Физика низких температур, 1995, т. 21, № 8, с. 833–838 УДК 539.292

Эффекты слабой локализации и междырочного взаимодействия в δ-слоях бора эпитаксиального кремния

Вит. Б. Красовицкий

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: krasovitsky@ilt.kharkov.ua

О. Н. Макаровский, О. А. Миронов

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

Т. Волл, Н. Мэтью

Departament of Physics, University of Warwick, Coventry, CV 47AL, UK

Статья поступила в редакцию 25 ноября 1994 г., после переработки 23 марта 1995 г.

Впервые экспериментально исследованы гальваномагнитные свойства δ-слоя бора эпитаксиального кремния (концентрация носителей заряда $7\cdot10^{13}$ см$^{-2}$) в слабых магнитных полях 10^{-3}–2 Тл при температурах 1,7–50 К. Показано, что температурная зависимость проводимости обусловлена совместным проявлением эффектов слабой локализации (СЛ) при спин-орбитальном взаимодействии и дырочно-дырочного взаимодействия (ДДВ) в диффузионном канале. При изучении температурных зависимостей магнитопроводимости и эффекта Холла разделены вклады эффектов СЛ и ДДВ и определены их характерные параметры. Из магнитополевых зависимостей, которые с высокой точностью описываются формулами для СЛ без учета ДДВ в диффузионном канале, получены абсолютные значения и температурная зависимость времени сбоя фазы волновой функции электронов $\tau_\varphi \propto T^{-1}$, что свидетельствует о преобладании при низких температурах ДДВ в процессах неупругой релаксации. При сравнении магнитосопротивления в перпендикулярном и параллельном δ-слою магнитных полях найдена эффективная толщина квазидвумерного дырочного канала, которая во всем диапазоне исследованных температур оказалась равной $(8{,}5 \pm 0{,}5)\cdot10^{-9}$ м.

Уперше експериментально досліджено гальваномагнітні властивості δ-шару бора епітаксиального кремнія (концентрація носіїв заряду $7\cdot10^{13}$ см$^{-2}$) в слабких магнітних полях 10^{-3}–2 Тл при температурах 1,7–50 К. Показано, що температурна залежність провідності обумовлена спільним виявленням ефектів слабкої локалізації (СЛ) при спін-орбітальній взаємодії та дірково-дірковій взаємодії (ДДВ) в дифузійному каналі. При вивченні температурних залежностей магнітопровідності і ефекта Холла розділено вклади ефектів СЛ і ДДВ та визначено їх характерні параметри. Із магнітопольових залежностей, які з високою точністю описуються формулами для СЛ без урахування ДДВ в дифузійному каналі, одержано абсолютні значення та температурну залежність часу збою фази хвильової функції електронів $\tau_\varphi \propto T^{-1}$, що свідчить про переважання при низьких температурах ДДВ в процесах непружньої релаксації. При порівнянні магнітоопору в перпендикулярному і паралельному δ-шару магнітних полях знайдено ефективну товщину квазідвовимірного діркового каналу, яка в усьому діапазоні досліджених температур виявилася рівною $(8{,}5 \pm 0{,}5)\cdot10^{-9}$ м.

В настоящей работе представлены результаты низкотемпературных измерений транспортных свойств образца эпитаксиального кремния, содержащего легированный бором узкий проводящий слой (p-типа) с концентрацией носителей $N = 7\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ (Si:B δ-слой). Образец был изготовлен с помощью техники молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в Advanced Semiconductor Group, University of Warwick [1] в форме греческого креста [2]. Техника МЛЭ позволяет в процессе роста кристалла легировать плоский участок толщиной 1–2 атомных слоя, который обычно располагается на несколько десятков нанометров ниже поверхности кристалла и называется δ-слоем. Примесные атомы произвольно распределены в пространстве, что приводит к высокой степени разупорядоченности и, если толщина легированного слоя достаточно мала, к двумерной ($2D$) проводимости. Диффузионное движение электронов в разупорядоченных средах сопровождается квантовой интерференцией волновых невзаимодействующих электронов (эффекты слабой локализации электронов) и возрастанием роли межэлектронного взаимодействия. Эти процессы приводят к дополнительным изменениям проводимости — квантовым поправкам. Изучение квантовых интерференционных поправок позволяет получить информацию о кинетических характеристиках

© Вит. Б. Красовицкий, О. Н. Макаровский, О. А. Миронов, Т. Волл, Н. Мэтью, 1995

электронов в неупорядоченных структурах, недоступную для экспериментального определения традиционными методами.

Ранее в работе [3] сообщалось о предварительных исследованиях электрических свойств δ- слоя бора эпитаксиального кремния при низких температурах (0,3–30 К). Результаты измерений температурной зависимости сопротивления (в нулевом магнитном поле $H = 0$) и эффекта Холла ($H \approx 0{,}5$ Тл) интерпретировались в [3] с позиций эффектов слабой локализации (СЛ) и ДДВ. Однако полную, надежную и точную информацию о параметрах, определяющих эффекты СЛ и ДДВ, можно получить, проводя совместные измерения эффекта Холла и магнитополевых зависимостей сопротивления при различных температурах. В связи с этим в настоящей работе параметры, определяющие эффекты СЛ и взаимодействия, найдены из анализа поведения экспериментальных значений квантовых поправок к проводимости σ и коэффициенту Холла R_h при изменении температуры (1,7–50 К) и величины и направления магнитного поля (10^{-3}–2 Тл).

Экспериментальная зависимость сопротивления исследуемого образца $R_\square$ от температуры в нулевом магнитном поле и в различных магнитных полях, перпендикулярных ($H_\perp$) δ-слою, представлена на рис. 1,*а* ($R_\square$ — сопротивление квадратного участка образца определялось по формулам Ван дер Пау [2,4]). Построенная по этим данным температурная зависимость поправки к проводимости $-\Delta\sigma = (\Delta R/R)(1/R_\square)$ подчиняется логарифмическому закону (рис. 1,*б*). Здесь ΔR отсчитывается от минимума сопротивления на зависимости $R(T)$ при $H = 0$. Хорошо видно, что с ростом $H_\perp$ наклон прямых увеличивается. Этот экспериментальный факт наглядно демонстрирует, что при $H = 0$ в исследуемом объекте наряду с эффектами взаимодействия наблюдается «антилокализация» — квантовая поправка к проводимости обратного знака вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия [5]. Подобный эффект проявляется в ряде полупроводников, таких как Ge, Si, соединениях A^3B^5 p-типа [6], в которых из-за сильной спин-орбитальной связи у дырок для всех энергий время спин-орбитального взаимодействия τ_{so} оказывается одного порядка с временем релаксации упругого рассеяния τ [7], т.е. $\tau_{so} \approx \tau \ll \tau_\varphi$ (τ_φ — время сбоя фазы волновой функции электрона при неупругом рассеянии). В результате основной вклад в проводимость дает слагаемое типа (5) (см. ниже), и магнитосопротивление остается положительным в широкой области магнитных полей и температур.

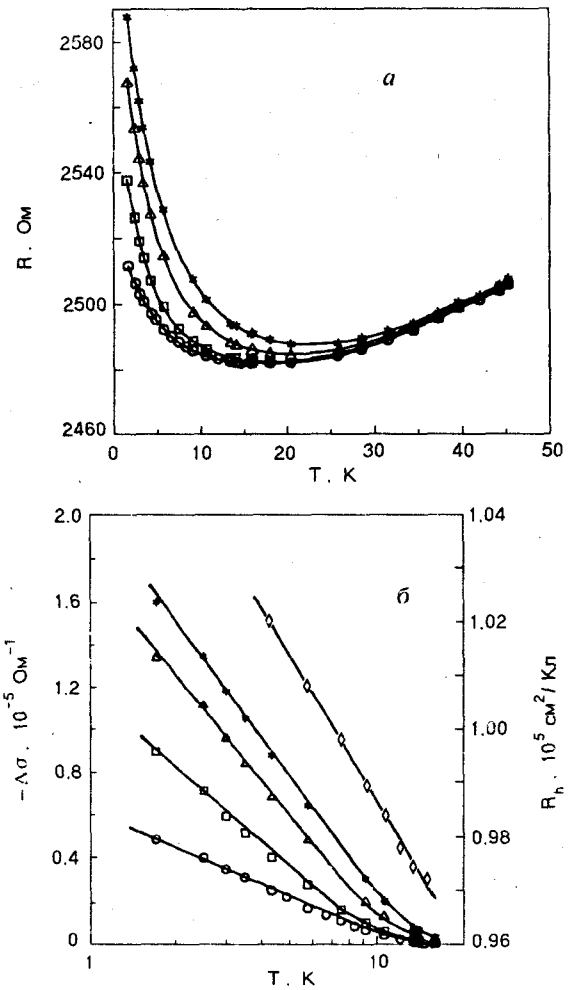

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления $R_\square$ (*а*), поправки к проводимости $-\Delta\sigma$ и к коэффициенту Холла R_h (◇) (*б*) в различных магнитных полях H, Тл: 0 (○); 0,04 (□); 1 (△); 1,6 (*).

Четким критерием присутствия спин-орбитального взаимодействия в двумерном объекте является также выполнение неравенства [6,8,9]

$$\gamma = \left| \frac{\Delta R_h}{R_h} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \right)^{-1} \right| > 2 \,, \qquad (1)$$

где $\Delta R_h / R_h$ и $\Delta\sigma/\sigma$ — относительные температурные изменения коэффициента Холла (при $H \to 0$) и проводимости. В интервале температур 4,2–14 К с хорошей точностью выполнялась зависимость $\Delta R_h / R_h \propto \ln T$ (рис. 1,*б*). Отметим также, что в отличие от [3], в настоящей работе эффект Холла измерялся в асимптотически слабых магнитных полях $H < 0{,}04$ Тл (в [3] подобные измерения проводились в магнитных полях ~ 0,5 Тл). Вычисленный по формуле (1) коэффициент $\gamma \approx 7$, что согласуется с наблюдаемым положительным магнитосопротивлением и подтверждает определяющую роль спин-орбитального взаимодействия в

кинетических характеристиках исследуемого Si:B δ-слоя.

Температурная зависимость квантовой поправки к проводимости, связанной с эффектами СЛ и ДДВ, в случае сильного спин-орбитального взаимодействия описывается выражением [5,10,11]

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(-\frac{1}{2}p + \lambda\right)\ln T \ , \qquad (2)$$

где первое слагаемое в скобках связано с локализацией (p — показатель степени в зависимости $\tau_\varphi \propto T^{-p}$), а второе — с взаимодействием в диффузионном канале ($\lambda = 1 - 3/4\ F$ — константа взаимодействия в диффузионном канале, F — амплитуда взаимодействия). Из (2) следует возможность разделения вкладов в проводимость от эффектов СЛ и ДДВ с помощью магнитного поля, которое разрушает интерференцию волновых функций электронов и уменьшает локализационный вклад, не влияя на взаимодействие в диффузионном канале (характерное магнитное поле для эффектов взаимодействия превышает H_{max} в настоящих экспериментах). Таким образом, температурная зависимость проводимости в достаточно сильном магнитном поле $H >> H_{c\perp}^{loc}$ (оценку характерного магнитного поля $H_{c\perp}^{loc}$ для эффектов СЛ см. ниже) связана только с эффектами взаимодействия. Воспользовавшись данными рис. 1,*б* и формулой (2), мы определили показатель степени $p = 0{,}9$ (в интервале температур 1,7–8 K) и константу ДДВ $\lambda = 0{,}67$ ($F = 0{,}44$).

Для надежности константу ДДВ можно определить другим независимым способом по температурной зависимости коэффициента R_h. Согласно [12], квантовая поправка к R_h не чувствительна к эффектам локализации, а определяется только механизмами взаимодействия:

$$\frac{\Delta R_h}{R_h} = -2R_\square \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\lambda \ln\frac{kT\tau}{\hbar} \ . \qquad (3)$$

(В (3) не выписано слагаемое, связанное с зеемановским расщеплением, которое в условиях настоящих экспериментов мало [3].) Величина константы ДДВ, определенная с помощью выражения (3) по экспериментальной зависимости $\Delta R_h(\ln T)$ (рис. 1,*б*), оказалась равной 0,72, что практически совпадает с полученным выше значением $\lambda = 0{,}67$.

Наиболее ценную информацию удалось получить из магнитополевых зависимостей проводимости. На экспериментальных кривых в асимптотически слабых магнитных полях наблюдается зависимость $-\Delta\sigma \propto H^2$ (рис. 2), причем в параллельном δ-слою магнитном поле $H_\parallel$ эта зависимость наблюдается при значениях полей, на порядок более высоких, чем в перпендикулярном $H_\perp$. С увеличением температуры время τ_φ уменьшается и зависимость $-\Delta\sigma \propto H^2$ как для $\Delta\sigma(H_\parallel)$, так и для $\Delta\sigma(H_\perp)$ затягивается в область больших магнитных полей (рис. 2). Выполнение условия $L_\varphi > L_T$ (см. ниже) позволяет анализировать полученные экспериментальные данные с помощью теории СЛ при спин-орбитальном взаимодействии без учета эффектов ДДВ в диффузионном канале. В общем случае изменение проводимости, связанной с эффектами СЛ, в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости $2D$ системы, описывается выражением [5]

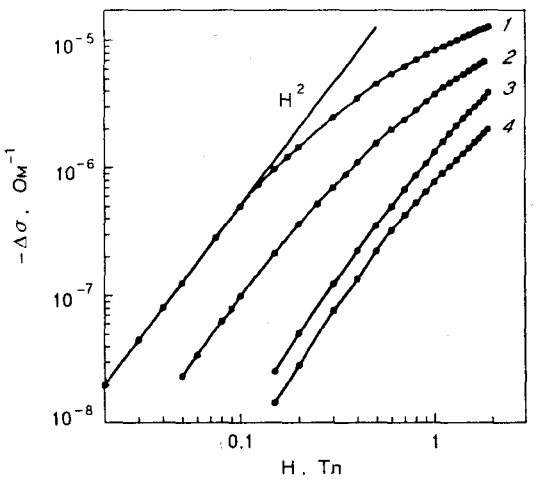

Рис. 2. Зависимость поправки к проводимости $-\Delta\sigma$ от магнитного поля $H_\perp$ при различных T, K: 1,7 (*1*); 4,2 (*2*); 14,6 (*3*); $H_\parallel$ при $T = 1{,}7$ K (*4*). Точки — эксперимент; сплошные линии — расчет по формуле (6).

$$\Delta\sigma_\perp^{loc} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\frac{3}{2}f_2\left(\frac{4eH}{\hbar c}D\tau_\varphi^*\right) - \frac{1}{2}f_2\left(\frac{4eH}{\hbar c}D\tau_\varphi\right)\right] , \qquad (4)$$

где D — коэффициент диффузии;

$$(\tau_\varphi^*)^{-1} = \tau_\varphi^{-1} + \frac{4}{3}\tau_{so}^{-1} \ ; \quad \tau_\varphi^{-1} = \tau_{\varphi_0}^{-1} + 2\tau_s^{-1} \ ;$$

$$f_2(x) = \ln(x) + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) \ ;$$

Ψ — логарифмическая производная Г-функции; τ_s — время спин-спинового рассеяния электронов. В случае сильного спин-орбитального рассеяния ($\tau_{so} << \tau_\varphi$) и в отсутствие спинового рассеяния ($\tau_s >> \tau_\varphi$) выражение (4) приобретает вид

$$\Delta\sigma_\perp = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}f_2\left(\frac{4eH}{\hbar c}D\tau_\varphi\right) . \qquad (5)$$

Сравнение кривых, подобных приведенным на рис. 2, с выражением (5) позволяет найти температурную зависимость величины $D\tau_\varphi = L_\varphi^2$, а затем и $\tau_\varphi(T)$ при известном коэффициенте диффузии (L_φ — длина сбоя фазы волновой функции носителей заряда). Подгонка теоретической зависимости к эксперименту осуществлялась с помощью компьютера по специальной программе, позволяющей варьировать не только величину $D\tau_\varphi$, но и дополнительный неопределенный коэффициент перед функцией f_2 в (5), что исключает влияние на конечный результат возможной неточности в определении абсолютного значения $R_\square$ по формулам, приведенным в [2,4]. Оказалось, что во всей области исследованных магнитных полей экспериментальные кривые магнитопроводимости с высокой точностью описываются выражением

$$\Delta\sigma_\perp^{\text{loc}} = -0{,}75\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2\left[\frac{4eH}{\hbar c} D\tau_\varphi(T)\right] \qquad (6)$$

(см. рис. 2). Найденная таким образом зависимость $D\tau_\varphi(T)$ представлена на рис. 3. При $T = 4{,}2$ K, например, $D\tau_\varphi = 1{,}1\cdot10^{-15}$ м^2 и $L_\varphi = 3{,}3\cdot10^{-8}$ м. Полученные значения $D\tau_\varphi$ позволяют оценить величину критического магнитного поля $H_{c_\perp}^{\text{loc}} = \hbar c/4eD\tau_\varphi$, при котором должно наблюдаться отклонение полевой зависимости магнитосопротивления от квадратичной асимптотики. Например, при температурах 1,7 и 4,2 K, эти поля равны 0,08 и 0,18 Тл соответственно, что хорошо согласуется с наблюдаемыми в эксперименте значениями (рис. 2).

Поскольку отличная от нуля продольная магнитопроводимость (рис. 2) свидетельствует о том, что исследуемая электронная система является

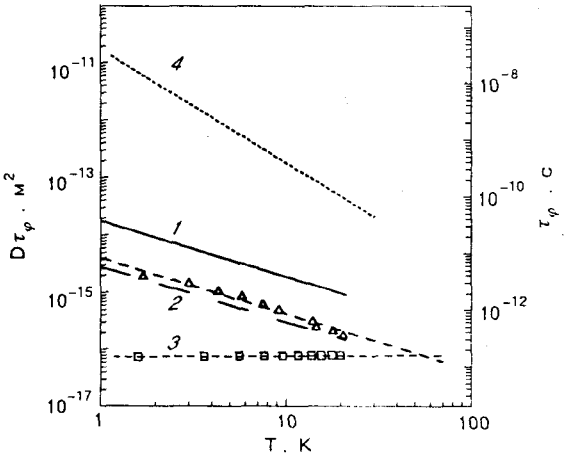

Рис. 3. Зависимости $D\tau_\varphi(T)$ и $\tau_\varphi(T)$ (А): *1* — расчет по формуле (7); *2* — L_T^2; *3* — L^2; *4* — расчет [19]

квазидвумерной, значение коэффициента диффузии для расчета $\tau_\varphi(T)$ находилось из соотношения $D = 1/3v_F^2\tau$, в котором τ определяется из выражения для проводимости $\sigma_\square = Ne^2\tau/m^*$. Величина эффективной массы считалась равной массе тяжелых дырок в Si, $m_{hh}^* = 0{,}54m_0$, и $v_F = 3{,}2\cdot10^7$ см/с (рассчитано по формулам в [13]). В результате $D = 3{,}7$ см^2/с, а $\tau_\varphi = 2\cdot10^{-12}$ с при $T = 4{,}2$ K и температурная зависимость τ_φ в интервале 1,7–20 K близка к обратной линейной (см. рис. 3, шкала справа). (Обратим внимание на то, что полученное значение $p = 1$ близко к определенному выше другим способом усредненному значению $p \approx 0{,}9$). Наблюдаемая зависимость $\tau_\varphi \propto T^{-1}$ согласуется с теоретическими предсказаниями [14], что при достаточно низких температурах основным каналом неупругого рассеяния в случае низкоразмерных систем является электрон-электронное взаимодействие. На рис. 3 представлена зависимость $D\tau_\varphi \propto T^{-1}$, построенная по формуле [14]

$$\tau_\varphi^{-1} = \frac{kT}{\hbar} R_\square \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\frac{\pi\hbar}{e^2R_\square}, \qquad (7)$$

соответствующей релаксации фазы за счет межэлектронных столкновений с малыми передачами энергии. Абсолютные значения τ_φ оказались несколько меньшими, чем оценка по формуле (7). Подобный результат получается и при анализе данных ряда других работ, например, [15–17]. Наблюдаемые расхождения, по-видимому, связаны с занижением значения τ_φ при определении D из соотношения Эйнштейна [18] либо с тем, что время релаксации фазы из-за электрон-электронного взаимодействия в (7) определено с точностью до численного коэффициента под логарифмом. На рис. 3 представлены также температурная зависимость L_T^2, где $L_T = (\hbar D/kT)^{1/2}$ является характерной длиной в эффектах межэлектронного взаимодействия, и температурная зависимость L_φ, рассчитанная согласно [19], где L_φ определяется временем жизни квазичастиц в идеальной ферми-жидкости.

Мерой выполнения условия двумерности для эффекта СЛ может служить анизотропия магнитопроводимости, поскольку в трехмерном случае поперечная магнитопроводимость не зависит от угла между направлением магнитного поля и плоскостью образца. В двумерных объектах магнитопроводимость для $H_\perp$ и $H_\parallel$ в асимптотически малых полях описывается выражениями [5]

$$\Delta\sigma_{\perp} = -\frac{1}{6}\frac{e^4H_{\perp}^2}{\pi^2\hbar^3c^2}(D\tau_{\varphi})^2 \propto \left(\frac{L_{\varphi}^2}{L_H^2}\right)^2, \quad (8а)$$

$$\Delta\sigma_{\parallel} = -\frac{1}{12}\frac{e^4LH_{\parallel}^2}{\pi^2\hbar^3c^2}D\tau_{\varphi} \propto \left(\frac{LL_{\varphi}}{L_H^2}\right)^2 \quad (8б)$$

($L_H = \hbar c/2eH$ — магнитная длина; L — толщина $2D$ слоя). На рис. 4 представлены диаграммы вращения исследуемого образца в слабом магнитном поле, соответствующем квадратичным участкам зависимостей $\Delta\sigma(H)$, при температурах 1,7 и 20 К. Хорошо видно, что существенная двумерность объекта сохраняется вплоть до 20 К ($L_{\varphi} > L$). Экстраполируя экспериментальную зависимость $D\tau_{\varphi}(T)$ в область больших температур, можно видеть, что условия перехода к $3D$ ситуации ($L_{\varphi} \sim L$) реализуются при $T > 50$ К (рис. 3).

Воспользовавшись экспериментальными данными для $\Delta\sigma_{\perp}$ и $\Delta\sigma_{\parallel}$, формулами (8а) и (8б), а также найденными величинами $D\tau_{\varphi}(T)$ (рис. 3), мы определили эффективную толщину $2D$ слоя L, которая оказалась равной (8,5 ± 0,5) нм во всем интервале исследуемых температур (рис. 3). В то же время толщина δ-слоя, определенная с помощью вторичной ионной масс-спектроскопии, оказалась равной $L_s \approx 3$ нм [3]. Наблюдаемое различие ($L > L_s$) можно объяснить «просачиванием» волновой функции электронов за пределы δ-слоя.

Таким образом, в настоящей работе в результате всестороннего экспериментального исследования низкотемпературного поведения гальваномагнитных характеристик Si:B δ-слоя показано, что данная структура проявляет ярко выраженные квазидвумерные свойства, которые хорошо описываются соответствующими формулами теории слабой локализации при сильном спин-орбитальном взаимодействии и эффектами дырочно-дырочного взаимодействия для неупорядоченных систем. С помощью данных экспериментально наблюдаемого положительного магнитосопротивления и из сравнения изменений проводимости (при $H = 0$ и $H = H_{max}$) и коэффициента Холла ($H \to 0$) на соответствующих участках логарифмических температурных зависимостей разделены вклады эффектов слабой локализации и ДДВ и независимыми способами надежно определены их характерные параметры. Магнитополевые зависимости проводимости хорошо описываются формулами для эффектов СЛ без учета ДДВ в диффузионном канале. Детальное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими выражениями для поперечной и продольной магнитопроводимостей позволило найти эффективную толщину квазидвумерного дырочного слоя, абсолютные значения и температурную зависимость времени сбоя фазы волновой функции дырок. Полученная зависимость $\tau_{\varphi} \propto T^{-1}$ указывает на преобладание в исследуемом объекте при низких температурах дырочно-дырочного взаимодействия в процессах неупругой релаксации.

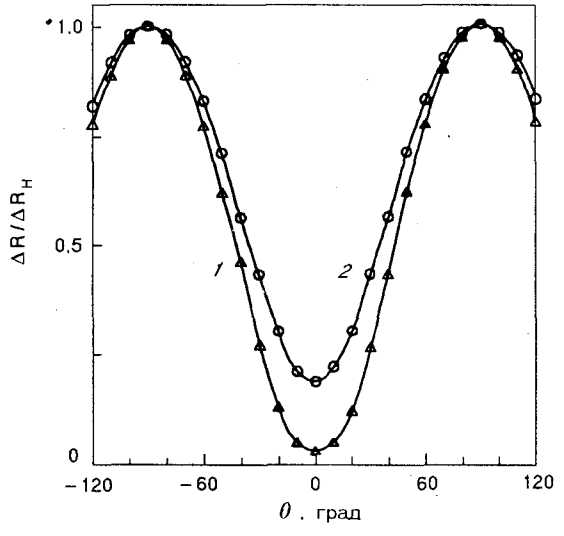

Рис. 4. Диаграммы вращения образца в магнитном поле: *1* — $T = 1{,}7$ К, $H = 0{,}07$ Тл; *2* — $T = 20$ К, $H = 1{,}6$ Тл.

Работа финансировалась Государственным фондом фундаментальных исследований при Государственном комитете Украины по вопросам науки и технологий.

1. N. L. Mattey, M. Hopkinson, M. G. Dowsett, D. S. McPhail, T. E. Whall, and H. C. Parker, *Thin Solid Films* **184**, 15 (1990).
2. W. Versnel, *Solid State Electronics* **22**, 911 (1979).
3. N. L. Mattey, T. E. Whall, R. A. Kubiak, and M. J. Kearney, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 604 (1992).
4. L. J. Van der Pauw, *Philips Res. Rep.* **13**, 1 (1958).
5. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
6. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Modern Problems in Condensed Matter. Science*, A. L. Efros and M. Pollak (eds.), Amsterdam (1985).
7. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Москва (1984).
8. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
9. Ф. А. Кичигин, О. А. Миронов, С. В. Чистяков, *ФНТ* **11**, 606 (1985).
10. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 672 (1979).
11. Л. П. Горьков, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 248 (1979).
12. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
13. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
14. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
15. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **58**, 167 (1983).

16. J. M. Gordon, C. J. Lobb, and M. Tinkham, *Phys. Rev.* B28, 4046 (1983).
17. S. Kawaji and Y. Kawaguchi, *J. Phys. Soc. Jpn.* 53, 2868 (1984).
18. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenson, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev. Phys.* A9, 223 (1987).
19. H. Fukuyama and E. Abrahams, *Phys. Rev.* B27, 5976 (1983).

The effects of weak localization and hole-hole interaction in boron δ-layers of epitaxial silicon

V. B. Krasovitsky, O. N. Makarovsky,
O. A. Mironov, T. Wall, and N. Matey

The pioneering measurements of galvanomagnetic properties of a boron δ-layer of epitaxial silicon (charge carrier concentration being $7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$) in weak magnetic fields ranged from 10^{-3} to 2 T at temperatures between 1.7 and 50 K we carried out. The temperature dependence of conductivity was shown to be due to the combined effect of weak localization (WL) under spin-orbit interaction and hole-hole coupling (HHC) in the diffusion channel. Based on the data on temperature dependences of magnetoconductivity and Hall effect, the contributions from the WL and HHC effect were separated and their typical parameters were determined. The magnetic field dependences that are described with a high degree of accuracy by the WL expressions not involving the HHC in the diffusion channel were used to obtain absolute values and temperature dependence of phase relaxation time of the electron wave function $\tau_\varphi \propto T^{-1}$, indicating the dominant role of hole-hole interactions in inelastic relaxation at low temperatures. Comparison between magnetoresistances in magnetic fields perpendicular and parallel to the δ-layer made it possible to evaluate the effective thickness of the quasi-two-dimensional hole channel which appears to be equal to $(8.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-9}$ m throughout the whole temperature range studied.