Физика низких температур, 1995, т. 21, № 8, с. 839–850 УДК 539.292;539.216

Процессы фазовой релаксации электронов в неупорядоченных пленках золота, подвергнутых облучению ионами аргона

Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев

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

Статья поступила в редакцию 27 января 1995 г., после переработки 21 февраля 1995 г.

На основании анализа квантовых поправок к магнитопроводимости тонких пленок золота, связанных с эффектом слабой локализации электронов, найдены температурные зависимости (в интервале 0,5–50 К) времени фазовой релаксации электронов τ_φ при различной степени разупорядочения. Усиление беспорядка кристаллической решетки достигалось облучением пленок ионами аргона в вакууме. Обнаружено, что скорости неупругой электронной релаксации, связанной с электрон-фононным рассеянием, описываются зависимостью вида $\tau_{ep}^{-1} = A_p(l)T^p$, в которой показатель степени p равен двум для низкоомных пленок и несколько возрастает при сильном разупорядочении; при этом появляется зависимость A_p от длины свободного пробега l, определяющая уменьшение скорости электрон-фононного взаимодействия. Такое поведение τ_{ep} при разупорядочении может быть объяснено переходом от «чистого» к «грязному» пределу, когда l оказывается порядка длины волны тепловых фононов, а причиной заниженного значения p (по сравнению с предсказанием теории) является, по-видимому, двумерность электрон-фононного взаимодействия в тонких пленках.

На основі аналізу квантових поправок до магнітопровідності тонких плівок золота, зумовлених ефектом слабкої локалізації електронів, знайдено температурні залежності (в інтервалі 0,5–50 К) часу фазової релаксації електронів τ_φ при різних ступенях розупорядкування. Посилення непорядку кристалічної гратки досягалось опроміненням плівок іонами аргону у вакуумі. Виявлено, що швидкості непружньої релаксації електронів, зумовленої електрон-фононним розсіянням, описуються залежністю виду $\tau_{ep}^{-1} = A_p(l)T^p$, в якій показник ступеня p дорівнює двом для низькоомних плівок та трохи зростає при сильному розупорядкуванні; при цьому з'являється залежність A_p від довжини вільного пробігу l, яка визначає зменшення швидкості електрон-фононної взаємодії. Така поведінка τ_{ep} при розупорядкуванні може бути пояснена переходом від «чистої» до «брудної» межі, коли довжина l стає порядку довжини хвилі теплових фононів, а причиною зниженого значення p (порівнюючи з завбачанням теорії), є, мабуть, двовимірність електрон-фононної взаємодії у тонких плівках.

1. Введение

В неупорядоченных металлах при низких температурах в результате интерференции волновых функций электронов появляются квантовые поправки к проводимости, соответствующие эффектам слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [1–4]. Величины этих поправок непосредственно зависят от характерных времен фазовой и спиновой релаксации электронов, что позволяет определять эти времена из анализа экспериментальных зависимостей проводимости $\sigma(H, T)$ от магнитного поля и температуры.

В настоящее время весьма актуальным является изучение влияния беспорядка кристаллической решетки (т. е. уменьшения длины l свободного пробега электронов) на процессы неупругой релаксации электронов, особенно в предельно неупорядоченных проводниках с длиной l, не намного превышающей межатомные расстояния. В настоящей работе проведено такого рода исследование для пленок золота, полученных вакуумной конденсацией. Для усиления беспорядка было использовано облучение пленок в вакууме ионами аргона высоких энергий*, что приводило к созданию в них радиационных повреждений решетки. Это позволило существенно расширить диапазон степени беспорядка исследованных пленок, и в этом состоит отличие настоящего исследования от предыдущих работ, посвященных проявлению эффектов СЛ и ЭЭВ в пленках золота [5–11]. В результате были выявлены некоторые интересные и в некотором отношении неожиданные особенности влия-

* Авторы благодарны сотрудникам Харьковского государственного университета В. В. Бобкову и В. И. Глушко за облучение пленок золота ионами аргона и проведение электронномикроскопического анализа тонографического состояния пленок после облучения.

© Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, 1995

ния беспорядка на процессы спиновой и фазовой релаксации электронов. Результаты, касающиеся процессов спин-орбитальной релаксации в облученных пленках золота, описаны в работе [12]. Ниже представлены результаты исследования особенностей фазовой релаксации электронов, обусловленных неупругими электрон-фононными столкновениями.

Согласно современным представлениям, при разупорядочении металла электрон-электронное взаимодействие усиливается [2,3], а электрон-фононное взаимодействие ослабляется [13–16]. В условиях $q_p l < 1$ (q_p — волновой вектор теплового фонона), отвечающих ситуации, когда длина свободного пробега электрона становится меньше длины волны фононов («грязный» предел), температурная зависимость времени электрон-фононного рассеяния приобретает вид [13,15,16] $\tau_{ep}^{-1} \propto l T^4$. В условиях $q_p l >> 1$ («чистый» предел) имеет место известная для чистых (и слаборазупорядоченных) металлов зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$ [15, 17]. Увеличение показателя степени при T и появление неожиданной зависимости от l (с уменьшением l частота электрон-фононного рассеяния уменьшается) соответствует ослаблению электрон-фононного взаимодействия при переходе к «грязному» пределу. В ряде работ [15,16] обсуждался также вклад процессов неупругого рассеяния электронов на колеблющихся примесях, дающий зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto l^{-1} T^2$ [18]. Согласно [15], этот вклад может проявиться в рассеянии электронов на поперечных фононах в условиях $q_p l > 1$. Однако, как показано в [16,17], вклад этого механизма сокращается как в «грязном», так и в «чистом» пределе.

Для электронных кинетических характеристик показателем разупорядочения является возрастание удельного сопротивления металла. Критериями разупорядочения могут служить значения времени упругого рассеяния электронов или средней длины их свободного пробега. Для тонких пленок в качестве показателя разупорядочения часто используют значения сопротивления квадратного участка пленки $R_\square$, характеризующее удельное сопротивление двумерной электронной системы.

Экспериментальные данные для τ_{ep} в неупорядоченных пленках золота весьма ограничены. В работе [8] показано, что температурная зависимость τ_{ep} для пленки золота со значением $R_\square \simeq 10^3$ Ом может быть представлена как $\tau_{ep}^{-1} = A_p T^2$, где $A_p = 1{,}42 \cdot 10^{-9}\ \text{с}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$. Этот результат следует из анализа температурного изменения (в интервале 5–25 K) времени фазовой релаксации электронов τ_φ, определенного из квантовых поправок к магнитопроводимости пленки. В более ранних работах [5,7] для τ_φ в низкоомных пленках при $T > 4{,}5$ K наблюдалась зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$, связываемая с электрон-фононными процессами релаксации. Аналогичный результат содержится также и в работе [9] для пленки золота с $R_\square \simeq 26$ Ом в интервале температур 5–20 K. В работе [10] из разогревных экспериментов при сверхнизких температурах (0,03–1 K) для пленок золота с $R_\square \simeq 30$–100 Ом было получено $\tau_{ep}^{-1} = A_p T^p$, где $p = 2{,}7$–$2{,}9$, а $A_p \sim 10^8\ \text{с}^{-1} \cdot \text{K}^{-3}$. С аналогичной зависимостью ($\tau_{ep}^{-1} = 1{,}3 \cdot 10^8 T^3\ \text{с}^{-1}$) согласовали авторы работы [11] свои данные для температурного изменения τ_φ в интервале 0,05–10 K для пленки золота с $R_\square \simeq$ $\simeq 7$ Ом. Отметим различие результатов для показателя степени при T в этих работах.

В работе [7] впервые обсуждалось влияние длины свободного пробега электронов и толщины пленки на время фазовой релаксации электронов. Изменение l в пленках Mg, Au и Ag достигалось поэтапным отжигом пленок, полученных низкотемпературной конденсацией. Экспериментальные данные не выявили зависимости τ_φ от длины свободного пробега электронов и толщины пленок. Так, для пленки золота изменение $R_\square$ от значения 180 до 15 Ом не сопровождалось изменением найденных значений $\tau_\varphi \propto T^{-p}$, но при этом обнаружилась тенденция к небольшому возрастанию показателя степени p вблизи значения $p \simeq 2$. В работе [19] по данным о разогревном эффекте для пленок Sb в интервале 1,3–4,2 K найдена зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^p$, где $p = 1{,}3$–$1{,}5$, и не обнаружена явная зависимость τ_{ep} при 1,3 K от l при изменении $R_\square$ в диапазоне 10–10^3 Ом. В работе [20] для пленок Bi толщиной $\simeq 10$ нм из эффекта СЛ получена зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$ и также не обнаружено изменение τ_{ep} при 3 K при изменении l в интервале 4–14 нм. Наряду с этим, в работе [21] из эффекта электронного перегрева в пленках Nb в интервале температур 1,5–10 K найдена зависимость вида $\tau_{ep}^{-1} \propto l T^2$. Результаты работ [7,19,20] имеют естественное объяснение: они относятся, по-видимому, к «чистому» пределу. В работе [21] проявилась противоречивая ситуация: зависимость τ_{ep} от l указывает на реализацию «грязного» предела, но показатель степени при T оказался существенно ниже четырех. Таким образом, для разупорядоченных металлов остается актуальным исследова-

ние как температурной зависимости τ_{ep}, так и зависимости τ_{ep} от длины свободного пробега электронов.

2. Методика эксперимента

Пленки золота толщиной $\simeq 10$ нм осаждали со скоростью 0,05 нм/с при давлении 10^{-4} Па из молибденовой лодочки. Чистота исходного материала составляла 99,99%. Вакуумная конденсация осуществлялась одновременно на подложку из монокристалла сапфира (для последующего измерения проводимости пленок) и скол монокристалла NaCl (для структурных исследований в электронном микроскопе). Обе эти подложки были предварительно покрыты слоем SiO (толщиной $\simeq 15$ нм) для обеспечения одинаковых структурных и топологических параметров осажденных на них пленок. Эти пленки подвергались в дальнейшем бомбардировке в вакууме ионами аргона с энергией в интервале 0,5–3,5 кэВ. Дозы облучения Ф находились в пределах от $1\cdot10^{15}$ до $1\cdot10^{16}$ см$^{-2}$.

Времена фазовой релаксации электронов в исследованных пленках определялись из анализа экспериментальных зависимостей сопротивления R от магнитного поля H, направленного перпендикулярно плоскости пленки (от 0 до 20 кЭ) и температуры (0,5–50 К). Измерения сопротивления проводились по четырехзондовой методике на постоянном токе. Значения измерительных токов (5–20 мкА) выбирались таким образом, чтобы исключить возможное влияния разогрева пленок под влиянием джоулева тепла. Относительная погрешность измерения сопротивления не превышала 10^{-5}. Размеры измеряемых участков пленок составляли 2×0,1 мм. Измерения проводились в вакуумном криостате, в котором сапфировые подложки с образцами прижимались к медной емкости с ^{3}He.

3. Результаты и их обсуждение

Исходные пленки золота были, как правило, сплошными. Облучение ионами аргона приводило к появлению в пленках «дырок», поверхностная доля которых для обсуждаемых в настоящей работе пленок обычно не превышала 20%. Электронномикроскопическое исследование кристаллической структуры пленок, подвергнутых различным дозам облучения, подробно представлено в работе [12]. Анализ топографического состояния пленок и проявлений СЛ и ЭЭВ в них [12] показал, что эффектами протекания в проводимости исследованных пленок можно пренебречь.

Размеры зерен в пленках в результате облучения возрастали (от ~ 30 до ~ 60 нм), что связано, по-видимому, с сопровождающим облучение нагревом (до 500–600 °С) и процессом рекристаллизации. При малых дозах облучения (до $\simeq 4\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) это приводило к падению сопротивления пленок в 1,5–2 раза. При дальнейшем увеличении дозы облучения размер зерен не изменялся, а сопротивление пленок возрастало в десятки раз по сравнению с начальным значением. При этом уменьшение толщины пленки составляло не более 20%. Можно считать, что повышение сопротивления пленок в результате облучения в значительной степени связано с возникновением радиационных дефектов решетки (микропор, вакансионных комплексов, примесных атомов и т.п.). Для изучаемых интерференционных эффектов, возникающих в условиях частых упругих процессов рассеяния электронов [1–4], природа самих рассеивателей не имеет значения. Определяющим для возникновения интерференции волновых функций электронов является диффузионный характер их движения, обусловленный малостью длины свободного пробега электронов.

При анализе зависимостей проводимости σ от температуры и перпендикулярного магнитного поля для исследованных пленок мы использовали известные теоретические выражения для квантовых поправок $\Delta\sigma(T, H)$ в двумерных системах, связанных с эффектами СЛ и ЭЭВ [1–4]. Например, изменение проводимости в перпендикулярном магнитном поле для двумерных систем, связанное с эффектами СЛ, описывается выражением

$$\Delta\sigma(H) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\frac{3}{2}f\left(\frac{\tau_\varphi^*}{\tau_H}\right) - \frac{1}{2}f\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau_H}\right)\right], \qquad (1)$$

где $f(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x)$, Ψ — дигамма функция; $\tau_H = \hbar c/4DeH$ — магнитное время (D — коэффициент диффузии электронов). Величины τ_φ и τ_φ^* определяются выражениями

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

где $\tau_{\varphi o}$ — время фазовой релаксации за счет неупругих процессов рассеяния; $\tau_{\varphi o}^{-1} \sim T^p$, где p — показатель степени, зависящий от механизма неупругого рассеяния; τ_s и τ_{so} — времена релаксации спина за счет спин-спинового и спин-орбитального взаимодействий. Для исследованных пленок вкладом эффектов ЭЭВ в магнитосопротивление (МС) можно пренебречь, поэтому мы не приводим соответствующие выражения.

Вклад эффектов СЛ и ЭЭВ в температурную зависимость сопротивления в нулевом магнитном поле можно представить в следующем виде:

$$\Delta\sigma(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\ln\frac{\tau}{\tau_\varphi} + \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_\varphi}{\tau_\varphi^*}\right] +$$

$$+ \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(1 - \frac{3}{4}F\right)\ln\frac{kT\tau}{\hbar}\ , \qquad (2)$$

где τ — время упругой релаксации электронов (на примесях и дефектах решетки). Первый член в (2) соответствует эффектам СЛ, а второй — эффектам ЭЭВ. Во втором члене буквой F обозначена безразмерная постоянная взаимодействия электронов с суммарным спином $J = 1$ [2,3], которая для типичных металлов близка к нулю. Для малых поправок справедливо $-\Delta\sigma = (\Delta R/R)(1/R_\square)$. С учетом этого формулу (2) можно представить в виде

$$\frac{\Delta R}{R} = -\,a_T\frac{e^2R_\square}{2\pi^2\hbar}\ln T + \text{const}\ , \qquad (3)$$

где безразмерный коэффициент a_T в различных предельных случаях принимает следующие значения:

при слабом спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} >> \tau_{\varphi o}(T)$) и отсутствии значительного рассеяния электронов на магнитных примесях ($\tau_s >> \tau_{so}$, $\tau_{\varphi o}(T)$)

$$a_T = 1 + p\ ; \qquad (4а)$$

при сильном спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}(T)$) и слабом рассеянии на магнитных примесях

$$a_T = 1 - p/2\ ; \qquad (4б)$$

при сильном рассеянии на магнитных примесях ($\tau_s << \tau_{\varphi o}(T)$), когда подавляется вклад от СЛ и остается только вклад от ЭЭВ,

$$a_T = 1\ . \qquad (4в)$$

Эти случаи являются предельными, и экспериментальные значения a_T могут принимать некоторые промежуточные значения.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(H)$, полученные при различных температурах (вплоть до 50 К) для одной из облученных пленок золота. Во всем температурном интервале МС положительно, что соответствует случаю сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} << \tau_{\varphi o}(T)$). Форма кривых $\Delta\sigma(H)$ отражает в соответствии с формулой (1) конкуренцию вкладов неупругого и спин-орбитального рассеяния электронов.

Экспериментальные кривые $\Delta\sigma(H)$ точно соответствовали формуле (1) только при полях менее

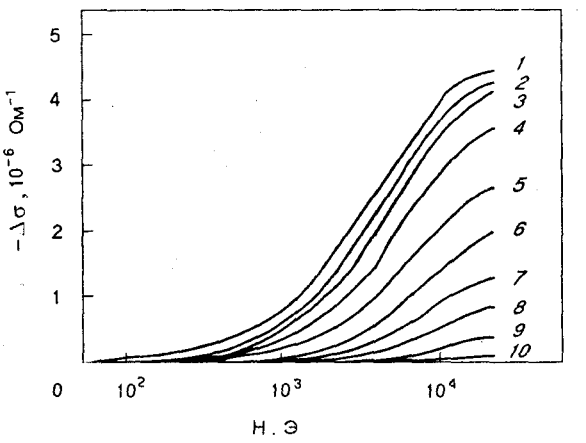

Рис. 1. Зависимости квантовой поправки к проводимости пленки золота, $R_\square \approx 437$ Ом (доза облучения ионами аргона $\Phi = 8\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина пленки после облучения $L \approx 8$ нм) от перпендикулярного магнитного поля при температурах T, К: 0,54 (*1*); 2,98 (*2*); 5 (*3*); 8 (*4*); 12 (*5*); 16 (*6*); 20 (*7*); 25 (*8*); 35 (*9*); 50 (*10*).

5 кЭ. При более высоких полях величины поправок $\Delta\sigma(H)$ были несколько меньше теоретических значений. Эти отклонения могли быть связаны с наличием структурных неоднородностей, а также с переходом к трехмерному поведению пленок в больших полях. Влияние всех этих факторов ослабляется по мере увеличения магнитной длины $L_H = (D\tau_H)^{1/2} = (\hbar c/4eH)^{1/2}$. Поэтому мы проводили сравнение полученных зависимостей $\Delta\sigma(H)$ с формулой (1) при достаточно малых полях ($H \le 2$ кЭ). При $H = 2$ кЭ магнитная длина $L_H \approx 30$ нм, т.е. много больше толщины исследованных пленок, что обеспечивает их двумерное поведение. Наряду с этим, при больших величинах L_H ослабляется возможное влияние неоднородностей. Использование в расчетах данных для малых полей позволяет также пренебречь вкладом эффектов ЭЭВ в поправку $\Delta\sigma(H)$.

3.1. Зависимости $\tau_\varphi(T)$

В результате численной обработки экспериментальных кривых $\Delta\sigma(H)$ мы определили зависимости $\tau_\varphi(T)$ для образцов с различным значением $R_\square$ и, что существенно, в широком интервале температур (до 50 К). Одна из зависимостей $\tau_\varphi(T)$ приведена на рис. 2 (темные кружки). Из рисунка видно, что характер температурной зависимости τ_φ изменяется при понижении температуры: в области температур 10–50 К зависимость $\tau_\varphi(T)$ может быть описана функцией $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$, в температурном интервале 3–10 К — функцией $\tau_\varphi^{-1} \propto T$,

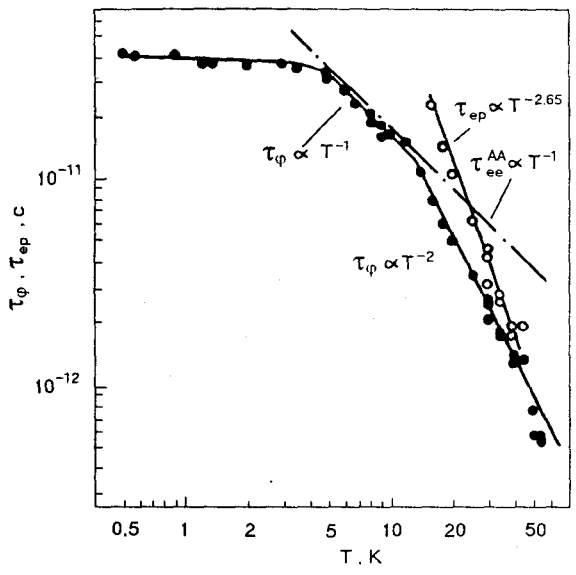

Рис. 2. Температурные зависимости времени фазовой релаксации электронов τ_φ (●) и времени электрон-фононного рассеяния τ_{ep} (○) пленки золота $R_\square \approx 437$ Ом (доза облучения ионами аргона $\Phi = 8 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина пленки после облучения $L \approx 8$ нм).

а при еще более низких температурах τ_φ стремится к некоторому постоянному значению.

Стремление $\tau_\varphi(T)$ к постоянному значению при $T \to 0$ обусловлено, по всей видимости, наличием магнитных примесей. Если при достаточно низких температурах имеет место соотношение $\tau_s \ll \tau_{\varphi o}$, то $\tau_\varphi^{-1} = \tau_{\varphi o}^{-1} + 2\tau_s^{-1}$ переходит в $\tau_\varphi^{-1} \simeq 2\tau_s^{-1}$. Используя данные рис. 2, получаем $\tau_s \simeq 1 \cdot 10^{-10}$ с. Такое значение τ_s (с точностью до коэффициента порядка единицы) характерно для всех исследованных образцов и не зависит явным образом от их сопротивления. Анализ экспериментальных кривых $\Delta\sigma(T, H)$ позволил определить и величины времен спин-орбитального рассеяния τ_{so}. При этом для всех исследованных образцов не было обнаружено какой-либо заметной зависимости τ_{so} от температуры, что соответствует результатам предыдущих исследований пленок золота [5]. Оказалось, что при увеличении беспорядка под воздействием облучения величина τ_{so} увеличивается (от $\simeq 6 \cdot 10^{-13}$ с при $R_\square \simeq 14$ Ом до $\simeq 2 \cdot 10^{-11}$ с при $R_\square \simeq 500$ Ом). Такое необычное (см. [4]) для металлов ослабление спин-орбитального рассеяния электронов при усилении беспорядка объяснено в работе [12] на основе предположения о преимущественном вкладе в спин-орбитальное рассеяние поверхностного рассеяния электронов.

Линейная зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T$, наблюдаемая при низких температурах (рис. 2), связана с определяющим вкладом в фазовую релаксацию процессов электрон-электронного рассеяния с малыми передачами энергии и импульса и численно соответствует (с точностью до множителя порядка единицы) выражению [4,22]

$$\tau_{ee}^{-1}(T) = \frac{\pi k T}{\hbar} \frac{e^2 R_\square}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\pi\hbar}{e^2 R_\square}\right). \qquad (5)$$

При температурах выше 10 К наблюдается зависимость вида $\tau_\varphi^{-1} = A_2 T^2$ (рис. 2). Такая зависимость найдена при $T > (5\text{–}10)$ К для всех исследованных образцов со значениями $R_\square$ от $\simeq 14$ до $\simeq 500$ Ом. Изменение вида функциональной зависимости $\tau_\varphi(T)$ при повышении температуры следует связать с включением процессов электрон-фононного взаимодействия, вклад которых в фазовую релаксацию по мере роста температуры оказывается определяющим.

Зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ наблюдалась для пленок золота в интервале 4,5–20 К в работах [5,7]. Она отождествлялась с зависимостью частоты электрон-фононных процессов рассеяния от температуры, которой следует приписать функциональный вид $\tau_{ep}^{-1} = A_p T^p$, где $p = 2$. На основании полученных нами данных мы покажем, что это справедливо для относительно низкоомных образцов ($R_\square < 60$ Ом); с ростом сопротивления показатель степени p оказывается немного выше двух.

Мы обнаружили, что с усилением беспорядка и соответствующим ростом $R_\square$ величина A_2 уменьшается, что отвечает увеличению τ_φ при заданной температуре. Этот результат проиллюстрирован на рис. 3, на котором изображены зависимости $\tau_\varphi(T)$ для образцов с различными значениями $R_\square$. Видно, что с ростом последнего зависимости $\tau_\varphi(T)$ на участке, где они описываются функцией $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$, смещаются в сторону больших значений τ_φ. Влияние разупорядочения на фазовую релаксацию электронов за счет электрон-фононного рассеяния будет предметом обсуждения несколько ниже.

Температурное поведение τ_φ, представленное на рис. 2, характерно в общих чертах для всех исследованных образцов, но температуры переходов от одной зависимости к другой для разных образцов неодинаковы. Например, для некоторых пле-

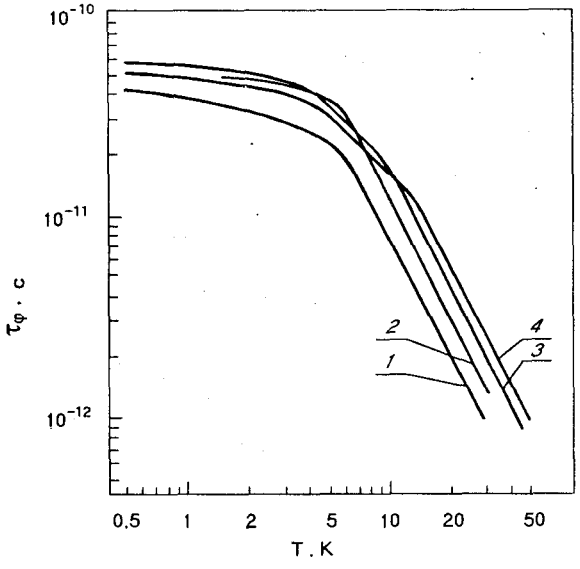

Рис. 3. Температурные зависимости времени фазовой релаксации электронов τ_φ пленок золота с различными значениями $R_\square$, Ом: 20,2 (*1*); 85 (*2*); 161 (*3*); 437 (*4*).

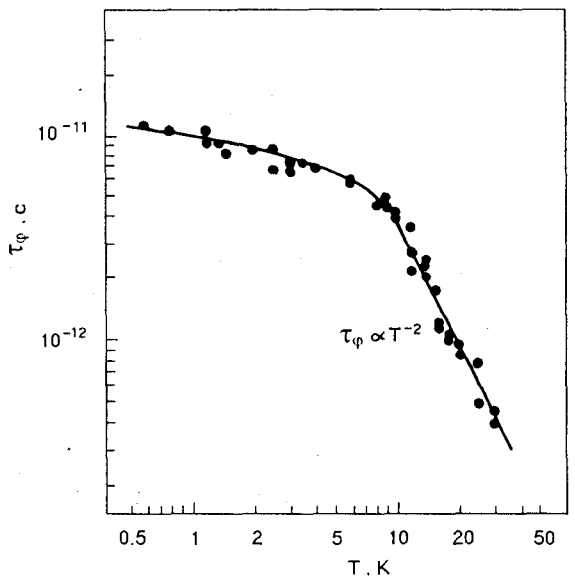

Рис. 4. Температурная зависимость времени фазовой релаксации электронов τ_φ пленки золота $R_\square \approx 14{,}6$ Ом (без облучения, толщина 10 нм).

нок зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T$ вообще не проявилась (рис. 4). Для объяснения этого представим частоту фазовой релаксации в виде

$$\tau_\varphi^{-1} = \tau_{ee}^{-1}(T) + \tau_{ep}^{-1}(T) + 2\tau_s^{-1} \ , \qquad (6)$$

где $\tau_{ee}^{-1}(T)$ определяется формулой (5), а $\tau_{ep}^{-1}(T) = A_p T^p$ изменяется при $T > 10$ K подобно изменению $\tau_\varphi(T)$ на рис. 3. При достаточно высоких температурах вкладом τ_s^{-1} можно пренебречь, в результате чего при $\tau_{ee}^{-1}(T) >> \tau_{ep}^{-1}(T)$ наблюдается зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T$, а при обратном неравенстве $\tau_\varphi^{-1} \propto T^p$ ($p \simeq 2$). Результаты, представленные на рис. 4, относятся к пленке, обладающей гораздо меньшим сопротивлением ($R_\square = 14{,}6$ Ом), чем пленка, зависимость $\tau_\varphi(T)$ которой показана на рис. 2 ($R_\square \simeq 437$ Ом). При увеличении $R_\square$ величина τ_{ee}^{-1} и соответственно ее вклад в τ_φ^{-1} увеличивается (см. формулу (5)), в то время как величина и относительный вклад τ_{ep}^{-1} уменьшается. Это соответствует смещению на рис. 3 зависимости $\tau_{ee}(T) \propto T^{-1}$ вниз, а $\tau_{ep}(T) \propto T^{-2}$ — вверх*. В результате этого температура перехода от $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$ к $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T$ повышается: на рис. 2 зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$ справедлива до $T \simeq 10$ K, а на рис. 4 — до $T \simeq 5$ K. При $T \le 5$ K становится, однако, существенным влияние рассеяния на магнитных примесях ($\tau_s^{-1} >> \tau_{ee}^{-1}$), поэтому зависимость $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T$ не проявляется.

3.2. Корреляция зависимостей $\tau_\varphi(T)$ и $\Delta R(\ln T)$

Температурные зависимости сопротивления $R(T)$ исследованных пленок при $T < 10$ K определяются квантовыми поправками, связанными с эффектами СЛ и ЭЭВ. Эти зависимости хорошо коррелируют с видом зависимостей $\tau_\varphi(T)$, полученных при обработке кривых магнитопроводимости $\Delta\sigma(H, T)$. Примеры такой корреляции проиллюстрированы на рис. 5. Координаты на осях для зависимостей $\Delta R(T)$ выбраны таким образом, чтобы в соответствии с выражением (3) наклон кривых $\Delta R(\ln T)$ непосредственно соответствовал величине a_T. Значения ΔR отсчитывались от минимальных значений R.

Образец, представленный на рис. 5 кривой *1* ($\tau_\varphi(T)$ для него показана на рис. 4), характеризуется двумя типами зависимостей $\tau_\varphi(T)$: при температурах более 5 K проявляется зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$, а при более низких температурах τ_φ стремится к постоянному значению. Первый тип

* Небольшое уменьшение показателя степени p (вблизи $p \simeq 2$) при усилении разупорядочения, отмеченное в [7], объясняется увеличением влияния вклада $\tau_{ee}^{-1} \propto T$ в зависимость $\tau_\varphi(T)$.

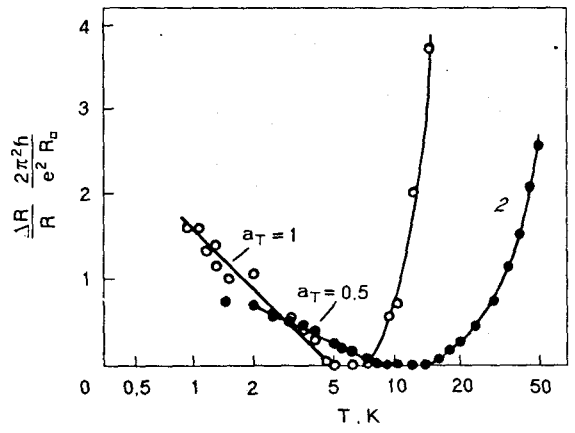

Рис. 5. Температурные зависимости безразмерной квантовой поправки к сопротивлению пленок золота в отсутствие магнитного поля. Кривая *1* — образец с $R_\square \approx 14{,}6$ Ом (без облучения, толщина 10 нм), кривая *2* — образец с $R_\square \approx 437$ Ом (доза облучения ионами аргона $\Phi = 8\cdot10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина пленки после облучения ≈ 8 нм).

зависимости соответствует преобладающему вкладу в фазовую релаксацию процессов электрон-фононного рассеяния, $\tau_{ep}^{-1} \propto T^p$, где $p = 2$. Этой ситуации соответствует значение $a_T = 1 - p/2 = 0$. При температурах ниже 5 К преобладает влияние магнитных примесей на процессы фазовой релаксации, в результате чего в квантовой поправке к проводимости остается лишь вклад от ЭЭВ, чему соответствует значение $a_T = 1$. На рис. 5 видно, что при таких температурах для данного образца зависимость $\Delta R(\ln T)$ имеет наклон с $a_T = 1$.

Для образца, представленного кривой *2* на рис. 5 (см. рис. 2), проявилась область с зависимостью $\tau_\varphi^{-1} \propto T$, в которой доминирует вклад в фазовую релаксацию процессов электрон-электронных столкновений. В этом случае $p = 1$ и соответственно $a_T = 1 - p/2 = 1/2$. На кривой *2* на рис. 5 видно, что при понижении температуры переходу от $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ к $\tau_\varphi^{-1} \propto T$ соответствует переход от $a_T = 0$ к $a_T = 1/2$. При более низких температурах (< 2 К) в области преобладающего влияния на фазовую релаксацию рассеяния электронов на магнитных примесях должно наблюдаться дополнительное повышение a_T до ≈ 1. Однако, для высокоомных образцов этого не наблюдается вследствие влияния при очень низких температурах разогревных эффектов, изменяющих вид зависимости $\Delta R(\ln T)$. Таким образом, температурное поведение квантовых поправок $\Delta\sigma(T)$ для исследованных пленок золота соответствует предсказаниям теории для однородных двумерных систем*.

3.3. Проявление электрон-фонон-примесной интерференции

В области существования зависимости $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ на $\Delta R(\ln T)$, как показано выше, должно быть плато с $a_T = 0$. На кривых *1* и *2* (рис. 5) оно проявляется, но с повышением температуры переходит в возрастающую зависимость $\Delta R(T)$. Как показано в работе [11], ее следует связывать с проявлением процессов интерференции между электрон-фононным и электрон-примесным взаимодействием [23], дающих поправку к зависимости Блоха-Грюнайзена. Эти процессы становятся существенными с повышением температуры, и соответствующая поправка для пленок золота проявляется при 8–20 К [11]. Согласно [23], поправка к проводимости, связанная с электрон-фонон-примесной интерференцией, имеет вид

$$\frac{\Delta R_{epi}}{R_o} = B_1 T^2 , \qquad (7)$$

где

$$B_1 = \left[2\left(\frac{s_l}{s_t}\right)^3 + \frac{\pi^2}{16} - 1\right]\frac{2\pi^2\beta}{3\varepsilon p_F s_l}k^2 , \qquad (8)$$

s_l и s_t — скорости продольных и поперечных фононов, ε_F и p_F — фермиевские энергия и импульс электронов; k — постоянная Больцмана; $\beta = 0{,}5$ в модели «желе». Выделить эту поправку на кривых $\Delta R(\ln T)$, представленных, например, на рис. 5, можно достаточно корректно, поскольку при сильном спин-орбитальном взаимодействии в области существования зависимости $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ вклады эффектов СЛ и ЭЭВ в температурную зависимость сопротивления компенсируют друг друга ($a_T = 0$). Мы провели такого рода анализ для одной из исследованных пленок и обнаружили, что в интервале температур 10–25 К действительно имеет место квадратичный характер зависимости $\Delta R/R$ от T (рис. 6). Согласно формулам (7) и (8), величина коэффициента B_i в соотношении $\Delta R/R = B_i T^2$ не зависит от степени беспорядка и для любого метал-

* Влияние эффектов протекания на эффекты СЛ и ЭЭВ проявляется в понижении величины a_T по сравнению с теоретическими значениями [24]. Помимо этого, для протекательных систем характерно уменьшение (примерно в 1,5 раза) индекса p в соотношении $\tau_\varphi^{-1}(T) \sim T^p$ [9]. Для обсуждаемых в настоящей работе пленок это не наблюдается.

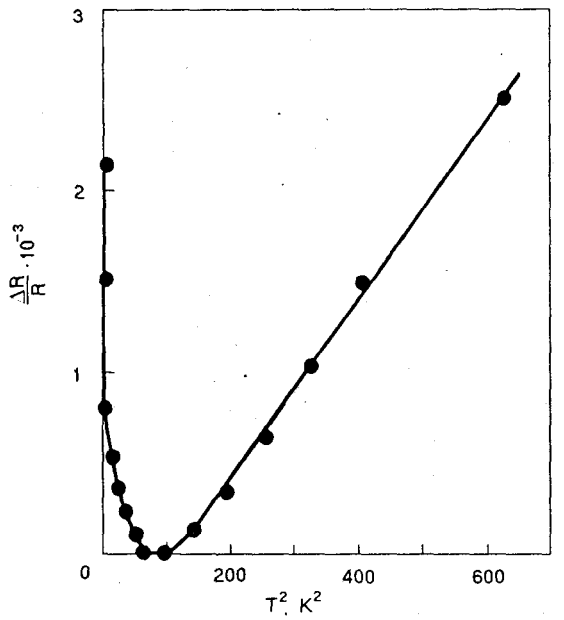

Рис. 6. Зависимость безразмерной квантовой поправки к сопротивлению пленки золота с $R_{\square} \approx 143{,}3$ Ом (доза облучения $\Phi = 7\cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, средняя толщина пленки после облучения $\approx 8{,}7$ нм) от квадрата температуры.

ла имеет вполне конкретное значение, определяющееся основными электронными и фононными характеристиками данного металла. Расчет этой величины для золота в рамках теории свободных электронов дает величину $B_i \simeq 6{,}6\cdot 10^{-6}$ K^{-2}. Экспериментальная величина B_i для образца, представленного на рис. 6, равна $\simeq 5\cdot 10^{-6}$ K^{-2}. Теория [23] позволяет также оценить температуру T^* минимума сопротивления при одновременном влиянии эффектов СЛ, ЭЭВ и эффектов интерференции между электрон-фононным и электрон-примесным взаимодействием:

$$T^* = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\hbar B_i} R_{\square}\beta\right)^{1/2}.$$

Подстановка в эту формулу указанной выше теоретической величины B_i и экспериментального значения $R_{\square}$ дает $T^* \simeq 11{,}5$ K, что хорошо соответствует эксперименту (см. рис. 6). Таким образом, мы обнаружили предсказанный теорией [23] квадратичный по температуре вклад в сопротивление, обусловленный интерференцией между электрон-фононным и электрон-примесным рассеянием. В отличие от работы [11], в которой для обнаружения этого явления пришлось при температурах выше T^* рассчитывать и отделять вклады эффектов СЛ и ЭЭВ, для исследованных в настоящей работе пленок золота квадратичный по температуре вклад в сопротивление проявился в зависимостях $R(T)$ в чистом виде вследствие описанной выше взаимной компенсации эффектов СЛ и ЭЭВ. Отметим также, что ранее такого же рода поправка $\Delta R/R \propto T^2$ при температурах выше минимума сопротивления была выявлена в проводимости холодноосажденных пленок индия [25].

3.4. Влияние разупорядочения на электрон-фононную релаксацию

Обсудим теперь более подробно вклад неупругих электрон-фононных столкновений в процессы фазовой релаксации электронов в пленках золота. Согласно общим представлениям [2,4], время τ_φ сбоя фазы за счет неупругих процессов рассеяния электронов представляет собой время, в течение которого происходит сдвиг фазы $\Delta\varphi \sim 1$. Процессы неупругой релаксации электронов характеризуются также временами τ_{in} неупругой и τ_ε энергетической релаксации. Время τ_{in} — это время движения электрона без неупругих столкновений. При каждом неупругом столкновении происходит передача энергии $\hbar\omega$. Время τ_ε — это время, в течение которого за счет неупругих столкновений энергия электрона меняется на величину ε (порядка kT). Если происходят столкновения с малыми передачами энергии ($\omega \ll \tau_\varphi^{-1}$), то сдвиг фазы при каждом столкновении невелик и не нарушает фазовую когерентность. Поэтому требуется много таких столкновений для сдвига фазы на величину $\Delta\varphi \sim 1$. В этом случае $\tau_{in} \ll \tau_\varphi$. Если же при каждом столкновении энергия электрона меняется достаточно сильно, то $\tau_{in} \simeq \tau_\varphi$, т.е. каждое неупругое столкновение является эффективным относительно сбоя фазы. Аналогичные рассуждения можно привести и для времени энергетической релаксации τ_ε ($\tau_{in} \ll \tau_\varepsilon$ при $\hbar\omega \ll \varepsilon$, но $\tau_{in} \simeq \tau_\varepsilon$ при $\hbar\omega \simeq \varepsilon$). При низких температурах ($T \ll \Theta_D$ где Θ_D — температура Дебая) для столкновений электронов с фононами характерны большие передачи энергии $\hbar\omega \simeq kT$, поэтому все три времени τ_{in}, τ_φ и τ_ε совпадают с точностью до множителя порядка единицы и обладают одной и той же температурной зависимостью [2,4,13–17].

Обратимся к полученным нами экспериментальным зависимостям $\tau_\varphi^{-1}(T) \propto T^2$. При не слишком высоких температурах нельзя исключить того, что скорость фазовой релаксации $\tau_\varphi^{-1}(T)$ определяется не только электрон-фононным рассеянием, но и содержит существенный вклад элек-

трон-электронного рассеяния. Поэтому для выделения времени $\tau_{ep}(T)$ из полученных зависимостей $\tau_\varphi(T)$ мы воспользовались соотношением (6), в котором для τ_{ee} использовали расчетные значения согласно (5). В работах [8,9,10] установлено, что отличие расчетных и наблюдаемых в эксперименте значений τ_{ee} для пленок золота незначительно и их отношение характеризуется коэффициентом в интервале 1,05–1,15. Полученные значения τ_{ep} в области проявления зависимости $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ изображены на рис. 2 светлыми кружками. Заметим, что учет вклада электрон-электронного взаимодействия в τ_φ неэффективен при высоких температурах (и в каком-то смысле неправомерен, поскольку длина когерентности $L_T = (\hbar D/kT)^{1/2}$ сравнивается с толщиной пленки), а также для низкоомных образцов ($R_\square < 60$ Ом). Последнее связано с тем, что для таких объектов при понижении температуры вплоть до ~ 5 K, ниже которой превалирует спиновое рассеяние электронов, сохраняется неравенство $\tau_{ee} >> \tau_{ep}$.

Для низкоомных образцов (см. рис. 4) зависимость $\tau_\varphi \propto T^{-2}$, по существу, характеризует электрон-фононное рассеяние. Для высокоомных же образцов (см. рис. 2) оказалось, что температурная зависимость τ_{ep} описывается функцией $\tau_{ep}^{-1} = A_p T^p$, где показатель p несколько больше двух и монотонно возрастает по мере роста $R_\square$ (при $R_\square > 60$ Ом).

Наряду с этим нами установлено, что коэффициенты A_2 и A_p в зависимостях $\tau_\varphi^{-1} = A_2 T^2$ и $\tau_{ep}^{-1} = A_p T^p$ убывают при разупорядочении пленок и росте $R_\square$. Характер этих изменений отражен на рис. 7, на котором на оси абсцисс отложена длина свободного пробега электронов, найденная из $R_\square$ при использовании соотношения $\rho l = 8{,}39 \cdot 10^{-12}$ Ом·см^2 для золота [9] (ρ — удельное сопротивление). В работах [8,11] используется полученное в [26] близкое значение $\rho l = 8{,}7 \cdot 10^{-12}$ Ом·см^2, которое лишь на несколько процентов отличается от вышеприведенного. С учетом погрешности определения ρ это различие никак не влияет на результаты, представленные на рис. 7. Из этого рисунка видно, что часть изученных образцов находится в области отсутствия зависимости A_p от длины свободного пробега электронов (при $l > 1$ нм), другая же группа образцов демонстрирует сильную зависимость коэффициентов A_2 и A_p от l. Характер этой зависимости выявить из рис. 7 не представляется возможным, поскольку коэффициент A_2 характеризует не только процессы электрон-фононного рассеяния, а данные для A_p относятся к разным значениям p. При построении зависимости значений τ_{ep} при некоторой температуре (например, при 20 K) в функции от длины свободного пробега электронов оказалось, что она имеет вид $\tau_{ep}^{-1} \propto l$.

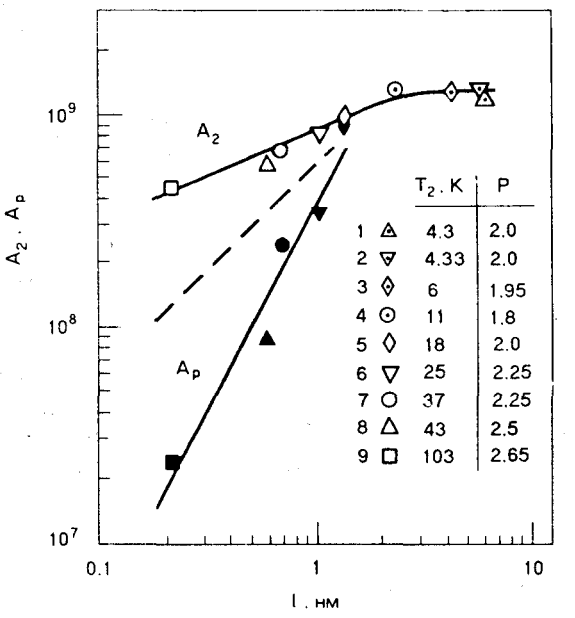

Рис. 7. Зависимости коэффициентов A_2 ($c^{-1} \cdot K^{-2}$) в соотношении $\tau_\varphi^{-1}(T) = A_2 T^2$ (светлые значки) и A_p ($c^{-1} \cdot K^{-2}$) в соотношении $\tau_{ep}^{-1}(T) = A_p T^p$ (темные значки) от длины свободного пробега электронов в пленках золота с различными значениями $R_\square$, Ом: 14,6 (*1*); 14,7 (*2*); 20,4 (*3*); 44,4 (*4*); 61,4 (*5*); 85 (*6*); 143,3 (*7*);161 (*8*); 437 (*9*).

Рост показателя степени p при разупорядочении и появление зависимости τ_{ep} от l позволяют выдвинуть предположение о том, что по мере разупорядочения пленок происходит переход от «чистого» предела ($q_p l > 1$) к «грязному» пределу ($q_p l < 1$). Это предположение можно подтвердить следующим аргументом. Условие $q_p l \simeq 1$ определяет некоторую температуру $T_2 = \hbar s_{l,t}/kl$ ($s_{l,t}$ — скорость фононов различной поляризации), ниже которой возникает ситуация «грязного» предела. На рис. 7 указаны значения T_2 для продольных фононов, определяющих наиболее эффективные процессы электрон-фононного рассеяния, а также значения показателя степени p. Можно заметить, что в тех случаях, когда температура T_2 лежит ниже интер-

вала температур, в котором проявляется зависимость $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$, т.е. $T_2 < 10$ K, отсутствует влияние длины свободного пробега электронов на τ_{ep}. В тех случаях, когда T_2 заметно превышает 10 K, наблюдается повышение показателя степени p и влияние длины свободного пробега электронов на τ_{ep}, характерное для случая «грязного» предела: уменьшение l приводит к уменьшению частоты электрон-фононных столкновений.

Полученный результат в некоторой степени проясняет различия в величине p, определенной в работах [5,7,8–11]. Объекты исследования в [5,7,9] соответствовали «чистому» пределу, и в этом случае было найдено $p \simeq 2$. Данные работы [10] относятся к «грязному» пределу (температуры 0,03–1 K), в связи с чем p приняло значение, близкое к трем. Мы располагаем предварительными данными, полученными из разогревного эффекта и свидетельствующими о возрастании значения p для высокоомных образцов до трех и более при температурах ниже 1 K.

Заслуживает обсуждения снижение показателя степени при T для частоты электрон-фононных процессов рассеяния в пленках по сравнению с массивным металлом. Согласно [13–17], в трехмерном неупорядоченном металле должны наблюдаться (как уже отмечалось во введении) зависимости $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^4$ при $q_p l < 1$ и $\tau_{ep}^{-1} \propto T^3$ при $q_p l > 1$. Поскольку τ_{ep} определяется видом функции Элиашберга $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ в области частот, соответствующих энергии тепловых фононов [14]

$$\tau_{ep}^{-1} = 4\pi \int d\omega \frac{\alpha^2(\omega)F(\omega)}{\operatorname{sh}(\hbar\omega/kT)},$$

снижение степени p с 3 до 2 в «чистом» пределе формально соответствует появлению для функции Элиашберга в области длинноволновых фононов линейной зависимости от ω вместо квадратичной.

Изменение вида функции Элиашберга, включая и область малых частот, при разупорядочении тонких пленок было обнаружено в свое время с помощью туннельной спектроскопии сверхпроводящих пленок [27–30]. Было показано, что восстановленная из туннельных данных функция Элиашберга для разупорядоченных пленок отличается от соответствующей функции для отожженных пленок большей размытостью фононных максимумов и возрастанием значений $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ в области малых частот. Причины таких изменений функции Элиашберга при разупорядочении не ясны, но эти наблюдения послужили аргументацией для объяснения повышения T_c в разупорядоченных пленках по сравнению с массивными сверхпроводниками. Величина T_c определяется значениями средних фононных частот $\langle\omega\rangle$, $\langle\omega^2\rangle$ и константы электрон-фононного взаимодействия λ. Уменьшение при разупорядочении $\langle\omega^2\rangle$ и увеличение λ должно сопровождаться ростом T_c. Как отмечено в [16], для объяснения изменения T_c должна учитываться широкая область значений волновых векторов фононов вплоть до дебаевского значения, а разупорядочение и переход к случаю $q_p l < 1$ меняет лишь взаимодействие электронов с длинноволновыми фононами. В этой области электрон-фононное взаимодействие, по-существу, ослабляется, что и приводит, согласно [13,16], к уменьшению частоты электрон-фононных процессов рассеяния $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^4$ в условиях $q_p l < 1$. Следовательно, понижение показателя степени p в изученных объектах по сравнению с предсказаниями теории [13,15,16] нельзя связывать с влиянием разупорядочения.

Линейность функции Элиашберга в области малых фононных частот может появиться в результате перехода от трехмерного к двумерному характеру электрон-фононного взаимодействия вследствие двумерности фононного спектра в тонких пленках. В этом случае должны наблюдаться следующие функциональные зависимости: в «грязном» пределе $\tau_{ep}^{-1} \propto lT^3$ (этот результат получен в работах [31,32], полная формула приведена в [10]), а в «чистом» пределе соответственно $\tau_{ep}^{-1} \propto T^2$ (строгая теория отсутствует).

Фононный спектр претерпевает изменения в условиях соизмеримости длины волны фононов и толщины пленки ($2\pi/q_p \sim L$). В отличие от массивных кристаллов в свободной пленке малой толщины нет разделения на чисто поперечные и продольные волны, а существуют «горизонтальные поперечные волны» и «смешанные вертикальные волны» [33], распадающиеся на ряд ветвей, для которых при $q \to 0$ величины ω принимают квантованные значения ($\omega_m = \pi\hbar m/L$). Смешанные волны характеризуются дисперсионными кривыми, имеющими при $q \to 0$ горизонтальную касательную и вид близкий к квадратичному закону дисперсии. В частности, ветвь с $\omega = 0$ при $q \to 0$ представляет собой волны изгиба, которые характеризуются строго квадратичным законом дисперсии ($\omega \propto q^2$) [34]. Именно в последнем случае для плотности фононных состояний появляется зависимость $F(\omega) \propto \omega$, в то время как при линейном законе дисперсии в трехмерном случае $F(\omega) \propto \omega^2$ [35]. Плотность состояний фононов в пленке, как показано в [33], является ступенчатой функцией частоты (и толщины пленки), что свя-

зано со скачкообразным увеличением плотности состояний при прохождении ω через начало новой ветви. Для горизонтальных поперечных волн плотность состояний при $\omega < \pi s_t / L$ линейно зависит от ω (для пленки золота толщиной ~ 10 нм температура, соответствующая условию $2\pi/q_p \sim L$, где $q_p = 2kT/\hbar s_{l,t}$ — импульс теплового фонона, составляет ~ 3 K). Для вертикальных смешанных волн приближенная линейность для монотонной компоненты $F(\omega)$ распространяется на более широкую область частот. При частотах, лежащих выше примерно 10-й ветви, плотность состояний приближается к макроскопическому значению и закону $F(\omega) \propto \omega^2$. Отличие фононного спектра пленки от спектра массивного кристалла должно сохраняться, согласно [33], и при промежуточных температурах, когда возбуждены несколько фононных ветвей. Распространение этих результатов на пленки, находящиеся на подложке, возможно в случае слабого взаимодействия атомов пленки с атомами подложки [33]. Слабая микроскопическая связь пленки с подложкой в обсуждаемых объектах может быть обусловлена наличием прослойки SiO или же быть результатом воздействия на пленки облучения ионами аргона высоких энергий. Таким образом, предлагаемое объяснение снижения показателя p учитывает специфику изученных тонких пленок и является весьма вероятным, но возникшая проблема требует дальнейшего изучения.

Заключение

Облучение пленок золота ионами аргона позволило существенно усилить в них беспорядок кристаллической решетки. В результате показано, что разупорядочение усиливает вклад электрон-электронного рассеяния в фазовую релаксацию электронов при низких температурах, но наряду с этим изменяет и характер электрон-фононного рассеяния. При разупорядочении пленок золота показатель степени p для температурной зависимости частоты электрон-фононного рассеяния $\tau_{ep}^{-1} \propto T^p$ несколько возрастает (по сравнению с $p=2$ для низкоомных пленок), а сама частота уменьшается. Эти изменения являются свидетельством ослабления электрон-фононного взаимодействия и перехода к «грязному» пределу. Но при этом показатель p оказывается ниже предсказываемого в теории значения как в «чистом», так и в «грязном пределе». Такое снижение p можно объяснить линейностью функции Элиашберга при малых частотах из-за модификации фононного спектра в тонких пленках.

Авторы выражают благодарность А. И. Копелиовичу и В. А. Шкловскому за внимательное прочтение рукописи и плодотворное обсуждение результатов.

Настоящее исследование частично поддержано фондом Сороса по решению Американского физического общества (грант UG200) и грантом Международного научного фонда (грант No U2G000).

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979)
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-Electron Interaction in Disordered Conductors. Modern Problems in Condensed Matter Science*, A. L. Efros and M. P. Pollak (eds.), Amsterdam: North-Holland Publ. Co, (1985), p. 1–153.
3. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
4. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenzon, and Yu. V. Sharvin, *Quantum Effects in Disordered Metal Films*, *Sov. Sci. Rev.* A9, p. 223. Schur (Switzerland) Harwood Acad. Publ. GmbH (1987).
5. G. Bergmann, *Z. Phys.* **B48**, 5 (1982).
6. T. Kawaguti and Y. Fugimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 722 (1983).
7. R. P. Peters and G. Bergmann, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 3478 (1985).
8. G. Bergmann, Wei Wei, Yao Zou, and R. M. Mueller, *Phys. Rev.* **B41**, 7386, (1990).
9. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* **B43**, 12074 (1991).
10. P. M. Echternach, R. M. Thoman, C. M. Gould, and H. M. Bozler, *Phys. Rev.* **B46**, 10339 (1992).
11. P. M. Echternach, M. E. Gershenson, and H. M. Bozler, *Phys. Rev.* **B47**, 13659 (1993).
12. Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, В. В. Бобков, В. И. Глушко, *ФНТ* **21**, 763 (1995).
13. A. Schmid, *Z. Phys.* **259**, 421 (1973).
14. B. Keck and A. Schmid, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 611 (1976).
15. J. Rammer and A. Schmid, *Phys. Rev.* **B34**, 1352 (1986).
16. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **90**, 1056 (1986).
17. M. Yu. Reiser, *Phys. Rev.* **B40**, 5411 (1989).
18. H. Takayama, *Z. Phys.* **263**, 323 (1973).
19. J. Liu and N. Giordano, *Phys. Rev.* **B43**, 3928 (1991).
20. Ю. Ф. Комник, В. Ю. Каширин, Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **20**, 158 (1994).
21. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. Ю. Люлькин, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **97**, 901 (1990).
22. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
23. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **92**, 2291 (1987).
24. A. Palevski and G. Deutscher, *Phys. Rev.* **B34**, 431 (1986).
25. B. I. Belevtsev, Yu. F. Komnik, V. I. Odnokozov, and A. V. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 587 (1984).
26. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* Holt, Rinehart and Winston, New York (1976).
27. Н. В. Заварицкий, *УФН* **108**, 241 (1972).
28. Н. В. Заварицкий, *ЖЭТФ* **57**, 752 (1969).
29. K. Knorr and N. Barth, *J. Low Temp. Phys.* **4**, 469 (1971).
30. J. D. Leslie, J. T. Chen, and T. T. Chen, *Can. J. Phys.* **48**, 2783 (1970).
31. D. Belitz and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B36**, 7701 (1987).
32. В. А. Шкловский, *ФТТ* **34**, 2844 (1992).
33. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, *Изв. ВУЗов, Физика*, № 4, 130 (1966).
34. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **22**, 471 (1952).
35. В. А. Шкловский, *ФТТ* **30**, 1176 (1988).

Electron phase relaxation processes in disordered gold films irradiated with argon ions

B. I. Belevtsev, Yu. F. Komnik, and E. Yu. Beliayev

Temperature dependences of electron phase relaxation time τ_φ at different degrees of disorder in the temperature range 0.5–50 K are found from the analysis of the quantum corrections to magnetoconductivity of thin Au films, which are related to the effect of weak electron localization. To enhance the crystal lattice disorder the films were irradiated with Ar ions in vacuum. It is found that the rates of inelastic electron relaxation induced by the electron-phonon interaction can be described by a $\tau_{ep}^{-1} = A_p(l)T^p$ type dependence, where the index $p \simeq 2$ for low-resistance films and somewhat increases with strong disorder. In the later case the dependence of A_p on electron mean-free path l arises, which indicates that the electron-phonon interaction rate decreases. Such a behaviour of τ_{ep} after disordering can be explained by a crossover from the «pure» to «dirty» limit, where l becomes comparable in order of magnitude with the thermal phonon wavelength. The reduced values of index p (compared to the theoretical prediction) is likely to be due to the two-dimensionality of the electron-phonon interaction in the thin films.