

УДК 537.311.31

© 1991

МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. Т. Швец

В рамках теории линейной реакции Кубо и двухзонной модели коллективизированных электронов получено выражение для коэффициента электропроводности «магнитных металлов». При этом учтено рассеяние электронов каждой из зон на ионах и на флуктуациях плотности и спиновой плотности электронов другой зоны. Установлена связь коэффициента электропроводности с парамагнитными восприимчивостями электронов каждой из зон. Проанализирована температурная зависимость электропроводности переходных металлов, включая жидкие, для температур, превышающих температуры их магнитного упорядочения.

Температурная зависимость электропроводности переходных металлов обладает рядом существенных особенностей по сравнению с аналогичной зависимостью для простых металлов, для большинства которых характерен линейный рост электропроводности с температурой в широком диапазоне температур, включающем и жидкую фазу [1, 2]. В наибольшей мере эти отличия проявляются для магнитоупорядоченной фазы переходных металлов, где наблюдается существенно нелинейное поведение электропроводности с характерной особенностью при температуре магнитного упорядочения [1]. Такое поведение электропроводности связано с температурной зависимостью магнитного вклада в электропроводность и достаточно подробно исследовано в работе [3].

Если в магнитоупорядоченной фазе электропроводность переходных и редкоземельных металлов изменяется с температурой подобным образом, то выше температуры магнитного упорядочения для редкоземельных металлов сохраняется, хотя и менее выраженное, нелинейное изменение электропроводности с температурой [1], в то время как для переходных металлов, так же и как для простых, характерен, как правило, линейный рост электропроводности с температурой [1, 2, 4].

По-видимому, и выше температуры магнитного упорядочения особенности поведения электропроводности для различных металлов связаны с магнитным вкладом в электропроводность, однако его роль и в настоящее время в области высоких температур исследована недостаточно и является объектом дискуссии. На практике же его обычно находят вычитанием из полного электропроводности других вкладов, вычисление или оценка которых проще, предполагая при этом не зависящим от температуры [1].

Одной из целей данной работы является установление температурной зависимости магнитного вклада в высокотемпературное электропроводности в рамках модели коллективизированных *d*-электронов, использовавшейся ранее для расчета равновесных свойств металлов [5], и объяснение отличия поведения электропроводности переходных и редкоземельных металлов в высокотемпературной области.

Модельный гамильтониан металла выберем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_d + \hat{H}_{sd}. \quad (1)$$

Здесь

$$\hat{H}_{s,d} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon_{s,d}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}\sigma}^{+s,d} a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d} + \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{q}} W_0^{s,d}(\mathbf{q}) \rho^{\pm}(\mathbf{q}) \hat{\rho}_{s,d}^{\pm}(-\mathbf{q}) + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}, \sigma, \sigma'} U(\mathbf{q}) a_{\mathbf{k}-\mathbf{q}\sigma}^{+s,d} a_{\mathbf{k}'+\mathbf{q}\sigma'}^{+s,d} a_{\mathbf{k}'\sigma'}^{s,d} a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d} \quad (2)$$

— гамильтониан s - или d -электронов; $U(\mathbf{q}) = 4\pi e^2/q^2$ — Фурье-образ потенциала кулоновского взаимодействия электронов каждой из подсистем; $W_0^{s,d}(\mathbf{q})$ — форм-факторы псевдопотенциалов взаимодействия электронов соответствующих подсистем с ионами,

$$\rho^{\pm}(\mathbf{q}) = N^{-1} \sum_n \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_n)$$

— Фурье-образ плотности ионов,

$$\hat{\rho}_{s,d}^{\pm}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d+} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma}^{s,d}$$

— Фурье-образы операторов плотности s - и d -электронов; $\varepsilon_s(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_s$ — энергия свободных s -электронов; m_s — их эффективная масса; $\varepsilon_d(\mathbf{k}) = \varepsilon_0 + \hbar^2 k^2 / 2m_d$ — энергия свободных d -электронов; m_d — их эффективная масса; $U_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d+}$, $a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d+}$ — операторы рождения и уничтожения s - и d -электронов в состояниях с волновым вектором \mathbf{k} и спином σ .

Для гамильтониана взаимодействия s - и d -электронов воспользуемся моделью Вонсовского [6], в рамках которой

$$\hat{H}_{sd} = \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{q}} U(\mathbf{q}) \hat{\rho}_s^{\pm}(-\mathbf{q}) \hat{\rho}_d^{\pm}(\mathbf{q}) - \frac{1}{V\hbar^2} \sum_{\mathbf{q}} B_0(\mathbf{q}) \left[\hat{S}_s^z(-\mathbf{q}) \hat{S}_d^z(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \hat{S}_s^+(\mathbf{q}) \hat{S}_d^-(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \hat{S}_s^-(\mathbf{q}) \hat{S}_d^+(\mathbf{q}) \right], \quad (3)$$

где $B_0(\mathbf{q})$ — Фурье-образ потенциала обменного взаимодействия,

$$\hat{S}_{s,d}^z(\mathbf{q}) = \frac{\hbar}{2} \sum_{\mathbf{k}} [a_{\mathbf{k}\uparrow}^{s,d+} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\uparrow}^{s,d} - a_{\mathbf{k}\downarrow}^{s,d+} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow}^{s,d}] \quad (4)$$

— Фурье-образы операторов плотности z -компонент спинов s - и d -электронов,

$$\hat{S}_{s,d}^{\pm}(\mathbf{q}) = \hbar \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\uparrow\downarrow}^{+s,d} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\downarrow\uparrow}^{s,d} \quad (5)$$

— Фурье-образы операторов плотностей поперечных компонент спинов s - и d -электронов.

В приближении времени релаксации коэффициент электропроводности имеет вид

$$\text{Re } \sigma(\omega) = \frac{e^2 n_s}{m_s} \frac{\tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + \frac{e^2 n_d}{m_d} \frac{\tau_d}{1 + \omega^2 \tau_d^2}, \quad (6)$$

где τ_s , τ_d — времена релаксации для электропроводности, осуществляемой s - и d -электронами. В свою очередь формулу Кубо для электропроводности можно привести к виду [7]

$$\text{Re } \sigma(\omega) = \frac{1 - e^{-\beta\hbar\omega}}{3V\hbar\omega^3} \text{Re} \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \hat{\mathcal{J}}(t) \hat{\mathcal{J}}(0) \rangle, \quad (7)$$

где

$$\hat{\mathcal{J}} = \hat{\mathcal{J}}_s + \hat{\mathcal{J}}_d \quad (8)$$

— оператор электрического тока,

$$\hat{\mathcal{J}}_{s,d} = \frac{e\hbar}{m_{s,d}} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \mathbf{k} a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d} a_{\mathbf{k}\sigma}^{s,d} \quad (9)$$

— операторы токов s - и d -электронов.

Приравнивая выражения (6) и (7) при $\omega\tau_s \gg 1$, $\omega\tau_d \gg 1$, вычисляя производные операторов тока по времени с помощью гамильтониана (1) и ограничиваясь низшим порядком теории возмущений по W_0 , B_0 и U_0 , получим

$$\begin{aligned} \tau_{s,d}^{-1}(\omega) = & \frac{1 - e^{-\beta\hbar\omega}}{\hbar\omega} \frac{1}{6\pi m_{s,d} n_{s,d} v_0} \int_0^\infty dq q^4 \int_{-\infty}^\infty d\omega' \left\{ W_0^{s,d}(q) S^z(q, \omega') S_{s,d}^e \times \right. \\ & \times (-q, \omega - \omega') + \frac{v_0}{4} U_0^2(q) S_d^e(q, \omega') S_s^e(-q, \omega - \omega') + \\ & \left. + \frac{3v_0}{\hbar^4} B_0^2(q) S_d^{zz}(q, \omega') S_s^{zz}(-q, \omega - \omega') \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь мы опустили вклады, обусловленные рассеянием электронов на электронах с одинаковыми эффективными массами. Кроме того, введены следующие обозначения:

$$S^z(q, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^\infty dt e^{i\omega t} \langle \rho^z(\mathbf{q}, t) \rho^z(-\mathbf{q}, 0) \rangle \quad (11)$$

— двухчастичный динамический структурный фактор ионной подсистемы

$$S_{s,d}^e(q, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_{-\infty}^\infty dt e^{i\omega t} \langle \hat{\rho}_{s,d}^e(\mathbf{q}, t) \hat{\rho}_{s,d}^e(-\mathbf{q}, 0) \rangle \quad (12)$$

— двухчастичные динамические структурные факторы s - и d -электронов,

$$S_{s,d}^{zz}(q, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_{-\infty}^\infty dt e^{i\omega t} \langle \hat{S}_{s,d}^z(\mathbf{q}, t) \hat{S}_{s,d}^z(-\mathbf{q}, 0) \rangle \quad (13)$$

— двухчастичные динамические продольные спиновые структурные факторы s - и d -электронов.

При получении выражений для обратных времен релаксации (10) использовалась конкретная модель металла (1)–(5), однако предлагаемый способ нахождения времен релаксации позволяет в отличие от других подходов получить для них выражения, не связанные с выбором конкретной модели, поскольку связывает времена релаксации лишь с корреляционной функцией производных электрического тока по времени $\langle \hat{\mathcal{J}}(t) \hat{\mathcal{J}}(0) \rangle$. Используя методы запаздывающих или причинных функций Грина, эту корреляционную функцию можно представить в виде ряда по потенциалам различных взаимодействий в системе. Для получения соответствующих выражений в низшем порядке теории возмущений достаточно лишь вычислить производные операторов электрического тока по времени, что выполнимо для любого, сколь угодно сложного модельного гамильтониана.

Весь предлагаемый подход основан на предположении, что безразмерные параметры $\hbar/\varepsilon_F \tau_{s,d} \ll 1$, т. е. что длины свободных пробегов электронов проводимости много больше межионного расстояния. Как показали Иоффе и Регель [8], при значениях $\hbar/\varepsilon_F \tau_{s,d} \ll 1$ понятия времени релаксации и длины свободного пробега не имеют смысла. С учетом критерия Иоффе и Регеля результаты данной работы не применимы для описания высокотемпературного электросопротивления некоторых кристаллических и жидких металлов, а также низкотемпературного

электросопротивления ряда аморфных металлов с высоким электросопротивлением.

Выражения (10) справедливы для жидких, аморфных и кристаллических металлов при температурах, превышающих температуру магнитного упорядочения. При этом динамический структурный фактор ионной подсистемы (11) формально точно содержит всю информацию о взаимодействиях и динамике ионной подсистемы. Его можно вычислить, разлагая соответствующую корреляционную функцию в ряд по степеням смещений ионов от положений равновесия [9]. Первый член этого разложения для кристаллических металлов будет соответствовать однофононному рассеянию электронов проводимости, остальные — многофононным. Достоинство использования структурного фактора, с одной стороны, заключается в возможности единообразного описания упорядоченных и неупорядоченных металлов, а с другой — в возможности непосредственного использования структурных факторов экспериментально измеренных в различных дифракционных экспериментах или вычисленных для модели твердых сфер. В такой же мере структурные факторы электронных подсистем (12), (13) содержат информацию о взаимодействиях внутри этих подсистем. Для их расчета воспользуемся флуктуационно-диссипационной теоремой, согласно которой

$$S_{s,a}^e(q, \omega) = [\hbar/\pi U(q)] [\exp(-\beta\hbar\omega) - 1]^{-1} \text{Im} \epsilon_{s,a}^{-1}(q, \omega), \quad (14)$$

где

$$\epsilon_{s,a}(q, \omega) = 1 + U(q) \pi_{s,a}(q, \omega) \quad (15)$$

— диэлектрические проницаемости s - и d -электронов, $\pi_{s,a}(q, \omega)$ — поляризационные операторы s - и d -электронов,

$$S_{s,a}^{zz}(q, \omega) = -[\hbar^3/\pi g^2 \mu_B^2] [\exp(-\beta\hbar\omega) - 1]^{-1} \text{Im} \chi_{s,a}^e(q, \omega), \quad (16)$$

где $\chi_{s,a}^i(q, \omega)$ — магнитные восприимчивости s - и d -электронов.

С учетом (14), (15) выражение для обратного времени релаксации (10) примет вид

$$\begin{aligned} \tau_{s,a}^{-1} = & \frac{1}{6\pi k_B T m_{s,a} n_{s,a} v_D} \int_0^\infty dq q^4 \int_{-\infty}^\infty d\omega \left\{ [W_0^{s,a}(q)]^2 S^e(q, \omega) \frac{\hbar}{\pi U(q)} \frac{1}{e^{-\beta\hbar\omega} - 1} \times \right. \\ & \times \text{Im} \epsilon_{s,a}^{-1}(-q, -\omega) + \frac{v_0}{4} U_0^2(q) \frac{\hbar^2}{\pi^2 U^2(q)} \frac{1}{e^{-\beta\hbar\omega} - 1} \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} \text{Im} \epsilon_d^{-1}(q, \omega) \times \\ & \times \text{Im} \epsilon_s^{-1}(-q, -\omega) + \frac{3v_0}{4} B_0^2(q) \frac{\hbar^6}{\pi^2 g^4 \mu_B^4} \frac{1}{e^{-\beta\hbar\omega} - 1} \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} \times \\ & \left. \times \text{Im} \chi_d^e(q, \omega) \text{Im} \chi_s^e(-q, -\omega) \right\}. \quad (17) \end{aligned}$$

Первое слагаемое в фигурных скобках выражения (17) описывает обратное время релаксации для простых металлов и совпадает с результатами [10], полученными другим методом. Остальные слагаемые обобщают эти результаты на случай переходных металлов.

В приближении случайных фаз

$$\pi_{s,a}(q, \omega) = \pi_0^{s,a}(q, \omega) / [1 - \bar{U}_{s,a}(q) \pi_0^{s,a}(q, \omega)], \quad (18)$$

где $\pi_0^{s,a}(q, \omega)$ — поляризационные операторы невзаимодействующих s - и d -электронов, $\bar{U}_{s,a}(q)$ — потенциалы обменного взаимодействия и корреляций s, d -электронов,

$$\chi_{s,a}^e(q, \omega) = \chi_0^{s,a}(q, \omega) / \left[1 - \frac{1}{g^2 \mu_B^2} \bar{U}_{s,a}(q) \chi_0^{s,a}(q, \omega) \right], \quad (19)$$

где

$$\chi_0^{s,d}(q, \omega) = 1/4 g^2 \mu_B^2 \pi_0^{s,d}(q, \omega) \quad (20)$$

— парамагнитные восприимчивости s - и d -электронов.

После подстановки (18) и (19) в выражение (17) получим

$$\begin{aligned} \tau_{s,d}^{-1} = & \frac{1}{6\pi k_B T m_{s,d} n_{s,d} v_0} \int_0^\infty dq q^4 \int_{-\infty}^\infty d\omega \left\{ \frac{[W_0^{s,d}(q)]^2}{|\tilde{\epsilon}_{s,d}(q, \omega)|^2} S^i(q, \omega) S_{s,d}^e(-q, -\omega) + \right. \\ & + \frac{v_0}{4} \frac{U_0^2(q)}{|\tilde{\epsilon}_s(q, \omega)|^2 |\tilde{\epsilon}_d(q, \omega)|^2} S_0^d(q, \omega) S_0^s(-q, -\omega) + \\ & \left. + \frac{3v_0}{16} \frac{B_0^2(q)}{|\mu_s(q, \omega)|^2 |\mu_d(q, \omega)|^2} S_0^d(q, \omega) S_0^s(-q, -\omega) \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Здесь

$$\tilde{\epsilon}_{s,d}(q, \omega) = 1 + [U(q) - \tilde{U}_{s,d}(q)] \pi_0^{s,d}(q, \omega) \quad (22)$$

— эффективные диэлектрические проницаемости s - и d -электронов,

$$\mu_{s,d}(q, \omega) = 1 - \frac{2}{g^2 \mu_B^2} \tilde{U}_{s,d}(q) \chi_0^{s,d}(q, \omega) \quad (23)$$

— магнитные проницаемости s - и d -электронов,

$$S_0^{s,d}(q, \omega) = (\hbar/\pi) [\exp(-\beta\hbar\omega) - 1]^{-1} [\text{Im} \pi_0^{s,d}(q, \omega)]^* \quad (24)$$

— двухчастичные динамические структурные факторы не взаимодействующих s - и d -электронов. Из структуры подынтегральной функции в выражении (21) следует, что во втором и третьем слагаемых в фигурных скобках существенными являются только частоты $\hbar\omega \leq k_B T$. Для таких частот диэлектрическая проницаемость вырожденного электронного газа является слабо зависящей от частоты функцией и можно ограничиться ее статическим значением. Для этих же частот

$$S_0^{s,d}(q, \omega) = -[\exp(-\beta\hbar\omega) - 1]^{-1} (m_{s,d}^2 \omega / 2\pi^2 \hbar^2 q) \Theta(2k_F^{s,d} - q), \quad (25)$$

где $k_F^{s,d}$ — волновые векторы Ферми s - и d -электронов.

В результате обратное время релаксации можно представить в виде суммы следующих трех слагаемых

$$\tau_{s,d}^{-1} = \tau_{s,dW}^{-1} + \tau_{s,dV}^{-1} + \tau_{s,dB}^{-1}. \quad (26)$$

С учетом выражения (25)

$$\tau_{s,dW}^{-1} = \frac{m_{s,d}}{12\pi^3 n_{s,d} v_0 \hbar^3} \int_0^{2k_F^{s,d}} dq q^3 \left[\frac{W_0^{s,d}(q)}{\tilde{\epsilon}_{s,d}(q)} \right]^2 \int_{-\infty}^\infty d\omega \frac{\hbar\omega/k_B T}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} S^i(q, \omega). \quad (27)$$

Этот вклад, обусловленный рассеянием s - или d -электронов на флуктуациях ионной плотности, выше температуры Дебая в однофононном приближении линейным образом зависит от температуры [9], что хорошо согласуется с экспериментальными данными для большинства переходных металлов. Такая же зависимость, как правило, сохраняется в жидкой фазе [1], хотя температурный коэффициент в этом случае меньше и может быть отрицательным. Второе слагаемое в выражении (26)

$$\tau_{s,dV}^{-1} = \frac{m_{s,d} m_d^2 s (k_B T)^2}{48\pi^5 n_{s,d} \hbar^6} \alpha \int_0^{2k_0} dq q^2 \frac{U_0^2(q)}{\tilde{\epsilon}_s^2(q) \tilde{\epsilon}_d^2(q)}, \quad (28)$$

где

$$\alpha = \int_{-\infty}^\infty dz z^2 (e^z - 1)^{-1} (e^{-z} - 1)^{-1},$$

обусловлено рассеянием электронов проводимости с различной эффективной массой друг на друге и пропорционально квадрату температуры. Поскольку оно имеет порядок величины $(k_B T / \varepsilon_F)^2$, то для температур, превышающих дебаевскую, оно оказывается существенно меньше других слагаемых в выражении (26), хотя и дает экспериментально заметный вклад в электросопротивление. Наконец, вклад, обусловленный рассеянием электронов проводимости на флуктуациях спиновой плотности электронов проводимости, имеет вид

$$\tau_{s, dB}^{-1} = \frac{m_{s, d} m_{d, s}^2}{64\pi^5 n_{s, d} \hbar^6 k_B T} \int_0^{2k_0} dq q^2 \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{B_0^2(q)}{|\mu_s(q, \omega)|^2 |\mu_d(q, \omega)|^2} \hbar^2 \omega^2 (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1) (e^{-\hbar\omega/k_B T} - 1), \quad (29)$$

где $k_0 = \min \{ k_F^s, k_F^d \}$. Температурная зависимость этого вклада будет линейной, если при вычислении магнитных восприимчивостей s - и d -электронов ограничиться приближением невзаимодействующих электронов. При учете межэлектронного взаимодействия температурная зависимость будет заведомо линейной в области высоких температур, значительно превышающих температуру магнитного упорядочения. В этом случае $\hbar\omega/k_B T \ll 1$ и

$$\tau_{s, dB}^{-1} = k_B T \frac{m_{s, d} m_{d, s}^2}{64\pi^5 n_{s, d} \hbar^6} \int_0^{2k_0} dq q^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{B_0^2(q)}{|\mu_s(q, \omega)|^2 |\mu_d(q, \omega)|^2}. \quad (30)$$

Таким образом, в области высоких температур магнитный вклад в электросопротивление в модели коллективизированных d -электронов линейным образом зависит от температуры, т. е. точно так же, как и вклад, обусловленный электрон-фононным взаимодействием или рассеянием на структурной неупорядоченности ионной подсистемы. Это обстоятельство не позволяет выделить магнитный вклад в электросопротивление из полного электросопротивления на основе анализа только лишь температурной зависимости этих величин и служит аргументом в пользу утверждения о важности магнитного вклада при температурах, сколько угодно превышающих температуру магнитного упорядочения.

В области высоких температур из формулы (16) для магнитного вклада в обратное время релаксации можно получить еще одно асимптотически точное выражение. Пренебрегая частотной зависимостью парамагнитной восприимчивости s -электронов по сравнению с частотной зависимостью парамагнитной восприимчивости d -электронов и воспользовавшись дисперсионными соотношениями для последней, получим

$$\tau_{s, B}^{-1} = k_B T \frac{m_s}{16\pi^3 \hbar^3 n_s g^2 \mu_B^2} \int_0^{2k_F} dq q^3 \frac{B_0^2(q)}{|\mu_s(q)|^2} \text{Re } \chi_d^s(q). \quad (31)$$

Это соотношение устанавливает связь магнитного вклада в электросопротивление и вещественной части магнитной восприимчивости d -электронов, которыми в основном и обусловлены магнитные свойства переходных металлов. Если обратиться к экспериментальным по электросопротивлению и магнитной восприимчивости бинарных сплавов переходных металлов [11], то именно такое согласованное изменение электросопротивления и магнитной восприимчивости наблюдается при добавлении W, Nb к Fe, Mn к Ni, которое следует из формулы (31). Для некоторых других сплавов такое согласование не наблюдается в детальном поведении соответствующих кривых, оставаясь в качестве тенденции. При этом хорошее согласие наблюдается для переходных металлов с широкой d -зоной и полностью или частично отсутствует для переходных жидких

металлов с узкой d -зоной. Безусловно, для детального анализа экспериментальных данных необходимы учет возможности частичной или полной локализации d -электронов, учет достаточно сложного характера плотности состояний в переходных металлах и температурной зависимости характерных параметров системы.

Формула (31) позволяет качественно понять и различие в температурных зависимостях магнитного вклада в электросопротивление переходных и редкоземельных металлов. Для последних более приемлемым является представление о локализованных d -электронах. В этом случае магнитная восприимчивость будет иметь вид закона Кюри или Кюри-Вейса. В результате магнитный вклад в электросопротивление либо от температуры не будет зависеть вообще, либо будет зависеть нелинейным образом с выраженным эффектом насыщения электросопротивления при высоких температурах, что и наблюдается на эксперименте.

Автор выражает искреннюю благодарность З. А. Гурскому, В. Н. Бондареву, Н. П. Коваленко и Ю. П. Красному за полезное обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Зиновьев В. Е. Кинетические свойства металлов при высоких температурах. Справочник. Металлургия. М., 1984. С. 200.
- [2] Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов. М., 1980. С. 296.
- [3] Ведяев А. В., Грановский А. Б. // ФММ. 1987. Т. 63. № 6. С. 1078.
- [4] Ведерников М. В., Двуниткин В. Г., Бурков А. Т. // Препринт ЛФТИ. 1987. № 1148.
- [5] Швец В. Т. // ТВТ. 1988. Т. 25. № 1. С. 171.
- [6] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971. С. 1032.
- [7] Швец В. Т. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 7. С. 1971.
- [8] Ioffe A. F., Regel A. R. // Progr. Semicond. 1960. V. 4. P. 237.
- [9] Красный Ю. П., Костенко В. П. // ТМФ. 1973. Т. 14. № 2. С. 56.
- [10] Baum G. // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 6A. P. A1691.
- [11] Синглер В. В., Радовская И. З. Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М., ИВТ АН СССР, 1988. № 4 (72).

Одесский институт
низкотемпературной техники и энергетики

Поступило в Редакцию
8 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
15 августа 1990 г.