

Переход от сильной к слабой локализации электронов в перколяционной пленке золота под влиянием электрического поля

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

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

Статья поступила в редакцию 25 февраля 1997 г., после переработки 28 марта 1997 г.

Исследована проводимость при низких температурах (0,5–55 К) несплошной пленки золота вблизи порога протекания. Обнаружено, что сопротивление пленки сильно зависит от величины приложенного напряжения U , изменением которого пленку можно обратимым образом переводить из диэлектрического в металлический режим проводимости. Это дало возможность изучать переход металл–изолятор путем изменения электрического поля. При низких $U \leq 0,05$ В пленка вела себя как диэлектрик с сопротивлением «на квадрат» R_{\square} до 10 МОм. В этом состоянии наблюдались зависимости $R(T) \propto \exp(1/T)$ (при $T \leq 20$ К) и $R(U) \propto \exp(1/U)$ (при $T \leq 1$ К и $U > 0,1$ В). При высоких напряжениях ($U \approx 10$ В) пленка имела сопротивление $R_{\square} \approx 5$ кОм и вела себя как «грязный» металл. Магнитосопротивление (МС) в металлическом режиме было положительным и соответствовало влиянию эффекта слабой локализации. В диэлектрическом режиме МС было отрицательным и описывалось выражением $\Delta R(H)/R(0) \propto -H^2/T$. Отрицательное МС проявилось в условиях электронных прыжков между ближайшими соседями. Такое поведение является необычным, а природа его до сих пор не объяснена. На основании полученных данных проведено обсуждение зависимостей сопротивления от температуры, напряжения и магнитного поля, а также общей природы наблюдаемого перехода металл–изолятор.

Досліджено провідність при низьких температурах (0,5–55 К) несуцільної золотої плівки поблизу порога протікання. Виявлено, що опір плівки дуже сильно залежить від величини прикладеної напруги U , зміною якої плівку можна оборотним способом переводити із діелектричного в металевий режим провідності. Це дало можливість вивчати перехід метал–ізолятор зміни електричного поля. При низьких $U \leq 0,05$ В плівка поводитись як діелектрик з опором «на квадрат» R_{\square} до 10 МОм. В цьому стані спостерігалися залежності $R(T) \propto \exp(1/T)$ (при $T \leq 20$ К) та $R(U) \propto \exp(1/U)$ (при $T \leq 1$ К і $U > 0,1$ В). При високих напругах ($U \approx 10$ В) плівка мала опір $R_{\square} \approx 5$ кОм і поводитись як «брудний» метал. Магнітоопір (МО) у металевому режимі був позитивним і відповідав впливу ефекту слабкої локалізації. У діелектричному режимі МО був негативним і описувався співвідношенням $\Delta R(H)/R(0) \propto -H^2/T$. Негативний МО проявився в умовах електронних стрибків поміж ближчими сусідами. Така поведінка незвичайна, а природа її до цього часу невідома. На підставі одержаних даних проведено обговорення залежностей опору від температури, напруги та магнітного поля, а також загальної природи спостережуваного переходу метал–ізолятор.

PACS: 71.30.+h, 73.50.Fq, 73.50.-h

1. Введение

Известно, что увеличение беспорядка кристаллической решетки металлов приводит к интерференционным эффектам слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в проводимости электронов [1–3]. При достаточно

сильном беспорядке происходит локализация электронов (такого рода переход металл–изолятор (ПМИ) называется переходом Андерсона) [1–5]. Беспорядок, вызывающий эти явления, обусловлен возмущениями рассеивающего потенциала в масштабе межатомных расстояний (примеси, вакансии и т.п.) и поэтому часто называется

«микроскопическим». Переход металл — изолятор может происходить также в неоднородных системах, представляющих собой беспорядочные смеси металла и изолятора. Проводимость этих систем отлична от нуля при $x > x_c$, где x — относительная доля металла, x_c — критическая доля (порог протекания). Для двумерных систем в качестве x используют относительную долю общей площади, занятой металлом. Типичный масштаб беспорядка в перколяционных системах составляет 10–100 нм, поэтому он называется «макроскопическим».

Проводящие свойства неоднородных систем в условиях одновременного влияния как «макроскопического», так и «микроскопического» беспорядков представляют в настоящее время интересную и актуальную проблему физики электронов проводимости в неупорядоченных системах. Известные теоретические результаты [6,7] предсказывают усиление андерсоновской локализации вблизи порога протекания. В ряде экспериментов [8–13] были исследованы отдельные аспекты влияния «макроскопического» беспорядка на эффекты СЛ и ЭЭВ, а также на переход Андерсона, но в целом эта проблема исследована недостаточно.

В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей перехода от «слабой» к «сильной» локализации электронов в несплошных пленках золота вблизи порога протекания. Используемые термины «слабая» и «сильная» локализация электронов необходимо уточнить. В общем случае (как для однородных, так и неоднородных систем) будем считать, что система находится в режиме слабой локализации, если она является неупорядоченным металлом, проводимость которого при достаточно низких температурах определяется эффектами СЛ и ЭЭВ [2,3]. Температурная зависимость кондактанса для двумерных (2D) систем соответствует в этом случае выражению

$$G_{\Pi}(T) - G_{\Pi}(T_*) = a_T G_{00} \ln \frac{T}{T_*}, \quad (1)$$

где $G_{\Pi} = 1/R_{\Pi}$; G_{Π} и R_{Π} — кондактанс и сопротивление квадратного участка 2D системы; $G_{00} = e^2/2\pi^2\hbar = 1/R_{00}$ ($R_{00} \approx 81$ кОм); величина a_T порядка единицы и зависит от механизма фазовой релаксации электронов; T_* — произвольная фиксированная температура. В режиме сильной локализации будем полагать, что система является изолятором, проводимость которого обусловлена термически активированными прыжками между локализованными состояниями [4,5].

Рассмотрим вначале известные закономерности перехода от слабой к сильной локализации элект-

тронов для однородных 2D систем. Проводящие свойства таких систем при $T > 0$ определяются соотношением двух длин [2,14,15]: длины локализации ξ_l и длины фазовой релаксации $L_{\phi}(T) = (D_e \tau_{\phi})^{1/2}$, где D_e — коэффициент диффузии электронов; $\tau_{\phi}(T) \propto T^{-p}$ — время фазовой релаксации вследствие неупругих процессов рассеяния электронов; величина p зависит от механизма неупругой релаксации и может принимать значения от 1 до 4. Считается, что электроны в 2D системах, в которых $\xi_l > L_{\phi}(T)$, являются слабо локализованными, а в системах, в которых справедливо неравенство $\xi_l < L_{\phi}(T)$, — сильно локализованными. Переход от слабой к сильной локализации электронов характеризуется равенством $\xi_l \approx L_{\phi}$. Этот переход в реальных системах может достигаться при изменении степени беспорядка (изменении ξ_l) или температуры ($L_{\phi} \propto T^{-p/2}$). При исследовании металлических пленок [14–21] было обнаружено, что переход от логарифмической к экспоненциальной зависимости сопротивления при увеличении беспорядка в области температур порядка 10 К происходит при характерном значении сопротивления $R_{\Pi} = R_{\Pi}^c$, величина которого обычно находится в пределах 20–30 кОм. Такую величину R_{Π}^c сопоставляют с квантом сопротивления R_Q , который с точностью до численного множителя равен \hbar/e^2 . Для определенности можно считать [15], что $R_Q = \pi\hbar/e^2 \approx 12,9$ кОм. Тогда экспериментальные величины R_{Π}^c можно представить как $R_{\Pi}^c = bR_Q$, где b — множитель порядка единицы.

В работе [22] было показано, что в однородных 2D системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) довольно точным критерием слабой или сильной локализации электронов может служить знак магнитосопротивления. При слабом беспорядке МС положительно, в соответствии с теорией СЛ [2,3], в то время как при сильном — должно быть отрицательным. Такого рода переход при усилении беспорядка наблюдался ранее для пленок индия [19]. Согласно [22], переход от положительного к отрицательному МС должен происходить точно при $\xi_l = L_{\phi}(T)$. При исследовании ультратонких пленок Cu, Ag и Au [23] было обнаружено, что этот переход происходит при $R_c \approx 75$ кОм, что соответствует характерному сопротивлению $R_{00} = 2\pi^2\hbar/e^2 \approx 81$ кОм, фигурирующему в формуле (1).

В перколяционных системах закономерности перехода от слабой к сильной локализации электронов могут быть совсем другими и в значительной степени должны определяться влиянием «макроскопического» беспорядка. Выявление этих эф-

фектов было основной целью нашей работы. В качестве объектов исследования использованы ультратонкие неплотные пленки золота с сопротивлением R_{Π} порядка 10 кОм, находящиеся в переходном режиме между случаями слабой и сильной локализации электронов. Пленки были приготовлены вакуумным осаждением на холодную подложку (≈ 50 К). Проводимость таких пленок оказалась весьма чувствительной к величине приложенного напряжения U . При достаточно низких температурах, изменяя величину U , мы имели возможность обратимым образом переводить пленки из режима слабой в режим сильной локализации электронов. Оказалось, что такой переход, помимо изменения температурных зависимостей сопротивления, сопровождается (как и в однородных системах) изменением знака МС (от положительного к отрицательному). В то же время ряд обнаруженных особенностей проводимости пленки (например, переход от положительного к отрицательному МС при повышении температуры) не соответствует однородным системам. Анализ полученных в настоящей работе результатов проведен на примере одной из исследованных пленок. Показано, что проводящие свойства пленки в режиме сильной локализации соответствуют двумерному гранулированному металлу. Наблюдаемый переход к слабой локализации при повышении U обусловлен влиянием электрического поля на вероятность туннелирования электронов между металлическими гранулами (перколяционными кластерами). Обнаруженные отличия от поведения однородных систем можно объяснить совместным влиянием «микроскопического» и «макроскопического» беспорядков. Отрицательное МС исследованной пленки в режиме сильной локализации проявлялось для режима электронных прыжков между ближайшими соседями. Такой случай отрицательного МС для диэлектриков является необычным [24], а природа его до сих пор не объяснена. Полученные результаты могут быть использованы при развитии теоретической модели этого интересного явления.

2. Методика эксперимента

Приготовление перколяционных пленок золота и измерение *in situ* их проводящих свойств проводились в высоковакуумном криостате с ^3He и сверхпроводящим соленоидом. Ниже описаны свойства одной из исследованных пленок*. Эта

пленка эффективной толщиной $L \approx 3,25$ нм (определенной с использованием кварцевого датчика) была осаждена при давлении $\approx 10^{-6}$ Па на подложку из монокристалла сапфира со скоростью осаждения 0,015 нм/с при температуре подложки ≈ 54 К. Чистота исходного материала составляла 99,99%. Непосредственно после приготовления пленка имела сопротивление $R_{\Pi} \approx 4,87$ кОм. Для стабилизации структурного состояния она была отогрета до ≈ 63 К, после чего ее сопротивление уменьшилось до $\approx 4,5$ кОм. Размеры измеряемых участков пленок составляли $2 \times 0,1$ мм. Проводящие свойства пленки изучались посредством записи вольт-амперных характеристик (ВАХ) при различных температурах (в интервале 0,5–55 К). При этом использовался источник стабилизированного напряжения, который позволял ступенчато изменять напряжение U в пределах от 11 до 0,001 В. Помимо записей ВАХ, были проведены измерения МС в перпендикулярном пленке магнитном поле H величиной до $\approx 4,5$ Тл.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Обзор основных результатов

Проводимость пленки была существенно неомичной, причем нелинейность ВАХ усиливалась при понижении температуры (рис. 1). Результаты измерений представлены также в виде семейств кривых $R(T)$ (при различных значениях U) и кривых $R(U)$ (при различных температурах) (рис. 2 и 3). Из этих рисунков видно, что

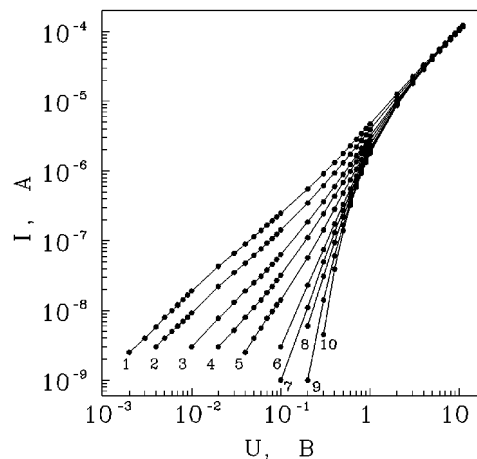


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики при различных температурах T , К: 10 (1); 8 (2); 6 (3); 5 (4); 4 (5); 3 (6); 2,5 (7); 2 (8); 1,4 (9); 0,51 (10).

* Аналогичное поведение проводимости характерно и для других исследованных нами пленок золота, полученных при описанных в настоящей статье условиях.

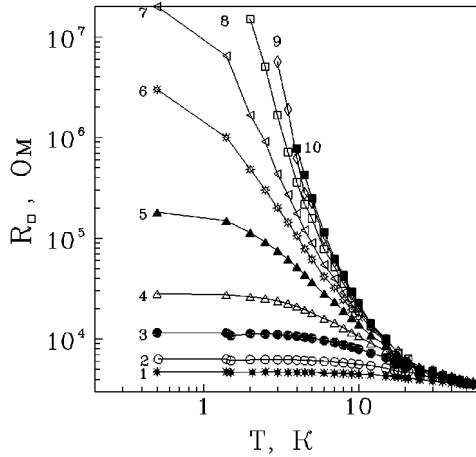


Рис. 2. Зависимости $R_{\square}(T)$ (в логарифмических координатах) при различных значениях приложенного напряжения U , В: 11 (1); 5 (2); 2 (3); 1 (4); 0,5 (5); 0,3 (6); 0,2 (7); 0,1 (8); 0,05 (9); 0,02 (10).

изменения $R(T)$ при низких U и $R(U)$ при низких температурах экспоненциально велики (по этой причине кривые представлены в логарифмических координатах). В то же время при больших U и T изменения сопротивления весьма малы. При малых U ($\leq 0,05$ В) температурная зависимость $R(T)$ соответствует простой экспоненциальной зависимости

$$R(T) \propto \exp(T_0/T) \quad (2)$$

(рис. 4), где $T_0 \approx 20$ К. При достаточно низких температурах ($T < 1$ К) имеет место идентичная зависимость $R(U)$:

$$R(U) \propto \exp(U_0/U) \quad (3)$$

(рис. 5), где $U_0 \approx 2$ В.

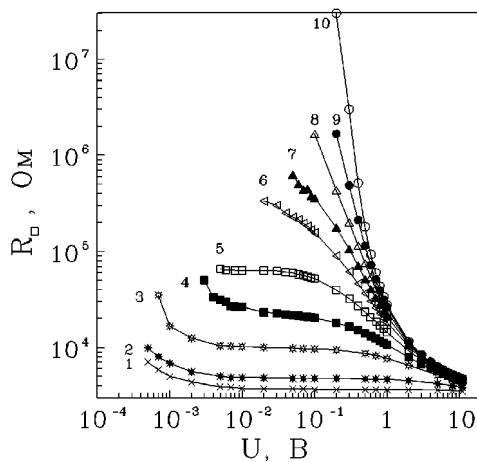


Рис. 3. Зависимости $R_{\square}(U)$ (в логарифмических координатах) при различных температурах T , К: 50 (1); 30 (2); 15 (3); 10 (4); 7 (5); 5 (6); 4 (7); 3 (8); 2 (9); 0,5 (10).

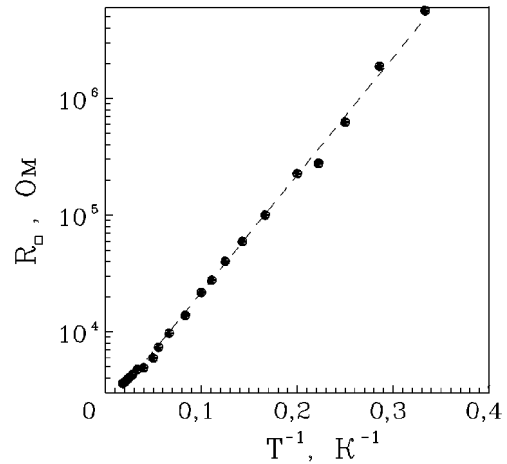


Рис. 4. Зависимость $\ln R_{\square} = f(1/T)$ при $U = 0,05$ В.

По мере повышения U температурная зависимость $R(U)$ становится более слабой (рис. 6) и при достаточно больших $U \approx 10$ В в интервале 5–55 К примерно соответствует выражению

$$R(T) - R(T_*) \propto \ln(T/T_*) \quad (4)$$

Сравнение экспериментальной зависимости (4) с теоретической (1) дает $a_T \approx 3$. Следует отметить, что в этом температурном интервале экспериментальные данные неплохо соответствуют и степенной зависимости $R(T) \propto T^{-\beta}$, где $\beta = 0,3-0,5$.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что в исследованной пленке происходит переход от сильной к слабой локализации электронов при повышении напряжения. При таком переходе сопротивление R_{\square} уменьшается от $\approx 10^7$ Ом до $\approx 5 \cdot 10^3$ Ом. Помимо изменения температурных зависимостей сопротивления, этот переход сопровождается изменением харак-

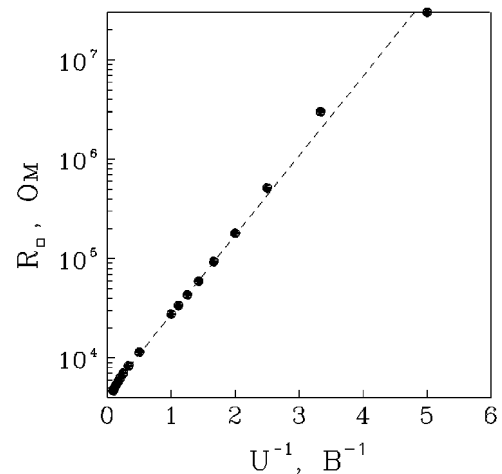


Рис. 5. Зависимость $\ln R_{\square} = f(1/U)$ при $T = 0,51$ К.

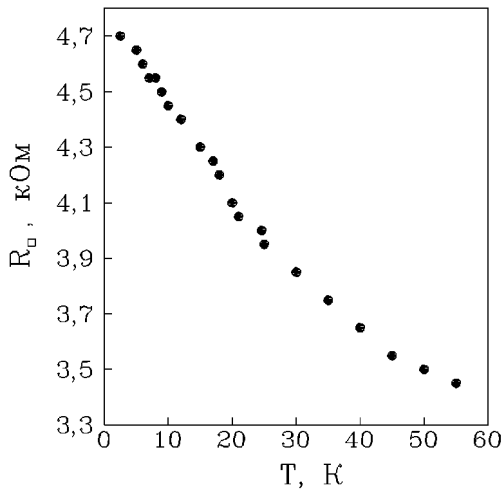


Рис. 6. Зависимость $R_{||}(T)$ при $U = 11$ В.

тера и знака МС. Для низкоомных состояний ($R_{||} \leq 12$ кОм) при достаточно высоких напряжениях (≥ 5 В) МС было положительным. Хорошо известно [11,13,25,26], что пленки золота в режиме СЛ обладают положительным МС, обусловленным свойственным золоту сильным СОВ. Можно полагать, что это справедливо и для низкоомных состояний исследованной пленки. Для проверки этого предположения мы сравнили экспериментальные кривые МС с соответствующим теоретическим выражением [2,3]

$$\frac{\Delta R(H)}{R} = R_{||}^{MR} \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} f\left(\frac{4eHL_{\phi}^2}{\hbar c}\right), \quad (5)$$

где $f(x) = \psi(1/x + 1/2) + \ln x$, x — дигамма-функция. Использование этой формулы для неоднородных или несплошных пленок требует определенных оговорок. В таких системах необходимо учитывать соотношение между длиной $L_{\phi}(T)$ и перколяционной корреляционной длиной ξ_p , которая при $x < x_c$ представляет собой средний размер перколяционных кластеров [5], а при $x > x_c$ определяет масштаб длин, выше которого система является однородной. Например, по отношению к эффекту СЛ система является однородной при $L_{\phi}(T) > \xi_p$ и неоднородной при $L_{\phi}(T) < \xi_p$.

Для однородных систем в выражение (5) вместо $R_{||}^{MR}$ подставляют измеренное значение сопротивления «на квадрат» $R_{||}$ двумерного образца. Обычно размеры такого образца (кроме толщины) намного превышают длины ξ_p и L_{ϕ} , поэтому измеряемое сопротивление $R_{||}$ можно назвать «макроскопическим». Однако подстановка его в

формулу (5) является оправданной только при условии $L_{\phi} > \xi_p$, так как в этом случае все особенности перколяционной структуры усредняются на длине L_{ϕ} . Для систем, в которых $L_{\phi} \ll \xi_p$, вклад в МС, обусловленный эффектом СЛ, дают металлические области образца, размеры которых больше L_{ϕ} , но намного меньше ξ_p . Сопротивление этих областей может быть намного меньше «макроскопического» сопротивления $R_{||}$. Поэтому в этом случае величина $R_{||}^{MR}$ в формуле (5) должна быть подгоночным параметром [13,27]. И именно $R_{||}^{MR}$, а не $R_{||}$, характеризует в этом случае «микроскопический» беспорядок системы.

С учетом вышесказанного мы провели сравнение экспериментальных зависимостей $R(H)$ с формулой (5). Для каждой теоретической кривой использовались два подгоночных параметра: $R_{||}^{MR}$ и длина фазовой релаксации L_{ϕ} . Оказалось, что выражение (5) хорошо описывает измеренные зависимости $\Delta G_{||}$ (рис. 7) во всем интервале использованных полей (до $\approx 4,5$ Тл) для состояний пленки с $R_{||} = 4,5-11,5$ кОм в интервалах температур $1,5-15$ К* и напряжений $5-11$ В. Полученные в результате такой обработки данных величины $R_{||}^{MR}$ находились в пределах 800 ± 100 Ом и (в отличие от величин $R_{||}$) не зависели ни от температуры, ни от приложенного напряжения. Было обнаружено, что при $T \leq 5$ К длина фазовой релаксации L_{ϕ} не зависела от тем-

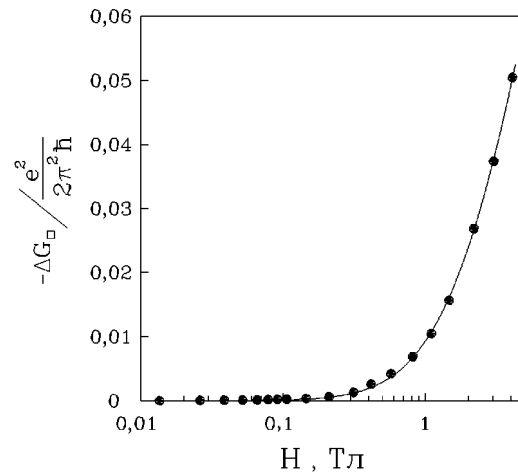


Рис. 7. Зависимость нормированной поправки к проводимости пленки от магнитного поля при $T = 4$ К, $U = 5$ В. Сплошная кривая соответствует выражению (5) при $R_{||}^{MR} \approx 0,9$ кОм. Измеренное «макроскопическое» сопротивление $R_{||} \approx 6$ кОм.

* При $T > 15$ К положительное МС было весьма малым ($\Delta R(H)/R < 10^{-3}$ при $H = 4$ Тл), что не позволило достаточно точно сопоставить его поведение с формулой (5).

пературы и составляла ≈ 20 нм. При увеличении температуры выше 5 К величины L_ϕ уменьшались (до $\approx 11,7$ нм при $T = 12$ К).

Как порядок величин, так и поведение R_{II}^{MR} и L_ϕ не являются неожиданными. Величина R_{II}^{MR} в качестве меры «микроскопического» беспорядка не должна существенно зависеть от температуры и приложенного напряжения. В то же время длина $L_\phi = (D_e \tau_\phi)^{1/2}$ должна уменьшаться при достаточном повышении температуры из-за влияния неупругого рассеяния электронов [2,3]. Отсутствие зависимости L_ϕ от температуры при $T \leq 5$ К согласуется с аналогичным поведением τ_ϕ , обнаруженным для однородных пленок золота [25,26], приготовленных из того же исходного

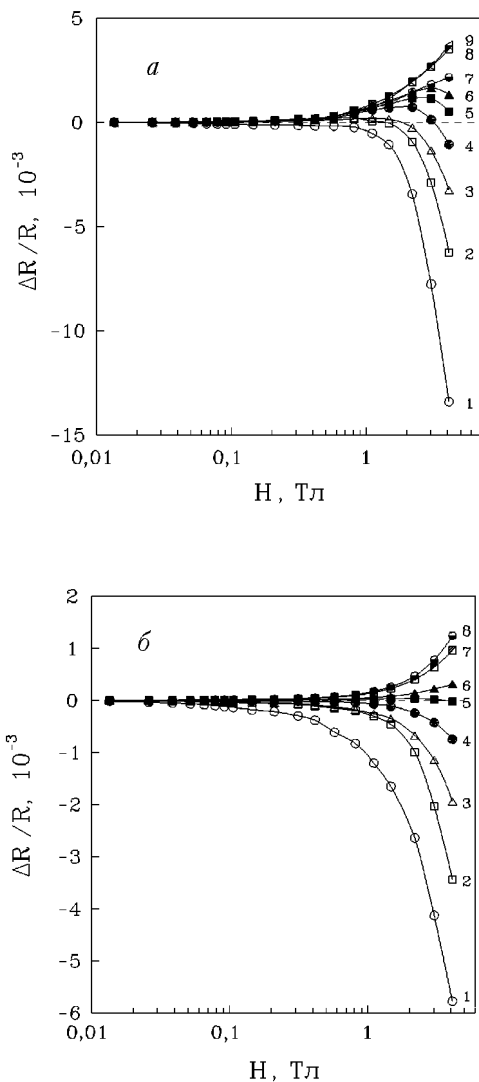


Рис. 8. Относительные изменения сопротивления в магнитном поле при $T=4$ (а) и 15 (б) К. Кривые соответствуют различным значениям прикладываемого напряжения U , В: $0,5$ (1); $0,8$ (2); $1,0$ (3); $1,2$ (4); $1,5$ (5); $1,7$ (6); $2,0$ (7); $3,0$ (8); $5,0$ (9) (а); $0,1$ (1); $0,5$ (2); $1,0$ (3); $2,0$ (4); $3,0$ (5); $4,0$ (6); $8,0$ (7); $11,0$ (8) (б).

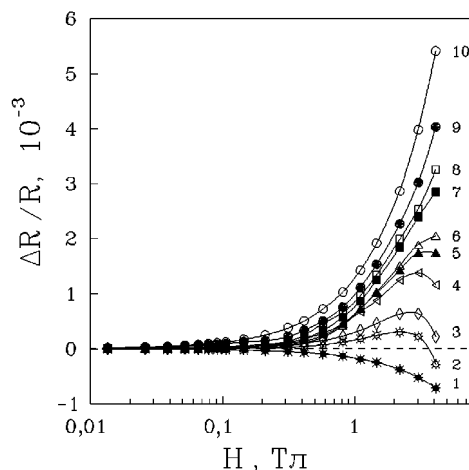


Рис. 9. Относительные изменения сопротивления в магнитном поле при $U=2$ В. Кривые соответствуют различным температурам T , К: $18,0$ (1); $9,0$ (2); $7,0$ (3); $5,0$ (4); $4,5$ (5); $4,0$ (6); $3,5$ (7); $3,0$ (8); $2,5$ (9); $0,51$ (10).

материала, что и в настоящей работе. Это связано с преобладающим вкладом процессов спин-спинового рассеяния в этой области температур.

Таким образом, МС исследованной пленки при достаточно высоких напряжениях (> 5 В) соответствует эффектам СЛ в перколяционных 2D системах при $L_\phi < \xi_p$ [13,27]. По мере понижения напряжения зависимость $R(T)$ становилась более сильной (рис. 2) и приближалась к экспоненциальной зависимости (2), т.е. происходил переход к состоянию с сильной локализацией электронов. Этот переход сопровождался изменением положительного знака МС на отрицательный (рис. 8). Особо подчеркнем тот факт, что при повышении температуры изменение знака МС происходило при более высоких напряжениях (ср. рис. 8,а и 8,б) и соответственно меньших R_{II} . Это эквивалентно тому, что при фиксированном напряжении U при повышении температуры происходит переход от положительного к отрицательному МС (рис. 9).

При достаточно низких U имела место квадратичная зависимость R от магнитного поля: $\Delta R(H)/R = -A(T)H^2$ (рис. 10), где $A(T) \propto 1/T^n$, $n \approx 1$. Поэтому влияние магнитного поля на сопротивление можно описать выражением

$$\frac{\Delta R_{II}(H, T)}{R_{II}(0, T)} = -B \frac{H^2}{T}, \quad (6)$$

где B — положительный численный множитель.

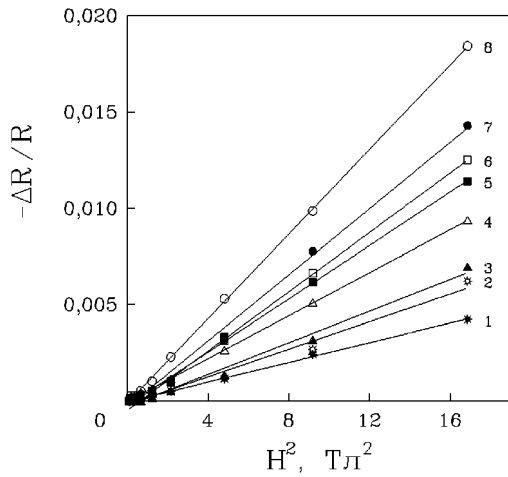


Рис. 10. Зависимости $\Delta R(H)/R = f(H^2)$ при различных температурах T , К: 12 (1); 10 (2); 8 (3); 7 (4); 6 (5); 5 (6); 4 (7); 3 (8). Для каждой температуры эти зависимости соответствуют минимальным использованным значениям прикладываемого напряжения U .

3.2. Природа наблюдаемого перехода металл — изолятор

Полученные экспериментальные данные позволяют сделать вполне определенные предположения о природе наблюдаемого ПМИ. Малая эффективная толщина пленки ($\approx 3,25$ нм), высокие значения R_{\square} (~ 10 кОм и выше) и сильная неомичность ее проводимости свидетельствуют о том, что пленка является несплошной. Это означает, что она состоит из металлических островков (или перколяционных кластеров), разделенных туннельными барьерами. Возможны два вида барьеров: а) вакуумные промежутки между смежными островками на диэлектрической подложке; б) узкие и тонкие перемычки (мостики) между островками в случае слабого касания соседних островков. В любом случае такую систему можно рассматривать как двумерный гранулированный металл (ГМ).

Для диэлектрического состояния ГМ характерна следующая температурная зависимость проводимости σ [28–31]:

$$\sigma \propto \exp \left[- (1/T)^{1/2} \right]. \quad (7)$$

Нередко наблюдают и другие зависимости: простую активационную зависимость (закон Аррениуса) $\sigma \propto \exp(-1/T)$ или же зависимости $\sigma \propto \exp(-1/T^\alpha)$ с дробным индексом $\alpha = 1/4-1/3$, отличным от $\alpha = 1/2$ в формуле (7). Известные объяснения проводимости ГМ [28–31] основаны на концепции Мотта [4,5] о том, что прыжковая проводимость определяется совместным вкладом двух процессов: туннелирования и термической

активации. В этом случае вероятность прыжка электрона с гранулы на гранулу определяется выражением

$$W \propto \exp(-2\chi s) \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (8)$$

где s — расстояние туннелирования; $\chi = \hbar^{-1}(2m\phi_i)^{1/2}$ (m — масса электрона; ϕ_i — эффективная высота барьера); χ^{-1} — длина затухания волновой функции в диэлектрике; E_a — энергия активации.

Первое теоретическое объяснение зависимости (7) для ГМ [28] было получено в предположении, что $E_a = E_c$, где $E_c = e^2/\kappa r$ — энергия зарядки гранул (κ — эффективная диэлектрическая постоянная, r — радиус гранулы). Предполагалось, что плотность носителей заряда в ГМ пропорциональна $\exp(-E_c/2kT)$ и перескоки осуществляются только между смежными гранулами (ближайшими соседями). В этом случае в рамках перколяционного подхода проводимость определяется наличием оптимальных «цепочек» гранул с максимальной суммарной вероятностью активированного туннелирования для входящих в цепочку пар смежных гранул (эти вероятности определяются выражением (8)). В результате дальнейших теоретических и экспериментальных исследований был сделан вывод [29,31], что зависимость (7) является промежуточной (или интерполирующей) между температурным поведением проводимости при высоких ($\ln \sigma \propto -1/T$) и низких ($\ln \sigma \propto -1/T^{1/4}$) температурах. Высокая температура (≈ 100 К и выше) способствует процессам активации (активационный множитель в (8) увеличивается с повышением температуры), поэтому ограничивающим фактором в таких условиях является длина прыжков. Оптимальная цепочка гранул характеризуется в этом случае минимальной суммой длин прыжков. При этом температурная зависимость проводимости должна быть близка к закону Аррениуса, а прыжки должны совершаться преимущественно между ближайшими соседями. По мере понижении температуры активация затрудняется и конкуренция между туннельным и активационным множителями в выражении (8) приводит [4,5] к тому, что средняя длина прыжков увеличивается по мере понижения температуры. Это является основой механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) [4,5]. В рамках этого механизма следует ожидать выполнения зависимости

$$\sigma \propto \exp \left[-(1/T)^\alpha \right], \quad (9)$$

где $\alpha = 1/(1 + D)$, D — размерность системы. Из выражения (9) следует, что для трехмерных ($3D$), двумерных ($2D$) и одномерных ($1D$) систем величина α равна соответственно $1/4$, $1/3$ и $1/2$. Считается, что это безусловно справедливо для $3D$ и $2D$ систем. Для $1D$ систем выражение (9) несправедливо для достаточно длинных цепочек [32,33]. В таких цепочках неизбежны «разрывы», т.е. места, в которых отсутствуют примесные состояния с энергиями достаточно близкими к уровню Ферми. Область разрыва дает наибольший вклад в сопротивление $1D$ цепочки, поэтому [32,33] температурная зависимость сопротивления должна соответствовать закону Аррениуса ($\alpha = 1$). Такая ситуация может возникнуть и в достаточно узких $2D$ проводниках [34], а также в ГМ при низких температурах в условиях малого числа возможных вариантов прыжков [31]. В этом случае в оптимальной цепочке гранул имеются так называемые «трудные» прыжки, которых нельзя избежать, поэтому зависимость $R(T)$ также должна описываться законом Аррениуса [31]. Наблюдаемая зависимость (2) (рис. 4) обусловлена, по-видимому, реализацией именно такой ситуации в исследованной несплошной пленке.

Известно [4], что при достаточно сильных электрических полях F ($eF\xi_l > kT$) прыжковая проводимость является безактивационной и не зависит от температуры. Для ГМ в этом случае должно выполняться соотношение [28,35]

$$\sigma \propto \exp\left(-\frac{\chi\Phi_i}{eF}\right). \quad (10)$$

Это выражение качественно соответствует наблюдаемой для исследованной пленки зависимости (3) (рис. 5). В рамках моделей [28,35] можно качественно объяснить и обнаруженный нами переход от сильной к слабой локализации электронов при повышении приложенного напряжения. Электрическое поле оказывает двоякое влияние на проводимость ГМ: 1) изменяет форму и уменьшает эффективную высоту и ширину потенциального барьера между гранулами и тем самым влияет на степень локализации электронов в гранулах; 2) понижает энергию активации перескоков между гранулами (так что проводимость может стать безактивационной). В результате при достаточно сильных полях электроны могут стать почти свободными (вероятность туннелирования близка к единице). Этим можно объяснить описанный в настоящей работе переход от сильной к слабой

локализации при повышении приложенного напряжения.

3.3. Изменение знака магнитосопротивления при переходе металл — изолятор

Поведение МС исследованной пленки отражает существенные особенности наблюдаемого ПМИ, происходящего при изменении приложенного напряжения. Помимо этого, мы обнаружили некоторые особенности поведения МС при ПМИ, не соответствующие поведению однородных систем и связанные с неоднородным структурным состоянием пленки.

При достаточно больших U (5–11 В) проводящие свойства пленки соответствовали «грязному» $2D$ металлу. В этом состоянии пленка обладала сравнительно невысоким сопротивлением ($R_{\square} \approx 5$ кОм) и слабым отрицательным температурным ходом сопротивления (рис. 6). При этом МС пленки было положительно и соответствовало эффекту СЛ (рис. 7). Из результатов численной обработки кривых МС следует, что пленка в таком состоянии ведет себя как совокупность металлических островков или перколяционных кластеров, размеры которых превышают длину фазовой релаксации $L_{\phi} \approx 20$ нм. Островки связаны между собой туннельными барьерами, которые при указанных выше высоких напряжениях являются весьма слабыми, так что туннелирование электронов через них является неактивированным. Тем не менее наличие туннельных барьеров приводит к довольно существенному (приблизительно в 10 раз) различию величин «микроскопического» R_{\square}^{MR} и «макроскопического» сопротивлений R_{\square} . При меньших значениях U мощность барьеров возрастает, в результате чего проводимость становится активированной (рис. 2 и 4), а МС — отрицательным (рис. 8).

Изменение знака МС (с положительного на отрицательный) в однородных $2D$ системах с сильным СОВ считается критерием перехода от слабой к сильной локализации электронов [22,23]. Этот эффект наблюдался ранее и в неоднородных системах [19,36]. Таким образом, этот критерий с определенными оговорками применим и к неоднородным системам, что подтверждается и результатами настоящей работы в отношении ПМИ, индуцированного электрическим полем. Для однородных систем полагают [22], что этот переход происходит точно при $\xi_l = L_{\phi}(T)$. Однако это условие перехода, скорее всего, несправедливо для неоднородных систем. Понятно также, что в слу-

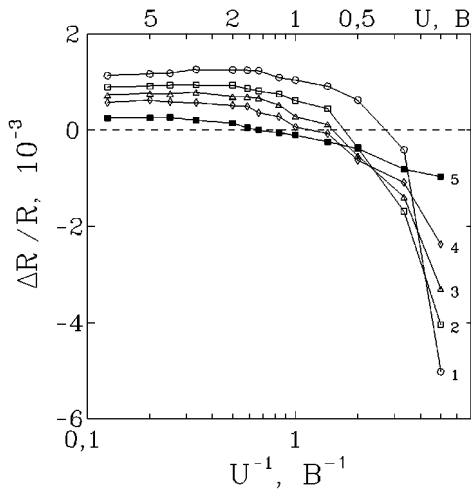


Рис. 11. Зависимости $\Delta R(H)/R = f[\ln(1/U)]$ при $H \approx 1,1$ Тл и различных температурах T , К: 2 (1); 3 (2); 4 (3); 5 (4); 10 (5).

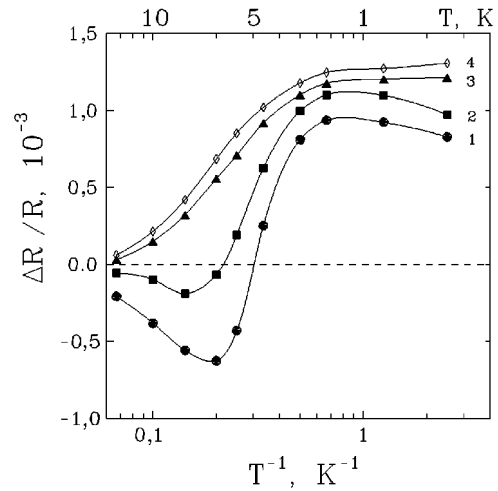


Рис. 12. Зависимости $\Delta R(H)/R = f[\ln(1/T)]$ при $H \approx 1,1$ Тл и различных прикладываемых напряжениях U , В: 0,5 (1); 1,0 (2); 2,0 (3); 3,0 (4).

чае неоднородных 2D систем нельзя говорить о каком-то определенном значении $R_{\Pi}^c \approx R_Q$, при котором должен происходить переход от слабой к сильной локализации*. Для исследованной пленки R_{Π}^c зависело от температуры и приложенного напряжения U . Как указано выше, при повышении температуры изменение знака МС происходит при больших U , а значит, и при меньших R_{Π} . В качестве конкретных примеров укажем, что при $T = 1,5$ К изменение знака МС происходило при $U \approx 0,8$ В и $R_{\Pi} \approx 36$ кОм, при $T = 3$ К — при $U \approx 1,5$ В и $R_{\Pi} \approx 16$ кОм, а при $T = 15$ К — при $U \approx 2,5$ В и $R_{\Pi} \approx 5,7$ кОм.

Общее наглядное представление о поведении МС при переходе от слабой к сильной локализации электронов в исследованной пленке дают взаимно дополняющие друг друга рис. 11 и 12. На рис. 11 приведено семейство кривых $\Delta R(H)/R = f(U^{-1})$ при различных фиксированных температурах, а на рис. 12 — семейство кривых $\Delta R(H)/R = f(T^{-1})$ при различных фиксированных напряжениях. Из рис. 11 видно, что при достаточно больших U магнитосопротивление положительно, но при уменьшении U оно становится отрицательным. Видно также, что при повышении температуры изменение знака происходит при больших U . С этим связана указанная выше необычная закономерность (рис. 9 и 12): в промежуточной области значений U при низких температурах МС положительно, а при высоких — отрицательно. Этот эффект, на первый взгляд, выглядит необычным, так как при повышении

температуры происходит падение сопротивления, т.е. общее поведение системы соответствует переходу к металлическому состоянию, которому свойственно положительное МС. Это явно противоречит указанному выше критерию [22] перехода от слабой к сильной локализации электронов для однородных систем: при повышении температуры следовало бы ожидать переход от отрицательного к положительному МС. Ниже мы покажем, что наблюдаемый эффект обусловлен влиянием неоднородности (гранулированной структуры) пленки.

На основании полученных данных можно предложить весьма простое качественное объяснение отмеченных выше особенностей поведения МС. При этом мы полагаем, что исследованную систему можно приближенно рассматривать как регулярную сетку из пар последовательно соединенных сопротивлений R_M и $R_T(T, U)$, где R_M — сопротивление металла внутри гранулы, $R_T(T, U)$ — туннельное сопротивление между соседними гранулами. Величина сопротивления «на квадрат» такой сетки R_G по порядку величины совпадает с сопротивлением одной такой пары (т.е. $R_G \approx R_M + R_T(T, U)$). В этом случае в достаточно хорошем приближении изменение сопротивления пленки в магнитном поле для всего исследованного диапазона значений T и U можно представить суммой двух слагаемых:

$$\Delta R = \Delta R_{WL}(H, T) + \Delta R_{SL}(H, T, U), \quad (11)$$

* Например, для неоднородных пленок In_2O_3 изменение знака МС происходило при $R_{\Pi}^c = 1$ МОм [36].

где $\Delta R_{WL}(H, T)$ — положительный вклад в МС эффекта СЛ в металлических островках, а $\Delta R_{SL}(H, T, U)$ — отрицательный вклад в МС, связанный с влиянием магнитного поля на активированное туннелирование электронов между островками. Первое слагаемое определяется только «микроскопическим» беспорядком металлических островков, который не зависит от U . Об этом свидетельствует обнаруженная независимость «микроскопического» сопротивления R_{\square}^{MR} от T и U . Поэтому это слагаемое зависит только от H и T . Второе слагаемое определяется свойствами туннельных барьеров между островками и зависит не только от H и T , но и от U . Первое слагаемое можно записать в виде

$$\Delta R_{WL}(H, T) = AR_M \frac{H^2}{T^{2p}}, \quad (12)$$

где $A = \text{const}$. При записи формулы (12) было учтено, что функцию $f(x)$ в формуле (5), описывающей вклад в МС эффекта СЛ, при $x < 1$ можно представить выражением $f(x) \approx x^2/24$ [3]*. Из этого следует, что $\Delta R_{WL}(H, T)/R \propto H^2/\tau_{\phi}^2 \propto H^2/T^{2p}$. Для сплошных пленок золота, приготовленных из того же исходного материала, $p = 1$ или 2 в зависимости от температуры и сопротивления R_{\square} [25,26]. Взяв для определенности минимальное значение $p=1$, получаем $\Delta R_{WL}(H, T)/R \propto H^2/T^2$. В то же время, как показано выше, $\Delta R_{SL}(H, T, U)/R = -BH^2/T$ при малых U , поэтому второе слагаемое в формуле (11) можно записать в виде

$$\Delta R_{SL}(H, T, U) = -BR_T(T, U) \frac{H^2}{T}. \quad (13)$$

Переходя к относительной поправке, получаем

$$\frac{\Delta R(H)}{R_M + R_T(T, U)} = \frac{A}{(1 + \gamma)} \frac{H^2}{T^2} - \frac{B}{(1 + 1/\gamma)} \frac{H^2}{T}, \quad (14)$$

где $\gamma = R_T(T, U)/R_M$. При низких U в пределе $\gamma \gg 1$ выражение (14) сводится к формуле (13) для отрицательного МС в режиме сильной локализации. С увеличением U при фиксированной температуре $R_T(T, U)$ и γ уменьшаются, и в пределе $\gamma \ll 1$ выражение (14) сводится к формуле (12) для положительного МС в режиме слабой

локализации. Перемена знака МС в таком случае неизбежно произойдет при некотором промежуточном значении U .

Выражение (14) иллюстрирует также возможность наблюдаемого перехода от положительного к отрицательному МС с повышением температуры при фиксированных U (рис. 11 и 12). Действительно, как показано выше, $\Delta R_{WL}(H, T)/R \propto H^2/T^2$. В то же время $\Delta R_{SL}(H, T, U)/R \propto -H^2/T$ при малых U . Таким образом, при повышении температуры первое слагаемое в (14) уменьшается быстрее, чем второе, что обуславливает изменение знака МС с положительного на отрицательный**.

3.4. Магнитосопротивление в режиме прыжков между ближайшими соседями

В диэлектрическом состоянии температурная зависимость проводимости исследованной пленки описывалась законом Аррениуса (рис. 4), который соответствует прыжкам между ближайшими соседями. В таких условиях мы обнаружили отрицательное МС, описываемое выражением (6). Ранее об отрицательном МС в условиях прыжков между ближайшими соседями сообщалось в работе [24] для 3D гранулированного металла (смесь Al и Al_2O_3), где было обнаружено, что $\Delta R(H) \propto -H$ (т.е. линейная зависимость от H), а температурную зависимость МС определить не удалось. Для исследованной перколяционной пленки золота мы обнаружили квадратичную зависимость от H и определили температурную зависимость (см. выражение (6)). Для объяснения отрицательного МС в данном случае нельзя привлекать интерференционные модели [37–39], основанные на учете интерференции вкладов в вероятность прыжка различных траекторий туннелирования электронов, включающих акты рассеяния на промежуточных примесях. Этот подход справедлив только для ПППДП.

За исключением работы [40], нам не известны опубликованные теоретические модели отрицательного МС в неупорядоченных системах в условиях прыжков между ближайшими соседями. Формально предсказание этой модели ($\Delta R(H) \propto -H^2/T$ в условиях выполнения закона Аррениуса $R(T) \propto \exp(1/T)$) вполне согласуется с

* Оценки показывают, что для исследованной пленки это соответствует $H < 1$ Тл.

** При более строгом рассмотрении следует учесть также уменьшение $R_T(T, U)$ с повышением температуры, что ведет к дополнительному температурному ослаблению вклада второго слагаемого в (14). Однако мы наблюдали изменение знака МС с повышением температуры для достаточно низкоомных состояний образцов ($R_{\square} \leq 10$ кОм), для которых зависимость R_T от температуры не очень сильна, в результате чего отрицательный вклад при достаточно высоких температурах преобладает.

нашими результатами. Однако эта модель разработана для слаболегированных 3D полупроводников, и остается неясным, насколько она применима для ГМ. Кроме того, в работе [40] подразумевается указанный в разд. 3.2 «высокотемпературный» механизм закона Аррениуса, т.е. пренебрежение разбросом энергетических уровней локализованных состояний при достаточно высоких температурах. В отличие от этого для исследованной несплошной пленки закон Аррениуса справедлив только при низких (≤ 15 K) температурах и обусловлен (как указано выше) ограниченным количеством локализованных состояний (малым числом вариантов прыжков) и наличием в связи с этим «трудных» прыжков в оптимальных проводящих цепочках. Поэтому нет оснований для привлечения модели [40] при объяснении полученных результатов. Таким образом, в настоящее время природа отрицательного МС в ГМ в условиях прыжков между ближайшими соседями остается фактически неизвестной. Мы надеемся, что полученные в настоящей работе экспериментальные результаты будут способствовать развитию теоретических моделей этого интересного явления.

Заключение

В настоящей работе для несплошной (островковой) пленки золота обнаружен переход от сильной к слабой локализации при изменении приложенного напряжения. Этот переход сопровождается изменением знака МС. Полученные результаты удается объяснить в рамках современных представлений о проводимости гранулированных систем. Локализационные эффекты в температурной зависимости сопротивления по порядку величины определяются простым сложением сопротивления гранул и сопротивления, создаваемого туннельными барьерами между гранулами. Первое подчиняется закономерностям теории СЛ; поскольку длина фазовой релаксации меньше размера гранул, это сопротивление не чувствительно к разбиению образца на гранулы. Второе сопротивление экспоненциально уменьшается с повышением как температуры, так и напряжения, поэтому оба эти воздействия приводят к переходу в температурной зависимости сопротивления от сильной локализации к слабой. Магнитосопротивление ведет себя более сложным образом. Показано, что при относительно высоких температурах области слабой локализации соответствует положительное МС, хорошо описываемые теорией СЛ, а области сильной локализации — отрицательное МС. С понижением температуры ука-

занное соотношение нарушается в пользу положительного МС. Последний факт можно понять на феноменологическом уровне, сравнивая найденную в работе температурную зависимость отрицательного МС с известной температурной зависимостью МС внутри гранул, для которого справедлива теория СЛ: последний вклад при низких температурах преобладает. Отрицательное МС исследованной пленки в режиме сильной локализации проявилось для режима электронных прыжков между ближайшими соседями. Природа этого эффекта не известна. Полученные результаты могут быть использованы при разработке теоретических моделей этого интересного явления.

Авторы благодарны А. И. Копелиовичу за обсуждение рукописи и ряд ценных замечаний. Авторы признательны также О. Бляйбауму (O. Bleibaum, Technische Universität Magdeburg, Germany) и Пинг Шенгу (Ping Sheng, The Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong) за плодотворное обсуждение некоторых аспектов проблемы отрицательного МС диэлектрических, в том числе и гранулированных, систем в условиях электронных прыжков между ближайшими соседями.

1. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
2. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
3. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A. L. Efros and M. Pollak (eds.), North-Holland, Amsterdam (1985).
4. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1982) [N. F. Mott and E. A. Davis, *Electron processes in non-crystalline materials*, Clarendon Press, Oxford (1979)].
5. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979) [B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin (1984)].
6. Д. Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 248 (1980).
7. Y. Gefen, D. J. Thouless, and Y. Imry, *Phys. Rev.* **B28**, 6677 (1983).
8. G. Deutscher, A. M. Goldman, and H. Micklitz, *Phys. Rev.* **B31**, 1679 (1985).
9. A. Palevskii and G. Deutscher, *Phys. Rev.* **B34**, 431 (1986).
10. А. А. Мошенский, М. А. Спасова, *ФДТ* **17**, 517 (1991).
11. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* **B43**, 12074 (1991).
12. N. Papandreou and P. Nédellec, *J. Phys. (France)* **2**, 707 (1992).
13. M. E. Gershenson, P. M. Echternach, and H. M. Bozler, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 446 (1995).
14. Y. Imry and M. Strongin, *Phys. Rev.* **B24**, 6353 (1981).
15. H. White and G. Bergmann, *Phys. Rev.* **B40**, 11594 (1989).
16. R. C. Dynes, J. P. Garno, and J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 479 (1978).
17. Z. Ovadyahu and Y. Imry, *J. Phys.* **C16**, L471 (1983).

18. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин, *ФТТ* **28**, 2038 (1986).
19. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин, *ФНТ* **12**, 821 (1986).
20. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, А. В. Фомин, *ФТТ* **30**, 2773 (1988).
21. Y. Liu, B. Nease, K. A. McGreer, and A. M. Goldman, *Europhys. Lett.* **19**, 409 (1995).
22. Y. Meir, N. S. Wingreen, O. Entin-Wohlman, and B. L. Altshuler, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1517 (1991).
23. S.-Y. Hsu and J. M. Valles, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2331 (1995).
24. A. B. Pakhomov, D. S. McLachlan, I. I. Oblakova, and A. M. Virnik, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 5313 (1993).
25. Б. И. Белевцев, Е. Ю. Беляев, В. В. Бобков, В. И. Глушко, *ФНТ* **21**, 763 (1995).
26. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **21**, 839 (1995).
27. А. В. Бутенко, Е. И. Бухштаб, В. В. Пилипенко, *ФНТ* **10**, 773 (1984).
28. B. Abeles, P. Sheng, M. D. Coutts, and Y. Arie, *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
29. P. Sheng and J. Klafter, *Phys. Rev.* **B27**, 2583 (1983).
30. C. J. Adkins, *J. Phys. Condens. Matter* **1**, 1253 (1989).
31. P. Sheng, *Philos. Mag.* **B65**, 357 (1992).
32. J. Kurkijarvi, *Phys. Rev.* **B8**, 922 (1973).
33. M. E. Raikh and I. M. Ruzin, in: *Mesoscopic Phenomena in Solids*, B. L. Altshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb (eds.), North Holland, Amsterdam (1991), p. 315.
34. M. E. Raikh and I. M. Ruzin, *Phys. Rev.* **B17**, 11203 (1990).
35. M. Mostefa, D. Bourbie, and G. Olivier, *Physica* **B160**, 186 (1989).
36. Y. Shapir and Z. Ovadyahu, *Phys. Rev.* **B40**, 12441 (1989).
37. В. Л. Нгуен, Б. З. Спивак, Б. И. Шкловский, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 35 (1985).
38. В. И. Шкловский и В. З. Спивак, in: *Hopping Transport in Solids*, M. Pollak and B. I. Shklovskii (eds.), Elsevier Science Publishers B. V., New York (1991), p. 271.
39. U. Sivan, O. Entin-Wohlman, and Y. Imry, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1566 (1988).
40. H. Bötger, V. V. Bryksin, and F. Schulz, *Phys. Rev.* **B49**, 2447 (1994).

Transition from strong to weak electron localization in percolating gold film under the influence of electric field

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

The low temperature (0.5–55 K) conductivity of a semicontinuous Au film near the percolation threshold is studied. The film resistance was found to be extremely sensitive to applied voltage U . By varying U the film conductivity was reversibly changed from insulating to metallic regime. This permitted us to study the metal-insulator transition (MIT) by varying electric field. At low $U \leq 0.05$ V the film behaves as an insulator with sheet resistance R_{\square} up to 10 M Ω . In that state the dependences $R(T) \propto \exp(1/T)$ (for $T \leq 20$ K) and $R(U) \propto \exp(1/U)$ (for $T \leq 1$ K and $U > 0.1$ V) were observed. At high voltages ($U \approx 10$ V) the film has the resistance $R_{\square} \approx 5$ K Ω and behaves as a «dirty» metal. The magnetoresistance (MR) in the metallic regime is positive and correlates with the effect of weak localization. In the insulating state the MR is negative and described by the equation $\Delta R(H)/R(0) \propto -H^2/T$. The negative MR manifests itself for nearest-neighbour hopping. This behavior is rather uncommon and, up to now, has not been clarified. Based on the data obtained we discuss the temperature, voltage and magnetic-field dependences of resistance as well as the general nature of the observed MIT.