

Отсутствие перехода Андерсона в высокорезистивных сплавах с большой электронной плотностью

В.Ф. Гантмахер

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, 142432, Россия
Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, 141700, Россия
E-mail: gantm@issp.ac.ru, vfga@chgnnet.ru

Статья поступила в редакцию 10 октября 2012 г.

В трехмерных электронных системах с большой электронной плотностью не удается достичь перехода Андерсона ни путем увеличения беспорядка, ни сочетанием статического беспорядка с динамическим (высокой температурой), ни выбором материала с большим деформационным потенциалом и с большой константой электрон-фононного взаимодействия.

У тривимірних електронних системах з великою електронною щільністю не вдається досягти переходу Андерсона ні шляхом збільшення безладу, ні поєднанням статичного безладу з динамічним (високою температурою), ні вибором матеріалу з великим деформаційним потенціалом і з великою константою електрон-фононної взаємодії.

PACS: 72.15.Rn Локализационные эффекты (андерсоновская или слабая локализация);
71.23.An Теории и модели; локализованные состояния.

Ключевые слова: локализация Андерсона, проводимость сплавов.

1. Введение

Согласно теории [1], увеличение беспорядка в трехмерных электронных системах должно приводить к квантовому переходу металл–изолятор, который называется переходом Андерсона. Он происходит при достижении критического значения параметром W/J , где W — интервал энергий возможных одноэлектронных локализованных состояний, J — интеграл перекрытия между двумя соседними такими состояниями. Согласно скейлинговой теории [2], переход является непрерывным, так что при приближении к переходу с металлической стороны при $T=0$ проводимость σ обращается в нуль непрерывно.

Схема перехода выглядит следующим образом. При увеличении беспорядка длина свободного пробега электронов l уменьшается, а вместе с ней и проводимость $\sigma = ne^2 l / \hbar k_F$. Здесь k_F — волновой вектор делокализованных электронов на уровне Ферми, а $n \approx k_F^3$ — их концентрация. Электронные функции электронов представляют собой плоские волны и длина пробега l не может быть меньше длины волны, $l \gtrsim k_F^{-1}$. Сопротивление ρ достигает при $l \sim k_F^{-1}$ моттовского предела

$$\rho_M = \sigma_M^{-1} = \frac{\hbar}{e^2} k_F^{-1}, \quad k_F l \approx 1. \quad (1)$$

Согласно современным представлениям, при приближении к переходу Андерсона сопротивление электронных систем преодолевает моттовский предел $(\hbar/e^2)k_F^{-1}$ и продолжает увеличиваться. Это происходит благодаря тому, что электронные волновые функции становятся мультифрактальными с сингулярностями в каждой точке [4,5]. В точке перехода сопротивление обращается в бесконечность, а проводимость — в нуль.

Как исходная модель Андерсона [1], так и скейлинговая теория [2] оперируют с одноэлектронными волновыми функциями и не предполагают межэлектронное взаимодействие. Поэтому, вероятно, неудивительно, что экспериментальные наблюдения перехода Андерсона были реализованы в первую очередь на легированных полупроводниках, где электронные концентрации сравнительно невелики (см. на рис. 1 сводку экспериментальных результатов из работы [3]).

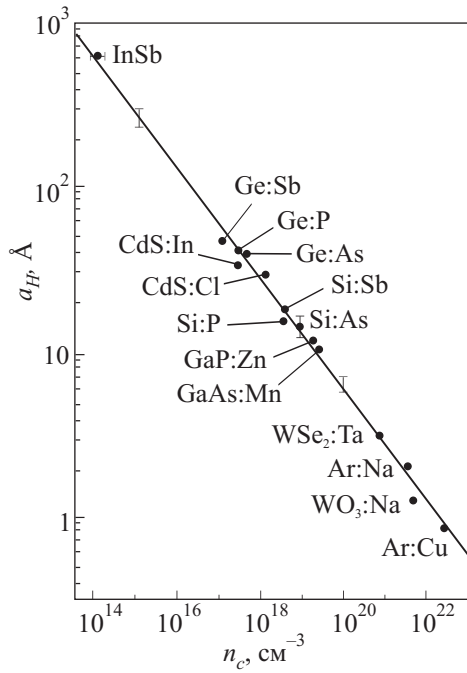


Рис. 1. Переходы металл–изолятор в 15 различных материалах [3].

2. Низкотемпературное сопротивление многочисленных чисто металлических сплавов

Успехи в понимании процессов локализации и роли беспорядка в этих процессах отгеснили на второй план, вообще говоря, известный факт, что переход Андерсона никогда не наблюдается в металлах и сплавах с большой концентрацией носителей. Материалы с концентрацией носителей n порядка одного электрона на атом, $n \gtrsim a^{-3}$ (a — межатомное расстояние), будем называть чисто металлическими сплавами, или стандартными металлами. Они состоят только из металлических атомов, которые легко отдают свои валентные электроны в общее пользование, но, как правило, не помещают дополнительные электроны на свои незаполненные оболочки. Чисто металлические сплавы не содержат в качестве компонент такие элементы, как O, P, Ge, Si, Bi и т.п.

Измеряя удельное сопротивление ρ множества различных чисто металлических сплавов при низкой температуре, при наличии перехода Андерсона наблюдались бы все возможные значения сопротивления вплоть до самых больших, характерных для изоляторов. Оказалось, что при любом достижимом уровне беспорядка эти сплавы остаются металлическими с удельным сопротивлением, меньшим некоторого характерного значения $\rho^* \sim 300$ мкОм·см.

Если в обычной формуле для сопротивления учесть, что в стандартных металлах фермиевский волновой вектор k_F порядка обратного межатомного расстояния a^{-1} ,

$$\rho = \frac{\hbar k_F}{ne^2 l} \sim \frac{\hbar a^2}{e^2 l}, \quad (2)$$

то получается, что сопротивление ρ^* соответствует моттовскому пределу $k_F l \approx 1$,

$$\rho^* \sim \frac{\hbar}{e^2} a, \quad l \sim k_F^{-1} \sim a. \quad (3)$$

Моттовский предел на языке энергий означает, что частота рассеяния электрона на статических дефектах \hbar/τ достигает энергии ферми ϵ_F , а безразмерный параметр

$$\alpha = \hbar/\tau\epsilon_F \quad (4)$$

приближается снизу к единице.

То, что ни в каких чисто металлических сплавах не преодолевается барьер (3), по-видимому, означает, что большая электронная плотность препятствует появлению и развитию мультифрактальных волновых функций, характерных для окрестности перехода.

Непрерывность фазового перехода металл–изолятор экспериментально доказана только для легированных полупроводников, причем доказана даже в тех случаях, когда управляющим параметром на переходе является электронная концентрация [6]. По мере увеличения электронной концентрации ситуация меняется. На рис. 2 приведен результат эксперимента [7] на неупорядоченной смеси атомов Ag и Cu, полученной одновременным напылением этих атомов на холодную подложку. Меняя время напыления и относительную интенсивность потоков атомов Cu и Ag, можно было регулировать толщину пленки Ag:Cu и относительную концентрацию Cu, а многочисленные калибровочные и

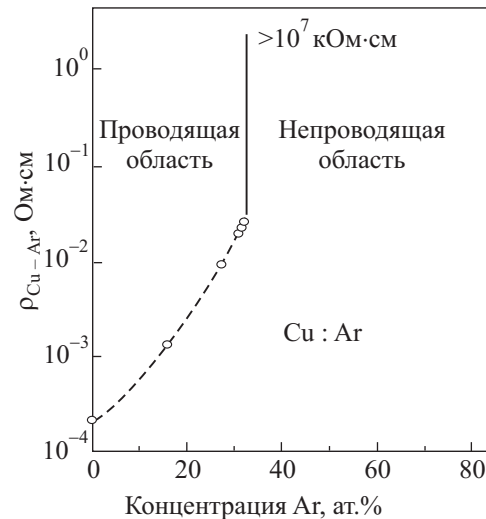


Рис. 2. Сопротивление при температуре около 4 К смеси медь–аргон, напыленной на холодную подложку, в зависимости от состава смеси [7].

измерительные процедуры позволяли определять эти величины с достаточной точностью. У многочисленных пленок с концентрацией Cu, близкой к критической, получалось удельное сопротивление либо в районе $3 \cdot 10^{-2}$ Ом·см, либо по крайней мере на семь порядков больше, но никогда в промежутке. Это, а также аналогичный результат на смеси Ag:Na, отмеченный на рис. 1, заставляет предполагать, что при концентрациях $n_c \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ проводимость на переходе металл–изолятор *обращается в нуль скачком*. Однако это требует проверки на других системах с концентрацией электронов в интервале $10^{20} \text{ см}^{-3} \lesssim n \lesssim 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Многочисленные низкотемпературные резистивные измерения трехмерных электронных систем можно подытожить таким образом:

— при электронных концентрациях $n \lesssim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ непрерывный фазовый переход металл–изолятор происходит в соответствии со скейлинговой теорией [2] для невзаимодействующих электронов при изменениях как уровня беспорядка, так и электронной концентрации;

— при увеличении электронной концентрации в области $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при очень высоком уровне беспорядка (аморфная матрица) наблюдается *скачкообразный* переход в металлическое состояние [7,8];

— чисто металлические сплавы с электронной концентрацией $n \gtrsim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ остаются в металлическом состоянии при любом уровне беспорядка.

3. Температурная зависимость сопротивления высокорезистивных сплавов

Поскольку скорость s теплового движения ионов, описываемого фононами, много меньше скорости электронов v_F , электроны не различают статический беспорядок от дефектов решетки и динамический беспорядок, порожденный фононами. Поэтому, повышая температуру и добавляя динамический беспорядок к статическому, можно воздействовать на случайный потенциал, в котором находятся электроны. Отсюда — идея взять материал с очень большим остаточным сопротивлением, т.е. с близким в единице параметром $\alpha \lesssim 1$, и попытаться, повышая температуру, получить сопротивление, большее ρ^* .

В рамках классической теории сопротивления металлов эта идея выглядит следующим образом. Рассеяния на беспорядке и на фононах считаются независимыми (правило Матиссена), так что полное сопротивление $\rho_{cl} = \rho_0 + G(T)$. Индекс «cl» указывает на то, что в сопротивлении не учтены интерференционные поправки, обусловленные волновой природой электрона. Температурозависимую часть сопротивления, называемую функцией Грюнайзена $G(T)$, выразим через время электрон-фононного рассеяния τ_{ph} и запишем в виде

$$G(T) = \frac{m}{ne^2\tau_{ph}} = \frac{\hbar}{e^2} \frac{\alpha_{ph}(T)}{k_F}, \quad \alpha_{ph} = \hbar/\tau_{ph}\varepsilon_F, \quad (5)$$

так что

$$\rho_{cl}(T) = \rho_0 + G(T) = \frac{\hbar}{e^2} \frac{1}{k_F} (\alpha + \alpha_{ph}(T)) \equiv \rho^* (\alpha + \alpha_{ph}(T)). \quad (6)$$

При низких температурах $T \rightarrow 0$ функция $\alpha_{ph}(T) \propto T^5$, а при $T \gtrsim T_D/3$ (T_D — температура Дебая) она выходит на асимптотику [9]

$$\alpha_{ph}(T) \rightarrow \gamma T/\varepsilon_F, \quad (7)$$

где численный коэффициент γ зависит от свойств конкретного материала.

Если воспользоваться буквенными оценками, в частности положить деформационный потенциал $D \simeq e^2/a$, а k_F приравнять величине вектора обратной решетки K , то получится, что коэффициент $\gamma = 1$ [10]. В реальных металлах он обычно остается порядка единицы, хотя бывает и меньше, и больше ее. Поэтому из уравнения (7) видно, что при нормальных значениях $\gamma \lesssim 10$ и температурах, меньших температуры плавления, величина α_{ph} не превышает 0,1–0,01. Условие $\gamma \gg 10$ означает сильную электрон-фононную связь.

Уравнения (6), (7) как будто допускают возможность того, что при повышении температуры сопротивление ρ может стать больше ρ^* . Однако в высокорезистивных сплавах $\alpha \gtrsim 0,3-0,4$ соотношение (6) нарушается в том смысле, что статическая и динамическая части сопротивления перестают быть независимыми. Часть сопротивления, зависящая от температуры, становится существенно меньше и может даже быть противоположного знака. Большой объем экспериментальных наблюдений был подытожен в работе Мооя [11], который сформулировал эмпирическое правило. Знак производной удельного сопротивления $d\rho/dT$ высокорезистивных сплавов коррелирует с величиной сопротивления: $d\rho/dT > 0$ в металлических сплавах с сопротивлением меньше 100–150 мкОм·см, но $d\rho/dT < 0$ в сплавах с большим сопротивлением:

$$\left. \begin{array}{l} d\rho/dT > 0 \quad \text{при } \rho < \\ d\rho/dT < 0 \quad \text{при } \rho > \end{array} \right\} 100-150 \text{ мкОм} \cdot \text{см} \quad (8)$$

(см. также [12], гл. 1). Речь идет о сравнительно высоких температурах, от 20–30 К до комнатных и даже выше.

Первая попытка теоретически объяснить правило Мооя была сделана в работе [13] с использованием рассуждений в рамках скейлинговой теории [2] квантового перехода металл–изолятор. Однако проблема в том, что в этих системах переход как раз и не наблюда-

ется, поэтому предположение, что мы находимся в его окрестности, не очень убедительно. Более интересным кажется замечание в книге [14] (раздел 2.5.3), что правило Моойа может быть связано со слабой локализацией, которая приводит к отрицательному температурному коэффициенту сопротивления. В развитие этого замечания в настоящей работе исследуются возможности объяснения эмпирической закономерности (8) путем учета эффекта слабой локализации в простой модели.

Нас интересуют сильно разупорядоченные сплавы со значениями α в интервале $0,2 \lesssim \alpha \leq 1$. Как видно из формулы (7), для этих сплавов вплоть до комнатных и даже более высоких температур справедливо неравенство

$$\alpha \gg \alpha_{\text{ph}}(T). \quad (9)$$

Безразмерная частота электрон-электронных столкновений $\alpha_{ee} = \hbar/\tau_{ee}\varepsilon_F = (T/\varepsilon_F)^2$, которые тоже ведут к потере фазовой когерентности, еще меньше, чем α_{ph} . Это означает, что благодаря большим α в этих сплавах вплоть до комнатных температур сохраняется когерентно-диффузионный режим, при котором должна иметь место дифракция электронной волны на случайном потенциальном поле примесей. При $\alpha \ll 1$, когда электронная волновая функция представляет собой длинный волновой пучок, а при вычислениях можно ограничиться первым приближением теории возмущений, результатом дифракции является эффект слабой локализации [15–17]. Эффект заключается в появлении квантовой поправки $\delta\sigma$ к проводимости, выраженной через диффузионную длину L_φ , обусловленную рассеянием на фононах:

$$\delta\sigma = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{L_\varphi} = \frac{e^2}{\hbar} k_F (\alpha\alpha_{\text{ph}})^{1/2}, \quad L_\varphi = l\sqrt{\tau_{\text{ph}}/\tau}. \quad (10)$$

Строго говоря, в интересующей нас области $\alpha \sim 1$ ограничиться первым приближением и пользоваться формулами слабой локализации [16,17] нельзя. Однако очень поучительно проследить, как меняется относительный вклад этого первого приближения при увеличении α .

Можно отметить, что таким не вполне корректным расширением области применимости квантовых поправок для выяснения качественных особенностей транспортных характеристик пользуются довольно часто. Например, так можно выяснить вид температурной зависимости проводимости в критической области вблизи перехода металл–изолятор или положение кроссовера от логарифмической температурной зависимости двумерных электронных систем к экспоненциальной.

Добавив к классическому выражению для проводимости трехмерной среды $\sigma_{\text{cl}} = 1/\rho_{\text{cl}}$ выражение для квантовой поправки (10), получим

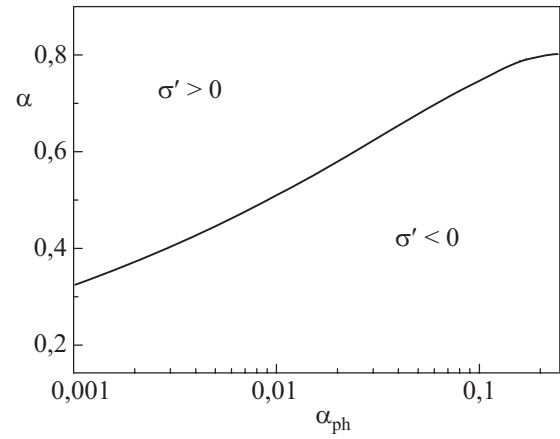


Рис. 3. Знак производной $\partial\sigma/\partial T$ в зависимости от значений параметров α и α_{ph} .

$$\sigma = \sigma_{\text{cl}} + \delta\sigma = \frac{e^2}{\hbar} k_F \left[\frac{1}{\alpha + \alpha_{\text{ph}}} + (\alpha\alpha_{\text{ph}})^{1/2} \right]. \quad (11)$$

В выражении (11) для проводимости монотонно растущая с температурой величина α_{ph} в первом из двух слагаемых входит в знаменатель, а во втором — в числитель. Приравняв нулю производную $\partial\sigma/\partial\alpha_{\text{ph}}$, получим уравнение

$$\alpha + \alpha_{\text{ph}} = \sqrt{2}(\alpha_{\text{ph}}/\alpha)^{1/4} \quad (12)$$

линии, вдоль которой эта производная меняет знак (см. рис. 3). Выше этой линии производная $\partial\sigma/\partial\alpha_{\text{ph}}$ и, следовательно, производная $\partial\sigma/\partial T$ положительны, ниже — отрицательны. Конкретно получается, что при $\alpha > 0,7$ при всех физически значимых температурах (комнатных и ниже) рост температуры приводит к падению сопротивления.

Таким образом, экспериментальные температурные зависимости сопротивления высокорезистивных сплавов удастся описать, используя квантовые поправки, полученные в первом приближении теории возмущений. Локализация остается слабой, но благодаря очень малой длине упругого пробега $l \sim k_F^{-1}$ сохраняется вплоть до высоких температур, приводя к правилу Моойа.

4. Материалы с большой константой электрон-фононного взаимодействия

Если в чисто металлическом материале велико электрон-фононное взаимодействие, то коэффициент γ в соотношении (7) может оказаться $\gamma \gtrsim 20$. Пусть, например, $\gamma \sim 25$, а энергия Ферми $\varepsilon_F \sim 10^4$ К. Тогда при температуре порядка 400 К безразмерная частота электрон-фононных столкновений α_{ph} , согласно уравнениям (5) и (7), станет порядка единицы. Поэтому даже при малом остаточном сопротивлении, $\alpha \ll 1$, полное сопротивление может достигнуть ρ^* .

Однако эксперимент не подтверждает это предположение. Как видно на рис. 4, где собраны кривые $\rho(T)$ для нескольких материалов, по мере приближения к ρ^* сопротивление перестает следовать функции Грюнайзена и вместо линейного роста наблюдается тенденция к насыщению. В монокристаллах с анизотропным сопротивлением эта тенденция проявляется в первую очередь при направлениях тока, соответствующих быстрому росту сопротивления с температурой (рис. 4(б) и (в)), так что при росте температуры происходит изотропизация сопротивления.

Феноменологически экспериментально наблюдаемые кривые $\rho(T)$ можно описать [18] при помощи понятия шунтирующего сопротивления ρ_{sh} , полагая, что

$$\rho(T) = [\rho_{cl}(T)^{-1} + \rho_{sh}^{-1}]^{-1}. \quad (13)$$

Формула (13), соответствующая схеме двух параллельных сопротивлений, характерна для электронных систем с несколькими группами носителей. В системах с одной группой носителей вклад разных процессов рассеяния обычно описывается схемой последовательных сопротивлений. Однако и в таких системах можно прийти к формуле (13), введя некоторые корреляторы актов рассеяния. Например, предположим, что между актами рассеяния должно пройти минимальное время τ_0 , после чего все ограничения снимаются и все происходит как обычно [21]. Если момент первого акта рассеяния $t = 0$, то вероятность следующего акта предполагается равной

$$p = \begin{cases} 0, & t < \tau_0, \\ 1/\tau, & t > \tau_0. \end{cases}$$

Тогда в обычную формулу для проводимости $\sigma = ne^2\tau/m$, записанную через τ и эффективную массу m , вместо τ в качестве среднего времени между столкновениями войдет $\tau + \tau_0$. Отсюда получается выражение (13) с

$$\rho_{sh} \simeq \frac{\hbar}{e^2} \frac{\alpha_0(T)}{k_F}, \quad \alpha_0 = \frac{\hbar}{\tau_0} \varepsilon_F. \quad (14)$$

Применительно к рассеянию на фононах предположение о существовании времени τ_0 означает предположение о конечности времени испускания или поглощения фонона электроном, что ограничивало бы сверху частоту \hbar/τ_{ph} величиной \hbar/τ_0 . Для качественной оценки возможной величины τ_0 следует предположить, что это время, за которое электрон и фонон смещаются друг относительно друга на длину волны фонона λ . Полагая $\lambda \sim a$, получаем оценку

$$\tau_0 \sim a/v_F \sim \hbar/\varepsilon_F, \quad (15)$$

так что

$$\alpha_0 \sim 1 \quad \text{и} \quad \rho_{sh} \sim \rho^*. \quad (16)$$

Подчеркнем, что предположение о конечности времени взаимодействия электрона с фононом чисто качественное, и формулы (15) и (16) не имеют строгого теоретического обоснования.

5. Заключение

Итоги проделанного анализа удобно сформулировать, используя правую часть выражения (6). В первом разделе статьи говорилось о попытках найти такой чисто металлический сплав, в котором статический беспорядок сделал бы сопротивление $\rho > \rho^*$, т.е. $\alpha > 1$. Однако ни одну систему с большой электронной плотностью не удалось беспорядком перевести в состояние с мультифрактальными волновыми функциями. В разд. 3 обсуждались попытки добиться того же эффекта путем увеличения суммы $\alpha + \alpha_{ph}$ за счет совместного воздействия беспорядка и температуры. Этот путь оказался заблокированным эффектом слабой локализации (правило Моойа). Наконец, в описанных в разд. 4 экспериментах с материалами с большой константой электрон-фононного взаимодействия выяснилось, что при росте температуры происходит отклонение от функции Грюнайзена и насыщение функции $\alpha_{ph} \rightarrow 1$.

Все сказанное не относится к квазикристаллическим сплавам, которые тоже являются чисто металлическими, но ведут себя довольно своеобразно. В мак-

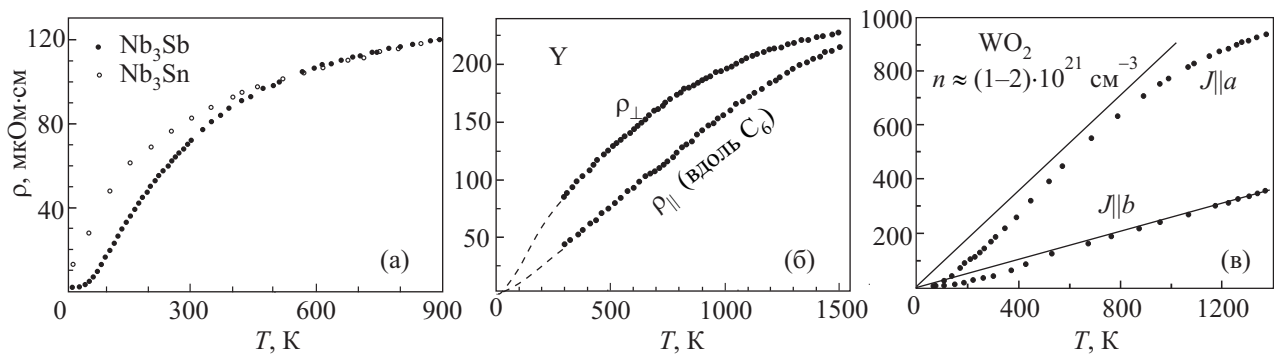


Рис. 4. Насыщение сопротивления в материалах с сильным электрон-фононным взаимодействием: сплавы Nb_3Sb и Nb_3Sn [18] (а); монокристалл Y с анизотропным сопротивлением [19] (б); монокристалл WO_2 с анизотропным сопротивлением и несколько меньшей электронной плотностью [20] (в).

симально разупорядоченном аморфном состоянии их остаточное сопротивление меньше ρ^* , при установлении квазикристаллической симметрии сопротивление вырастает и становится больше ρ^* (у квазикристаллов $\text{Al}_{70}\text{Pd}_{22.5}\text{Re}_{7.5}$ при надлежащей термообработке проводимость вообще экстраполируется в нуль, т.е. наблюдается андерсоновский переход [22]), а затем после кристаллизации и установления трансляционной симметрии сопротивление опять падает и устанавливается на уровне, много меньшем ρ^* . Однако такое поведение объясняется специальными причинами (появлением неоднородности в самой электронной системе), которые здесь обсуждать не будем (см. [12], гл. 7).

Работа поддержана грантом Минобразования РФ для НОЦ (соглашение 8369).

1. P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
2. E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, and T.W. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
3. P.P. Edwards and M.J. Sienko, *Phys. Rev. B* **17**, 2575 (1978).
4. B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).
5. F. Evers and A.D. Mirlin, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1355 (2008).
6. M.A. Paalanen, T.F. Rosenbaum, G.A. Thomas, and R.N. Bhatt, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1284 (1982).
7. H. Endo, A.I. Eatah, J.G. Wright, and N.E. Cusack, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34**, 666 (1973).
8. R.C. Cate, J.G. Wright, and N.E. Cusack, *Phys. Lett. A* **32**, 467 (1970).
9. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987) [A.A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, North-Holland (1988)].
10. В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984) [V.F. Gantmakher and Y.B. Levinson, *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors*, North-Holland (1987)].
11. J.H. Mooij, *Phys. Status Solidi A* **17**, 521 (1973).
12. В.Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит (2005) [V.F. Gantmakher, *Electrons and Disorder in Solids*, Oxford University Press (2005)].
13. Y. Imry, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 469 (1980).
14. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford University Press (2002) [Й. Имри, *Введение в мезоскопическую физику*, Физматлит (2002)].
15. G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).
16. B.I. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), North-Holland (1985).
17. Л.П. Горьков, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 248 (1979).
18. Z. Fisk and G.W. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1084 (1976).
19. В.Е. Зиновьев, А.Л. Соколов, П.В. Гельд, Г.Е. Чуприков, К.И. Епифанова, *ФТТ* **17**, 3617 (1975).
20. В.Ф. Гантмахер, Г.И. Кулеско, В.М. Теплинский, *ЖЭТФ* **90**, 1421 (1986).
21. M. Gurvitch, *Phys. Rev. B* **24**, 7404 (1981).
22. C.R. Wang, H.S. Kuan, S.T. Lin, and Y.Y. Chen, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 2383 (1998); C.R. Wang and S.T. Lin, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3988 (1999); C.R. Wang, T.I. Su, and S.T. Lin, *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 3356 (2000).

The lack of Anderson transition in high-resistance alloys with a high electron density

V.F. Gantmakher

For three-dimensional electron systems with a high electron density, one cannot attain the Anderson transition either by enhancing disorder, or by combining static and dynamic disorders (by high temperature), or by choosing a material with large deformation potential and large electron-phonon interaction constant.

PACS: 72.15.Rn Localization effects (Anderson or weak localization);
71.23.An Theories and models; localized states.

Keywords: Anderson localization, conductivity of alloys.