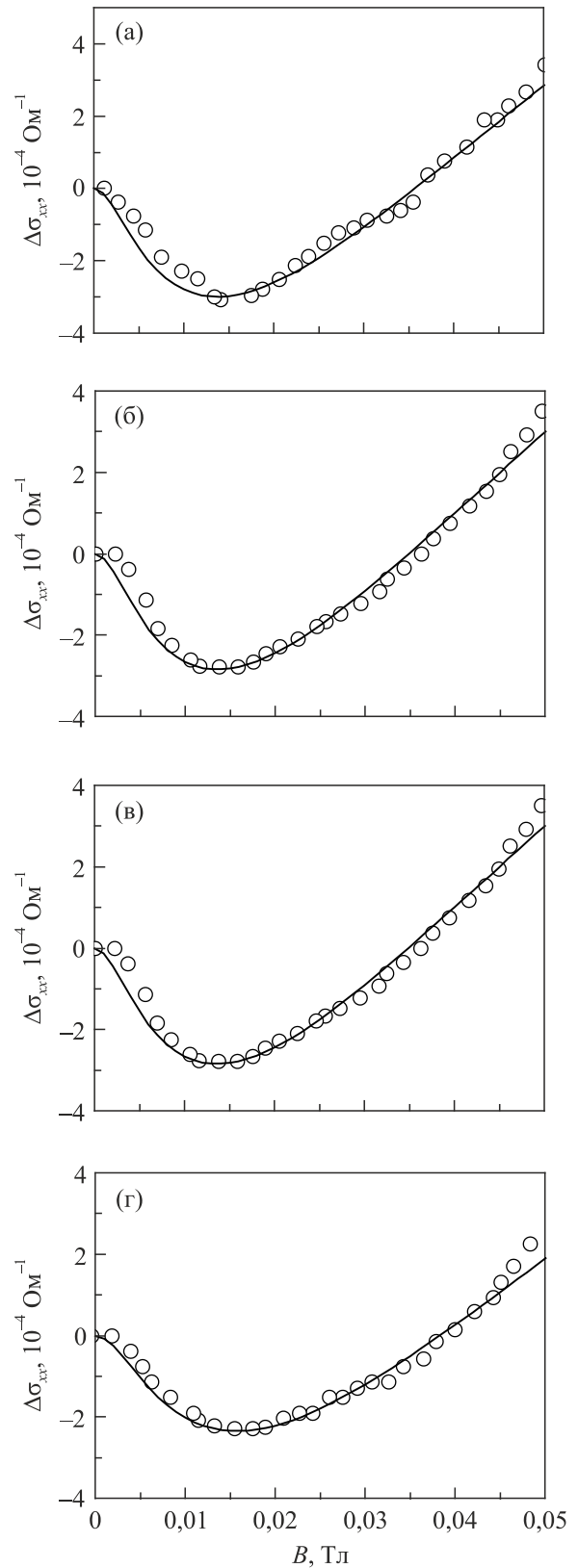


Рис. 5. Зависимость величины $\Delta\sigma_{xx}$ от магнитного поля при температурах 1,42 (а), 2 (б), 3 (в), 4,2 (г) К. Сплошные линии соответствуют теоретической модели [11].

с теоретической моделью [11,12] согласно процедуре, описанной в работе [31]. В частности, монотонная составляющая магнитосопротивления (рис. 4(б)), как показано в работах [39,40], может быть описана выражением

$$\rho_{xx}(B, T) = \frac{1}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma_0^2} \left[1 - (\omega_c \tau)^2 \right] \Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T), \quad (6)$$

которое при условии $\omega_c \tau \gg 1$ (здесь ω_c — циклотронная частота) переходит в соотношение (в исследованном образце условие $\omega_c \tau = 1$ выполняется и в магнитном поле $B = 0,00726$ Тл)

$$\frac{\rho_{xx}(B, T) - \rho_0}{\rho_0} = \frac{1}{\sigma_0} \mu^2 B^2 \Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T). \quad (7)$$

Описание монотонной составляющей магнитосопротивления в слабых магнитных полях выражением (7) позволяет выделить поправку, связанную с электрон-электронным взаимодействием $\Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T)$ (см. рис. 6(а)). Расчет этой поправки производился, как и в работе [31], для случая кулоновского взаимодействия

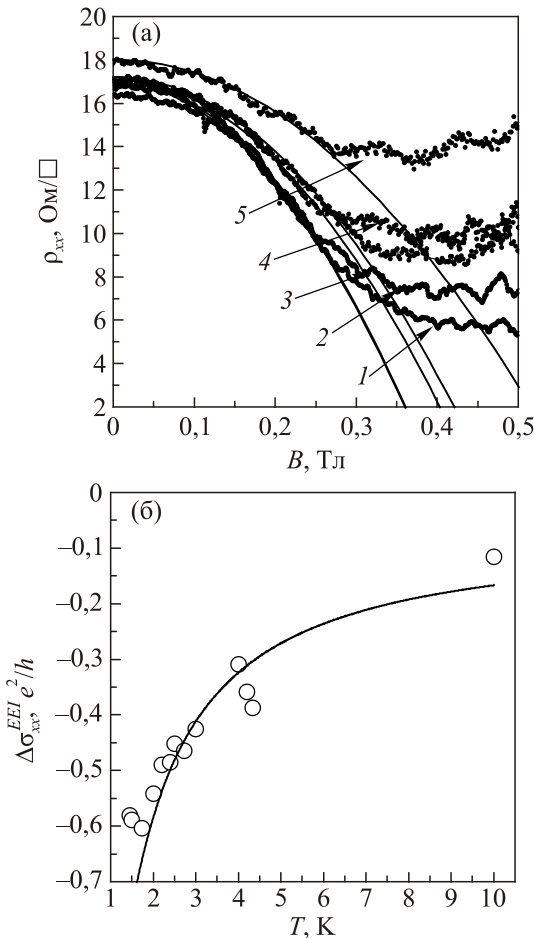


Рис. 6. (а) Пример выделения поправки взаимодействия к проводимости: 1,42 (1), 1,8 (2), 2,2 (3), 2,7 (4), 4,3 (5) К. Сплошные линии проведены согласно соотношению (7). (б) Изменение поправки взаимодействия с ростом температуры. Сплошная линия — расчет согласно выражению (9).

дырок с рассеивающими центрами. Сама квантовая яма в гетероструктуре не содержит примесных атомов, так как акцепторные атомы бора сосредоточены в слое, отделенном от квантовой ямы. Для исследованного случая отношение $k/k_F = 0,03$ является малым. Согласно [11], относительное изменение сопротивления в магнитном поле описывается соотношением

$$\frac{\Delta \rho(B)}{\rho_0} = -\frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F l} \left[G_F(k_B T \tau / \hbar) - G_H(k_B T \tau / \hbar; F_0^\sigma) \right]. \quad (8)$$

Аналитический вид функций $G_F(k_B T \tau / \hbar)$ и $G_H(k_B T \tau / \hbar, F_0^\sigma)$ приведен в работах [11,12]. Проведено сравнение теоретической кривой, построенной согласно уравнению (8), с экспериментальными данными. Оптимальное описание экспериментальных данных (см. рис. 6(б)) получено при значении $F_0^\sigma = -0,12$, однако при этом значения поправки, рассчитанные согласно уравнению (6), пришлось увеличить в 40 раз. Отметим, что такая особенность уже наблюдалась ранее. Так, в работе [12] при расчете поправки взаимодействия в баллистическом режиме для гетероструктуры Si/SiGe *n*-типа показано, что рассчитанное значение $\Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T)$ в 5 раз больше предсказанного теоретически в работе [11] для случая $\omega_c \tau \gg 1$. По-видимому, исследуемый случай, как и рассмотренный в работе [41], более соответствует случаю «смешанного беспорядка», описанному в работе [12]. Дело в том, что ионизированные примеси бора, которые могут выступать в качестве точечных рассеивающих центров, удалены от квантовой ямы, а это, в свою очередь, существенно уменьшает рассеяние на этих примесях свободных носителей, сосредоточенных в квантовом канале. Однако уже само их присутствие обуславливает возможность влияния дальнедействующего рассеивающего потенциала на проводимость системы. На проводимость оказывает влияние и рассеяние на короткодействующем потенциале рассеивающих центров в проводящем канале, а также шероховатость границ квантовой ямы.

В работе [12] «смешанный беспорядок» характеризуется случайным потенциалом «белого шума» с характерным временем τ_{wn} , а также случайным гладким потенциалом с транспортным временем релаксации τ_{sm} и условием $(k_F d)^2 \gg 1$ (для исследованной системы $(k_F d)^2 = 16,2$). При рассеянии на точечных дефектах теория [12] предсказывает поправку к сопротивлению вида

$$\frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = \frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F l} v V_0 G_0^{\text{mix}} \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}, \frac{\tau_{sm}}{\tau} \right). \quad (9)$$

где

$$v V_0 = 6 \left(\frac{F_0^\sigma}{1 + F_0^\sigma} + \frac{1}{2} \right), \quad G_0^{\text{mix}}(x) = c_0 4 \left(\frac{\tau_{sm} / \tau}{x} \right)^{1/2}, \quad x \gg 1.$$

Здесь F_0^σ — константа ферми-жидкостного взаимодействия, $c_0 = 0,276$.

Результаты проведенных расчетов представлены на рис. 6(б). Значения τ_{sm} / τ и F_0^σ использовались в качестве подгоночных параметров. Оптимального соответствия между расчетной кривой и экспериментальными данными удается добиться при значениях $\tau_{sm} / \tau = 3$, $F_0^\sigma = -0,12$.

5. Заключение

В представленной работе проведено комплексное исследование квантовых эффектов в проводимости дырочной гетероструктуры, созданной на основе SiGe с чистым проводящим германиевым каналом. Исследование магнитоквантовых эффектов ШдГ позволило рассчитать эффективную массу свободных носителей заряда, равную $m^* = 0,062m_0$, обладающих рекордно высокой подвижностью ($\mu_H = 1367000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$), а также оценить величину флуктуаций их концентрации вдоль канала $\delta p = 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, что составляет $\sim 1,25\%$ их средней концентрации $p_H = 2,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В сильных магнитных полях удалось наблюдать дробный эффект Холла с числами заполнения $8/3$, $7/3$, $5/3$ и $4/3$ при повышении температуры вплоть до 5 К.

В слабых магнитных полях исследовано влияние на проводимость системы квантовых интерференционных эффектов. В частности, анализ эффектов слабой локализации позволил рассчитать времена фазовой и спиновой релаксации, а на основе последнего получить значение спинового расщепления в исследованной системе $\Delta = 1,07 \text{ мэВ}$, которое оказалось соизмеримым с полученными ранее результатами [38]. Эффекты взаимодействия носителей заряда в исследованной системе рассчитывались в соответствии с моделью «смешанного беспорядка» в теории [12], что дало возможность успешно описать экспериментальные результаты и получить значение константы ферми-жидкостного взаимодействия $F_0^\sigma = -0,12$. Следует отметить, что использованным в работе методом проявление данного типа взаимодействия обнаружено впервые.

1. Yuri M. Galperin, *Quantum Transport*, Lund University press (1998).
2. R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer-Verlag, New York (2003).
3. J.-B. Waldner, *Nanocomputers and Swarm Intelligence*, ISTE, London (2007).
4. *Nanoelectronics Devices, Circuits and Systems*, Series Editor Brajesh Kumar Kaushik, Elsevier (2018).
5. P.W. Anderson, E. Adrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
6. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980).

7. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
8. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, and D.E. Khmel'nitskii, *ZhETF* **81**, 768 (1981).
9. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems Modern Problems of in Condensed Matter Science*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), Amsterdam, North-Holland (1985).
10. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
11. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003).
12. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **69**, 045313 (2004).
13. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, M.E. Gershenson, and Yu.V. Sharvin, *Quantum Effects in Disordered Metal Films*, Sov. Sci. Rev., **A9**, Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher GmbH (1987), p. 223.
14. D.J. Bichop, R.C. Dynes, and D.C. Tsui, *Phys. Rev. B* **26**, 773 (1982).
15. Chuncheng Wan and Ping Sheng, *Phys. Rev. B* **66**, 075309 (2002).
16. A. Shimkunas, Ph. Mauger, G.F. Rempfer, L. Almaraz, T. Dixon, N. Katan, and H. Walitzki, *J. Vac. Sci. Technol. B* **24**, 1413 (2006).
17. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, Вит.Б. Красовицкий, О.А. Миронов, О.Н. Макаровский, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФHT* **22**, 1166 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 891 (1996)].
18. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФHT* **22**, 1174 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 897 (1996)].
19. P.T. Coleridge, R. Stoner, and Fletcher, *Phys. Rev. B* **39**, 1120 (1989).
20. G. Stöger, G. Brunthaler, G. Bauer, K. Ismail, B.S. Meyerson, J. Lutz, and F. Kuchar, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 765 (1994).
21. T. Zhou, J. Zhang, Y. Xue, B. Zhao, H. Zhang, H. Jiang, and Zh. Yang, *Phys. Rev. B* **94**, 235449 (2016).
22. L. Wang, M. Yin, A. Khan, S. Muhtadi, F. Asif, E.S. Choi, and T. Datta, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 024006 (2018).
23. O.A. Mironov, A.H.A. Hassan, M. Uhlarz, S. Kiatgamolchai, A. Dobbie, R.J.H. Morris, J.E. Halpin, S.D. Rhead, P. Allred, M. Myronov, S. Gabani, I.B. Berkutov, and D.R. Leadley, *Phys. Status Solidi C* **11**, 61 (2014).
24. O.A. Mironov, A.H.A. Hassan, R.J.H. Morris, A. Dobbie, M. Uhlarz, D. Chrastina, J.P. Hague, S. Kiatgamolchai, R. Beanland, S. Gabani, I.B. Berkutov, M. Helmi, O. Drachenko, M. Myronov, and D.R. Leadley, *Thin Solid Films* **557**, 329 (2014).
25. Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, *ФHT* **32**, 109 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 82 (2006)].
26. I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, Yu.A. Kolesnichenko, R.J.H. Morris, D.R. Leadley, and O.A. Mironov, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1455 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1145 (2012)].
27. A. Isihara and L. Smrčka, *J. Phys. C* **19**, 6777 (1986).

28. S.D. Bystrov, A.M. Kreshchuk, Le Tuan, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev, and A.Ya. Shik, *Semiconductors* **28**, 55 (1994).
29. И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли, *ФНТ* **35**, 188 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 141 (2009)].
30. O.A. Mironov, N. d'Ambrumenil, A. Dobbie, D.R. Leadley, A.V. Suslov, and E. Green, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 176802 (2016).
31. И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, О.А. Миронов, М. Myronov, and D.R. Leadley, *ФНТ* **32**, 896 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 683 (2006)].
32. N.S. Averkiev, L.E. Golub, and G.E. Pikus, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **113**, 1429 (1998) [*JETP* **86**, 780 (1998)].
33. D.R. Leadley, V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, Y.F. Komnik, T. Hackbarth, and O.A. Mironov, *J. Low Temp. Phys.* **159**, 230 (2010).
34. G. Dresselhaus, *Phys. Rev. B* **100**, 580 (1955).
35. E.I. Rashba and V.I. Sheka, *Solid State Physic*, Akad. Nauk SSSR, **2**, 162 (1959) (in Russian).
36. Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 66 (1984) [*JETP Lett.* **39**, 78 (1984)].
37. M.I. Dyakonov and V.I. Perrel, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1954 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **33**, 1053 (1971)].
38. V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, T. Hackbarth, Yu.F. Komnik, O.A. Mironov, M. Myronov, V.I. Litvinov, and T.E. Whall, in: *Molecular Nanowires and Other Quantum Objects*, Kluwer Academic Publishers B.V. NATO Science Series, II: *Mathematics, Physics and Chemistry* **148**, 319 (2004).
39. K.K. Choi, D.C. Tsui, and S.C. Palmateer, *Phys. Rev. B* **33**, 8216 (1986).
40. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, V.I. Shashkin, O.I. Khrykin, and V.M. Daniltsev, *Phys. Rev. B* **64**, 235327 (2001).
41. E.B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D. Kvon, J.C. Portal, N.J. Woods, J. Zhang, and J.J. Harris, *Phys. Rev. B* **68**, 085304 (2003).

Квантові ефекти в германієвій квантовій ямі з надвисокою рухливістю носіїв заряду

І.Б. Беркутов, В.В. Андриєвський,
Ю.О. Колесніченко, О.А. Миронов

Проведено комплексне дослідження квантових ефектів у дірковій гетероструктурі $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Ge}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$, що має дуже високу рухливість вільних носіїв заряду: $\mu_H = 1367000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. На підставі аналізу магнітоквантових осциляцій Шубнікова–де Гааза визначено ефективну масу носіїв заряду, яка виявилася дуже малою ($m^* = 0,062m_0$), а також величину флуктуації концентрації дірок уздовж каналу $\delta p = 3,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. У сильних магнітних полях виявлено прояв дробового ефекту Холла (з числами заповнення $8/3, 7/3, 5/3, 4/3$), який спостерігався при температурах майже до 5 К. Дослідження квантових інтерференційних ефектів слабкої локалізації та електрон-електронної взаємодії носіїв заряду, що проведено у такій високорухливій системі вперше, дозволило розрахувати значення спінового розщеплення $\Delta = 1,07 \text{ meV}$ та константи взаємодії $F_0^\sigma = -0,12$, які є узгодженими з отриманими раніш результатами.

Ключові слова: двовимірний провідник, ефект Шубнікова–де Гааза, квантові інтерференційні ефекти, дробовий ефект Холла, магнітоопір.

Quantum effects in a germanium quantum well with ultrahigh carrier mobility

I.B. Berkutov, V.V. Andrievsky, Yu.A. Kolesnichenko,
and O.A. Mironov

A complex study of quantum effects in the p -type $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Ge}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ heterostructure with extremely high carrier mobility $\mu_H = 1367000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ has been carried out. The analysis of the Shubnikov–de Haas magneto-quantum oscillations made it possible to calculate the effective mass of charge carriers, which appear be very low, $m^* = 0.062m_0$, as well as the value of fluctuations of hole concentration along the channel, $\delta p = 3.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. In stronger magnetic fields, the manifestation of the fractional Hall effect with filling numbers of $8/3, 7/3, 5/3, 4/3$, which occur at temperatures up to 5 K, was found. The studies of the quantum interference effects of weak localization and electron-electron interaction of charge carriers, that were carried out in such a highly mobile system for the first time, allowed us to calculate the spin splitting value $\Delta = 1.07 \text{ meV}$ and the values of the electron-electron interaction constant $F_0^\sigma = -0.12$, which are comparable with the previously obtained results.

Keywords: two-dimensional conductor, Shubnikov–de Haas effect, quantum interference effects, fractional Hall effect, magneto-resistance.