

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.8, стр.473 – 477 20 апреля 1972 г.

МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ПАЛЛАДИЯ

Ю. Н. Смирнов, В. М. Тимошенко

Вклад парамагнетиков в термическое расширение металлов с простой кубической решеткой в приближении взаимодействия ближайших соседей определен соотношением [1]

$$\left(\frac{\delta a}{a} \right)_{\epsilon q} = \frac{\epsilon N}{3C} g(T), \quad (1)$$

где ϵ — определяет изменение ширины незаполненной зоны при увеличении периода решетки.

$g(T)$ — параметр, связывающий электронные корреляционные функции с величиной периодов решетки при различных температурах, энергией обменного взаимодействия на атом U , поляризацией спинов электронов проводимости незаполненной полосы χ_p и коэффициентом электрон-решеточного взаимодействия j , $C = C_{11} + 2C_{12}$.

а) Если $\epsilon > 0$, $g(T) > 0$ (обычный случай), $\chi_p = 0$ (парамагнотны не упорядочены), $(\delta\sigma/\sigma)_{eq} < 0$. Парамагнотны вызывают сжатие решетки дополнительно к фононному и электронному вкладу в термическое расширение.

б) Если $\chi_p \neq 0$ (парамагнотны упорядочены) величина $g(T)_{\chi_p \neq 0} < g(T)_{\chi_p = 0}$,

сжатие решетки уменьшается в интервале от 0°K до температуры разупорядочения парамагнотнов T_m . Выше T_m вклад парамагнотнов в термическое расширение не равен нулю и соответствует случаю а). В температурном ходе периодов решетки в точке T_m возникает излом.

Расчет изменения спиновой поляризации χ_p и параметра $g(T)$ с ростом температуры для различных значений коэффициента электрон-решеточного взаимодействия ($j = 0 - 0,1$) и отношения удвоенной ширины незаполненной зоны к обменной энергии на атом ($B = 0,5 + 2,0$) показал [1], что χ_p и T_m слабо уменьшается с ростом j и сильно с ростом B .

Парамагнотны в палладии обнаружены нейтронографически [2], они увеличивают эффективную массу электронов $4d$ -зоны [3-8], электросопротивление вблизи 0°K приобретает терм, пропорциональный T^2 [9, 10]. В температурном ходе магнитной восприимчивости при $\sim 90^\circ\text{K}$ существует максимум [11-17], — удельной электронной теплоемкости — минимум [18, 19].

Цель настоящей работы — исследовать влияние парамагнотнов на термическое расширение и электросопротивление палладия в интервале температур $77 - 300^\circ\text{K}$.

Исследования выполнены на поликристаллических пластинках палладия толщиной $0,13 \text{ мм}$ (чистота металла 99,98 ат. %), отожженных в вакууме при 1300°K в течение 10 часов . Эксперименты проводились на дифрактометре ДРОН-1, снабженном низкотемпературной приставкой КРН-1, по методике, описанной ранее [20]. Относительная точность определения температурного хода периодов решетки $\pm 0,00008 \text{ \AA}$.

Измерение температурного хода удельного электросопротивления при $77 - 300^\circ\text{K}$ проводилось компенсационным методом на установке, собранной на базе потенциометра Р-309. Максимальная относительная погрешность определения температурного хода удельного электросопротивления не превышала $\pm 0,2\%$, абсолютная погрешность — $\pm 2\%$. Точность измерения температуры — $\pm 0,3^\circ\text{K}$.

Период ГЦК решетки палладия монотонно увеличивается при $77 - 95^\circ\text{K}$ (рис. 1). Вблизи 95°K кривая имеет излом, далее с ростом температуры период немонотонно растет, давая перегиб при $\sim 130^\circ\text{K}$, в интервале $220 - 300^\circ\text{K}$ температурный ход периода решетки подчиняется эмпирическому уравнению.

$\alpha = 3,8764(1 + 11,65 \cdot 10^{-6} T + 2,59 \cdot 10^{-9} T^2)$, Å. Экстраполированная из парамагнитной области кривая проходит выше экспериментальной, экстраполированная от точки перегиба проходит ниже. Кривая температурной зависимости коэффициента термического расширения при $95 \pm 3^\circ\text{K}$ терпит разрыв $\approx 30 \cdot 10^{-6} \text{град}^{-1}$ и имеет минимум при $\sim 130^\circ\text{K}$.

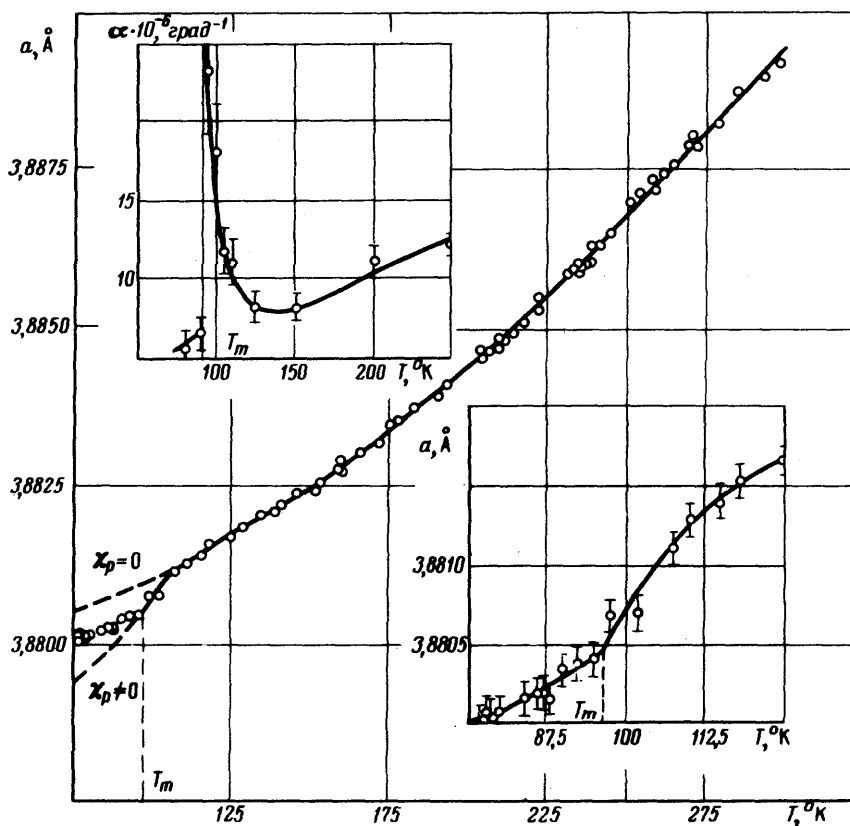


Рис. 1. Температурный ход периодов решетки и коэффициента термического расширения палладия

Кривая температурной зависимости удельного электросопротивления имеет излом при $91 \pm 3^\circ\text{K}$ (рис. 2). Коэффициент $\alpha_\rho = (1/\rho)(d\rho/dT)$ в точке излома претерпевает скачок, равный $18 \cdot 10^{-4} \text{град}^{-1}$. Знак скачков $\Delta\alpha_\sigma$ и $\Delta\alpha_\rho$ — отрицательный. Из полученных результатов температура аномалии равна $93 \pm 5^\circ\text{K}$.

Предполагается, что в общих чертах соотношение (1) описывает вклад парамагненов в термическое расширение кубической гранецентрированной решетки палладия. Для наиболее близкого к эксперименту значения эффективной массы ($m^*/m = 4 \pm 1$) [5].

$$UN(E_F) = 0,035 \pm 0,012.$$

(2)

По последним данным [21, 22] плотность состояний на поверхности Ферми палладия составляет $2,281 \pm 0,171 \text{ эв}^{-1}$, удвоенная ширина $4d$ -полосы равна $1,29 \cdot 10^{-4} \text{ эв}$. Используя формулу (2), определяем значение $B = 0,013 \pm 0,007$. Экстраполяция зависимости $kT_m/U = f(B)$ до $B = 0,013$ дает

$$\frac{kT_m}{U} = 0,38 . \quad (3)$$

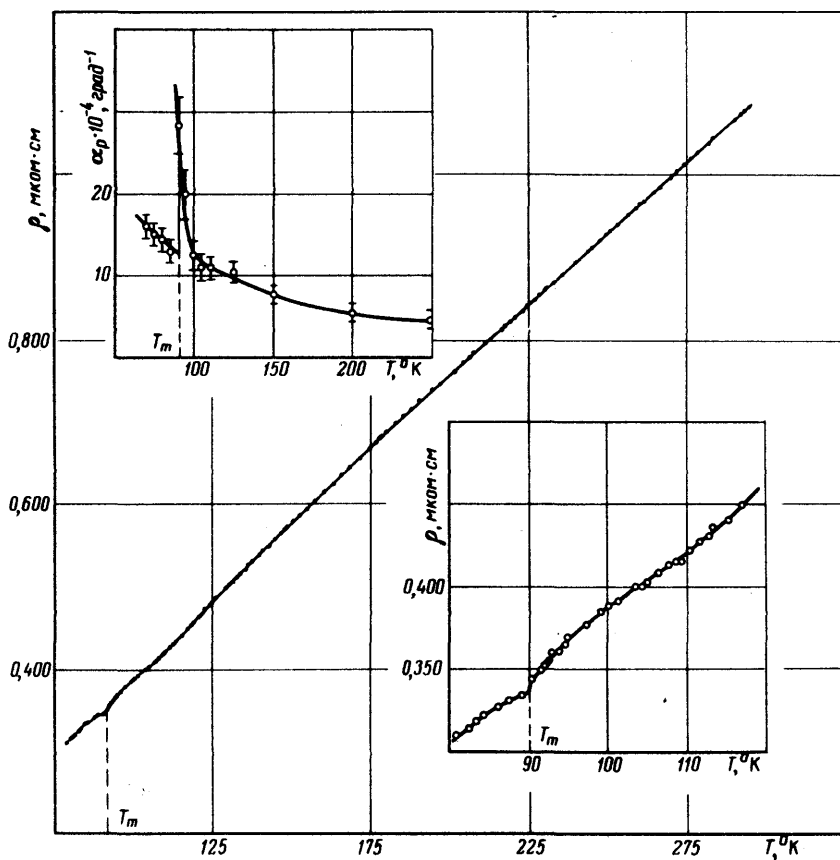


Рис. 2. Температурный ход удельного электросопротивления и коэффициента $\alpha_\rho = (1/\rho)(d\rho/dT)$ палладия

Из формулы (3) температура разупорядочения парамагнетиков $T_m = 70 \pm 30^\circ\text{K}$. Полученная величина близка к экспериментально найденной $93 \pm 5^\circ\text{K}$.

Форма аномалии кривых $\alpha_\sigma(T)$ и $\alpha_\rho(T)$ вблизи T_m указывает на особенности, характерные для фазового перехода второго рода.

Авторы искренне благодарны И.Г.Дьякову и В.Г.Малышеву за возможность исследовать температурный ход удельного электросопротивления палладия.

Институт материалов
электронной техники

Поступила в редакцию
13 марта 1972 г.

Литература

- [1] L.C.Bartel. J. Appl. Phys., **41**, 5132, 1970.
- [2] G.G.Low. Proc. Int. Conf. of Magnetism, Nottingham, p. 133, Sept., 1964.
- [3] N.F.Berk, J.R.Schrieffer. Phys. Rev. Lett., **17**, 433, 1966.
- [4] S.Doniach, S.Engelsberg. Phys. Rev. Lett., **18**, 750, 1966.
- [5] J.R.Schrieffer. J. Appl. Phys., **39**, 642, 1968.
- [6] N.F.Berk, Ph.D.Thesis University of Pensilvania, Philadelphia, 1966.
- [7] S.Doniach. Phys. Rev. Lett., **18**, 554, 1967.
- [8] S.Doniach. J. Appl. Phys., **39**, 489, 1968.
- [9] J.Rice. J. Appl. Phys., **39**, 958, 1968.
- [10] A.J.Shindler, B.R.Coles. J. Appl. Phys., **39**, 956, 1968.
- [11] L.Neel. Ann. Phys., **18**, 94, 1932.
- [12] И.Я.Дехтяр, А.С.Панфилов, И.В.Свечкарев, Р.Т.Федченко. ЖЭТФ, **60**, 340, 1971.
- [13] S.Foner, R.Doclo, J.C.McNiff. J. Appl. Phys., **39**, 551, 1968.
- [14] B.Budworth, F.E.Noare. J. Preston. Proc. Roy. Soc., **A257**, 250, 1960.
- [15] A.J.Manuel, J.M.Quinton. Proc. Roy. Soc., **A247**, 412, 1963.
- [16] G.G. Low, T.M.Holden. Proc. Phys. Soc., **89**, 119, 1966.
- [17] J.Crangle, W.R.Scott. J. Appl. Phys., **36**, 291, 1962.
- [18] E.D.Thompson. J. Phys. Chem. Solids, **30**, 1181, 1969.
- [19] A.P.Miller, B.N.Brockhause. Phys. Rev. Lett., **20**, 798, 1968.
- [20] Ю.Н.Смирнов, В.А.Финкель. ЖЭТФ, **47**, 476, 1964.
- [21] O.K.Andersen. Phys. Rev., **2**, 883, 1970.
- [22] F.M.Mueller, A.J.Freeman, J.O.Dimmock, A.M.Furduna. Phys. Rev., **1**, 4617, 1970.