

ЭЛЕКТРО- И ТЕПЛОСОПРОТИВЛЕНИЕ МОЛИБДЕНА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.Н. Великодный, Т.А. Игнатъева

*Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ,
61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

Досліджено електро- і термоопір монокристалу молибдену з залишковим опором $\rho_{300}/\rho_{4,2} = 1760$ при температурах $T < 10$ К. Визначено внесок електрон-електронного механізму розсіювання у формування температурної залежності опорів. Отримано температурну залежність числа Лоренца L . Установлено зв'язок немонотонності на залежності $L(T)$ зі зміною механізму розсіювання електронів.

Исследовано электро- и теплосоппротивление монокристалла молибдена с остаточным сопротивлением $\rho_{300}/\rho_{4,2} = 1760$ при температурах $T < 10$ К. Определен вклад электрон-электронного механизма рассеяния в формирование температурной зависимости сопротивлений. Получена температурная зависимость числа Лоренца L . Установлена связь немонотонности на зависимости $L(T)$ со сменой механизма рассеяния электронов.

Electrical and thermal resistivities of a molybdenum single crystal with a residual resistivity $\rho_{300}/\rho_{4,2} = 1760$ have been investigated at $T < 10$ K. The contribution of the mechanism of electron-electron scattering to the temperature behaviour of the resistivities has been found. The temperature dependence of the Lorentz number L was obtained. The relationship between the nonmonotonous character of the $L(T)$ curve and the variation in the mechanism of electrons scattering was also established.

Введение

Электропроводность и теплопроводность металлов и сплавов определяются процессами рассеяния. Можно выделить несколько основных механизмов рассеяния, ограничивающих проводимость при низких температурах. Это – рассеяние электронов проводимости на статических дефектах решетки (примеси, вакансии, дислокации), электрон-электронное рассеяние, а также электрон-фононное взаимодействие.

Первый механизм зависит от совершенства металла и определяет независимое от температуры остаточное сопротивление ρ_0 . Вторым механизмом, очень редко наблюдаемым для обычных металлов, гораздо сильнее влияет на сопротивление переходных. Это обусловлено рассеянием подвижных s -электронов на менее подвижных электронах d -зоны. Причем из всех возможных электронных взаимодействий, определяющих электрон-электронное сопротивление, наибольший вклад связан со взаимодействием s -электрона с электроном d -полосы и последующим переходом обоих электронов в состоянии d -зоны (s,d) \rightarrow (d',d'') [1]. Учет электрон-электронных столкновений приводит к вкладу, пропорциональному T^2 в электросопротивлении ρ_{ee} , и вкладу, пропорциональному T в электронном теплосоппротивлении W_{ee} .

Обусловленное электрон-фононным рассеянием сопротивление ρ_{ep} описывается слагаемым, пропорциональным T^3 , а теплосоппротивление W_{ep} пропорционально T^2 [2, 3]. Таким образом, выражение для

сопротивления может быть представлено в следующем виде:

$$\rho = \rho_0 + aT^2 + bT^5, \quad (1)$$

электронное теплосоппротивление с учетом остаточного сопротивления ($W_0 \sim T^{-1}$) принимает вид:

$$W = W_0 + cT + dT^2. \quad (2)$$

Необходимо четко разделять какие механизмы рассеяния электронов проводимости преобладают в исследуемой области температур. С понижением температуры сопротивление, обусловленное электрон-фононным взаимодействием bT^5 убывает гораздо быстрее, чем слагаемое aT^2 . Поэтому при низких температурах $T < \Theta_D/10$, Θ_D – температура Дебая, в электросопротивлении переходных металлов хорошо выделяется слагаемое, обусловленное электрон-электронным рассеянием.

Более трудно выделить электронное теплосоппротивление W_{ee} , поскольку его вклад пропорционален T и не очень сильно отличается от квадратичной зависимости dT^2 , обусловленной рассеянием электронов на фононах. Это удастся сделать только при достаточно низких температурах, когда $W_{ee} = cT$ можно выделить на фоне остаточного теплосоппротивления $W_0 \sim T^{-1}$.

Существенно, что у чистых, совершенных монокристаллах металлов теплопроводность при низкой температуре $T < 10$ К определяется электронной составляющей. Теплопроводность решетки при этом

пренебрежимо мала [4]. В качестве объекта для исследования выбран молибден со сложной поверхностью Ферми – типичный представитель переходных металлов. Он обладает объемно-центрированной кубической решеткой. Температура Дебая составляет 470 К.

Экспериментальная часть

Измерения проводились на монокристаллическом образце, полученном методом электронно-лучевой зонной плавки заготовки из сверхчистого порошка Mo. Размеры образца, вырезанного электроискровым способом, были $\approx 1,5 \times 1,5 \times 20$ мм. После вырезания для удаления дефектного слоя образец подвергался травлению с последующей электрополировкой. Таким образом, получен монокристаллический образец с зеркальной поверхностью и постоянным сечением по всей длине. Измерения проводились в области температур от температуры сверхпроводящего перехода T_c до 10 К с использованием в качестве нуль-индикатора сверхпроводящего квантового измерителя магнитного потока СКИМП [5]. Высокая чувствительность ($10^{-12} \dots 10^{-13}$ В) прибора позволяет проводить измерения малых напряжений, возникающих при наложении малых градиентов температуры с достаточно высокой точностью.

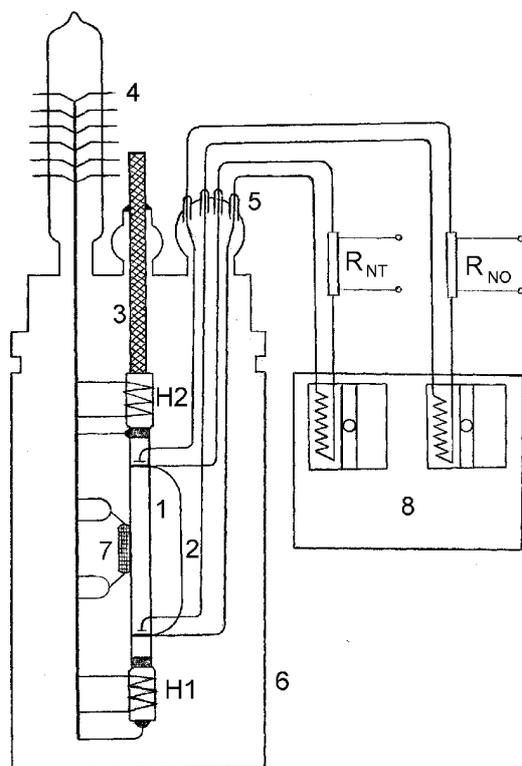


Рис. 1. Схема прибора для измерения кинетических характеристик в вакууме

Измерения проводились в вакуумном контейнере 6 (рис.1), где последовательно были смонтированы холодопровод 3, нагреватель H2, задающий среднюю температуру образца, образец 1 и нагреватель H1 для создания перепада температуры вдоль образца. Вакуум в контейнере 6 был достаточно высоким (не хуже 10^{-6} атм.), что позволило минимизировать потери тепла через окружающую среду. Средняя температура образца измерялась угольным термометром 7 с точностью 10^{-2} К. Градиент температуры вдоль образца составлял 10^{-2} К и измерялся при помощи термопары ЗЛЖ (Au-Fe_{0.03}) – сверхпроводник NbZr с точностью 10^{-5} К. Длина термопары 2 выбиралась такой, чтобы тепловой поток через нее составлял не более 1% от теплового потока через образец.

Нормальные провода от нагревателей, термометра и образца выводились из вакуумного контейнера через платиновые проволочки 4, пропаянные через стекло. Сверхпроводящие провода из NbZr от термопары и образца выводились из контейнера через платиновые капилляры 5, пропаянные через стекло и подводились к чувствительному элементу 8 прибора СКИМП.

Результаты и обсуждение

Результаты измерения электросопротивления монокристалла чистого молибдена ($R_{300}/R_{4.2} = 1760$) представлены на рис. 2. На этой кривой отчетливо выделяются два участка. Первый участок $T < 5$ К, где сопротивление практически не зависит от температуры и характеризуется рассеянием электронов на примесях и дефектах. Температурная зависимость сопротивления на втором участке может определяться как электрон-электронным рассеянием, так и электрон-фононным. Однако составляющей от электрон-фононного взаимодействия здесь можно пренебречь, так как уже при $T = 10$ К она более чем на порядок меньше слагаемого, обусловленного электрон-электронным рассеянием [6].

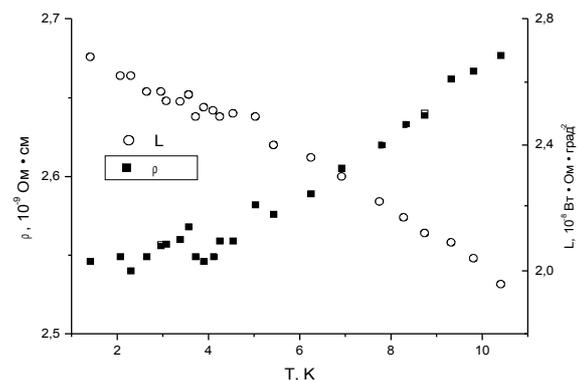


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления ρ и числа Лоренца L для монокристалла Мо

Результаты измерения теплосопrotивления W представлены на рис. 3.

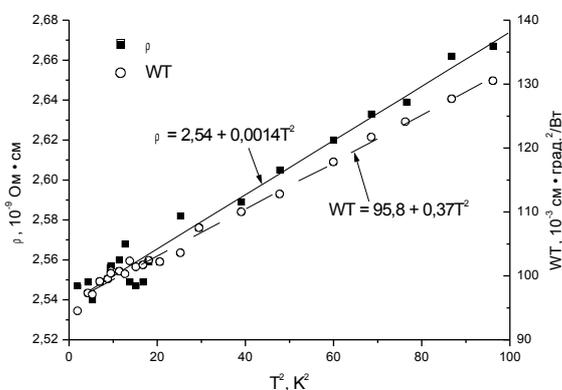


Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления ρ и теплосопротивления W

Как видно, электросопротивление ρ и теплосопротивление W хорошо описываются следующими выражениями:

$$\rho = \rho_0 + aT^2, \quad (3)$$

$$WT = W_0T + cT^2. \quad (4)$$

Здесь слагаемые ρ_0 и W_0 определяют остаточные электро- и теплосопротивления и обусловлены упругим рассеянием электронов на статических несовершенствах решетки. Отношение ρ_0/W_0T согласно закону Видемана-Франца должно соответствовать числу Лоренца $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом·град⁻². В нашем случае $\rho_0/W_0T = 2,65 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом·град⁻², что несколько превышает значение L_0 . Отношение коэффициентов $a/c = 0,4 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом·град⁻² вероятно показывает, насколько электрон-электронное рассеяние не является упругим и определяется особенностями зонной структуры исследуемого металла. Значение постоянных a и c для чистого Мо приведены в таблице.

Интересно рассмотреть температурную зависимость числа Лоренца L в предположении выполнения закона Видемана-Франца. Как видно из рис. 2, величина L убывает с температурой, что может быть связано с малоугловым неупругим рассеянием элек-

тронов. На самой зависимости $L(T)$ наблюдается немонотонность, которая коррелирует со сменой механизмов рассеяния, определяющих сопротивление в этой области температур.

Значение постоянных a и c для чистого Мо

| $\rho_{300}/\rho_{4,2}$ | $a, 10^{-12}$ Ом·см·град ⁻² | $c, 10^{-4}$ см·Вт ⁻¹ |
|-------------------------|--|----------------------------------|
| 1760 | 1,4 | 3,7 |
| 800 | 1,8 [7] | - |
| 7700 | 1,8 [7] | - |

Таким образом, для монокристалла молибдена в области температур $T < 10$ К был выделен и определен вклад электрон-электронных процессов рассеяния в электро- и теплосопротивлении. Получена температурная зависимость числа Лоренца L . Установлена корреляция немонотонности на температурной зависимости $L(T)$ со сменой определяющего механизма рассеяния электронов.

Литература

1. L.Jr. Colquitt. Electrical and thermal resistivities of the nonmagnetic transition metals with a two-band model // *J. Appl. Phys.* 1965, v.36, №8, p. 2454–2458.
2. Дж. Займан. *Электроны и фононы*. М.: Издательство иностранной литературы, 1962.
3. N.V. Volkenstein, V.P. Dyakina and V.E. Startsev. Scattering mechanisms of conduction electrons in transition metals at low temperatures // *Phys. Stat. Solid. (b)*. 1973, v.57, p. 9–19.
4. Р. Берман. *Теплопроводность твердых тел*. М.: «Мир», 1979, с.214–245.
5. Н.В. Заварицкий, О.Е. Омеляновский. Кинетические свойства β -олова. Анизотропия. Влияние искажений структуры // *ЖЭТФ*. 1981, т.81, № 6, с. 2218–2233.
6. Н.В. Волкенштейн, Л.С. Старостина, В.Е. Старцев, Е.П. Романов. Исследование температурной зависимости электропроводности монокристаллов молибдена и вольфрама в области низких температур // *ФММ*. 1964, т.18, № 6, с. 888–894.
7. Н.В. Волкенштейн, В.А. Новоселов, В.Е. Старцев. Роль межэлектронных столкновений в электросопротивлении переходных металлов // *ЖЭТФ*. 1971, т.60, № 3, с. 1078.