

АНОМАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СТАННИДА ЛЮТЕЦИЯ

*Б.П.Водопьянов, И.А.Гарифуллин, Н.Н.Гарифьянов,
В.А.Жихарев*

Исследовано электросопротивление тройного интерметаллического соединения $\text{LuRh}_{1,2}\text{Sn}_4$. Обсуждаются причины аномальной зависимости электросопротивления от температуры и магнитного поля.

До сих пор наблюдение эффектов электрон-электронного взаимодействия и локализации в трехмерных металлах было связано с аморфными системами (см., например, ¹). В данной работе такие эффекты впервые обнаружены в монокристаллических образцах. В качестве объекта исследования был выбран станнид лютеция, впервые синтезированный авторами работы ². Монокристаллические образцы были выращены методом раствора в расплаве. Удельное электросопротивление ρ измерялось по стандартной четырехконтактной методике.

Температурная зависимость ρ представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что в широком интервале температур зависимость ρ имеет неметаллический характер. Магнитное поле порядка 55 кГс при $T \gtrsim 10$ К не влияет на электросопротивление, что по-видимому, указывает на немагнитную природу наблюдаемой аномалии. При более низких температурах наблюдается положительное магнетосопротивление (МС). На рис. 2 представлена зависимость МС от магнитного поля.

¹) При обсуждении результатов работы Ф.Лале сообщил, что некоторые сходные соображения независимо высказывались W.Gully (неопубликовано: детали автору неизвестны).

Оценка длины свободного пробега l электронов проводимости (ЭП) из величины удельного электросопротивления показывает, что она порядка межатомного расстояния (3 \AA). Такое короткое l и положительное МС позволяют предположить, что наблюдаемая температурная зависимость ρ связана с эффектом интерференции электрон-электронного взаимодействия и упругого рассеяния на статических неоднородностях ³, вклад которого в $\Delta\rho(T)$ в области температур $T_c < T - T_c < \tau^{-1}$ (τ — импульсное время пробега ЭП) превосходит вклад сверхпроводящих флуктуаций ⁴, в то время как МС имеет, в основном, флуктуационный характер. Согласно результатам работы ⁵, МС может быть записано в виде

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho^2} = \frac{e^2}{2\lambda^2 \hbar} \left(\frac{eH}{c\hbar} \right)^{1/2} f_3(\tilde{\omega}_c \tau_\phi) \beta(T), \quad (1)$$

где $f_3(x) = \begin{cases} x^{3/2}/48 & \text{при } x < 1 \\ 0,605 & \text{при } x > 1 \end{cases}$ $\tilde{\omega}_c = 4DeH/\hbar c$,

D — коэффициент диффузии ЭП, τ_ϕ — время релаксации фазы волновой функции ЭП, обусловленное неупругими столкновениями. В (1) опущен локализационный вклад в $\Delta\rho(H)$, что соответствует $\beta(T) \gg 1$.

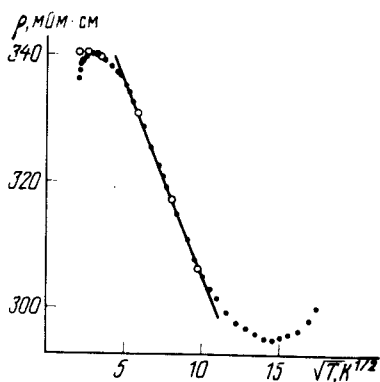


Рис. 1

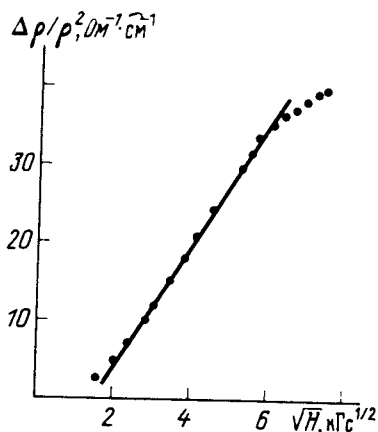


Рис. 2

Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ станида лютеция: ● — $H = 0$, ○ — $H = 55 \text{ кГс}$

Рис. 2. Зависимость магнетосопротивления станида лютеция от магнитного поля при $T = 4,2 \text{ К}$

Экспериментальные данные по МС (рис. 2) хорошо описываются выражением (1). Так, в малых магнитных полях (до 4 кГс) $\Delta\rho/\rho^2 \sim H^2$, а при достижении квантового предела ($\tilde{\omega}_c \tau_\phi > 1$) МС может быть представлено в виде $\Delta\rho/\rho^2 = \alpha \sqrt{H}$. Экспериментально полученное значение коэффициента α равно $11,1 (\text{кГс} \cdot \text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$. Тогда из формулы (1) получаем $\beta(4,2 \text{ К}) = 12$, что согласно данным работы ⁶ соответствует температуре сверхпроводящего перехода $T_c = 3,6 \text{ К}$. Это значение близко к действительно наблюдаемой для данного соединения величине $T_c = 3,9 \text{ К}$ ².

Температурный вклад в сопротивление, связанный со взаимодействием в диффузионном канале имеет вид ^{3,7}:

$$\frac{\Delta\rho(T)}{\rho^2} = -0,915 \frac{e^2}{3\lambda^2 \hbar} \left(1 - \frac{9}{8} \nu \Gamma_2 \right) \left(\frac{kT}{\hbar D} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где Γ_2 — амплитуда рассеяния квазичастиц на большой угол, ν — плотность состояний. Наблюдаемую температурную зависимость электросопротивления (рис. 1) удастся описать выражением (2) при $D \cong 0,003 \text{ см}^2/\text{с}$. Столь малая величина коэффициента диффузии ЭП связана с существенной неупорядоченностью в структуре изученного соединения: места правиль-

ной системы точек в монокристалле случайным образом занимаются атомами разного сорта. При этом в коэффициенте диффузии возникают локализационные и интерференционные поправки, независимые от температуры, которые существенно уменьшают его величину.

Таким образом, обнаруженные в данной работе гигантские аномалии электросопротивления монокристаллического $\text{LuRh}_{1,2}\text{Sn}_4$ могут быть поняты в рамках существующих представлений о проводимости неупорядоченных систем.

Литература

1. Гумбатов С.Г., Панова Г.Х., Шиков А.А. ЖЭТФ, 1985, 89, 134.
2. Reteika J.P. et al. Solid. State Comm., 1980, 34, 923.
3. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
4. Альтшулер Б.Л., Варламов А.А., Рейзер М.Ю. ЖЭТФ, 1983, 84, 2280.
5. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
6. Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
7. Altshuler B.L., Aronov A.G. Solid. State Comm., 1983, 46, 429.

Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского
Казанского филиала Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 марта 1987 г.
После переработки
5 июня 1987 г.