Физика низких температур, 1997, т. 23, № 4, с. 413–419

Особенности электронных свойств δ<Sb>-слоев в эпитаксиальном кремнии. III. Электрон-фононная релаксация

В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, А. С. Анопченко

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

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 23 сентября 1996 г.

Проведено комплексное исследование эффектов слабой локализации электронов, электрон-электронного взаимодействия и эффекта электронного перегрева в кристаллах Si, содержащих δ⟨Sb⟩-слой с различной концентрацией атомов Sb, с целью получения информации о характерных временах неупругой релаксации электронов. Температурная зависимость времени электрон-фононной релаксации τ_{ep}, полученная из эффекта электронного перегрева, описывается зависимостью $\tau_{ep} \propto T^{-p}$, где $p \cong 3{,}7 \pm 0{,}3$, что соответствует случаю $q_T l < 1$ (q_T — волновой вектор теплового фонона; l — длина свободного пробега электрона).

Проведено комплексне дослідження ефектів слабкої локалізації електронів, електрон-електронної взаємодії та ефекту електронного перегрівання в кристалах Si, що містять δ⟨Sb⟩-шар з різною концентрацією атомів Sb, з метою одержання інформації про характерні часи непружної релаксації електронів. Температурна залежність часу електрон-фононної релаксації τ_{ep}, одержана з ефекту електронного перегрівання, описується залежністю $\tau_{ep} \propto T^{-p}$, де $p \cong 3{,}7 \pm 0{,}3$, що відповідає випадку $q_T l < 1$ (q_T — хвильовий вектор теплового фонона; l — довжина вільного пробігу електрона).

PACS: 72.15.Lh, 73.20.Fz, 72.15.Rn

1. Введение

В работах [1,2] проведено исследование электрических свойств (проводимости, магнитосопротивления, эдс Холла) δ⟨Sb⟩-слоев в эпитаксиальном кремнии с различной концентрацией атомов сурьмы (от $5 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$) в широком интервале температур. Дельта-слоем называют проводящий слой, образованный в матрице чистого полупроводникового кристалла примесными атомами, расположенными в одной кристаллической плоскости. Такой слой представляет собой двумерный проводник.

В работе [1] показано, что при температурах выше 30–50 K проводимость кристалла кремния с δ⟨Sb⟩-слоем осуществляется не только электронами в δ⟨Sb⟩-слое, т.е. находящимися на квантовых уровнях в потенциальной яме, сформированной примесными атомами, но и электронами, активированными в зону проводимости кремния. С понижением температуры (ниже ~ 20 K) вклад последнего канала проводимости экспоненциально убывает и проявляются транспортные свойства самого δ⟨Sb⟩-слоя. При малой концентрации примесных атомов ($3 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$) двумерный электронный газ в δ⟨Sb⟩-слое обладает прыжковым механизмом проводимости с переменной длиной прыжка; при более высокой концентрации примесных атомов ($\geq 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$) проявляется металлический тип проводимости δ⟨Sb⟩-слоя. В работе [2] показано, что для таких образцов температурное изменение проводимости и сложная трансформация кривых магнитосопротивления с высокой точностью описываются квантовыми поправками к проводимости, связанными с эффектами слабой

© В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, А. С. Анопченко, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, 1997

локализации электронов (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в двумерной системе [3,4]. Использование представлений об эффектах СЛ и ЭЭВ позволило найти величину и температурную зависимость времени фазовой релаксации электронов τ_φ, а также величину времени спин-орбитального упругого рассеяния τ_{so} и параметр электрон-электронного взаимодействия λ^D.

В работе [2] установлено, что для образцов эпитаксиального кремния с $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоем сурьмы, имеющих концентрацию атомов сурьмы в интервале $3\cdot10^{13}$–$3\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ и проявляющих эффекты СЛ и ЭЭВ, температурная зависимость времени фазовой релаксации электронов в интервале 1,6–16 К имеет вид $\tau_\varphi^{-1} \propto T^p$, где $p \cong 1$. Такая зависимость присуща процессам ЭЭВ в неупорядоченной двумерной электронной системе [4], т.е. в этом температурном интервале τ_φ тождественно времени τ_{ee} электрон-электронного рассеяния. Электрон-фононное рассеяние должно доминировать в процессах фазовой релаксации, по-видимому, при более высоких температурах, но выявить его, используя квантовые поправки к проводимости, в данных объектах не удалось, поскольку с ростом температуры начинает проявляться активированная проводимость матричного кристалла Si.

Для нахождения времени электрон-фононной релаксации τ_{ep} в изучаемых объектах можно использовать эффект электронного перегрева [5]. В условиях перегрева электронов электрическим полем передача избыточной энергии от электронов к решетке определяется именно временем электрон-фононной энергетической релаксации. Достоинством этого метода является то, что определение τ_{ep} можно осуществить в температурном интервале, в котором доминирующую роль в неупругих процессах релаксации играет электрон-электронное рассеяние.

Целью настоящей работы являлось получение информации о температурной зависимости времени электрон-фононной релаксации τ_{ep} в $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоях в Si с помощью как эффектов СЛ и ЭЭВ, так и эффекта электронного перегрева.

2. Объекты исследования и методика

Измерения выполнены на образцах, являвшихся дубликатами образцов A, B и C в работе [2]. Образцы были приготовлены в Advanced Semiconductor Group, University of Warwick, Coventry, UK.

Таблица

Характерные параметры образцов

Параметр	Образец		
	A	B	C
N_{Sb}, см$^{-2}$	$3\cdot10^{14}$	$1\cdot10^{14}$	$3\cdot10^{13}$
$n_{4,2}$, см$^{-2}$	$9{,}5\cdot10^{13}$	$7{,}8\cdot10^{13}$	$3{,}1\cdot10^{13}$
$R_\square^{4,2}$, кОм	1,17	1,53	4,81
l, Å	93(98)	91	43
$q_T l$	0,57(0,6)	0,56	0,26
D, см$^2\cdot$с$^{-1}$	128(86)	117	32

Образцы представляли собой монокристаллы кремния (размеры 6×4×0,5 мм), полученные молекулярно-лучевой эпитаксией, с $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоем, выполненным в кристаллографической плоскости (100) в виде двойного креста. Токовые и потенциальные отводы выведены на поверхность кристалла и имеют алюминиевые контактные площадки. В таблице даны сведения о концентрации N_{Sb} примесных атомов Sb, запрограммированной при получении образцов, сопротивлении образцов $R_\square$ и холловской концентрации подвижных носителей заряда n при 4,2 К. Согласно [6], «структурная» толщина $\delta\langle$Sb$\rangle$-слоев при $N_{Sb} = 2\cdot10^{14}$ см$^{-2}$, определенная с помощью прецизионной рентгеновской дифрактометрии, составляет ≤ 20 Å.

Методика гальваномагнитных измерений описана в [1,2]. Измерения выполнены в интервале температур 1,6–20 К, на постоянном токе от 1 до 600 мкА и в магнитных полях до 50 кЭ.

Методика получения информации о температурной зависимости времени τ_{ep} из эффекта электронного перегрева подробно изложена в [7] и заключается в следующем. В электрическом поле напряженностью E электроны приобретают дополнительную энергию $\Delta\varepsilon = eE(D\tau_{ep})^{1/2}$ [8], где $(D\tau_{ep})^{1/2}$ — диффузионная длина, D — коэффициент диффузии электронов. Передача избыточной энергии от электронной системы к фононной контролируется временем τ_{ep}, при этом, если выполняется условие $\tau_{ee} < \tau_{esc} < \tau_{ep}$ (τ_{esc} — время ухода тепловых фононов), то электронная температура T_e оказывается выше фононной T_{ph}, а связь между ними описывается соотношением [9]:

$$(kT_e)^2 = (kT_{ph})^2 + \frac{6}{\pi^2}(eE)^2 D\tau_{ep}. \qquad (1)$$

Соотношение (1) позволяет получить искомую температурную зависимость времени τ_{ep} при известной величине перегрева электронного газа $\Delta T = T_e - T_{ph}$. Информацию о величине ΔT можно получить, как показано в [7], из сравнения зависимостей времени сбоя фазы электронов $\tau_\varphi(T)$ и $\tau_\varphi(E)$, полученных соответственно при разных температурах и минимальном токе (равновесная зависимость) и при определенной температуре, но при разных значениях тока. Зависимости $\tau_\varphi(T)$ и $\tau_\varphi(E)$ могут быть получены из магнитополевого изменения локализационной поправки, которая в двумерной системе в перпендикулярном магнитном поле имеет вид [10]

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

где $f_2(X) = \ln X + \Psi(1/2 + 1/X)$, Ψ — логарифмическая производная Г-функции, $(\tau_\varphi^*)^{-1} = \tau_\varphi^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1} + 2/3\tau_s^{-1}$, τ_s — время спин-спинового рассеяния на магнитных примесях (для изучаемых образцов его можно не учитывать).

Таким образом, информация о τ_{ep} следует из комплексного изучения эффектов СЛ и ЭЭВ и эффекта электронного перегрева; причем для определения электронной температуры T_e используются зависимости $\tau_\varphi(T)$ и $\tau_\varphi(E)$, а температура фононов принимается равной температуре кристалла. Достоинством уравнения (1) является то, что в него, как и в выражение для локализационной квантовой поправки (2), в качестве единственной характеристики изучаемой системы входит коэффициент диффузии электронов D. Результаты решения уравнений (1) и (2) могут быть представлены произведениями вида $D\tau_\varphi$, $D\tau_{so}$ и $D\tau_{ep}$.

3. Результаты измерений

На рис. 1 показан характер изменения формы кривых магнитопроводимости для образца с $N_{Sb} = 3\cdot10^{13}$ см$^{-2}$ в двух случаях: при повышении температуры и постоянном токе 10 мкА (*а*) и при $T = 1{,}67$ К и увеличении тока (*б*). Этот рисунок наглядно демонстрирует, что увеличение тока через образец приводит к изменению величины квантовой поправки, аналогичному влиянию повышения температуры.

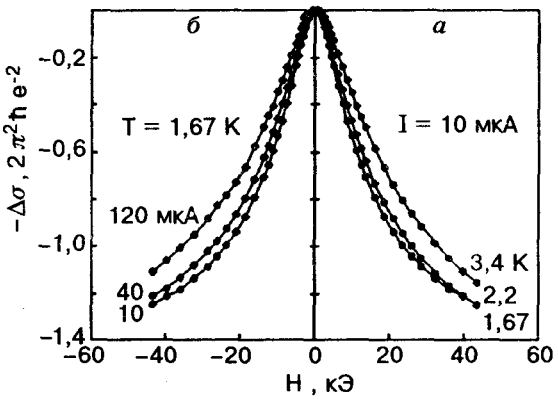

Рис. 1. Вид кривых магнитосопротивления (в нормированных координатах) образца С при изменении температуры для тока 10 мкА (*а*) и при 1,67 К для токов в интервале 10–120 мкА (*б*).

Проиллюстрированные на рис. 1 кривые для магнитополевого изменения квантовой поправки к проводимости* хорошо описываются теоретическими формулами для эффектов СЛ и ЭЭВ.

При температурах 5–15 К изменение магнитопроводимости включает лишь локализационную квантовую поправку (2). При более низких температурах проявляется вклад квантовой поправки, связанной с ЭЭВ (кулоновской поправки) [2]. В слабых полях она аппроксимируется зависимостью вида AH^2, при этом амплитуда растет с понижением температуры как T^2. Именно такими свойствами обладают квантовые поправки, связанные с ЭЭВ в диффузионном и куперовском каналах взаимодействия (формулы приведены в [2]). Сплошными линиями на рис. 1 изображены расчетные зависимости, согласно (2), с учетом члена AH^2, связанного с ЭЭВ.

Аналогия для изменения формы кривых МС при изменении температуры и тока (рис. 1) сохраняется при значениях тока до 120 мкА, что отвечает значению электрического поля ≤ 20 В·см$^{-1}$. При дальнейшем повышении тока форма кривых МС несколько изменяется; в малых магнитных полях на них появляется область с положительным МС, которая очень быстро растет по абсолютной амплитуде и расширяется с ростом электрического поля. Эти изменения могут быть связаны с нарушением условий реализации эффекта электронного

* Приведенные кривые отвечают виду экспериментальных записей кривых магнитосопротивления (МС) образцов, поскольку $-\Delta\sigma = \Delta R/(RR_\square)$, $R_\square$ — сопротивление квадратного участка двумерной электронной системы.

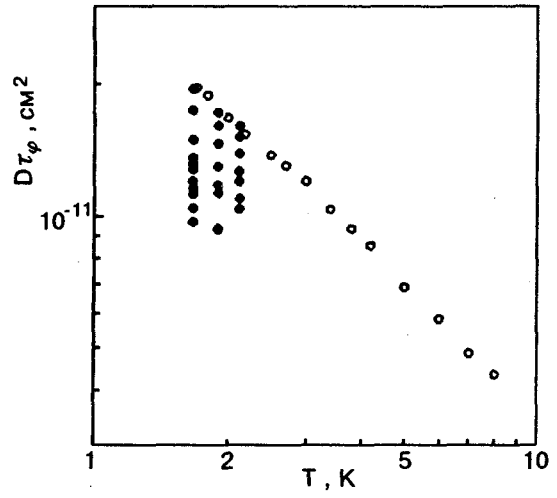

Рис. 2. Температурная зависимость величины $D\tau_\varphi$, полученная из кривых магнитосопротивления для образца С при токе 10 мкА (○), и значения $D\tau_\varphi$ при T = 1,67; 1,9 и 2,12 K при значениях тока от 10 до 120 мкА (●) (ток увеличивается сверху вниз).

перегрева, когда температуру решетки можно считать постоянной. Но весьма возможным является также возрастание вклада в МС кулоновской поправки, поскольку она может быть подвержена влиянию электрического поля [11,12]. Поэтому мы исключили из дальнейшего рассмотрения данные, полученные при значениях тока более 120 мкА. Кроме того, мы ограничились температурным интервалом 1,6–3,5 K, в котором величина магнитополевого изменения сопротивления достаточно велика.

На рис. 2 соответственно светлыми и темными точками изображены равновесная зависимость $D\tau_\varphi(T)$ и значения $D\tau_\varphi$, полученные при трех температурах при различных значениях тока (электрического поля) для образца С.

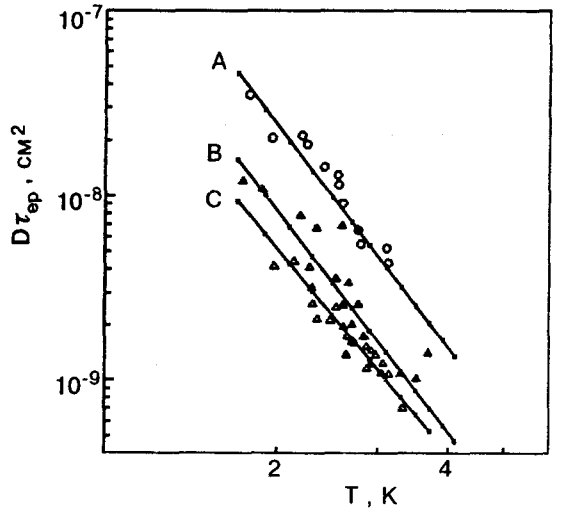

Рис. 3. Зависимости $D\tau_{ep}$ от температуры для образцов A, B и C.

Зависимость $D\tau_\varphi(T)$ описывается законом $\tau_\varphi^{-1} \propto T$ и, следовательно, определяется процессами электрон-электронного рассеяния, что согласуется с [2]. Из сравнения значений $D\tau_\varphi$ при разных токах с равновесной кривой $D\tau_\varphi(T)$ можно определить электронную температуру T_e и соответственно величину перегрева электронов ΔT. Далее из уравнения (1) определяется величина $D\tau_{ep}$. На рис. 3 представлены результаты построения зависимостей $D\tau_{ep}(T)$ для трех изученных образцов. Во всех случаях эти зависимости могут быть аппроксимированы степенной функцией вида $(D\tau_{ep})^{-1} \propto T^p$, где p имеет значения ~ 3,7 ± 0,3.

4. Обсуждение

Для электрон-фононной релаксации в чистых металлических системах известна зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$, которая сохраняется и при слабом беспорядке [13] в условиях $q_T l >> 1$, где q_T — волновой вектор теплового фонона; l — длина свободного пробега электрона. Такая зависимость $\tau_{ep}^{-1}(T)$ определяется увеличением числа тепловых фононов с температурой. В случае сильного беспорядка, в условиях $q_T l << 1$, согласно [14,15], температурная зависимость времени электрон-фононной релаксации приобретает вид $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^4$. Увеличение показателя степени при T и появление линейной зависимости между частотой электрон-фононного рассеяния и длиной свободного пробега электронов указывает на ослабление электрон-фононного взаимодействия в неупорядоченных металлических системах.

При рассмотрении двумерного ($2D$) электронного газа следует иметь в виду, что электроны занимают один или несколько квантовых уровней в некоторой потенциальной яме и обладают значениями импульса, векторы которых в обратном пространстве расположены в плоских сечениях. При электрон-фононном взаимодействии изменение импульса $2D$ электронов определяется компонентой $\mathbf{q}_\parallel$ волнового вектора фонона, лежащей в этом сечении [16]. Поперечная компонента $\mathbf{q}_\perp$ волнового вектора фонона, определяемая, как и $\mathbf{q}_\parallel$, температурой решетки ($q_\parallel$, $q_\perp \approx q_T = kT/\hbar s$, s — скорость звука), может приводить к переходам электронов между подзонами размерного квантования, и в этом случае она должна иметь значение, определяемое условием квантования импульса

электронов, либо иметь произвольное значение при переходе электронов из начального состояния k в конечное k' внутри одной подзоны размерного квантования. При низких температурах в акте взаимодействия электрон обменивается с решеткой энергией порядка kT, что сопровождается малым изменением импульса. В работе [16] отмечено, что при рассмотрении вероятности переходов $2D$ электронов следует иметь в виду, что хотя в закон сохранения импульса входит $\mathbf{q}_{\|}$, а не полное значение q, как в $3D$ случае, но поскольку при низких температурах величина q мала по сравнению с электронным волновым вектором k, а $q_{\|}$ порядка q, то кинетические характеристики $2D$ электронов отличаются от соответствующих характеристик для 3D электронов лишь числовыми множителями. Так, время релаксации импульса в двумерной электронной системе больше, чем в трехмерной, так как в $2D$ системе электроны обладают меньшими возможностями для изменения импульса. Можно принять, что вид функциональных зависимостей частоты электрон-фононной релаксации от температуры неупорядоченных двумерных систем подобен виду $\tau_{ep}^{-1}(T)$ для трехмерных систем. Такой результат содержится в теоретических работах, посвященных фононной релаксации электронов в гетеропереходах [16,17] и в тонких пленках, проявляющих квантовый размерный эффект [18], а также в экспериментальных работах, выполненных на гетеропереходах (например, в [19]). Отметим, что наряду с этим в теории двумерных электронных систем разработана концепция [20], согласно которой ограничения на взаимодействие фононов с $2D$ электронами приводят к качественным отличиям от аналогичных процессов в трехмерном проводнике. Предполагается, что взаимодействующие $2D$ электроны и фононы разбиваются на изолированные группы, обмен импульсами между которыми осуществляется путем медленных процессов перемешивания (сверхдиффузии), что может привести не только к численным, но и функциональным изменениям кинетических характеристик. Однако эта модель относится к чистому пределу, не применимому к рассматриваемым объектам.

На основании изложенных соображений можно считать, что в изучаемых объектах появление для $(D\tau_{ep})^{-1}(T)$ показателя степени при T близкого к 4 (см. рис. 3) связано с разупорядочением в δ-слое и малой длиной свободного пробега электронов. Это предположение мы подтвердим ниже соответствующими оценками $q_T l$. Для оценки этой величины, а также для получения зависимостей $\tau_{ep}(T)$ необ-

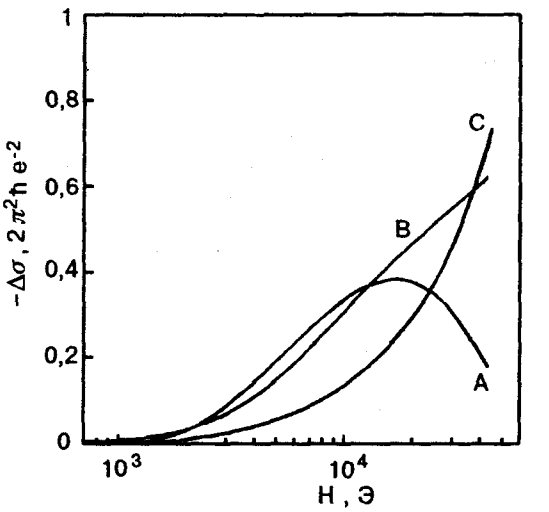

Рис. 4. Вид кривых магнитосопротивления образцов A, B и C в параллельном магнитном поле.

ходимо знать размерность электронной системы и эффективную массу электронов. Для последней, как и в [2], примем $m = 0{,}1m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона). Формулы для $2D$ электронов строго применимы лишь для истинно двумерной системы, когда электроны занимают один квантовый уровень в потенциальной яме. В этом случае локализационная квантовая поправка в параллельном магнитном поле должна отсутствовать, а сохраняется лишь кулоновская квантовая поправка. (Локализационная поправка в параллельном магнитном поле существует в случае, когда электроны в реальном пространстве занимают слой толщиной $L >> \lambda$, λ — дебройлевская длина волны электрона; при этом система в отношении эффекта слабой локализации остается двумерной вплоть до $L \le L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$.) Измерения магнитосопротивления изучаемых образцов в параллельном магнитном поле (рис. 4) позволили сделать вывод, что электроны в образцах B и C проявляют себя как истинно двумерные: магнитосопротивление в параллельном поле удовлетворительно описывается (в полях до ~ 20 кЭ) квантовой поправкой в диффузионном канале взаимодействия. Магнитосопротивление образца A содержит в качестве компоненты также и локализационную квантовую поправку, которая определяет появление максимума магнитосопротивления. В связи с этим оценки величин l и D для образцов B и C мы произвели по формулам для двумерного электронного газа (см. таблицу), для образца A — как по формулам для $2D$, так и $3D$ электронов (последние приведены в таблице в скобках). Найденные величины $q_T l$ оказались

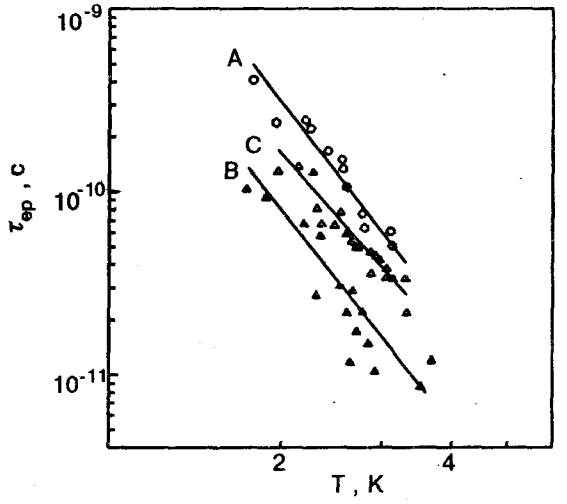

Рис. 5. Температурные зависимости времени электрон-фононной релаксации τ_{ep} для образцов A, B и C.

меньше единицы. Это согласуется и с оценкой температуры $T_2 = \hbar s/kl$, при которой должен происходить переход от случая $q_T l < 1$ к $q_T l > 1$; она имеет значения для продольных и поперечных фононов соответственно ~ 8 и ~ 4 K.

На рис. 5 показаны полученные зависимости $\tau_{ep}(T)$ для изученных образцов. Отличие значений τ_{ep} при заданных температурах, как и отличие значений $D\tau_{ep}$ (рис. 3), определяется различием концентраций электронов в δ-слоях. Относительное положение кривых $\tau_{ep}(T)$ для образцов B и C согласуется с формулами для неупорядоченных проводников [13,15]. Так, если в соответствующих соотношениях для τ_{ep} в случае $q_T l < 1$ [13,15] взять функциональную зависимость τ_{ep} от параметров, содержащих n, то оказывается

$$\frac{1}{\tau_{ep}} \propto \frac{\varepsilon_F \nu l}{p_F^2} \propto \frac{\varepsilon_F^2 \nu}{p_F n R_\square}$$

(где ν — плотность состояний) и для $2D$ электронов отношение

$$\frac{(\tau_{ep})_1}{(\tau_{ep})_2} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{1/2} \left(\frac{R_{\square 1}}{R_{\square 2}}\right) . \qquad (3)$$

Примерно в таком отношении располагаются значения τ_{ep} для образцов B и C, что указывает на влияние длины свободного пробега электронов на τ_{ep} при $q_T l < 1$ в соответствии с теоретическими результатами [13,15]. Образец A выпадает из этой закономерности в связи с тем, что его нельзя рассматривать как носитель истинно двумерных электронов. Для $3D$ электронов рассмотрим отношение величин $D\tau_{ep}$, не содержащих длину свободного пробега:

$$\frac{(D\tau_{ep})_1}{(D\tau_{ep})_2} = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{2/3} \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2/3} . \qquad (4)$$

В (4) появились значения толщины L слоя, в котором существуют электроны, в связи с переходом от трехмерной к двумерной концентрации n. Используя полученное для образцов A и B соотношение величин $D\tau_{ep}$, можно оценить отношение $L_A/L_B \approx$ ≈ 6. Следовательно, с ростом концентрации электронов в δ-слое наступает момент, когда область существования электронов заметно расширяется и электронный газ в δ-слое уже нельзя считать истинно двумерным.

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

1. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, Вит. Б. Красовицкий, О. А. Миронов, О. Н. Макаровский, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1166 (1996).
2. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1174 (1996).
3. 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.
4. 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.
5. V. A. Shklovskii, *J. Low Temp. Phys.* **41**, 375 (1980).
6. A. R. Powell, R. A. A. Kubiak, T. E. Whall, and D. K. Bowen, *J. Phys.* D23, 1745 (1990).
7. Ю. Ф. Комник, В. Ю. Каширин, *ФНТ* **19**, 908 (1993).
8. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
9. S. Hershfield and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **B34**, 2147 (1986).
10. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
11. G. Bergmann, Wei Wei, Yao Zou, and R. M. Mueller, *Phys. Rev.* **B41**, 7386 (1990).
12. Ю. Ф. Комник, В. Ю. Каширин, *ФНТ* **20**, 1256 (1994).
13. J. Rammer and A. Schmid, *Phys. Rev.* **B34**, 1352 (1986).
14. A. Schmid, *Z. Phys.* **259**, 421 (1973).
15. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **90**, 1056 (1986).
16. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986); *ФТП* **22**, 439 (1988).
17. P. J. Price, *Ann. Phys.* **133**, 217 (1981).
18. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер, *ФТТ* **6**, 960 (1964); Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, *Радиотехн. и электрон.* **12**, 1631 (1967).
19. М. Г. Блюмина, А. Г. Денисов, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, А. П. Сеничкин, Ю. В. Шмарцев, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 257 (1986).
20. R. N. Gurzhi, A. I. Kopeliovich, and S. B. Rutkevich, *Adv. Phys.* **36**, 221 (1987).

Peculiarities of electronic properties of δ<Sb>-layers in epitaxial silicon. III. Electron-phonon relaxation

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

Complex studies of the effects of weak electron localization, electron-electron interaction and electron overheating are carried out on Si crystals containing a δ⟨Sb⟩-layer with various concentrations of Sb atoms. The studies were aimed at deriving information about the characteristic times of the inelastic electron relaxation. The temperature dependence of the electron-phonon relaxation time τ_{ep} obtained from the electron overheating effect can be described by the relation $\tau_{ep} \propto T^{-p}$, where $p \cong 3.7 \pm 0.3$, which corresponds to the case $q_T l < 1$ (q_T is the wave vector of the thermal phonon, l is the electron mean free path).