

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ/CONDENSED MATTER PHYSICS

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2025.160s.28>

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ БИНАРНЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ

Научная статья

Бородин К.И.^{1,*}, Волков В.А.²

¹ ORCID : 0000-0001-5536-4256;

² ORCID : 0000-0002-7955-959X;

¹ Институт физики металлов им. Н. А. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Российская Федерация

² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Российская Федерация

* Корреспондирующий автор (bkimm[at]mail.ru)

Аннотация

Электрическое сопротивление антиферромагнитных сплавов рассчитано в приближении когерентного потенциала. Показано, что если энергия Ферми локализована вблизи щели в плотности электронных состояний, то электрическое сопротивление может возрастать с ростом намагниченности подрешеток. Экспериментальные исследования, проведенные ранее для сплавов Cr-Pt, показывают, что при возрастании концентрации примеси аномалия сопротивления увеличивается. Для сплавов Ni-Mn эквиватомного состава ранее было экспериментально обнаружено значительное увеличение электросопротивления (свыше 80%) при переходе в АФМ состояние. Таким образом, предложенная нами теория позволяет качественно объяснить наблюдавшиеся температурные и концентрационные аномалии электросопротивления АФМ сплавов.

Ключевые слова: остаточное электросопротивление, антиферромагнитные сплавы, приближение когерентного потенциала.

ELECTRICAL RESISTANCE OF BINARY ANTIFERROMAGNETIC ALLOYS

Research article

Borodin K.I.^{1,*}, Volkov V.A.²

¹ ORCID : 0000-0001-5536-4256;

² ORCID : 0000-0002-7955-959X;

¹ M. N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russian Federation

² Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation

* Corresponding author (bkimm[at]mail.ru)

Abstract

The electrical resistance of antiferromagnetic alloys is calculated in the coherent potential approximation. It is shown that if the Fermi energy is localised near the gap in the electron density of states, the electrical resistance can increase with increasing magnetisation of the sublattices. Experimental studies previously conducted on Cr-Pt alloys show that the resistance anomaly increases with increasing impurity concentration. For Ni-Mn alloys of equiatomic composition, a significant increase in electrical resistance (over 80%) was previously observed experimentally during the transition to the AFM state. Thus, the theory we propose provides a qualitative explanation for the observed temperature and concentration anomalies in the electrical resistance of AFM alloys.

Keywords: residual resistivity ratio, antiferromagnetic alloys, coherent potential approximation.

Введение

Как известно, при атомном упорядочении бинарных и тройных немагнитных сплавов происходит перестройка электронного спектра. Для некоторых (но не для всех!) сплавов электросопротивление ρ вблизи температуры перехода порядок-беспорядок обнаруживает аномалию: возрастание при увеличении параметра дальнего порядка с последующим падением при дальнейшем увеличении последнего [1], [2], [3]. Причем эта особенность в поведении электросопротивления связывается именно с развитием дальнего порядка, т.к. в неупорядоченном состоянии подобная аномалия не обнаруживается. Объяснение данной аномалии было дано в работах [4], [5], [6], в которых электросопротивление упорядочивающихся сплавов вычислялось с учетом изменений электронного спектра при упорядочении. В результате была выявлена возможность немонотонного изменения остаточного электросопротивления со степенью дальнего порядка в случае, когда поверхность Ферми проходит вблизи поверхности разрыва в спектре. Поскольку при переходе сплава в антиферромагнитное (АФМ) состояние также происходит перестройка электронного спектра, обусловленная появлением магнитных (а не структурных) подрешеток, в таких системах также возможны аналогичные аномалии остаточного электросопротивления. Подобные аномалии наблюдались для ряда АФМ сплавов экспериментально [7], [8], [9].

В данной работе выполнен теоретический расчет высокотемпературного ($T \sim T_N$, T_N — температура Нееля) электросопротивления бинарных АФМ сплавов А-В с ПК или ОЦК решеткой, обусловленного неоднородностями спиновой системы и статическим потенциалом нерегулярного распределения атомов разных сортов по решетке.

Спиновая система описывается в рамках s-d(f) обменной модели. В [10] было показано, что такой сплав может быть антиферромагнитным либо в неупорядоченном, либо в полностью упорядоченном (при стехиометрическом составе) состояниях. Поэтому рассмотрим структуроразупорядоченный сплав произвольного состава. Полагаем, что при АФМ упорядочении в нем реализуется коллинеарная двухподрешеточная магнитная структура, появление которой изменяет периодичность внутреннего поля системы и приводит к необходимости использования двухподрешеточного варианта приближения когерентного потенциала (ПКП) даже для структурно разупорядоченного сплава [11].

Остаточное электросопротивление бинарных антиферромагнитных сплавов

Предполагая, как это обычно делается в ПКП, что энергии электронного переноса между различными узлами не зависят от состава сплава, и используя s-d(f) обменную модель для описания взаимодействия электронов проводимости с системой локализованных спинов, запишем гамильтониан сплава в представлении Ваннье

$$H = \sum_{\vec{n}, \sigma} \varepsilon_{\vec{n}} a_{\vec{n}\sigma}^+ a_{\vec{n}\sigma} + \left(\sum_{\vec{n}, \vec{n}', \sigma} t a_{\vec{n}\sigma}^+ a_{\vec{n}'\sigma} \right)' - \sum_{\vec{n}} I_{\vec{n}} \left\{ (a_{\vec{n}+}^+ a_{\vec{n}+} - a_{\vec{n}-}^+ a_{\vec{n}-}) S_{\vec{n}}^Z + a_{\vec{n}+}^+ a_{\vec{n}-} S_{\vec{n}}^+ + a_{\vec{n}-}^+ a_{\vec{n}+} S_{\vec{n}}^- \right\} \quad (1)$$

В этой формуле $a_{\vec{n}\sigma}^+, a_{\vec{n}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения электрона со спином σ на узле \vec{n} ; $(\vec{n}) = (\vec{n}_1) + (\vec{n}_2)$, (\vec{n}_l) — радиус-векторы узлов 1-й подрешетки; $\varepsilon_{\vec{n}}$ и $I_{\vec{n}}$ — энергия атомного уровня и интеграл s-d(f) обмена для узла \vec{n} , принимающие соответственно значения ε_α и I_α в зависимости от сорта атома, занимающего этот узел, $\alpha = A, B$; $S_{\vec{n}}^\beta$ ($\beta = \pm, z$) — операторы локализованного на узле \vec{n} спина; t — интеграл переноса между ближайшими соседями; штрих у суммы во втором слагаемом в (1) означает, что суммирование ведется по узлам \vec{n} и \vec{n}' , являющимся ближайшими соседями. При выводе H считалось, что локализованные спины всех компонент имеют величину $S = 1/2$ и связаны эффективным прямым обменом.

Имея в виду использование одноузельного варианта ПКП [5], [12], представим H в виде

$$H = H_0 + \sum_{\vec{n}} V_{\vec{n}}, \quad (2)$$

где

$$H_0 = \left(\sum_{\vec{n}, \vec{n}', \sigma} t a_{\vec{n}\sigma}^+ a_{\vec{n}'\sigma} \right)' \quad (3)$$

$$V_{\vec{n}} = \begin{pmatrix} \left(\varepsilon_{\vec{n}} - I_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^Z \right) a_{\vec{n}+}^\pm a_{\vec{n}+} & -I_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^\pm a_{\vec{n}+}^\pm a_{\vec{n}-} \\ -I_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^- a_{\vec{n}-}^\pm a_{\vec{n}+} & \left(\varepsilon_{\vec{n}} + I_{\vec{n}} S_{\vec{n}}^Z \right) a_{\vec{n}-}^\pm a_{\vec{n}-} \end{pmatrix} \quad (4)$$

В соответствии со сверхструктурой АФМ сплава введем оператор когерентного потенциала

$$\Sigma(z) = \sum_{\vec{n}} \sum_{\vec{n}} (z) = \sum_{l=1}^2 \sum_{\vec{n}_l} \sum_{\sigma, \sigma'} \sigma_{\sigma \sigma'}^{(l)}(z) a_{\vec{n}_l \sigma}^+ a_{\vec{n}_l \sigma'}^- \quad (5)$$

через который выразим эффективный гамильтониан сплава

$$\tilde{H}(z) = H_0 + \Sigma(z) \quad (6)$$

и соответствующую ему одноэлектронную функцию Грина

$$\tilde{G}(z) = (z - \tilde{H}(z))^{-1}, F_l(z) = \langle \vec{n}_l | \tilde{G}(z) | \vec{n}_l \rangle \quad (7)$$

Условие самосогласования одноузельного ПКП, из которого находится оператор когерентного потенциала, состоит в равенстве нулю усредненной t -матрицы рассеяния \vec{n} -го узла [5], [12]. В силу неэквивалентности подрешеток АФМ сплава таких уравнений будет два [5]

$$\ll (V_{\vec{n}_l} - \sum_{\vec{n}_l}) [1 - \tilde{G}(z) (V_{\vec{n}_l} - \sum_{\vec{n}_l})]^{-1} \gg_T = 0 \quad (8)$$

Здесь символ $\ll \dots \gg$ означает тепловое усреднение в системе локализованных спинов при фиксированной конфигурации атомов в сплаве, которое далее проводится в приближении молекулярного поля, а символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всем возможным конфигурациям при заданном значении концентрации компоненты А. Для случайной одноузельной величины $f_{\vec{n}_l}$

$$\langle f_{\vec{n}_l} \rangle = \sum_{\alpha=A, B} c_\alpha f_\alpha = \bar{f} \quad (9)$$

При вычислении тепловых средних в системе локализованных спинов для АФМ сплава запишем

$$\langle S_{\vec{n}_l}^Z \rangle_T = (-1)^l S \mu \quad (10)$$

где μ — относительная намагниченность подрешетки. Решая систему (8) методом итераций, получим в приближении виртуального кристалла (первая итерация)

$$\sigma_{I\sigma\sigma'}^{(I)} = (\bar{\varepsilon} - \sigma(-1)^I \bar{I}S\mu) \delta_{\sigma\sigma'} \quad (11)$$

Тогда плотность электронных состояний $D(E)$ в пределе виртуального кристалла будет

$$D(E) = -\pi^{-1} \operatorname{Im} [F_1(E + i0) + F_2(E + i0)] = \\ = \begin{cases} 4\pi^{-1}|E - \bar{\varepsilon}| \sqrt{[(E - \bar{\varepsilon})^2 - (\bar{I}S\mu)^2]^{-1} - 1}, & \text{при } |\bar{I}S\mu| < |E - \bar{\varepsilon}| \leq \sqrt{1 + (\bar{I}S\mu)^2} \\ 0, & \text{в других случаях} \end{cases} \quad (12)$$

Таким образом и в антиферромагнитных сплавах и в чистых антифер-ромагнетиках при $T < T_N$ в $D(E)$ появляется щель ширины $2|\bar{I}S\mu|$, центрированная на $E = \bar{\varepsilon}$. Это является следствием изменения периода внутреннего поля кристалла при антиферромагнитном упорядочении.

В пределе слабого рассеяния (вторая итерация) недиагональные по спину матричные элементы когерентного потенциала равны нулю, а диагональные могут быть записаны в виде

$$\sigma_{II++}^{(1)} = \sigma_{II--}^{(2)} = \sum_1, \sigma_{II--}^{(1)} = \sigma_{II++}^{(2)} = \sum_2 \quad (13)$$

$$\sum_1(z) = \bar{\varepsilon} + \bar{I}S\mu + [c_{ACB}(\delta_\varepsilon^2 + 2S\mu\delta_\varepsilon\delta_I) + \bar{I}^2S^2\Delta^2 - (\bar{I})^2S^2\mu^2]F_1(z) + \bar{I}^2[S(S+1) - S^2\Delta^2 + S\mu]F_2(z) \quad (14)$$

$$\sum_2(z) = \bar{\varepsilon} - \bar{I}S\mu + [c_{ACB}(\delta_\varepsilon^2 - 2S\mu\delta_\varepsilon\delta_I) + \bar{I}^2S^2\Delta^2 - (\bar{I})^2S^2\mu^2]F_2(z) + \bar{I}^2[S(S+1) - S^2\Delta^2 - S\mu]F_1(z) \quad (15)$$

$$F_l(z) = 2(z - \bar{\varepsilon} - (-1)^l \bar{I}S\mu) \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{(z - \bar{\varepsilon})^2 - (\bar{I}S\mu)^2}} \right\}, l = 1, 2, \quad (16)$$

$$\delta_\varepsilon = \varepsilon_A - \varepsilon_B, \quad \delta_I = I_A - I_B, S^2\Delta^2 = \langle \left(S_{\vec{n}}^Z \right)^2 \rangle_T \quad (17)$$

Тензор статической электропроводности сплава определяется по формуле Кубо-Гринвуда [13]

$$\lambda^{\alpha\beta} = \frac{\pi e^2 h}{N\Omega} \int dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) Sp \ll v^\alpha \delta(E - H) v^\beta \delta(E - H) \gg_T \quad (18)$$

где e — заряд электрона; Ω — объем, приходящийся на один атом, f — функция Ферми; $v^\alpha - \alpha$ — компонента оператора скорости; N — число узлов решетки сплава, h — постоянная Планка.

Формулу (18) можно записать в виде

$$\lambda^{\alpha\beta} = \frac{\pi e^2 h}{N\Omega} \int dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) I_{v^\alpha v^\beta}(E) \quad (19)$$

где

$$I_{v^\alpha v^\beta}(E) = (2\pi)^{-2} \operatorname{Sp} \left\{ v^\alpha \left[\tilde{G}(E^+) v^\beta \tilde{G}(E^-) + \tilde{G}(E^-) v^\beta \tilde{G}(E^+) - \tilde{G}(E^+) v^\beta \tilde{G}(E^+) - \tilde{G}(E^-) v^\beta \tilde{G}(E^-) \right] \right\}, \quad (20)$$

$$\tilde{G}(E^\pm) = \tilde{G}(E \pm i0)$$

Поскольку величины, входящие в (20), являются трансляционно-инвариантными, вычисляем шпур в блоховском базисе. Используя для получающейся при этом суммы по \vec{k} аппроксимацию, соответствующую полуэллиптической модели плотности состояний, получим выражение для статической проводимости в пределе слабого рассеяния [11].

В этом случае проводимость будет отлична от нуля тогда, когда энергия Ферми сплава попадает в интервал

$$|\bar{I}S\mu| < |\varepsilon_F - \bar{\varepsilon}| \leq \sqrt{1 + (\bar{I}S\mu)^2} \quad (21)$$

и результаты будут существенно зависеть от локализации энергии Ферми относительно щели.

Основные результаты и их обсуждение

Если энергия Ферми расположена вдали от щели, электросопротивление антиферромагнитного сплава есть

$$\rho = \lambda^{-1} = \frac{\rho_0}{1 - (\varepsilon_F - \bar{\varepsilon})^2} \left[c_{ACB} \delta_\varepsilon^2 + \bar{I}^2 S(S+1) - (\bar{I}S\mu)^2 \right], \quad \rho_0 = \frac{3\pi\Omega}{e^2 h v_m^2}, \quad (22)$$

v_m — максимальная скорость.

Видно, что сопротивление является линейно-квадратичной функцией состава, и переход в антиферромагнитное состояние, сопровождающийся увеличением спонтанной намагниченности подрешеток, приводит к уменьшению ρ .

Если энергия Ферми находится вблизи от щели, сопротивление описывается более сложным выражением

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 \quad (23)$$

где

$$\rho_1 = \rho_0 \bar{I}^2 S(S+1), \quad (24)$$

$$\rho_2 = \rho_0 (\bar{I}S)^2 (a - \mu^2) \frac{1 + \tau^2 \mu^2}{1 - \tau^2 \mu^2}, a = \frac{c_A c_B \delta_\varepsilon^2}{(\bar{I}S)^2}, \tau = \frac{\bar{I}S}{\varepsilon_F - \bar{\varepsilon}} \quad (25)$$

$$\rho_3 = \rho_0 \left(2 \bar{I}^2 S^2 \Delta^2 + 4 c_A c_B S \frac{\delta_\varepsilon \delta_I}{\tau} \right) \frac{\tau^2 \mu^2}{1 - \tau^2 \mu^2}, |\tau| < 1. \quad (26)$$

Отметим, что выражения (22)-(26) получены в приближении, сохраняющем наибольший член разложения по параметрам рассеяния.

В парамагнитной области ($T > T_N, \mu = 0$) находим из (23)-(26)

$$\rho = \rho_0 \left[\bar{I}^2 S(S+1) + c_A c_B \delta_\varepsilon^2 \right] \quad (27)$$

В этом случае сопротивление является суммой вкладов от упругого спинового рассеяния и упругого примесного рассеяния.

Изменение ρ_2 в зависимости от намагниченности подрешетки показано на Рис. 1 для ряда значений параметров $|\tau|$ и a . Как видно из этих кривых, при некоторых значениях параметров возможен рост ρ_2 при увеличении μ , т.е. при понижении температуры. Кривые 2, 3, 4, 6 дают примеры немонотонной зависимости ρ_2 от намагниченности подрешетки. Подобное поведение ρ_2 в совокупности с фононным вкладом в сопротивление может быть причиной аномалии температурной зависимости электросопротивления АФМ сплава.

В отличие от ρ_2 слагаемое ρ_3 монотонно зависит от температуры. Если выражение в скобках в (26) положительно, ρ_3 возрастает при увеличении μ (т.е. при уменьшении температуры). Такое поведение ρ_3 будет усиливать аномалию температурной зависимости полного сопротивления.

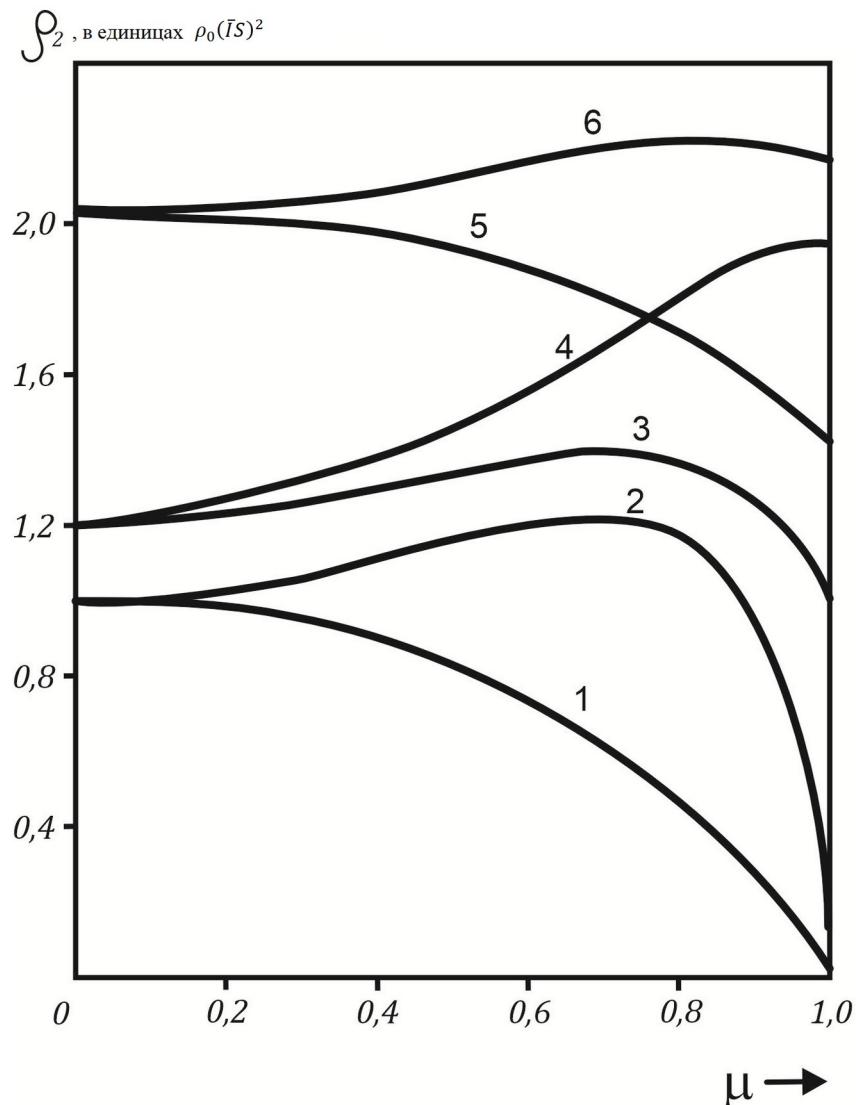


Рисунок 1 - Зависимость ρ_2 от намагниченности подрешетки для различных значений параметров $|\tau|$ и a :

(1) $|\tau|=0,4, a=1$; (2) $|\tau|=0,9, a=1$; (3) $|\tau|=0,8, a=1,2$;

(4) $|\tau|=0,9, a=1,2$; (5) $|\tau|=0,4, a=2$; (6) $|\tau|=0,6, a=2$

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2025.160s.28.1>

Концентрационная зависимость слагаемого ρ_3 приведена на Рис. 2 для случая $I_B^2 = 2I_A^2$. Когда параметр $b < 0$, $\left(b = \frac{4\delta_r \delta_I}{I_A^2 \tau}\right)$ и достаточно велик по абсолютной величине, член ρ_3 может изменить свой знак в области больших концентраций. Ясно, что в этом случае аномалия в сопротивлении сплава будет уменьшаться вплоть до полного исчезновения, когда состав сплава будет стремиться к эквиатомному. Если же $b>0$, то в концентрированных сплавах аномалия сопротивления за счет слагаемого ρ_3 будет возрастать.

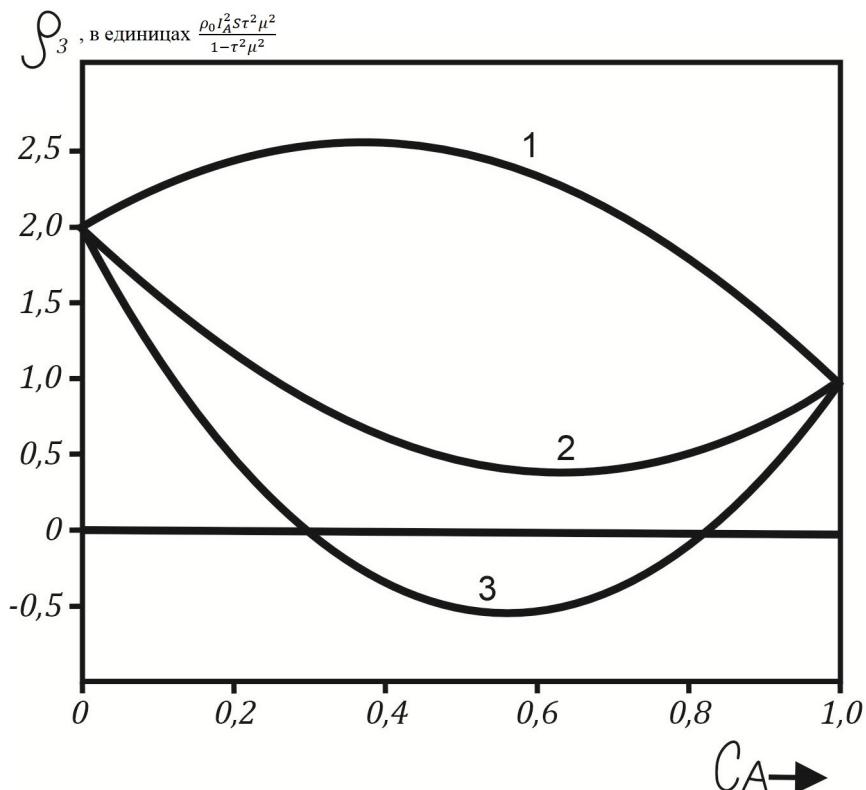


Рисунок 2 - Концентрационная зависимость ρ_3 для ряда значений параметра b :

(1) $b = 4$; (2) $b = -4$; (3) $b = -8$

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2025.160s.28.2>

Заключение

Экспериментальные исследования [8], проведенные для сплавов Cr-Pt, показывают, что при возрастании концентрации примеси аномалия сопротивления увеличивается. В [9] для сплавов Ni-Mn эквивалентного состава было обнаружено значительное увеличение электросопротивления (свыше 80%) при переходе в АФМ состояние. В свете изложенной теории представляется возможным связать эти факты с вкладом слагаемого ρ_3 в общее электросопротивление (в случае $b > 0$).

Таким образом, изучение примесного и спинового рассеяния позволяет качественно объяснить наблюдавшиеся температурные и концентрационные аномалии электросопротивления АФМ сплавов.

Конфликт интересов

Не указан.

Рецензия

Все статьи проходят рецензирование. Но рецензент или автор статьи предпочли не публиковать рецензию к этой статье в открытом доступе. Рецензия может быть предоставлена компетентным органам по запросу.

Conflict of Interest

None declared.

Review

All articles are peer-reviewed. But the reviewer or the author of the article chose not to publish a review of this article in the public domain. The review can be provided to the competent authorities upon request.

Список литературы / References

1. Тухфатуллин А.А. Об аномальном изменении электросопротивления при упорядочении сплавов типа Mg_3Cd . / А.А. Тухфатуллин, М.Б. Макогон, Р.М. Тухфатуллина // Известия вузов. Физика. — 1968. — 5. — С. 50–53.
2. Пальгуев Е.В. Аномальная температурная зависимость электросопротивления упорядочивающихся сплавов палладий-железо. / Е.В. Пальгуев, А.А. Куранов, П.Н. Сюткин и др. // Физика металлов и металловедение. — 1976. — 1. — С. 57–62.
3. Карпов Ю.Г. Влияние атомного упорядочения на магнитные свойства и электросопротивление сплава $Fe_{25}Pd_{50}Au_{25}$ / Ю.Г. Карпов, Ф.А. Сидоренко, В.В. Слободенюк // Физика металлов и металловедение. — 1979. — 3. — С. 498–504.
4. Машаров С.И. Влияние изменения электронного спектра при упорядочении на электросопротивление бинарных сплавов. / С.И. Машаров, Н.М. Рыбалко // Физика металлов и металловедение. — 1975. — 6. — С. 1133–1143.
5. Бородачев С.М. Остаточное сопротивление бинарных упорядочивающихся сплавов (приближение когерентного потенциала). / С.М. Бородачев, В.А. Волков, С.И. Машаров // Физика металлов и металловедение. — 1976. — 6. — С. 1147–1153.

6. Волков В.А. Электросопротивление тройных упорядочивающихся сплавов замещения. / В.А. Волков, Л.П. Зеленин, Н.А. Лобашева // Физика металлов и металловедение. — 1989. — 3. — С. 506–511.
7. Марченков В.В. Электросопротивление, магнитные и гальваномагнитные свойства литого и быстрозакаленного сплава Гейслера Mg_3Al . / В.В. Марченков, В.Ю. Ирхин, А.А. Семянникова // Физика металлов и металловедение. — 2023. — 4. — С. 339–345.
8. Arajs S. Electrical resistivity and antiferromagnetism of chromium-platinum alloys. / S. Arajs, K.V. Rao, E.E. Anderson // Solid State Communications. — 1975. — 3. — P. 331–333.
9. Демиденко В.С. Исследование особенностей зонной структуры антиферромагнитного соединения NiMn. / В.С. Демиденко, А.В. Колубаев, А.И. Лотков и др. // Физика металлов и металловедение. — 1975. — 5. — С. 1092–1094.
10. Волков В.А. Влияние атомного и магнитного ближнего порядка на упорядочение бинарных сплавов с ОЦК решеткой. / В.А. Волков, С.И. Машаров, А.Ф. Рыбalko и др. // Физика металлов и металловедение. — 1985. — 2. — С. 262–274.
11. Волков В.А. Электросопротивление тройных упорядочивающихся ферромагнитных сплавов. / В.А. Волков, А.А. Курганов, С.И. Машаров и др. // Физика металлов и металловедение. — 1979. — 3. — С. 516–523.
12. Velicky B. Single site approximation in the electronic theory of simple binary alloys. / B. Velicky, E. Kirkpatrick, H. Ehrenreich // Physical Review. — 1968. — 3. — P. 747–766.
13. Velicky B. Theory of electronic transport in disordered binary alloys: coherent potential approximation. / B. Velicky // Physical Review. — 1969. — 3. — P. 614–627.

Список литературы на английском языке / References in English

1. Tuxfatullin A.A. Ob anomal'nom izmenenii e'lektrosoprotivleniya pri uporyadochenii splavov tipa MG_3CD [On the anomalous change in electrical resistance during the ordering of Mg_3Cd -type alloys]. / A.A. Tuxfatullin, M.B. Makogon, R.M. Tuxfatullina // Proceedings of Universities. Physics. — 1968. — 5. — P. 50–53. [in Russian]
2. Pal'guev E.V. Anomal'naya temperaturnaya zavisimost' e'lektrosoprotivleniya uporyadochivayushhixya splavov palladij-zhelezo [Abnormal temperature dependence of electrical resistance of ordered palladium-iron alloys]. / E.V. Pal'guev, A.A. Kuranov, P.N. Syutkin et al. // Metal physics and metal science. — 1976. — 1. — P. 57–62. [in Russian]
3. Karpov Yu.G. Vliyanie atomnogo uporyadocheniya na magnitnie svoistva i elektronsoprotivlenie splava $Fe_{25}Pd_{50}Au_{25}$ [The effect of atomic ordering on the magnetic properties and electrical resistance of $Fe_{25}Pd_{50}Au_{25}$ alloy] / Yu.G. Karpov, F.A. Sidorenko, V.V. Slobodenyuk // Fizika metallov i metallovedenie [Metal Physics and Metal Science]. — 1979. — 3. — P. 498–504. [in Russian]
4. Masharov S.I. Vliyanie izmeneniya e'lektronnogo spektra pri uporyadochenii na e'lektrosoprotivlenie binarn'yx splavov [The effect of changes in the electronic spectrum during ordering on the electrical resistance of binary alloys]. / S.I. Masharov, N.M. Ry'balko // Metal Physics and Metal Science. — 1975. — 6. — P. 1133–1143. [in Russian]
5. Borodachev S.M. Ostatochnoe soprotivlenie binarn'yx uporyadochivayushhixya splavov (priblizhenie kogerentnogo potenciala) [Residual resistance of binary ordered alloys (approximation of coherent potential)]. / S.M. Borodachev, V.A. Volkov, S.I. Masharov // Metal Physics and Metal Science. — 1976. — 6. — P. 1147–1153. [in Russian]
6. Volkov V.A. E'lektrosoprotivlenie trojny'x uporyadochivayushhixya splavov zameshheniya [Electrical resistance of triple ordered substitution alloys]. / V.A. Volkov, L.P. Zelenin, N.A. Lobasheva // Metal Physics and Metal Science. — 1989. — 3. — P. 506–511. [in Russian]
7. Marchenkov V.V. E'lektrosoprotivlenie, magnitny'e i gal'venomagnitny'e svojstva litogo i by'strozakalennogo splava Gejslera Mg_3AL [Electrical resistance, magnetic and galvanomagnetic properties of cast and quick-tempered Geisler alloy Mg_3Al]. / V.V. Marchenkov, V.Yu. Irxin, A.A. Semyannikova // Metal Physics and Metal Science. — 2023. — 4. — P. 339–345. [in Russian]
8. Arajs S. Electrical resistivity and antiferromagnetism of chromium-platinum alloys. / S. Arajs, K.V. Rao, E.E. Anderson // Solid State Communications. — 1975. — 3. — P. 331–333.
9. Demidenko V.S. Issledovanie osobennostej zonnoj struktury' antiferromagnitnogo soedineniya NiMn [Investigation of the features of the band structure of the antiferromagnetic compound NiMn]. / V.S. Demidenko, A.V. Kolubaev, A.I. Lotkov et al. // Metal Physics and Metal Science. — 1975. — 5. — P. 1092–1094. [in Russian]
10. Volkov V.A. Vliyanie atomnogo i magnitnogo blizhnego poryadka na uporyadochenie binarn'yx splavov s OCzK reshetkoj [Influence of the atomic and magnetic short-range order on the ordering of binary alloys with a BCC lattice]. / V.A. Volkov, S.I. Masharov, A.F. Ry'balko et al. // Metal Physics and Metal Science. — 1985. — 2. — P. 262–274. [in Russian]
11. Volkov V.A. E'lektrosoprotivlenie trojny'x uporyadochivayushhixya ferromagnitny'x splavov [Electrical resistance of triple ordered ferromagnetic alloys]. / V.A. Volkov, A.A. Kuranov, S.I. Masharov et al. // Metal Physics and Metal Science. — 1979. — 3. — P. 516–523. [in Russian]
12. Velicky B. Single site approximation in the electronic theory of simple binary alloys. / B. Velicky, E. Kirkpatrick, H. Ehrenreich // Physical Review. — 1968. — 3. — P. 747–766.
13. Velicky B. Theory of electronic transport in disordered binary alloys: coherent potential approximation. / B. Velicky // Physical Review. — 1969. — 3. — P. 614–627.