

УДК 538.69

## СВЯЗЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ АНОМАЛИЙ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ С РЕЗОНАНСНЫМ ПРИМЕСНЫМ РАССЕЯНИЕМ В РАЗБАВЛЕННЫХ СПЛАВАХ Cr—Fe

В. Ю. Галкин, Т. Е. Тугушева

Исследованы температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  от 4.2 до 400 К для разбавленных сплавов  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{V}(\text{Mn})_x$ . Экспериментально обнаружена корреляция между появлением низкотемпературных минимумов  $\rho(T)$  и аномалиями остаточного сопротивления. Поведение  $\rho(T)$  качественно анализируется в рамках модели резонансного примесного рассеяния.

Хром и его разбавленные сплавы являются классическими примерами зонных антиферромагнетиков (АФМ), а их магнитные структуры (соизмеримые и несоизмеримые) принято описывать в рамках теории волн спиновой плотности (ВСП) [1, 2].

Одним из наиболее любопытных свойств этих сплавов можно назвать наличие в АФМ фазе некоторых из них низкотемпературных ( $T \ll T_N$ ,  $T_N$  — температура Нееля) минимумов электросопротивления ( $\rho_{\min}$ ). Такие минимумы обнаружены в сплавах Cr с Fe [3, 4], Ni [5], Co [5, 6], Si [7] и Ge [8] для узкого диапазона концентраций примесных атомов.

Так как примеси Fe и Co обладают локализованными магнитными моментами (ЛММ) в матрице Cr [9], то на первый взгляд естественно связать появление  $\rho_{\min}$  с эффектом Кондо, что и делают авторы ряда работ [4, 6]. Тем не менее в сплавах Cr—Ni, Cr—Si и Cr—Ge примесные атомы ЛММ не формируют [9, 10], а правомерность применения модели Кондо для объяснения  $\rho_{\min}$  в сплавах Cr—Co вызывает большие сомнения, поскольку данные измерений температурных зависимостей магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  свидетельствуют о замораживании ЛММ Co в матрице Cr ниже  $T_N$  [9, 11].

В отличие от сплавов Cr—Co в сплавах Cr—Fe зависимость  $\chi(T)$  подчиняется закону Кюри—Вейса как в парамагнитной (ПМ), так и в АФМ фазах. Поэтому в данной системе в принципе возможен существенный вклад механизма кондовского рассеяния в низкотемпературную зависимость электросопротивления  $\rho(T)$ . Однако целый ряд экспериментальных данных противоречит подобному утверждению.

1) В сплавах Cr—Fe минимумы  $\rho(T)$  появляются только в узком диапазоне концентраций магнитной примеси  $C_{\text{Fe}} \leq 1.5\%$  [4]. Температура  $T_{\min}$ , при которой  $\rho(T) = \rho_{\min}$ , имеет немонотонную зависимость от концентрации Fe: сначала возрастает, достигая максимума при  $C_{\text{Fe}} \approx 0.6\%$ , а затем падает [4]. Это явно не соответствует зависимости  $T_{\min} \sim C^{1/2}$  (или  $\sim C^{1/3}$ , если учитывать рассеяние на магнонах), характерной для классических кондовских систем [12].

2) Необычно высоки величины температур Кондо ( $T_k$ ) в АФМ сплавах Cr—Fe, вычисленные в [4, 13] по аналогии с классическими кондовскими системами. Так, например, для сплавов Cr—0.6% Fe  $T_k \approx 140$  К. При этом авторы этих работ исходили из квадратичного закона эксперимен-

<sup>1</sup> Здесь и далее концентрации даются в ат.%

гальной зависимости  $\rho(T) \sim (-T^2)$  ниже  $T_{\min}$ . Если, однако, принять, что  $T_k$  сплавов на основе Cr—Fe, находящихся в ПМ состоянии (которое достигалось путем добавления в исходный сплав нескольких ат. % V), порядка 40 К [13] и учесть, что при переходе из ПМ в АФМ фазу плотность электронных состояний на поверхности Ферми  $N(\mu)$  уменьшается приблизительно в 2 раза [2], то  $T_k$  в АФМ сплаве (даже без учета замораживания спинов) должна уменьшаться более чем на порядок ( $T_k \sim \exp(-\text{const}/N(\mu))$ ). Это полностью противоречит выводам работ [4, 13] и даже качественно не согласуется с экспериментом.

Таким образом, применимость модели Кондо для указанных сплавов кажется достаточно проблематичной.

Существует еще один механизм рассеяния в АФМ сплавах Cr, который может привести к появлению низкотемпературных аномалий  $\rho(T)$  [14, 15]. Теоретические исследования показали, что в диэлектрической щели, возникающей ниже точки Нееля в одноэлектронном спектре сплавов Cr как с немагнитными [14], так и с магнитными [15] примесями, формируются спин-поляризованные состояния. Если уровень Ферми системы  $\mu$  близок к уровню примесного состояния  $E^{+(-)}$ , то электроны проводимости будут рассеиваться на нем резонансным образом. В [15] на основе измерения остаточного сопротивления экспериментально доказано существование таких уровней для сплавов Cr—Fe, рассчитаны их энергии ионизации при 4.2 К.

Целью данной работы является получение экспериментальных доказательств того, что природа появления низкотемпературных минимумов электросопротивления в сплавах Cr—Fe связана с резонансным механизмом рассеяния. Для этого была исследована система сплавов  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{V}(\text{Mn})_x$ , особенность которой заключается в следующем: изменение концентрации V(Mn) позволяет смещать положение уровня Ферми относительно резонансного уровня при условии постоянства концентрации резонансных центров Fe. Тем самым удобно изменять вклад в  $\rho(T)$  механизма резонансного рассеяния, не затрагивая кондовского механизма (если бы таковой имел место).

Полученные ранее результаты исследований  $\rho(T)$  в области низких температур для разбавленных сплавов Cr—Fe [3, 4] также обсуждаются с точки зрения модели резонансного примесного рассеяния.

## 1. Эксперимент

В настоящей работе исследовались температурные зависимости электросопротивления в интервале 4.2—400 К тех же образцов сплавов, что и в [15]. Концентрации легирующих элементов в сплавах, определенные методом эмиссионного спектрального анализа, приведены в таблице. Электросопротивление измерялось четырехконтактным методом; погрешность определения удельного сопротивления не превышала 5 %. Температура измерялась с помощью термпары Au+0.07 % Fe—хромель.<sup>2</sup>

На рис. 1 приведены характерные зависимости  $\rho(T)$  нескольких образцов сплавов<sup>3</sup> систем  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{V}(\text{Mn})_x$  в интервале температур 4.2—400 К, а на рис. 2 — в интервале 4.2—60 К.

Истинные концентрации железа  $C_{\text{Fe}}$ , марганца  $C_{\text{Mn}}$  и ванадия  $C_{\text{V}}$  в исследованных образцах сплавов  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{Mn}(\text{V})_x$

Cr—Fe—Mn	1	2	Cr—Fe—V	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$C_{\text{Fe}}$ , ат. %	2.73	2.76	$C_{\text{Fe}}$ , ат. %	2.70	2.52	2.50	2.52	2.61	2.64	2.8	2.71	2.6	2.71	2.69
$C_{\text{Mn}}$ , ат. %	0.14	0.21	$C_{\text{V}}$ , ат. %	0.0	0.07	0.24	0.29	0.45	0.61	0.90	1.62	2.14	3.05	5.01

<sup>2</sup> Более подробно с приготовлением образцов и методикой измерений можно познакомиться в [15].

<sup>3</sup> Для краткости в тексте значения концентраций округлены до десятых.

Как видно из рис. 1, для всех сплавов наблюдается сильное возрастание электросопротивления, связанное с переходом из ПМ в АФМ состояние. Причем, если добавление в исходный сплав  $\leq 0.1\%$  Mn(V) практически не изменяет величину скачка  $\rho(T)$  вблизи точки Нееля (кривые 2, 3, 4), то добавление большего количества Mn и V начинает «размывать» эту аномалию (кривые 1, 5, 6).

В АФМ-области у сплавов, содержащих более 0.6% V, наблюдается необычный монотонный рост  $\rho(T)$  с понижением температуры (кривые 7, 8).

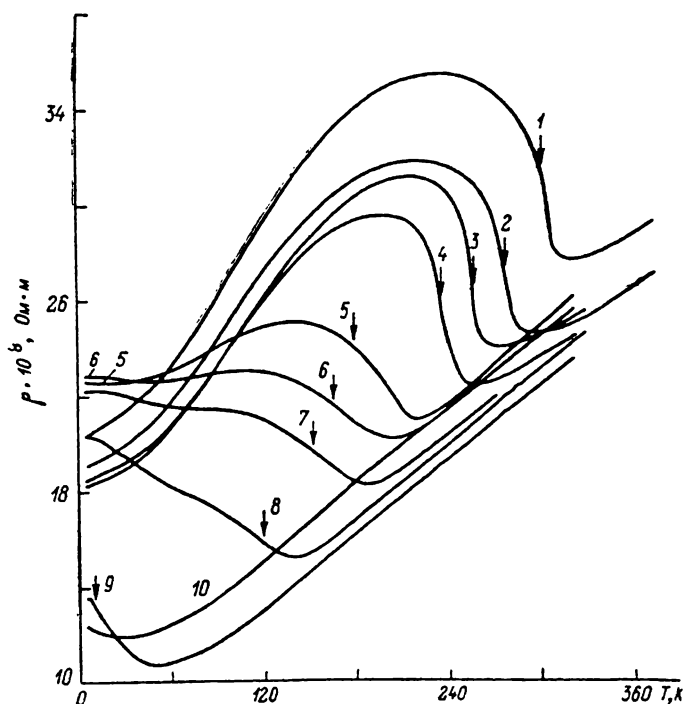


Рис. 1. Зависимость  $\rho(T)$  сплавов  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{Mn(V)}_x$  при различных концентрациях Mn и V.

$C_{\text{Mn}}$ , ат. %: 1 — 0.2, 2 — 0.1 и  $C_{\text{V}}$ , ат. %: 3 — 0, 4 — 0.1, 5 — 0.3, 6 — 0.45, 7 — 0.6, 8 — 0.9, 9 — 2.1, 10 — 5. Стрелками обозначены температуры фазового перехода  $T_N$ .

Как видно из рис. 2, в сплавах с содержанием 0.3, 0.45 и 0.5% V появляются заметные минимумы  $\rho(T)$ , тогда как исходный сплав Cr—2.7% Fe минимума не имеет (кривые 3, 4, 5 и 1 соответственно). Хорошо видно, что  $T_{\text{min}}$  для этих сплавов существенно меняется с концентрацией немагнитной примеси V. При дальнейшем увеличении концентрации V минимум исчезает и появляется вновь, когда  $C_{\text{V}} \geq 3\%$ . Любопытно, что теперь с увеличением  $C_{\text{V}}$  меняется только глубина минимумов, а  $T_{\text{min}}$  остается постоянной, равной  $\sim 30$  К (кривые 8, 9).

Отметим также, что в сплавах, содержащих Mn, низкотемпературные минимумы обнаружены не были.

## 2. Обсуждение результатов

В [15] на основании результатов измерений концентрационных зависимостей остаточного электросопротивления  $\rho_{4.2}(C_{\text{Mn,V}})$  сплавов систем  $\text{Cr}_{0.973-x}\text{Fe}_{0.027}\text{V(Mn)}_x$  было обнаружено существование двух резонансных уровней, имеющих, согласно численным расчетам, энергии  $E_0^+ \approx 0.05$  и  $E_0^- \approx 0.065$  эВ относительно середины диэлектрической щели в одноэлектронном спектре при 4.2 К. Резкие пики на зависимостях  $\rho_{4.2}(C_{\text{Mn,V}})$  наблюдались именно тогда, когда уровень Ферми-системы совпадал с тем или

иным резонансным уровнем, т. е. при определенных концентрациях V и Mn:  $C_{V_{рез}} \approx 0.4\%$  и  $C_{Mn_{рез}} \approx 0.4\%$ .

Из рис. 2 видно, что как раз вблизи резонансной концентрации V (для  $C_V \approx 0.3, 0.45$  и  $0.5\%$ ) появляются заметные минимумы  $\rho(T)$  при  $T_{min} = 22, 50$  и  $60$  K (кривые 3, 4 и 5 соответственно).

Появление минимумов при выполнении условия резонанса можно объяснить на основании модели, предложенной в [14], согласно которой вклад в общее сопротивление от резонансного рассеяния для АФМ сплавов хрома имеет вид

$$\rho_{рез}(T) = \frac{1}{\pi N_r(0)} \times \left[ 1 + \frac{(E^{+(-)}(T) - \mu)^2}{\gamma^2} + \frac{\pi T^2}{3\gamma^2} \right]^{-1} \quad (1)$$

где  $\gamma(T)$  — ширина резонансного уровня,  $N_r(0)$  — плотность состояний в электронном «резервуаре».

Из (1) следует, что в области низких температур ( $T \ll \gamma$ ), когда  $\mu$  приближа-

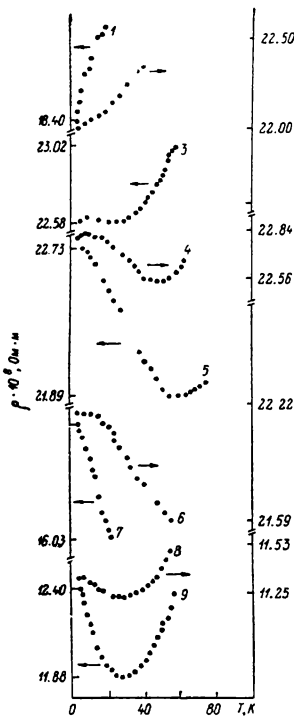


Рис. 2. Низкотемпературная зависимость  $\rho(T)$  сплавов  $Cr_{0.973-x}Fe_{0.027}V_x$  при различных концентрациях V.

$C_V$ , ат. %: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.45, 5 — 0.5, 6 — 0.6, 7 — 1.6, 8 — 3.0, 9 — 5.0.

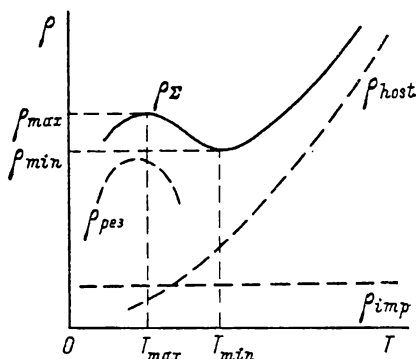


Рис. 3. Схематическое изображение различных вкладов в  $\rho(T)$ .

$\rho_{рез}(T)$  — резонансное рассеяние,  $\rho_{host}$  — рассеяние матрицей,  $\rho_{imp}$  — рассеяние на примесях.

ется к  $E^{+(-)}$ ,  $\rho_{рез}$  растет с понижением  $T$  и достигает максимума в случае  $E^{+(-)}(T_{max}) \approx \mu$ . Если при этом вклад в суммарное электросопротивление  $\rho_{\Sigma}(T)$  от остальных температурнозависящих типов рассеяния мал, то на общей зависимости  $\rho_{\Sigma}(T)$  появится минимум (рис. 3).

По данным оптических исследований и расчетов в рамках теории [2], величина энергетической щели  $2\Delta$  для АФМ сплавов хрома имеет зависимость от температуры, представленную на рис. 4, а [16]. Примесный уровень, отщепляясь от края щели, обладает аналогичной температурной зависимостью, так как  $E(T) \sim \Delta(T)$  [14].

На рис. 4, б схематично показаны температурные зависимости  $E^{+(-)}(T)$  для исследуемых сплавов с различным содержанием V и Mn. По мере увеличения концентрации V величины  $T_N$ ,  $\mu$  и  $2\Delta$  уменьшаются:  $T_{N_3} < T_{N_2} < T_{N_1} < T_{N_0}$ ,  $\mu_3 < \mu_2 < \mu_1 < \mu_0$ , а при увеличении концентрации Mn эти параметры возрастают:  $T_{N_4} > T_{N_0}$ ,  $\mu_4 > \mu_0$  (здесь  $T_{N_0}$  и  $\mu_0$  — параметры исходного сплава Cr—2.7% Fe). Когда  $C_V \rightarrow C_{V_{рез}}$ ,  $\mu$  смещается вниз от середины щели, и мы можем обнаружить максимумы на кривых  $\rho_{\Sigma}(T)$  при некоторых температурах  $T_{max_i}$ , когда  $\mu_i$  пересекается с  $E_i^-(T)$  (рис. 4, б), причем, если  $\mu_1 > \mu_2$ , то  $T_{max_1} > T_{max_2}$ . Таким образом, положение максимума ( $\rho_{max}$ ) на зависимости  $\rho_{\Sigma}(T)$ , схематично показанного на рис. 3, определяется из условия пересечения  $E_i^-(T)$  и  $\mu_i$  и зависит от величины  $C_V$ .

Расчетные качественные соображения хорошо согласуются с экспериментом: для образцов с  $C_V \approx C_{V_{\text{рез}}}$  (т. е. 0.3 и 0.45 % V) после минимумов с понижением  $T$  наблюдаются максимумы  $\rho(T)$  при  $T_{\text{max}} \approx 12 \text{ K} > T_{\text{max}_s} \approx 8 \text{ K}$  (см. кривые 3, 4 рис. 2, сопоставляя их с рис. 3).

В принципе появление  $\rho_{\text{max}}$  можно интерпретировать в рамках представления о концентрированных Кондо-системах и частичном замораживании ЛММ. Однако эти представления трудно совместить с наблюдаемым необычным характером поведения  $\rho_{\text{max}}$  при возрастании концентрации немагнитной компоненты ( $C_V$ ) и неизменной концентрации ЛММ ( $C_{\text{Fe}} = \text{const} = 2.7 \%$ ) (рис. 2, кривые 3, 4, 5), а также с наличием жесткой корреляции между аномалиями  $\rho_{4.2}(C_V)$  и  $\rho_{\text{max}}$  для  $C_V = 0.3 \div 0.45 \%$ . Кроме того, в сплавах с той же концентрацией ЛММ, где АФМ порядок подавлен ( $C_V \geq 3 \%$ ) [15] и где казалось бы все кондовские особенности должны проявляться более ярко,  $\rho_{\text{max}}$  вообще отсутствует (кривые 8, 9). А появление ярко выраженных минимумов при  $T_{\text{min}} = \text{const} = 30 \text{ K}$  говорит о том,

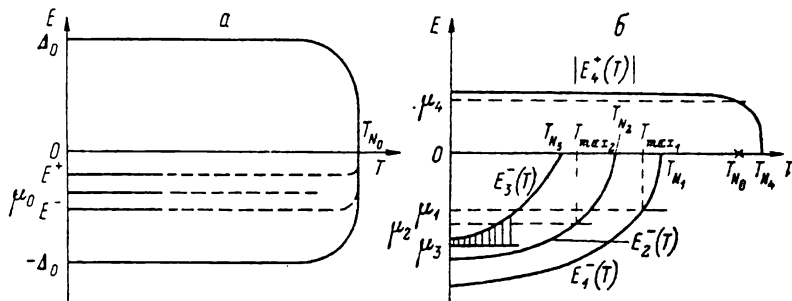


Рис. 4. Качественный вид температурных зависимостей: а — диэлектрической щели  $2\Delta(T)$ ; б — энергии примесных уровней  $E_i(T)$  для различных концентраций V и Mn.

что парамагнитные сплавы являются сильно разбавленными Кондо-системами.<sup>4</sup> Таким образом, совокупность этих фактов, как нам кажется, не позволяет объяснить наблюдаемые зависимости  $\rho(T)$  для АФМ сплавов Cr—Fe—V в рамках модели концентрированной Кондо-системы. Они также не могут быть объяснены переходом в состояние спинового стекла, который, согласно [17], наблюдается в системах Cr—Fe при  $C_{\text{Fe}} > 8 \%$ .

Покажем теперь, что в рамках модели резонансного рассеяния можно понять аномальное поведение  $\rho(T)$  сплавов Cr—Fe—V для  $C_V$ , отличных от  $C_{V_{\text{рез}}}$ .

С увеличением концентрации V ( $C_V > C_{V_{\text{рез}}}$ ) уровень Ферми системы проходит через примесный уровень и начинает удаляться от него (положение  $\mu_3$  на рис. 4, б). Так как  $T_N$  исследуемых тройных сплавов сильно падает с ростом  $C_V$  (для  $C_V > C_{V_{\text{рез}}}$   $T_N < 150 \text{ K}$  [15]), то можно предположить, что зависимость  $E_3^-(T)$  имеет достаточно резкий характер ( $E_3^-$  на рис. 4, б). Поскольку в этом случае величина  $|E_3^-(T) - \mu_3|$  сильно возрастает с ростом температуры (рис. 4, б), то  $\rho_{\text{рез}}(T)$  будет монотонно уменьшаться при увеличении  $T$  вплоть до  $T_N$  (см. (1)). По-видимому, в этой области температур вклад  $\rho_{\text{рез}}(T)$  в  $\rho_{\Sigma}(T)$  достаточно велик, так как приводит к аномальному росту  $\rho(T)$  с понижением температуры при  $T < T_N$  для сплавов с  $C_{V_{\text{рез}}} < C_V < 2 \%$  (кривые 7, 8, рис. 1 или 6, 7, рис. 2).

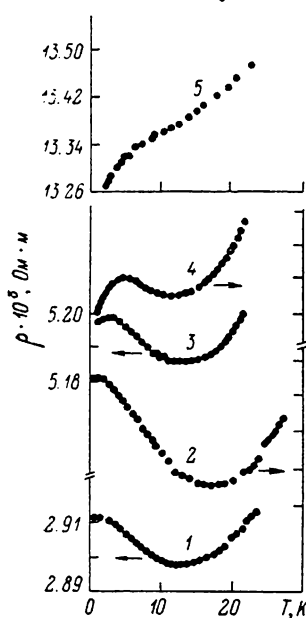
Когда  $C_V < C_{V_{\text{рез}}}$ ,  $\mu_1$  лежит выше примесного уровня в области  $0 < T < T_{\text{max}}$  и, согласно нашим представлениям,  $|E_1^-(T) - \mu_1|$  уменьшается с ростом  $T$ . Хотя зависимость  $E_1^-(T)$  не такая резкая, как для случая  $C_V > C_{V_{\text{рез}}}$  ( $T_{N_1}$  гораздо выше  $T_{N_s}$ ), все же даже слабое изменение  $E_1^-(T)$  при низких температурах дает заметный вклад в  $\rho_{\text{рез}}(T)$ , монотонно уменьшающийся с уменьшением  $T$ . Соответственно это проявляется на общей

<sup>4</sup> Меньшая глубина минимума у первого сплава связана, на наш взгляд, с сохранением в нем ближнего АФМ порядка [15].

зависимости  $\rho(T)$  в области  $T \leq 15$  К для сплавов с малым содержанием V (кривые 1, 2, рис. 2).

В случае легирования Mn  $T_N$  значительно возрастает ( $T_{N_4} > T_{N_0}$ ), и при низких температурах зависимость  $E^+(T)$  выполаживается еще сильнее, чем  $E_1^-(T)$  (рис. 4, б). Следовательно, совпадение  $\mu_4$  с  $E^+(T)$  (когда  $C_{Mn} \approx C_{Mn_{рез}}$ ) происходит в широком интервале температур, приводя к значительному возрастанию  $\rho_{4,2}(C_{Mn})$ , но сдвигая минимум в высокотемпературную область, где доминируют уже другие процессы рассеяния. Возможно, именно с этим связано отсутствие  $\rho_{min}$  на зависимости  $\rho(T)$  для сплавов Cr—Fe—Mn.

В рамках модели резонансного примесного рассеяния легко объяснить появление минимумов и аномальное поведение  $\rho(T)$  при  $T \ll T_N$  для сплавов Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>, используя экспериментальные данные работ [3, 4] (рис. 5).



При сравнении рис. 2 и 5 обнаруживается явное сходство в изменении характера зависимостей  $\rho(T)$  сплавов Cr—Fe—V и Cr—Fe. Поскольку из [18] известно, что добавление Fe в Cr приводит к увеличению  $\mu$ , то, уменьшая  $C_{Fe}$  в сплаве Cr—2.7 % Fe, можно добиться такого понижения уровня Ферми, что он совпадет с  $E^-(T)$ , как и в случае легирования V. Зная скорости изменения положения  $\mu$  при легировании Fe и V, оценим концентрацию Fe ( $C_{Fe_{рез}}$ ) в сплаве Cr—Fe, при которой будет выполняться условие резонанса  $\mu \approx E^-(T)$ . Так как  $d\mu/dC_{Fe} \approx 5.8$  мэВ/%, а  $d\mu/dC_V \approx$

Рис. 5. Зависимости  $\rho(T)$  сплавов Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> при различных концентрациях Fe.  $C_{Fe}$ , ат. %: 1 — 0.4, 2 — 0.6, 3 — 1.0, 4 — 1.5 [1], 5 — 1.8 [3].

$\approx -20$  мэВ/% [18], то добавление 0.45 % V, приводящее к резонансу, эквивалентно снижению  $C_{Fe}$  приблизительно на 1.4 %, т. е.  $C_{Fe_{рез}} = 1.3$  %.

Приведенная оценка показывает, что  $C_{Fe_{рез}}$  попадает как раз в ту область концентраций Fe (0.1 ÷ 1.5 %), где минимумы  $\rho(T)$  наблюдаются экспериментально (рис. 5). Более того, именно при  $C_{Fe} = 1$  и 1.5 % на зависимостях  $\rho(T)$  с уменьшением  $T$  вслед за минимумами появляются низкотемпературные максимумы (кривые 3, 4). Следовательно, есть все основания полагать, что происхождение  $\rho_{min}$  в сплавах Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>, также как и в Cr—Fe—V, вызвано процессами резонансного рассеяния.

Исчезновение  $\rho_{min}$  при повышении  $C_{Fe}$  ( $C_{Fe} \geq 1.6$  %) и появление аномальной зависимости  $\rho(T)$  с высоким значением  $\partial\rho/\partial T$  в области низких температур (кривая 5 на рис. 5), так же как и в случае сплавов Cr—Fe—V (кривые 6, 7, рис. 2), связано с тем, что  $\mu$  выходит из области, где выполняется условие резонанса ( $\mu > E^-$ ) и  $\rho_{рез}(T)$  монотонно падает с уменьшением температуры.

Тот факт, что в сплавах Cr—Fe минимумы  $\rho(T)$  наблюдаются в широкой области концентраций Fe (0.1 %  $\leq C_{Fe} \leq 1.5$  %), можно объяснить особенностями резонансного рассеяния в несоизмеримой АФМ фазе, реализующейся при указанных  $C_{Fe}$  [19]. Как показано в рамках модели солитонной решетки ВСП [20], для несоизмеримой фазы характерно наличие сгустков резонансных примесных уровней  $\Delta E_i^{(+)}$ , распределенных по энергии внутри диэлектрической щели, причем каждый из этих уровней обладает конечной шириной  $\gamma_i$ . Очевидно, что в этом случае условие резонанса будет выполняться в более широкой области изменения  $\mu$ , чем для

соизмеримой ( $AF_0$ ) фазы, когда присутствуют только два уровня  $E^{\pm}$ . Эта же особенность резонансного рассеяния в несоизмеримой фазе отражается и в немонотонной зависимости  $T_{\min}(C_{Fe})$  [4], о которой говорилось выше. Действительно, при наличии нескольких механизмов рассеяния  $T_{\min}$  определяется известным способом

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_{T=T_{\min}} = \frac{\partial}{\partial T} (\rho_{\text{imp}} + \rho_{\text{host}} + \rho_{\text{res}}) \Big|_{T=T_{\min}} = 0, \quad (2)$$

где температурнозависимыми членами являются  $\rho_{\text{host}}$  и  $\rho_{\text{res}}$ . По мере увеличения  $C_{Fe}$   $\mu$  возрастает, перемещаясь сначала в область относительно высокой плотности примесных состояний в центре сгустка, а затем вновь уходя к его периферии. При этом  $\rho_{\text{res}}$  будет иметь максимальное значение в центре сгустка уровней и, следовательно, обладать немонотонной зависимостью от  $C_{Fe}$ .

Экстраполируя наш подход на область высоких температур ( $T \sim T_N$ ), можно в рамках модели резонансного рассеяния дать качественное объяснение резкому возрастанию  $\rho(T)$  вблизи  $T_N$ , наблюдаемому в сплавах  $Cr_{1-x}Fe_x$  при  $2\% \leq C_{Fe} \leq 4\%$  [21] (рис. 1, кривая 3). Согласно [19], эти сплавы обладают  $AF_0$  структурой. Из рис. 4, а видно: когда  $T \rightarrow T_N$ , уровни с энергиями  $E^+$  и  $E^-$  сближаются и, возможно, значительное перекрытие этих уровней при  $|E^+ - E^-| \sim \gamma$  вблизи  $T_N$ . Если  $\mu$  попадает в область перекрытия уровней (что, вероятно, выполняется для сплава  $Cr_{0.973-x}Fe_{0.027}$  [15]), то величина  $\rho_{\text{res}}(T)$  будет сильно возрастать при  $T \leq T_N$ . По-видимому, именно этот вклад в  $\rho(T)$  приводит к экспериментально наблюдаемому росту  $\rho(T)$  вблизи точки Нееля, хотя, разумеется, следует принимать во внимание и обычный вклад в  $\rho(T)$ , связанный с исчезновением части поверхности Ферми, перекрывающейся щелью при АФМ переходе [1]. Добавление в сплав  $Cr - 2.7\% Fe$  незначительного количества  $Fe$  (порядка  $\pm 1\%$ , а также  $Mn$  или  $V$ ,  $C_{Mn,V} \leq 0.1\%$ ), такого, что  $\mu$  остается внутри области перекрытия уровней, обуславливает сохранение больших значений  $\rho_{\text{res}}(T)$  и для этих сплавов.

Таким образом, наблюдаемые температурные аномалии  $\rho(T)$  сплавов  $Cr_{1-x}Fe_x$  можно качественно объяснить в рамках модели резонансного примесного рассеяния. Однако для количественных оценок необходимо иметь более точные данные о температурной и концентрационной зависимостях диэлектрической щели  $2\Delta$  как в соизмеримой, так и в несоизмеримой АФМ структурах.

Таким образом, как уже отмечалось, минимумы электросопротивления наблюдаются в сплавах  $Cr$  не только с магнитными ( $Fe, Co$ ), но и с немагнитными ( $Si, Ge$ ) примесями. Недавно полученные экспериментальные данные по исследованию сплавов  $Cr-Si-Mn(V)$  и  $Cr-Co-Mn(V)$  [22] указывают на наличие резонансных уровней в  $Cr-Si$  и  $Cr-Co$ , аналогичных тем, которые наблюдаются в  $Cr-Fe$  [15]. Можно предположить, что природа возникновения низкотемпературных минимумов  $\rho(T)$  в сплавах  $Cr$  как с магнитными, так и с немагнитными примесями одна и та же и связана с механизмом резонансного рассеяния. Однако для более четкого доказательства этого предположения нужны дополнительные исследования.

Отметим, что в данной работе мы не рассматривали появление  $\rho_{\min}$  за счет интерференционных квантовых поправок [23] по следующим соображениям: из-за явной корреляции появления минимумов в сплавах  $Cr-Fe-V$  с максимумом зависимости  $\rho_{4.2}(C_V)$ , обусловленным резонансным рассеянием электронов «резервуара» на примесном уровне  $E_0$ ; из-за зависимости положения этих минимумов от  $C_V$ , так как, согласно [23],  $V$  не должен заметно увеличивать квантовые поправки к сопротивлению, будучи слабым рассеивателем в матрице  $Cr$  [15, 18]; из-за полного исчезновения  $\rho_{\min}$  в  $Cr-Fe$  при  $C_{Fe} \leq 1.6\%$  (рис. 5), хотя по [23] глубина минимумов должна увеличиваться, поскольку  $Fe$  является очень сильным рассеивателем [15]. Возможно, для этой системы сплавов эффект [23] проявится в области более низких температур.

- [1] Lomer W. M. Proc. Phys. Soc., 1962, vol. 80, N 4, p. 489—496; Fedders P. A., Martin P. C. Phys. Rev., 1966, vol. 143, N 1, p. 245—254.
- [2] Rice T. M., Barker A. S. et al. J. Appl. Phys., 1962, vol. 40, N 3, p. 1337—1343.
- [3] Arajis S. Phys. St. Sol., 1970, vol. 37, N 1, p. 329—336.
- [4] Katano S., Mori N. J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 46, N 4, p. 1265—1272.
- [5] Arajis S., Dunmyre G. R. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 3, p. 1157—1158; Кондорский Е. И., Костина Т. И., Трубицина Н. В. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 7, с. 268—271.
- [6] Katano S., Mori N., Nakayama K. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 48, N 1, p. 192—199.
- [7] Arajis S., Katzenmeyer W. E. J. Phys. Soc. Jap., 1967, vol. 23, N 5, p. 932—936.
- [8] Arajis S., Katzenmeyer W. E. J. Phys. Chem. Sol., 1967, vol. 28, N 7, p. 1459—1564.
- [9] Booth J. G. J. Phys. Chem. Sol., 1966, vol. 27, N 8, p. 1639—1645.
- [10] Hedman L., Svensson K., Rao K. V., Arajis S. Phys. Lett., 1973, vol. 45A, N 1, p. 175—178.
- [11] Кондорский Е. И., Костина Т. И., Трубицина Н. В. и др. ФММ, 1983, т. 56, № 2, с. 396—398.
- [12] Gruner G. Adv. Phys., 1974, vol. 23, N 6, p. 941—1087.
- [13] Katano S., Mori N. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 49, N 5, p. 1812—1819.
- [14] Волков Б. А., Тугушев В. В. ФТТ, 1984, т. 26, № 8, с. 2428—2436.
- [15] Галкин В. Ю., Тугушев В. В., Тугушева Т. Е. ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2290—2298.
- [16] Machida K., Lind M. A., Stanford J. L. J. Phys. Soc. Jap., 1984, vol. 53, N 11, p. 4020—4028.
- [17] Babic B., Kajzar F., Parette G. J. Phys. Chem. Sol., 1980, vol. 41, N 6, p. 1303—1309.
- [18] Nakanishi K., Kasuya T. J. Phys. Soc. Jap., 1977, vol. 42, N 3, p. 833—844.
- [19] Benediktsson G., Hedman L. et al. J. Phys. F: Met. Phys., 1982, vol. 12, N 7, p. 1439—1452.
- [20] Буздин А. И., Меньшов В. Н., Тугушев В. В. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 12, с. 2204—2219.
- [21] Suzuki T., Takaki H. J. Phys. Soc. Jap., 1964, vol. 19, N 5, p. 1241—1248.
- [22] Костина Т. И., Меньшов В. Н. и др. Тез. докл. 24 Всесоюзн. совещ. по физике низких температур, Тбилиси, 1986, 8—10 сент., ч. III, с. 51—52.
- [23] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 5, с. 2028—2044.

ЦНИИ черной металлургии  
им. И. П. Бардина  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1987 г.  
В окончательной редакции  
28 октября 1987 г.