

05

Линейная связь электросопротивления никеля с изобарной термической деформацией выше и ниже температуры Кюри

© Ж.Х. Мурлиева, Д.К. Палчаев, Е.Д. Борзов

Дагестанский государственный университет, Махачкала
E-mail: dairphalchaev@dgu.mail.ru

В окончательной редакции 22 мая 2002 г.

Приведены результаты, указывающие на линейную связь электросопротивления с изобарной термической деформацией никеля в широкой области температур выше и ниже температуры Кюри. Показана возможность эффективного разделения фононного и магнного вкладов в общее электросопротивление. Получены простые выражения, позволяющие оценивать электросопротивления металлов группы железа в ферромагнитном и парамагнитном состояниях по данным коэффициента теплового расширения.

В ферромагнитных материалах, в частности в Fe, Co, Ni, общее электросопротивление представляет сумму вкладов [1,2], обусловленных рассеянием электронов на фононах (ρ_{ph}), магнонах (ρ_m) и статических дефектах (ρ_s):

$$\rho = \rho_{ph} + \rho_m + \rho_s. \quad (1)$$

Значение ρ_s практически не зависит от температуры и определяется [1] путем экстраполяции ρ к 0 К. Ниже температуры Кюри (T_c) ρ_m является сложной функцией температуры, как и ρ_{ph} , а выше T_c — его значение постоянно. Проблема разделения фононной и магнной составляющих электросопротивления обычно [2] решается путем оценки ρ_{ph} по интерполяционной формуле Блоха–Грюнайзена. Эффективность разделения соответствующих вкладов в сопротивление определяется [1] точностью оценки деформационного потенциала рассеяния электронов на фононах. Согласно [3], в общем виде деформационный потенциал

представляется как:

$$P = P^{ij} \cdot u_{ij}, \quad (2)$$

где P^{ij} и u_{ij} — тензоры констант деформационного потенциала и деформации соответственно. Значения компонент тензора P^{ij} однозначно определены в пределе $u_{ij} \cong 1$. В случае кубической симметрии кристалла тензор P^{ij} сводится к одной постоянной P , значение которой становится величиной порядка атомной энергии e^2/a_0 , а характеристическое время релаксации для металлов представляется как величина, обратная дебаевской частоте $\tau_i^* \cong \omega_D^{-1}$. Однако теоретическая интерпретация ρ_{ph} , основанная на представлениях деформационного потенциала, сталкивается с двумя проблемами. Первая проблема связана с невозможностью теоретического определения константы P и необходимостью привлечения данных косвенных экспериментов [3]. Вторая вызвана трудностями учета неупругого характера взаимодействия электронов с фононами [1–3].

В настоящей работе интерпретация экспериментальных данных основана на современных теоретических представлениях о рассеянии электронов [1–3] и подходе, использованном в [4], при котором небольшой набор параметров, определяемых экспериментально, позволяет сделать необходимое утверждение. Нами (эмпирически) обнаружена [5,6] линейная связь фононного электросопротивления металлов с изобарной термической деформацией $(dV/dT)_p \cdot (T/V) = \beta T$ для 25 непереходных металлов

$$\rho_{ph} = \rho^* \beta T, \quad (3)$$

где ρ^* — константа для данного металла, $\beta = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)$ — коэффициент объемного расширения. На основании этого было показано, что представление u_{ij} в (2) через тензор коэффициентов теплового расширения α_{ij} может существенно снизить указанные выше проблемы. Тензоры u_{ij} и α_{ij} симметричны [7] и имеют одинаковую природу. Значения $\alpha = f(T)$ в отличие от $u = f(T)$ лучше представлены в литературе. Более того, в отличие от u_{ij} , тензор α_{ij} является дифференциальной характеристикой термической деформации. Эмпирический аналог (2) для каждого равновесного состояния представляется как [6]:

$$P = P^* \cdot \beta T. \quad (4)$$

Значение P^* однозначно определено [6] и, так же как и P^{ij} , представляет собой константу порядка атомной энергии. Однако она в

отличие от P^{ij} , не зависит от изменения параметра решетки. Значение времени релаксации τ_{ex}^* электронов в металле в пределе $\beta T \cong 1$, согласно (4), равно обратному значению частоты, что согласуется с теорией. Совпадение P^* с P^{ij} и времен релаксации τ_{ex}^* с τ_t^* , видимо, объясняется тем, что условие локальности потенциала выполняется как при $u^{ij} \rightarrow 1$, так и при $\beta T \rightarrow 1$.

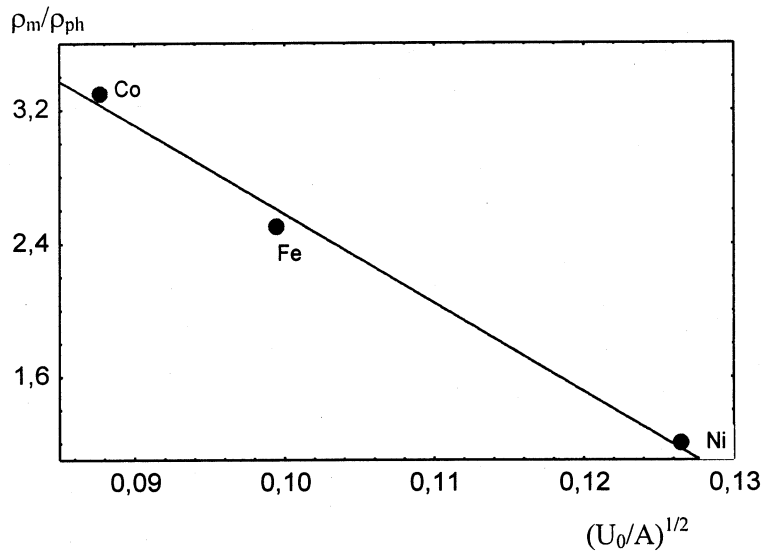
Возможность количественной оценки фононного электросопротивления (3) при любой температуре по данным изобарной термической деформации, во первых, позволит значительно точнее оценить вклад ρ_m в общее электросопротивление, во-вторых, установить роль ангармонизма колебаний атомов в рассеянии электронов на магнонах.

Нами одновременно в одном эксперименте получены данные по электросопротивлению и тепловому расширению образца чистого никеля (99.99%) в интервале температур 300–1000 К. Измерение ρ четырехзондовым методом осуществлялось на образце, помещенном в кварцевый дилатометр. Разность температур на длине образца ($l \sim 58$ мм, $d \sim 4.5$ мм) не превышала 2 К. Наши данные по ρ и α хорошо согласуются с данными [8–10] в указанном интервале температур. Значения общего электросопротивления до и после T_c соответственно аппроксимируются уравнениями:

$$\rho = -2.7 \cdot 10^{-8} + 8.92 \cdot 10^{-6} \beta T \quad (300 - 633 \text{ К}) \quad T < T_c, \quad (5)$$

$$\rho = 21.875 \cdot 10^{-8} + 3.47 \cdot 10^{-6} \beta T \quad (633 - 1000 \text{ К}) \quad T > T_c \quad (6)$$

с коэффициентом корреляции 0.999. Отрицательное значение свободного члена в (5) не имеет физического смысла, поскольку оно является результатом экстраполяции ρ из области температур (633 \rightarrow 300 К), где электросопротивление резко снижается из-за магнотстрикции. Свободный член (5), помимо значения ρ_s , включает в себя как константу, магنونный вклад в рассеяние [2]. Угловые коэффициенты в (5) и (6) представляют собой теоретические пределы электросопротивлений, характерные рассеянию электронов на фононах (ρ_{ph}^*) [6] выше T_c и фононах + магнонах (ρ_{mph}^*) — ниже T_c . Они согласно теории [3], определяются константами деформационных потенциалов рассеяния для пара- и ферромагнитных состояний. Характеристические электросопротивления обратно пропорциональны соответствующим временам



релаксации:

$$\rho_{ph}^* \sim \frac{1}{\tau_{ph}^*} \sim \nu_D \sim \sqrt{U_0},$$

$$а \quad \rho_{mph}^* \sim \frac{1}{\tau_{ph}^*} + \frac{1}{\tau_m^*} \sim \nu_D + \nu_m \sim \sqrt{U_0} + \sqrt{A}. \quad (7)$$

Здесь ν_D и $\nu_m = k_B T_c / h$ [2] — частота Дебая и частота, характеризующая обменное взаимодействие, соответственно, которые, в свою очередь, пропорциональны энергии взаимодействия атомов в парамагнитном состоянии (U_0) и обменной энергии (A). Косвенным подтверждением этого служит корреляция отношений ρ_m/ρ_{ph} в точке T_c , полученных по данным [9], и отношений $(U_0/A)^{1/2}$ для металлов группы железа (см. рисунок).

Исходя из выше изложенного, ρ_{mph}^* можно рассчитать по формуле:

$$\rho_{mph}^* = k(\nu_D + \nu_m), \quad (8)$$

где — k константа, одна и та же для пара- и ферромагнитного состояний. Константу k можно оценить сравнением углового коэффициента в (6)

со значением, полученным из уравнения $\rho_{ph} = k \cdot v_D$. Расчет ρ_{mph}^* по формуле (8) приводит к значению $8,8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$, что хорошо совпадает с величиной $8,92 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$ из (5). О том, что такое совпадение не случайно, свидетельствуют результаты аналогичных расчетов, проведенных для железа и кобальта. Согласно (8), ρ_{mph}^* для Fe и Co равны $1,33 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m$ и $1,53 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m$ соответственно и согласуются со значениями, полученными по экспериментальным данным ρ и α [8–11] в ферромагнитном состоянии — $1,5 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m$ и $1,63 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot m$. При расчетах использовалась та же константа k , что и для Ni, поскольку у них одна и та же валентность и близкие значения атомной плотности.

Выражение

$$\rho_{ph} + \rho_m = 3,95 \cdot 10^{-19} (v_D + v_m) \cdot \beta T \quad (9)$$

позволяет рассчитать для этих металлов температурные зависимости электросопротивлений, обусловленных рассеянием электронов на фононах и магнонах по данным коэффициента теплового расширения при соответствующих температурах. Выше температуры Кюри (9) трансформируется в зависимость:

$$\rho(T) = 3,95 \cdot 10^{-19} v_m \beta_c T_c + 3,95 \cdot 10^{-19} v_D \beta T \quad (10)$$

в полном соответствии с представлениями о постоянстве магنونного вклада в парамагнитном состоянии.

Постоянство отношения коэффициента теплового расширения к теплоемкости (закон Грюнайзена) указывает на тот факт, что βT , помимо термической деформации, отражает тепловые накопления при нарастании температуры, которые, согласно [12], определяют ход температурной зависимости электросопротивления металлов.

Таким образом, видно, что изобарная термическая деформация является определяющим параметром, характеризующим рассеяние не только на фононах, но и на магнонах. Общее электросопротивление никеля в широкой области температур выше и ниже T_c линейно связано с изобарной термической деформацией.

Роль ангармонизма в формировании магنونного электросопротивления такая же, как и для фононного электросопротивления в интервале температур $T_D/2 - T_c$. Характеристическое магنونное электросопротивление определяется частотой обменного взаимодействия для всех металлов группы железа.

Аддитивность характеристического электросопротивления в ферромагнитной фазе позволяет эффективно разделять фононный и магнетонный вклады в рассеяние по данным изобарной термической деформации.

Список литературы

- [1] *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: ИЛ, 1962. 488 с. (*Ziman J.M.* Electrons and phonons — OXFORD AT THE CLARENDON PRESS. 1960).
- [2] *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [3] *Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б.* Рассеяние носителей в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.
- [4] *Зверев В.М., Силин В.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. В. 1. С. 33–37.
- [5] *Пацаев Б.П., Палчаев Д.К.* // ИФЖ. 1981. Т. XLI. № 4. С. 717–719.
- [6] *Палчаев Д.К.* Закономерности, связывающие электрические, тепловые и механические свойства твердых тел. Диссер. докт. ф.-м.н. Махачкала, 1999. 277 с.
- [7] *Най Дж.* Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967. 385 с. (*Neu J.F.* Physical properties of crystals — OXFORD AT THE CLARENDON PRESS, 1964).
- [8] *Новикова С.И.* Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 291 с.
- [9] *Зиновьев В.Е.* Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989. 383 с.
- [10] *Лариков Л.Н., Юрченко Ю.Ф.* Структура и свойства металлов и сплавов. Справочник. Киев; Наукова думка, 1985. 437 с.
- [11] *Шматко О.А., Усов Ю.В.* Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов. Справочник. Киев; Наукова думка, 1987. 582 с.
- [12] *Сулис Р.А., Френкель В.Я.* // УФН. 1996. Т. 164. № 4. С. 379–396.