Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1174–1185

Особенности электронных свойств δ<Sb>-слоев в эпитаксиальном кремнии. II. Эффекты слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия

В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

О. А. Миронов

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Украина, 310085, г. Харьков, ул. акад. Проскуры, 12

Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл

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

Статья поступила в редакцию 13 февраля 1996 г., после переработки 24 апреля 1996 г.

Изучены температурные (в интервале 1,6–20 К) и магнитополевые (до 4,5 Тл) зависимости проводимости и эдс Холла для δ⟨Sb⟩-слоев в Si при различной холловской концентрации носителей заряда. Показано, что эти зависимости с высокой точностью описываются квантовыми поправками к проводимости, связанными с эффектами слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия в двумерной системе. Определена температурная зависимость времени фазовой релаксации электронов, время спин-орбитального взаимодействия и параметр λ^D электрон-электронного взаимодействия. Установлено, что уменьшение концентрации электронов в δ-слое сопровождается уменьшением параметра λ^D, что может быть объяснено особенностями процессов экранирования в двумерной электронной системе.

Вивчено температурні (в інтервалі 1,6–20 К) і магнітопольові (до 4,5 Тл) залежності провідності та ерс Холла для δ⟨Sb⟩-шарів в Si з різною холлівською концентрацією носіїв заряду. Показано, що ці залежності з великою точністю описуються квантовими поправками до провідності, зв'язаними з ефектами слабкої локалізації електронів та електрон-електронної взаємодії в двовимірній системі. Визначено температурну залежність часу фазової релаксації електронів, час спін-орбітальної взаємодії і параметр λ^D електрон-електронної взаємодії. Установлено, що зменшення концентрації електронів в δ-шарі супроводжується зменшенням параметра λ^D, що може бути пояснено особливостями процесів екранування в двовимірній електронній системі.

Введение

В настоящей работе представлены результаты изучения интерференционных эффектов — слабой локализации электронов (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) — в δ⟨Sb⟩-слоях в эпитаксиальном кремнии в области низких температур. Дельта-слои представляют собой двумерные электронные системы, интерес к которым в последние годы сильно возрос [1].

В работе [2] исследованы электрические свойства (проводимость, характер ее изменения в магнитном поле, эдс Холла) δ⟨Sb⟩-слоев в эпитаксиальном кремнии при различной концентрации атомов сурьмы в нем (от $5\cdot10^{12}$ до $3\cdot10^{14}$ см$^{-2}$) в широком интервале температур. В [2] показано, что в области низких температур ($T < 20$ К) проводимость δ⟨Sb⟩-слоев переходит в режим проявления эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов. Обусловленные эффектами СЛ и ЭЭВ [4–14] квантовые поправки к проводимости определяют ее изменение с температурой и напряженностью магнитного поля. Анализ этих зависимостей и их сопоставление с теоретическими формулами дают сведения о следующих важнейших характеристиках релаксации и взаимодействия электронов в изучаемой двумерной электронной системе: времени сбоя фазы волновой функции электронов τ_φ и его температурном изменении, времени спин-орбитального взаимодействия τ_{so} при упругом рассеянии электронов на примеси, а также характерных параметрах электрон-электронного взаимодействия λ.

© В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, 1996

Задачей настоящего исследования являлся анализ температурного и магнитополевого изменения квантовых поправок к проводимости δ⟨Sb⟩-слоев в эпитаксиальном кремнии при различной холловской концентрации электронов и получение информации о параметрах релаксации и взаимодействия электронов в этих объектах. При этом использовались образцы*, кинетические характеристики которых предварительно изучались в [2]. Такая задача для δ⟨Sb⟩-слоев в кремнии решается впервые в настоящей работе. Ранее эффекты СЛ и ЭЭВ наблюдали в тонких слоях кремния толщиной 100, 200 и 800 Å, допированных сурьмой с объемной концентрацией $\sim 1\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ [3]. Для таких объектов авторы [3] обнаружили при $T = 1{,}4$; 2,0 и 4,0 К отрицательное магнитосопротивление, согласующееся с теорией СЛ, а также анизотропию магнитосопротивления в перпендикулярном и параллельном магнитном поле. Свойства слоев толщиной 100 и 200 Å отвечали $2D$ случаю, а слоя толщиной 800 Å соответствовали $3D$ случаю.

Образцы и методика измерений

Изучены электронные свойства трех образцов, обладающих металлическим типом проводимости δ-слоев. В табл. 1 даны сведения о концентрации N_D примесных атомов Sb, запрограммированной при получении образцов, сопротивлении образцов $R_\square$ и холловской концентрации носителей тока n при 4,2 К.

Таблица 1

Характерные параметры образцов

Параметр	Образец		
	A	B	C
N_{Sb}, см$^{-2}$	$3\cdot 10^{14}$	$1\cdot 10^{14}$	$3\cdot 10^{13}$
$R_\square^{4,2}$, кОм	1,174	1,530	6,188
$n_{4,2}$, см$^{-2}$	$9{,}5\cdot 10^{13}$	$7{,}8\cdot 10^{13}$	$3{,}1\cdot 10^{13}$
D, см$^2\cdot$с$^{-1}$	127	96	23
τ, с	$3{,}34\cdot 10^{-15}$	$3{,}16\cdot 10^{-15}$	$2{,}15\cdot 10^{-15}$
τ_{so}, с	$5{,}46\cdot 10^{-13}$	$5{,}7\cdot 10^{-13}$	$1{,}67\cdot 10^{-12}$
τ_{so}^{-1}/τ^{-1}	$6{,}1\cdot 10^{-3}$	$5{,}54\cdot 10^{-3}$	$1{,}29\cdot 10^{-3}$
$k_F l$	23	17,8	4,8

Измерения выполнены при температурах 1,6–20 К. При 4,2 К и ниже образец находился в жидком гелии; точность стабилизации температуры в этой области составляла 0,01 К. При более высоких температурах образец находился в парах гелия; температура автоматически поддерживалась постоянной с точностью 0,02 К. Электрические измерения выполнены по стандартной четырехзондовой методике (погрешность измерений не хуже 10^{-6} В) с использованием записи на двухкоординатном потенциометре *H* 307. Измерительный ток не превышал 10 мкА, благодаря чему исключались эффекты перегрева. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, максимальное поле в котором достигало 50 кЭ.

Расчетные формулы

В двумерной системе вклад эффекта СЛ в температурную зависимость проводимости в нулевом магнитном поле описывается соотношением [4,6,13,14]

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

где τ — время упругой релаксации электронов; $\tau_\varphi^{-1} = \tau_{\varphi o}^{-1} + 2\tau_s^{-1}$; $(\tau_\varphi^*)^{-1} = \tau_{\varphi o}^{-1} + 4/3\,\tau_{so}^{-1} + 2/3\,\tau_s^{-1}$; $\tau_{\varphi o}$ — время фазовой релаксации за счет неупругих процессов рассеяния; τ_{so} — время спин-орбитального взаимодействия при упругом рассеянии электронов; τ_s — время спин-спинового рассеяния на магнитных примесях (при отсутствии последних это время бесконечно велико и его можно не учитывать). Величина $\Delta\sigma_T^L$ представляет собой квантовую поправку к классической проводимости, например к остаточному сопротивлению проводника.

Изменение проводимости в произвольном интервале температур от T_1 до T_2 под влиянием квантовой поправки, связанной со СЛ, равно

$$\sigma(T_1) - \sigma(T_2) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\frac{3}{2}\ln\frac{\tau_\varphi^*(T_1)}{\tau_\varphi^*(T_2)} - \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_\varphi(T_1)}{\tau_\varphi(T_2)}\right]. \qquad (2)$$

Первые слагаемые в (1), (2) определяются интерференцией волновых функций электронов, находящихся в триплетном спиновом состоянии (сум-

* Образцы были приготовлены в Advanced Semiconductor Group, University of Warwick, Coventry, UK.

марный спин $j = 1$); вторые слагаемые связаны с синглетным спиновым состоянием электронов ($j = 0$). Спин-орбитальное рассеяние подавляет когерентность в триплетном состоянии. В связи с этим знак поправки $\Delta\sigma^L_T$ оказывается различным в случае слабого ($\tau_{so} >> \tau_{\varphi o}$) и сильного ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}$) спин-орбитального взаимодействия. Обычно используют представление $\tau_\varphi^{-1} \propto T^p$, где p — показатель степени, зависящий от механизма неупругой релаксации.

В случае слабого спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} >> \tau_{\varphi o}$) и при несущественности спин-спинового рассеяния ($\tau_s >> \tau_{so}$, $\tau_{\varphi o}$) локализационная поправка к проводимости имеет вид

$$\Delta\sigma^L_T = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} p \ln\frac{kT\tau}{\hbar}, \qquad (3)$$

а в случае сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}$) она меняет знак:

$$\Delta\sigma^L_T = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\frac{p}{2}\ln\frac{kT\tau}{\hbar}. \qquad (4)$$

Случаю (3) соответствует увеличение сопротивления, а случаю (4) — уменьшение сопротивления при понижении температуры.

Температурная зависимость квантовой поправки к проводимости, связанной с ЭЭВ (кулоновская поправка), имеет вид [5–7]

$$\Delta\sigma^I_T = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda^D_T \ln\frac{kT\tau}{\hbar}. \qquad (5)$$

Как и в случае СЛ, изменение проводимости, обусловленное кулоновской поправкой (5), в интервале температур от T_1 до T_2 можно представить следующим образом:

$$\sigma(T_1) - \sigma(T_2) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda^D_T \ln\frac{T_1}{T_2}. \qquad (6)$$

Константа взаимодействия λ^D_T может быть записана через универсальную константу F — усредненную по углам амплитуду взаимодействия электронов при малом переданном импульсе. Так, при сильном спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}$) в магнитном поле константа λ^D_T приобретает вид [11,14]

$$\lambda^D_T = \begin{cases} 1 - 3F/4, & H < H^D_0, \qquad (7а) \\ 1 - F/4, & H > H^D_0, \qquad (7б) \end{cases}$$

где $H^D_0 = \pi kT/g\mu_B$; μ_B — магнетон Бора; g — фактор Ланде электронов проводимости.

В двумерной системе в перпендикулярном магнитном поле изменение проводимости, связанное с эффектами СЛ, описывается выражением [8]

$$\Delta\sigma(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\frac{3}{2}f_2\left(\frac{4eHD}{\hbar c}\tau^*_\varphi\right) - \frac{1}{2}f_2\left(\frac{4eHD}{\hbar c}\tau_\varphi\right)\right], \qquad (8)$$

где $f_2(X) = \ln X + \Psi(1/2 + 1/X)$, Ψ – логарифмическая производная Г-функции,

$$f_2(X) = \begin{cases} \dfrac{X^2}{24}, & X << 1, \qquad (9а) \\ \ln X + \Psi(1/2), & X >> 1, \qquad (9б) \end{cases}$$

D — коэффициент диффузии электронов.

Заметное изменение проводимости в результате подавления слабой локализации магнитным полем происходит в области полей $H > H^L_0 = \hbar c/4eD\tau_\varphi$. В теории СЛ используют представления о диффузионной длине $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{+1/2}$. Критерием двумерности в СЛ является неравенство $L < L_\varphi$, L — толщина слоя. Для δ-слоев этот критерий заведомо выполнен.

В случае слабого спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} >> \tau_{\varphi o}$) и в отсутствие спинового рассеяния ($\tau_s >> \tau_{so}$, $\tau_{\varphi o}$) должно наблюдаться отрицательное магнитосопротивление

$$\Delta\sigma^L_H = \frac{3}{2}\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}f_2\left(\frac{4eHD}{\hbar c}\tau^*_\varphi\right). \qquad (10)$$

В случае сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}$) и в отсутствие спинового рассеяния ($\tau_{so} >> \tau_{\varphi o}$, $\tau_{\varphi o}$) выражение (8) приобретает вид

$$\Delta\sigma^L_H = -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar}f_2\left(\frac{4eHD}{\hbar c}\tau_\varphi\right) \qquad (11)$$

и магнитосопротивление становится положительным. При близости значений τ_{so} и τ_φ магнитосопротивление с ростом магнитного поля H изменяется от положительного (пройдя через максимум) к отрицательному.

Для процессов взаимодействия различают два вида поправок: (1) отвечающих взаимодействию между электронами с близкими энергиями и малой разностью импульсов (диффузионный канал) и (2) обусловленных взаимодействием между

электронами с близкими энергиями и малым суммарным импульсом (куперовский канал). Изменение проводимости в магнитном поле под влиянием ЭЭВ в диффузионном канале связано со спиновыми эффектами (с разрушением взаимодействия в спиновых подзонах при зеемановском расщеплении) и проявляется в области полей $H > H_0^D = \pi kT/g\mu_B$.

Квантовая поправка к проводимости в диффузионном канале равна [10,13]

$$\Delta\sigma_H^D = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda_H^D g_2(h), \qquad (12)$$

где

$$h = g\mu_B H/kT,$$

$$g_2(h) = \int_0^\infty d\Omega \frac{d^2}{d\Omega^2}[\Omega N(\Omega)]\ln\left[1 - \frac{h^2}{\Omega^2}\right],$$

$$N(\Omega) = [\exp\Omega - 1]^{-1},$$

$$g_2(h) = \begin{cases} 0{,}084h^2, & h \ll 1, \qquad (13а) \\ \ln(h/1{,}3), & h \gg 1. \qquad (13б) \end{cases}$$

В случае экранированного кулоновского взаимодействия $\lambda_H^D = F/2$ [10]. При отталкивании между электронами спиновые эффекты приводят к положительному магнитосопротивлению.

Изменение проводимости в магнитном поле под влиянием ЭЭВ в куперовском канале проявляется в области полей $H > H_0^c = \pi ckT/2eD$. Соответствующая поправка имеет вид [8]

$$\Delta\sigma_H^c = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda_H^c \varphi_2(\alpha), \qquad (14)$$

где

$$\alpha = \frac{2eDH}{\pi ckT},$$

$$\varphi_2(\alpha) = \int_0^\infty \frac{tdt}{\mathrm{sh}^2 t}\left[1 - \frac{\alpha t}{\mathrm{sh}(\alpha t)}\right],$$

$$\varphi_2(\alpha) = \begin{cases} 0{,}3\alpha^2, & \alpha \ll 1, \qquad (15а) \\ \ln\alpha, & \alpha \gg 1. \qquad (15б) \end{cases}$$

Обычно характерные поля $H_0^L \ll H_0^D$ (при значении g близком к 2) и $H_0^L \ll H_0^c$. Это означает, что в несильных магнитных полях магнитосопротивление формируется под влиянием эффекта СЛ.

Результаты измерений

1. При температурах ниже ~ 20 K сопротивление δ⟨Sb⟩-слоев возрастает с понижением температуры (рис. 1, *а,б*) под влиянием, как мы полагаем, квантовых интерференционных эффектов. О проявлении квантовых поправок к проводимости, связанных с эффектами СЛ и ЭЭВ, свидетельствует отрицательное магнитосопротивление, наблюдаемое при $T < 20$ K (см. ниже). На это же указывает сравнение температурных зависимостей сопротивления в сильном магнитном поле и при его отсутствии (рис. 1). Под влиянием магнитного поля подавляется эффект локализации, поскольку волновая функция электронов приобретает дополнительную фазу, что нарушает их интерферен-

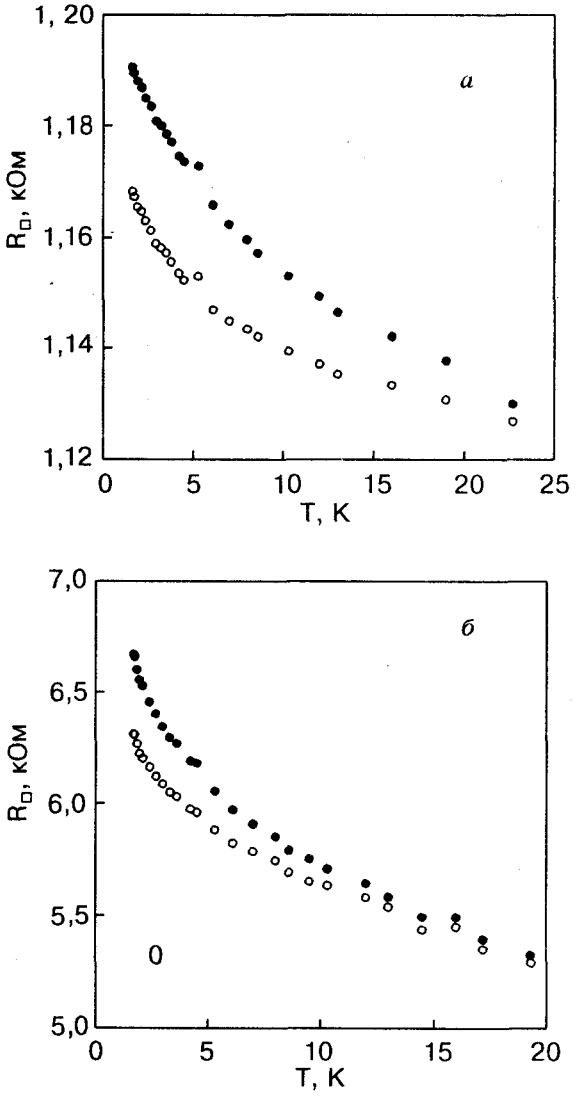

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образцов А(*а*) и С(*б*) в магнитном поле $H = 0$ (●) и 21,7 кЭ (○).

цию. Следует обратить внимание на то, что абсолютная величина изменения сопротивления для представленных на рис. 1 образцов весьма различна. (Далее мы будем иллюстрировать изменение полученных характеристик на примере низкоомного и высокоомного образцов, поскольку результаты для них при качественном подобии имеют в ряде случаев небольшие различия.)

2. Переход к квантовым поправкам может быть осуществлен, учитывая относительную малость поправок, с помощью соотношения $-\Delta\sigma(T_1) = [R(T_1) - R(T_2)]/R(T_1)R_\square(T_2)$, где $R_\square$ — сопротивление квадратного участка двумерной системы; T_2 — температура, при которой вклад поправок ничтожно мал (см. формулу (2)), ее величину для образцов A и B мы приняли 20 K, для образца C — 7 K (в соответствии с результатами работы [2]). На рис. 2 представлены зависимости квантовых поправок $\Delta\sigma$ от $\ln T$ для двух образцов. Видно, что величина квантовых поправок практически одинакова для образцов с существенно разными сопротивлениями. Полная поправка, представляющая сумму (1) и (5) (●), оказалась нелинейной в используемых координатах. Квантовая поправка, связанная с электрон-электронным взаимодействием (○), получена из измерений сопротивления в магнитном поле. Кулоновская поправка практически во всем температурном интервале (для низкоомных образцов) и при $T < 10$ K для высокоомного дает прямую линию в используемых координатах в со-

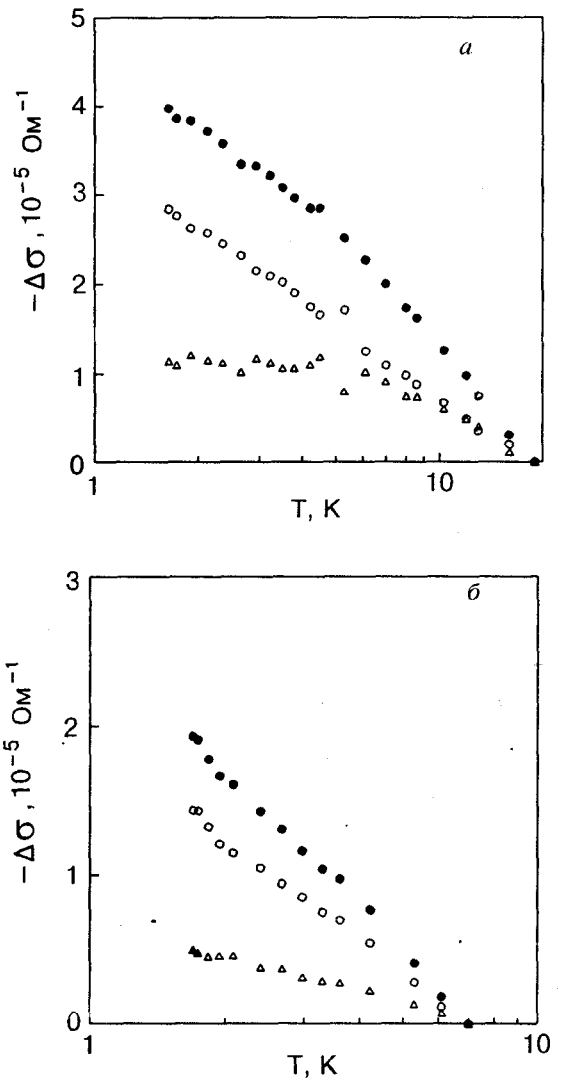

Рис. 2. Температурные зависимости квантовых поправок к проводимости для образцов A(*а*) и C(*б*): $\Delta\sigma$ — полная поправка (●); $\Delta\sigma_T^I$ — кулоновская поправка (○); $\Delta\sigma_T^L$ — локализационная поправка (△).

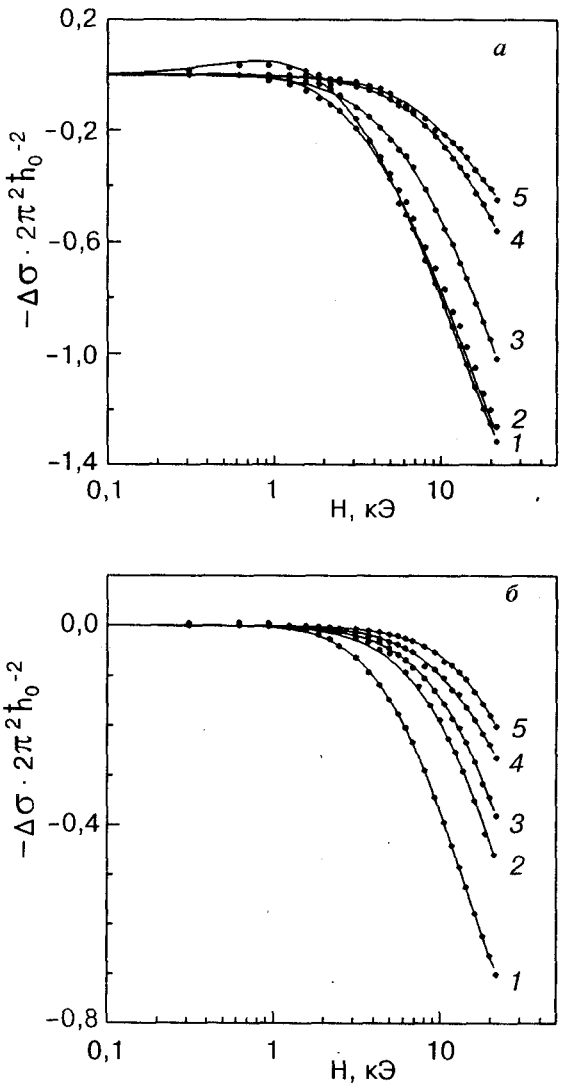

Рис. 3. Магнитополевые зависимости проводимости при разных температурах T, K: 1,64 (*1*); 4,2 (*2*); 8 (*3*); 16 (*4*); 19 (*5*), образец A (*а*); 1,7 (*1*); 4,2 (*2*); 6,1 (*3*); 8,6 (*4*); 10,3 (*5*), образец C (*б*). Кривые — расчет по (8).

ответствии с (5). Разность между полной поправкой и кулоновской (Δ) дает представление об изменении квантовой поправки, обусловленной слабой локализацией. Локализационная поправка для низкоомных образцов линейна лишь в интервале 8–20 K; при более низких температурах ход ее радикально изменяется. Это связано (см. ниже) с переходом от случая слабого спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} > \tau_\varphi$) к случаю сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} < \tau_\varphi$). Для высокоомных образцов такой переход происходит при более низкой температуре (~ 2 K).

3. Типичный вид кривых магнитополевого изменения квантовой поправки к проводимости δ⟨Sb⟩-слоев приведен на рис. 3. Для анализа изменения квантовой поправки в магнитном поле использовалось соотношение

$$-\Delta\sigma(H) = [R(H) - R(0)]/R(H)R_\square(0);$$

причем зависимость $-\Delta\sigma(H)$ отражает ход магнитосопротивления (МС). Для низкоомных образцов при самых низких температурах ($T < 3$ K) обнаруживается некоторая область магнитных полей с положительным МС, которое свидетельствует о проявлении сильного спин-орбитального взаимодействия. С ростом поля положительное МС переходит в отрицательное МС. При более высокой температуре наблюдается только отрицательное МС, отвечающее случаю слабого спин-орбитального взаимодействия при примесном рассеянии. Для высокоомного образца положительное МС в изученном интервале температур начало проявляться только при $T \approx 1{,}7$ K. С ростом температуры величина квантовой поправки к проводимости в магнитном поле быстро уменьшается.

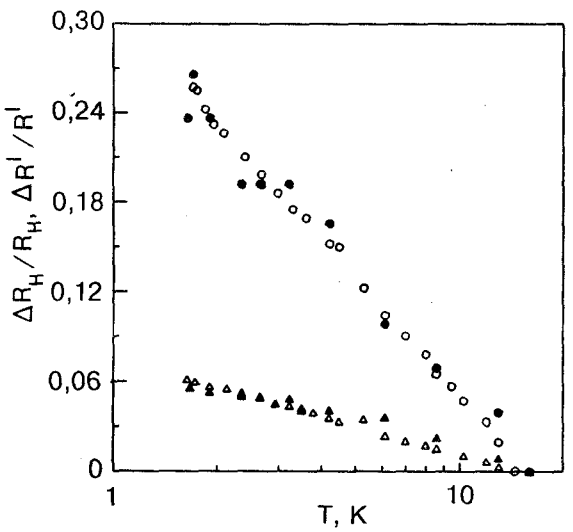

Рис. 4. Зависимости $(\Delta R_H/R_H)(T)$ для образцов А (▲) и С (●) и $(\Delta R^I/R^I)(T)$ для образцов А (△) и С (○).

4. Температурное изменение постоянной Холла для изученных образцов подобно температурному изменению сопротивления. Значения постоянной Холла получены нами из измерений напряжения Холла, которые имеют линейную и нечетную зависимость от магнитного поля в области $T < 20$ K [2]. На рис. 4 представлены данные о температурной зависимости квантовой поправки к постоянной Холла

$$\Delta R_H(T)/R_H = [R_H(T) - R_H(T_2)]/R_H(T_2).$$

Погрешность измерения постоянной Холла больше, чем для сопротивления, что и определяет разброс экспериментальных точек.

Анализ экспериментальных данных

1. Будем исходить из обшепринятых представлений о том, что зависимости $-\Delta\sigma(H)$ связаны с проявлением эффекта СЛ. Используя формулу (8), можно осуществить компьютерную подгонку теоретической функции к экспериментальным зависимостям и найти значения $D\tau_\varphi$ и $D\tau_\varphi^*$ и соответственно $D\tau_{so}$. В расчетах искомых величин мы добились высокого уровня подгонки теоретической и экспериментальной кривых (значения среднеквадратичного отклонения были не хуже 10^{-3}). На рис. 3 точками представлены экспериментальные зависимости, а сплошные кривые соответствуют расчету по формуле (8) с учетом дополнительного слагаемого AH^2 (см. ниже).

Полученные значения $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ для двух образцов изображены темными значками на рис. 5. Для низкоомных образцов температурная зависимость τ_φ имеет вид $\tau_\varphi^{-1} \propto T^p$, где показатель степени p близок к единице. Такую зависимость следует связать с электрон-электронным рассеянием в неупорядоченной $2D$ системе [11,14]. Для высокоомного образца показатель степени p оказался равным 0,7. Этот результат можно объяснить, если предположить, что с уменьшением концентрации атомов сурьмы в δ-слое возникает перколяционная ситуация и реализуется случай «аномальной диффузии» [15–17].

В неоднородном проводнике наблюдается пространственная дисперсия коэффициента диффузии на расстояниях меньших длины корреляции ξ. (Длина корреляции ξ определяет характерный масштаб неоднородностей и обращается в бесконечность при приближении к переходу металл–диэлектрик как из металлической, так и диэ-

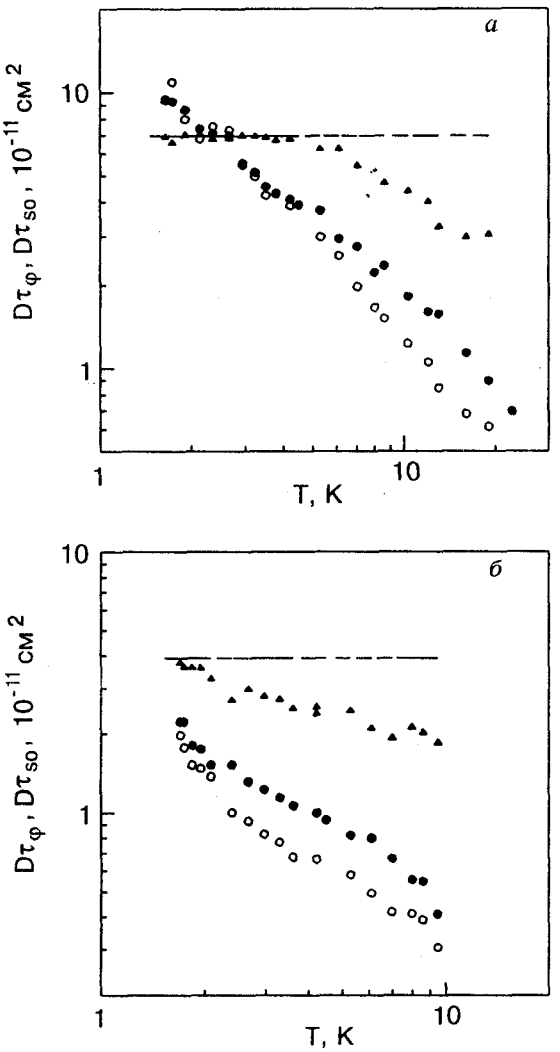

Рис. 5. Зависимости $D\tau_\varphi(T)$ (●, ○) и $D\tau_{SO}(T)$ (▲) для образцов A(*а*) и C(*б*), полученные первым (●, ▲) и вторым(○) способами подгонки соотношения (8) к экспериментальным кривым магнитосопротивления (см. текст). Пунктирная линия — значение $D\tau_{SO}$, использовавшееся во втором способе подгонки.

лектрической областей. На металлической стороне перехода перколяционная длина корреляции определяет характерный размер ячеек бесконечного проводящего кластера.) В работе [16] введена модифицированная длина $\hat{L}_\varphi$, определяемая самосогласованно из соотношения

$$\hat{L}_\varphi = [D(\hat{L}_\varphi)\tau_\varphi]^{1/2}. \qquad (16)$$

В условиях $\xi >> L_\varphi$ коэффициент диффузии [14,16] равен

$$D(\hat{L}_\varphi) = D\left[\frac{\xi}{\hat{L}_\varphi}\right]^{\tilde{t}-\tilde{\beta}}. \qquad (17)$$

Здесь $\tilde{t} = t/\nu$, $\tilde{\beta} = \beta/\nu$; t, β и ν — критические индексы соответственно проводимости, мощности бесконечного кластера и длины корреляции. Таким образом,

$$\hat{L}_\varphi = (D\tau_\varphi \xi^{\tilde{t}-\tilde{\beta}})^{1/(2+\tilde{t}-\tilde{\beta})}. \qquad (18)$$

Поскольку $\tau_\varphi \propto T^{-p}$, $\hat{L}_\varphi$ зависит от температуры как $T^{-p/(2+\tilde{t}-\tilde{\beta})}$, в то время как в однородном проводнике $L_\varphi \propto T^{-p/2}$. Строго говоря, вблизи порога протекания квантовая поправка $\Delta\sigma_H^L$ изменяется по сравнению с (8) (см. [16]). Однако если вдали от порога протекания воспользоваться (8), то получаемая величина $D\tau_\varphi \sim \hat{L}_\varphi^2$ будет обладать температурной зависимостью с показателем степени меньшим, чем p [17].

Заметим, что неожиданным оказалось поведение времени τ_{so}: для низкоомных образцов τ_{so} остается постоянным лишь в области низких температур ($T < 6$ K), а при более высоких температурах уменьшается; для высокоомного образца небольшое уменьшение τ_{so} наблюдается практически во всем изученном температурном интервале. Для объяснения такого поведения τ_{so} вкладом электрон-фононного рассеяния в спин-орбитальные процессы нет оснований, поскольку в изученном интервале температур они еще не проявляются и основным процессом фазовой релаксации является, по-видимому, электрон-электронное рассеяние.

Надо заметить, что существует некоторая неоднозначность решения задачи подгонки теоретических зависимостей к экспериментальным в случае отрицательного магнитосопротивления и близости величин τ_φ и τ_{so}, отмеченная в [18]. В наших объектах эта неоднозначность проявляется с повышением температуры, поскольку амплитуда изменения МС в этом случае заметно убывает, а само магнитосопротивление становится отрицательным. Мы осуществили второй вариант подгонки теоретических и экспериментальных зависимостей, приняв, как рекомендовано в [18], не зависящее от температуры значение $D\tau_{so}$ (пунктирные прямые), соответствующее результату при наиболее низкой температуре. Здесь задача подгонки решается однозначно и с высокой точностью, поскольку кривые МС обладают максимумом или по крайней мере имеют большую амплитуду изменения. Во втором варианте компьютерной подгонки теоретических и экспериментальных зависимостей так же, как и в начальном варианте, удалось достичь значений показателя среднеквадратичного отклонения не хуже 10^{-3}.

Полученные во втором варианте подгонки значения $D\tau_\varphi$ изображены на рис. 5 (○). Для низкоомных образцов результат практически не изменился по сравнению с первым вариантом подгонки, лишь в высокотемпературной области появилось небольшое отклонение от зависимости $\tau_\varphi \propto T^{-1}$, которое можно объяснить слабым проявлением вклада электрон-фононных процессов рассеяния. Для высокоомного образца в этом варианте подгонки зависимость $\tau_\varphi \propto T^{-p}$ во всей области температур имеет показатель степени $p \approx 0{,}9$.

На рис. 5 наглядно продемонстрировано высказанное выше утверждение, что в низкоомных образцах при ~ 3 K происходит переход от случая сильного ($\tau_{so} < \tau_\varphi$) к случаю слабого ($\tau_{so} > \tau_\varphi$) спин-орбитального взаимодействия, что объясняет нелинейность температурных зависимостей полной и локализационной поправок на рис. 2,*а*. Для высокоомного образца во всей представленной области температур реализуется случай слабого спин-орбитального взаимодействия.

Помимо выражения (8), при подгонке было предусмотрено также присутствие степенного по H члена, учитывающего возможное проявление классического магнитосопротивления вида AH^2. Такой член при температурах выше 5 K имел практически нулевую амплитуду, но ниже 5 K его величина возрастала с понижением температуры. Относительный вклад этого слагаемого в МС даже при самой низкой температуре оставался существенно меньше, чем вклад локализационной поправки. Учет этого слагаемого вследствие его малости не оказывал ощутимого влияния на результат расчета $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ из кривых МС. Характер температурного изменения этого члена (рис. 6) не позволяет связать его с классическим МС; более вероятно проявление квантовой поправки в диффузионном канале взаимодействия (12) либо в куперовском канале взаимодействия (14) в области $H < H_0^D$, H_0^c, где эти поправки могут быть представлены, согласно (13а), (15а), зависимостью AH^2, в которой $A \propto T^{-2}$. На рис. 6 приведена кривая, отвечающая функциональной зависимости $A \propto T^{-2}$.

Сделать выбор в пользу одного из каналов взаимодействия можно на основании следующих соображений. Поскольку для куперовского канала известны все характеристики, входящие в (14),(15а), кроме λ_H^c (определение D описано ниже), можно найти λ_H^c. Для полученных кривых $A(T)$ (типа приведенной на рис. 6) значения λ_H^c оказались нереально малыми ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$). Присутствие в МС дополнительного слагаемого, вероятно,

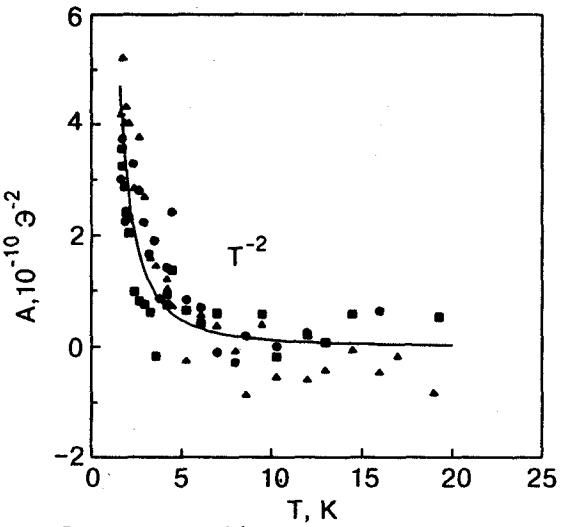

Рис. 6. Зависимости коэффициента A от температуры для трех образцов: A (●), B (▲), C (■). Сплошная кривая — зависимость $A \propto T^{-2}$.

связано с квантовой поправкой в диффузионном канале взаимодействия. В этом варианте найденные по (12), (13а) значения произведения $g^2\lambda_H^D$ для изученных образцов имеют величину 2,5–3,5. Такие значения для $g^2\lambda_H^D$ представляются разумными, поскольку сурьме как полуметаллу присущи значения $g > 2$.

Для того чтобы получить представление о величине времени фазовой и спин-орбитальной релаксации в исследуемых объектах, необходимо знать коэффициент диффузии D. Его величину можно оценить лишь приближенно, поскольку не известны точные значения характеристик электронов (m^*, v_F и др.) в δ-слое сурьмы. Мы будем ориентироваться на двумерную модель и значения концентрации носителей заряда в изученных образцах, полученные при измерении их кинетических характеристик [2].

Определение коэффициента диффузии электронов D в изученных образцах мы осуществили с помощью соотношения $D = (v_F^2\tau)/2$, в котором время упругого рассеяния электронов τ найдено из проводимости $\sigma_\square = ne^2\tau/m$; в качестве m использовали значение $m_{[111]} \approx 0{,}1m_0$, найденное в [19] для «ростовой» плоскости [111] в сурьме и практически одинаковое для обоих типов носителей заряда. Фермиевские скорости v_F в δ-слое сурьмы мы рассчитали из холловской концентрации электронов n по соотношению $v_F = \hbar(2\pi n)^{1/2}/m$. Найденные значения коэффициента диффузии D приведены в табл. 1.

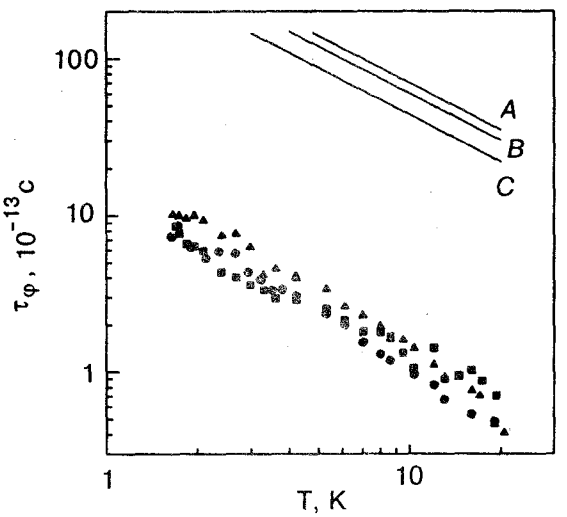

Рис. 7. Температурные зависимости времени τ_φ для трех образцов: A (●); B (▲); C (■). Сплошные линии — расчет зависимости $\tau_{ee}(T)$ по (21).

На рис. 7 изображены зависимости $\tau_\varphi(T)$ для трех образцов, полученные во втором варианте подгонки с использованием соответствующих коэффициентов диффузии.

2. Представляет интерес проверить, описывают ли полученные из кривых МС значения $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ температурное изменение локализационной поправки. Для этого следует воспользоваться соотношением (2), в которое можно подставить найденные значения $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$. На рис. 8 показаны предполагаемые температурные зависимости локализационной поправки, найденные путем вычитания из полной поправки кулоновской поправки, полученной при измерениях сопротивления в сильном магнитном поле, и результаты расчета кривых $\Delta\sigma_T^L(T)$ (светлые треугольники и квадраты соответствуют двум описанным выше вариантам определения $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ из данных по магнитосопротивлению). Видно, что существует расхождение найденных и расчетных значений $\Delta\sigma_T^L$, весьма заметное для высокоомного образца. Если же воспользоваться комбинированным вариантом подгонки — использовать значения $D\tau_\varphi$, найденные из кривых МС при всех рассматриваемых температурах в области слабых магнитных полей, и значения $D\tau_{so}$, полученные из полной конфигурации кривых МС при наиболее низких температурах, то для низкоомного образца достигается хорошее совпадение расчетных значений $\Delta\sigma_T^L$ (○) и найденных из экспериментальных данных (максимальное различие составляет ~ 10% при температуре ~ 1,7 K).

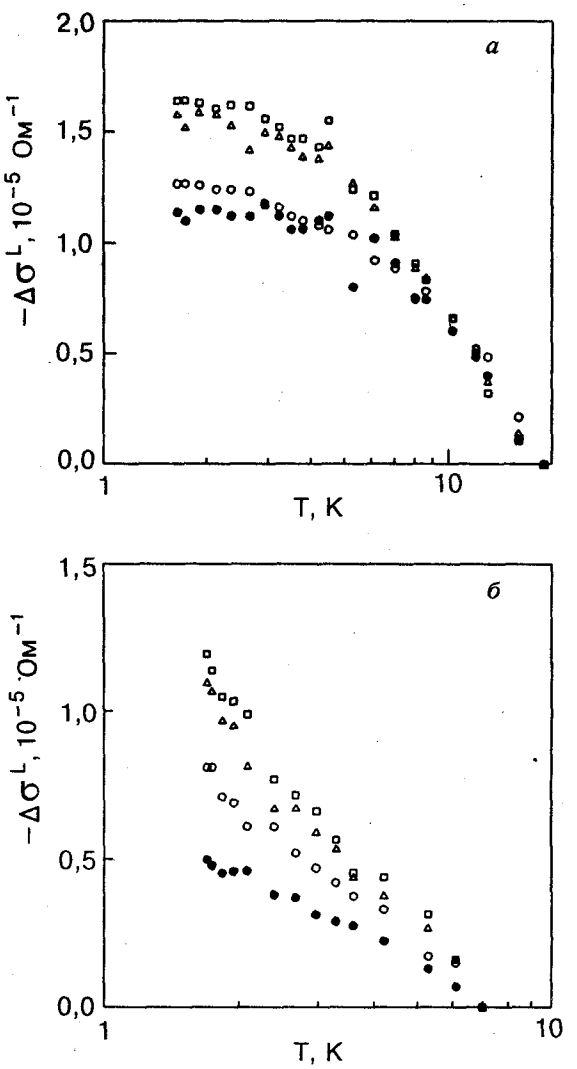

Рис. 8. Температурные зависимости локализационной поправки к проводимости образцов A(*а*) и C(*б*): ● — экспериментальные значения, полученные из разности между полной и кулоновской поправками △ , □ , ○ — расчетные значения по (2), где $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ получены соответственно первым, вторым и комбинированным способом подгонки.

Такое же совпадение достигается, если при выполнении расчетов $\Delta\sigma_T^L$ ограничиться температурами ниже 7 K, где в обоих вариантах расчета $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$ выполняются зависимости $D\tau_\varphi \propto T^{-1}$ и $D\tau_{so}$ = const (см. рис. 5,*а*).

Для высокоомного образца такого хорошего совпадения расчетных и экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma_T^L(T)$ не наблюдается ни при одном из описанных вариантов расчета. Возможная причина такого несовпадения состоит в следующем. Как удалось выяснить, в магнитополевых зависимостях проводимости присутствует малый вклад от поправки, связанной с взаимодействием электронов, соответственно в температурных зависимос-

тях проводимости поправка, полученная в сильном магнитном поле (рис. 2, ○) не представляет собой истинное значение кулоновской поправки $\Delta\sigma_T^I$, а несколько больше последней за счет положительного МС, связанного с «разрушенной» полем частью кулоновской поправки.

Между тем учет этого обстоятельства не устраняет полностью расхождение между найденной и расчетной локализационными поправками к температурной зависимости проводимости в случае высокоомного образца. Надо заметить, что такое поведение присуще неоднородным проводникам [14], что дает основание высказать подобное предположение и в отношении обсуждаемых высокоомных δ-слоев.

3. Очередной задачей является определение параметра электрон–электронного взаимодействия λ_T^D, входящего в выражение (5). Непосредственно из кулоновской поправки, полученной при измерении сопротивления в сильном магнитном поле (рис. 2,○) для изученных образцов получены значения $\lambda_T^{D(1)}$, приведенные в табл. 2.

Второй вариант определения λ_T^D состоит в том, что кулоновская поправка вычисляется как разность между полной поправкой (рис. 2, ●) и локализационной поправкой, рассчитанной из найденных значений $D\tau_\varphi$ и $D\tau_{so}$. В этом случае получены значения $\lambda_T^{D(2)}$ (см. табл. 2).

Таблица 2

Найденные из квантовых поправок параметры взаимодействия для изученных образцов

Образец	$g^2\lambda_H^D$	$\lambda_T^{D(1)}$	$\lambda_T^{D(2)}$	$\lambda_T^{D(3)}$	F
A	2,55	0,94 (0,93)	0,8 (0,93)	0,94 (0,93)	0,093
B	3,55	0,92 (0,9)	0,65 (0,9)	0,74 (0,72)	0,133
C	2,42	0,75 (0,65)	0,61	0,56 (0,466)	0,466

Можно воспользоваться еще температурными зависимостями квантовой поправки к постоянной Холла (рис. 4). Согласно [14],

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} = \eta\frac{\Delta R}{R}, \text{ где } \eta = 2\frac{A}{B},\ A = \lambda_T^D,$$

$$B = \begin{cases} \lambda_T^D + p, & \tau_\varphi << \tau_{so}, \\ \lambda_T^D - \frac{1}{2}p, & \tau_\varphi >> \tau_{so}. \end{cases} \qquad (19)$$

Использование (19) для нахождения λ_T^D в изучаемых объектах затруднено тем, что в них не реализуются предельные случаи сильного или слабого спин-орбитального взаимодействия.

Если воспользоваться значениями сопротивления R^I в сильном магнитном поле, когда вклад локализации подавлен, то

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} = 2\alpha\frac{\Delta R^I}{R^I}, \qquad (20)$$

где α — подгоночный параметр, который мы использовали при совмещении зависимостей $\Delta R_H/R_H(T)$ и $\Delta R^I/R^I(T)$ [14]. В этом случае квантовая поправка к постоянной Холла подобна кулоновской поправке к проводимости и содержит искомый параметр взаимодействия λ_T^D. На рис. 4 показана хорошая выполнимость соотношения (20) при коэффициенте 2. Значения $\lambda_T^{D(3)}$ для изученных образцов при этом варианте расчета приведены в табл. 2.

Причина некоторого расхождения величин λ_T^D, полученных в использованных вариантах расчетов, может быть легко указана. В первом варианте $\lambda_T^{D(1)}$ имеют несколько завышенные значения в связи с тем, что квантовая поправка в сильном магнитном поле больше истинной величины, поскольку в магнитосопротивлении, как удалось выяснить, помимо локализационной поправки присутствует малый вклад кулоновской поправки. Учет этого обстоятельства позволил скорректировать значения $\lambda_T^{D(1)}$, они приведены в скобках. Во втором варианте расчета значения λ_T^D занижены, поскольку обнаружилось, как отмечено выше, расхождение между найденными из экспериментальных зависимостей и расчетными значениями λ_T^D, особенно заметное для образца С. Скорректированные значения $\lambda_T^{D(2)}$ указаны в скобках. Третий вариант расчета $\lambda_T^{D(3)}$ наименее точен в связи с бо́льшим разбросом значений R_H, чем для R^I, но в целом он привел к результатам, близким к первому варианту. Скорректированные значения $\lambda_T^{D(3)}$ даны в скобках. В таблице представлены величины F, полученные по (7а) из скорректированных значений $\lambda_T^{D(1)}$.

При всех вариантах расчета результаты качественно совпадают: при высокой концентрации электронов в δ-слое параметр λ_T^D близок к единице, но с уменьшением концентрации электронов λ_T^D уменьшается.

Обсуждение

1. Показанные на рис. 7 зависимости $\tau_\varphi(T)$ следует идентифицировать как проявление процессов электрон-электронного рассеяния в δ-слое, поскольку именно такому процессу в двумерных системах присуща зависимость $\tau_{ee}^{-1} \propto T$ [9,11,14]. Полученные зависимости $\tau_\varphi(T)$ для трех изученных образцов оказались близкими и для них не просматривается явная зависимость τ_φ от сопротивления образцов. Согласно же теоретическим представлениям, время τ_{ee} должно убывать с уменьшением коэффициента диффузии D. Выражение для времени электрон-электронного рассеяния с малыми передачами энергии и импульса электронов имеет вид [9]

$$\tau_{ee}^{-1} = \frac{kT}{2\pi\hbar\nu D} \ln \pi\hbar\nu D, \qquad (21)$$

ν — плотность состояний электронов.

Для оценки τ_{ee}, согласно (21), воспользуемся вычисленными для двумерного случая значениями D (см. табл. 1) и значениями $\nu = m/\pi\hbar^2$ для $2D$ электронной системы. На рис. 7 представлены рассчитанные зависимости $\tau_{ee}(T)$ для изученных образцов. Видно, что влияние изменений D на эти зависимости не является значительным, что и определило отсутствие явного влияния D на положение экспериментальных кривых $\tau_\varphi(T)$.

Рассчитанные из (21) значения τ_{ee} оказались почти на порядок больше экспериментальных. По-видимому, лучшего согласия нельзя требовать, если учесть приближенность определения D и ν в рамках двумерной модели. Заметим, что к уменьшению значений τ_{ee} по сравнению с расчетом по (21) может приводить изменение условий экранирования в двумерной системе, на что указано в [20]. Эта проблема требует дальнейшего теоретического рассмотрения.

2. В изученной области температур обнаружилась близость значений $\tau_\varphi(T)$ и τ_{so}, что и определило сложную трансформацию кривых магнитосопротивления при изменении температуры (см. рис. 3), особенно для низкоомных образцов. Изменение времени τ_{so} спин-орбитального взаимодействия при изменении сопротивления образца должно, вообще говоря, отражать изменение времени упругого рассеяния τ, поскольку отношение соответствующих частот τ_{so}^{-1}/τ^{-1} характеризует вероятность спин-орбитального процесса и является постоянной величиной для данного объекта и типа примеси. Принятые значения τ_{so}, наиболее успешно описывающие всю совокупность экспериментальных данных для магнитосопротивления образцов, в первом приближении удовлетворяют этому условию (см. табл. 1). Оценка величины отношения τ_{so}^{-1}/τ^{-1} из известного для металлических систем выражения [21]

$$\tau_{so}^{-1}/\tau^{-1} \sim (\alpha Z)^4 \qquad (22)$$

($\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, Z — атомный номер) дает значение $2 \cdot 10^{-2}$.

Представляет интерес сравнить полученные данные для $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоев в кремнии с результатами изучения эффектов СЛ и ЭЭВ в сплошных тонких пленках сурьмы толщиной 85–150 Å [22]. Поликристаллические пленки сурьмы были получены при кристаллизации аморфных пленок, сконденсированных при комнатной температуре (пленки толщиной менее 80 Å являются несплошными и не обладают проводимостью). Коэффициент диффузии электронов в таких пленках существенно меньше, чем в $\delta\langle$Sb$\rangle$-слое, а найденное время τ_φ — заметно больше (порядка 10^{-11} с), тогда как время τ_{so} имеет тот же порядок величины ($\sim 5 \cdot 10^{-13}$ с), что и в $\delta\langle$Sb$\rangle$-слое. Это объясняет тот факт, что в пленках сурьмы наблюдается положительное магнитосопротивление, отвечающее эффекту СЛ в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_\varphi >> \tau_{so}$).

3. Выявленное уменьшение параметра взаимодействия λ_T^D с уменьшением концентрации электронов в δ-слое заслуживает, по нашему мнению, внимания и теоретического рассмотрения. Качественные соображения могут состоять в следующем. Убывание λ_T^D означает рост амплитуды взаимодействия F (см. (7а), (7б)), которая существенно зависит от эффективности экранирования. Вообще экранирование в двумерной системе менее эффективно, чем в трехмерной, поскольку электрическое поле существует во всем пространстве, а экранирующие электроны могут перемещаться лишь в некоторой плоскости. При решении задачи об экранировании в двумерной системе с помощью уравнения Лапласа получается парадоксальный результат [23]: длина экранирования для вырожденной $2D$ системы равна половине эффективного боровского радиуса a_B и, следовательно, не зависит от концентрации носителей заряда n. Между тем следует ожидать, что при $n \to 0$ длина экранирования должна стать бесконечно большой (экранирование исчезает). Этот парадокс разрешается при использовании формализма диэлектрической про-

ницаемости $E(\mathbf{q}, \omega)$, $\mathbf{q}$ — двумерный вектор [23]. Диэлектрическая проницаемость обеспечивает эффективное экранирование при $q < 2k_F$, а далее быстро спадает. Следовательно, область эффективного экранирования определяется значением k_F, а оно пропорционально $n^{1/2}$.

Зависимость F от концентрации n можно объяснить, используя соотношение для истинно двумерной системы, приведенное в [11] и учитывающее особенности экранирования в этом случае:

$$F = \frac{1}{\pi}\frac{1}{(x^2-1)^{1/2}} \ln \frac{x + (x^2-1)^{1/2}}{x - (x^2-1)^{1/2}}, \qquad (23)$$

где $x = 2k_F/\kappa_2$, κ_2 — обратная длина экранирования. Поскольку в двумерном случае $k_F = (2\pi n)^{1/2}$, а $\kappa_2 = 2\pi e^2 \nu$, и при этом $\nu = m/\pi\hbar$, параметр x в (23) зависит от концентрации как $n^{1/2}$. Уменьшение концентрации двумерных электронов отвечает уменьшению параметра x и соответственно увеличению F. Численные оценки F из приведенных формул качественно подтверждают это утверждение, но полученные значения F оказались несколько выше (~0,4–0,6), чем рассчитанные из скорректированных величин $\lambda_T^{D(1)}$ по соотношению (7а) (см. табл. 2). Подобное расхождение вполне допустимо для использованной модели истинно двумерной электронной системы.

Заключение

Итак, представления об эффектах слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия адекватно описывают температурное изменение проводимости и сложную трансформацию кривых магнитосопротивления δ-слоев Sb в Si при низких температурах. Использование этих представлений позволило найти величину и температурную зависимость времени τ_φ фазовой релаксации электронов ($\tau_\varphi^{-1} \propto T$), а также величину времени спин-орбитального рассеяния. Установлено, что в изучаемых объектах с повышением температуры происходит переход от сильного к слабому спин-орбитальному рассеянию. Обнаружено убывание параметра электрон-электронного взаимодействия с уменьшением холловской концентрации электронов в δ-слое.

Настоящее исследование поддержано грантом INTAS-93-1403-ext.

1. А. Я. Шик, *ФТП* 26, 1161 (1992).
2. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, В. Б. Красовицкий, О. А. Миронов, О. Н. Макаровский, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, *ФНТ* 22, 1166 (1996).
3. R. S. Biswas, T. E. Whall, N. L. Mattey, S. M. Newstead, E. H. C. Parker, and M. J. Kearney, *J. Phys. Condens. Matter* 5, L201 (1993).
4. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* 43, 718 (1979).
5. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *ЖЭТФ* 77, 2028 (1979).
6. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* B22, 5142 (1980).
7. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 44, 1288 (1980).
8. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* 81, 768 (1981).
9. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitskii, *J. Phys.* C15, 7367 (1982).
10. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.* B26, 4009 (1982).
11. B. L. 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.
12. G. Bergmann, *Phys. Rep.* 107, 1 (1984).
13. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* 53, 287 (1985).
14. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenzon, and Yu. V. Sharvin, *Quantum effects in disordered metal films. Sov. Sci. Rev.* A9. Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher Gmbh (1987), p. 223.
15. Y. Gefen, D. J. Thouless, and Y. Imry, *Phys. Rev.* B28, 6677 (1983).
16. А. Г. Аронов, М. Е. Гершензон, Ю. Е. Журавлев, *ЖЭТФ* 87, 971 (1984).
17. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* B43, 12074 (1991).
18. G. Bergmann, *Z. Phys. B, Cond. Mat.* 48, 5 (1982).
19. Yi. Liu and R. E. Allen, *Phys. Rev.* B52, 1566 (1995).
20. N. Giordano and J. D. Monnier, *Europhys. Lett.* 24 (2), 127 (1993).
21. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* 42, 1088 (1962).
22. А. В. Бутенко, Е. И. Бухштаб, *ЖЭТФ* 88, 1053 (1985).
23. А. Я. Шик, *ФТП* 29, 1345 (1995).

Peculiarities of electronic properties of δ⟨Sb⟩ layers in epitaxial Si. II. Effects of weak localization and electron-electron interaction

V. Yu. Kashirin, Yu. F. Komnik, O. A. Mironov, C. J. Emeleus, and T. E. Whall

The temperature (from 1.5 to 2 K) and magnetic field (up to 4.5 T) dependences of conductivity and Hall's emf have been studied in δ⟨Sb⟩-layers of Si with a different Hall's concentration of charge carriers. It is shown that these dependences can be described to a high degree of accuracy by the quantum corrections to conductivity associated with effects of weak localization of electron and electron–electron interaction in a two-dimensional system. The temperature dependence of electron phase relaxation time, the spin-orbit interaction time and the parameter λ^D of electron–electron interaction have been determined. It is found that decreasing concentration of electron in a δ-layer involves a decrease in λ^D that may be explained by the peculiarities of screening processes in a two-dimensional electronic system.