

# ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ $\text{Fe}_2\text{MeAl}$ (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni)

Н. И. Коуров<sup>a\*</sup>, В. В. Марченков<sup>a,b,c</sup>, К. А. Белозерова<sup>a,c</sup>, Х. В. Вебер<sup>b\*\*</sup>

<sup>a</sup> Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия

<sup>b</sup> Atominstitut, Vienna Technological University  
1020, Vienna, Austria

<sup>c</sup> International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures  
53-421, Wrocław, Poland

Поступила в редакцию 12 сентября 2013 г.

В интервале температур 4–900 К проведены измерения транспортных свойств полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера  $\text{Fe}_2\text{MeAl}$ , где Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni — переходные 3d-элементы. Особенности поведения электросопротивления рассматриваются в рамках двухтоковой модели проводимости, учитывающей наличие энергетической щели в электронном спектре сплавов вблизи уровня Ферми.

DOI: 10.7868/S0044451014030112

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Полуметаллические ферромагнетики (ПМФ) выделяются среди других сплавов Гейслера тем, что в их электронном спектре на уровне Ферми  $E_F$  реализуется энергетическая щель в одной из подполос, различающихся направлением спинов электронов [1]. Эта особенность электронного спектра выявляется в результате зонных расчетов *ab initio* и обычно экспериментально обнаруживается при измерении оптических характеристик. Вследствие значительных изменений спектральных параметров при переходе из ферромагнитного в парамагнитное состояние она должна проявляться и в поведении других электронных свойств данных материалов. В частности, следует ожидать наличия «щелевых» особенностей в зависимости  $\rho(T)$  удельного электрического сопротивления от температуры.

Теоретически влияние щели в электронном спектре на транспортные свойства сплавов рассматривалось ранее, например, в работах [2, 3]. Было показана,

но, что в случае сильного возмущения электронного спектра из-за суперпозиции фононного  $\rho_{ph}(T)$  и магнитного (щелевого)  $\rho_m(T)$  вкладов на температурной зависимости сопротивления вблизи температуры Кюри  $T_C$  появляется аномалия в виде максимума. Экспериментально такая щелевая особенность в зависимости  $\rho(T)$  наблюдается вблизи точки Нееля антиферромагнитного марганца (см., например, [4]). При слабом влиянии магнитного упорядочения на спектральные параметры имеет место разложение по намагниченности и дополнительный магнитный вклад в сопротивление будет пропорционален квадрату спонтанной намагниченности  $M_S$ .

В работах [5–8] такие характерные особенности  $\rho(T)$  были обнаружены в высокоомных ПМФ  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  и  $\text{Co}_2\text{CrGa}$ , имеющих щель в спектре для подполосы электронов со спинами, направленными вниз. В сплаве  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  при  $T < T_C = 305$  К и уровне остаточного сопротивления  $\rho_0 \approx 1.51$  мкОм·м с ростом температуры величина  $\rho(T)$  уменьшается пропорционально квадрату  $M_S$ . В сплаве  $\text{Co}_2\text{CrGa}$ , имеющем  $\rho_0 \approx 1.28$  мкОм·м, наблюдается более сложный вид зависимости  $\rho(T)$  с минимумом вблизи  $T_C = 495$  К. В работах [5–8] обнаруженные особенности поведения  $\rho(T)$  этих спла-

\*E-mail: kourov@imp.uran.ru

\*\*H. W. Weber

вов объясняются в рамках двухтоковой модели. При этом особо отмечается, что наглядное проявление щелевых особенностей в транспортных свойствах ПМФ  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  и  $\text{Co}_2\text{CrGa}$  обусловлено сравнимыми по величине значениями сопротивлений для электронов со спином, направленным вверх (majority)  $\rho_{\uparrow}(T)$  и вниз (minority)  $\rho_{\downarrow}(T)$ .

Представляет интерес исследовать изменение щелевого вклада в  $\rho(T)$  ПМФ в зависимости от величины сопротивления и параметров щели в электронном спектре. С этой целью в данной работе рассматривается поведение  $\rho(T)$  в широком интервале температур  $4 \text{ K} \leq T \leq 900 \text{ K}$  серии сплавов  $\text{Fe}_2\text{MeAl}$ , где  $\text{Me} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$  — переходные  $3d$ -элементы. Как видно из данных, приведенных в таблице, эти сплавы являются ферромагнетиками с сильно отличающимися друг от друга значениями  $T_C$  [9–11]. Все они упорядочиваются в одинаковой кристаллической структуре типа  $L2_1$ . Зонные расчеты показывают [11–13], что рассматриваемые сплавы имеют в электронном спектре энергетическую щель, расположенную вблизи  $E_F$ , т. е. могут быть отнесены к классу ПМФ. Однако параметры этой щели сильно изменяются в зависимости от варьируемого переходного  $3d$ -элемента.

В сплаве  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  энергетическая щель вблизи  $E_F$  шириной приблизительно 1 эВ образуется в обеих подзонах. В сплавах с  $\text{Me} = \text{Ti}, \text{Ni}$  щель на уровне  $E_F$  формируется только в подзоне электронов со спинами, направленными вверх ( $\uparrow$ ), а в случае  $\text{Me} = \text{Cr}, \text{Mn}$  — в подзоне электронов со спинами, направленными вниз ( $\downarrow$ ). Согласно зонным расчетам [13], в сплаве  $\text{Fe}_3\text{Al}$  энергетическая щель на уровне  $E_F$  практически отсутствует в обеих подзонах. Остаточное сопротивление рассматриваемых сплавов изменяется в широком интервале значений от  $\rho_0 \approx 0.115 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$  в сплаве  $\text{Fe}_2\text{TiAl}$  до  $\rho_0 \approx 20.2 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$  в сплаве  $\text{Fe}_2\text{VAl}$ .

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сплавы  $\text{Fe}_2\text{TiAl}$ ,  $\text{Fe}_2\text{VAl}$ ,  $\text{Fe}_2\text{CrAl}$ ,  $\text{Fe}_2\text{MnAl}$ ,  $\text{Fe}_2\text{NiAl}$  и  $\text{Fe}_3\text{Al}$  были выплавлены в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Слитки переплавляли несколько раз, чтобы обеспечить равномерное перемешивание компонентов. Полученные сплавы отжигали в течение 48 ч при 800 К в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью около 100 К/ч.

Атомное содержание элементов в сплавах контро-

лировалось с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Compu Quanta 200, оснащенного приставкой рентгеновского микроанализа EDAX. Исследования показали, что для всех изученных сплавов отклонения от стехиометрического состава являются незначительными. Рентгеноструктурные исследования подтвердили, что во всех сплавах была сформирована структура  $L2_1$ . Структурная аттестация исследованных сплавов была выполнена в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

Измерения электрического сопротивления были выполнены с использованием общепринятой четырехконтактной методики при постоянном токе, с коммутацией направления электрического тока через образец.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости сопротивления ПМФ  $\text{Fe}_2\text{MeAl}$  приведены на рис. 1. Прежде всего, бросается в глаза принципиально разное поведение  $\rho(T)$  в сплавах этой серии. В ПМФ  $\text{Fe}_2\text{TiAl}$ ,  $\text{Fe}_3\text{Al}$  и  $\text{Fe}_2\text{NiAl}$ , имеющих наименьшие значения остаточного сопротивления ( $\rho_0 < 1 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$ ), наблюдается «эффект насыщения сопротивления», когда с ростом температуры угол наклона зависимости  $\rho(T)$  уменьшается. Для объяснения эффекта насыщения сопротивления обычно используется «модель шунтирующего сопротивления» Алена и Чакраборти [14], в рамках которой предполагается существование в сплаве двух параллельных каналов проводимости. При этом в одном из них сопротивление не зависит от температуры и имеет предельно высокое значение  $\rho_{max}$ , при котором длина  $l$  свободного пробега электронов сравнима с параметрами решетки  $a$  (т. е. выполняется предел Иоффе–Регеля  $l \approx a$ ). В другом канале имеет место обычная металлическая проводимость  $\rho_0 + \rho_{ph}(T)$ . В этой модели температурная зависимость сопротивления имеет вид

$$\frac{1}{\rho(T)} = \frac{1}{\rho_0 + \rho_1 T} + \frac{1}{\rho_{max}}, \quad (1)$$

где  $\rho_0, \rho_1, \rho_{max}$  — постоянные величины.

Казалось бы, такой подход идеально подходит для ПМФ, в которых, согласно работам [5–8], можно выделить два канала проводимости: высокоомный — для подзоны электронов, имеющей энергетическую щель на уровне  $E_F$ , и обычный металлический — с противоположным направлением спинов электронов. Однако экспериментально полученные зависимости  $\rho(T)$  в сплавах  $\text{Fe}_2\text{TiAl}$ ,  $\text{Fe}_3\text{Al}$  и  $\text{Fe}_2\text{NiAl}$  не

**Таблица.** Значения температур Кюри  $T_C$  и остаточного сопротивления  $\rho_0$  исследованных полуметаллических ферромагнетиков

Сплавы	Fe <sub>2</sub> NiAl	Fe <sub>3</sub> Al	Fe <sub>2</sub> MnAl	Fe <sub>2</sub> CrAl	Fe <sub>2</sub> VAl	Fe <sub>2</sub> TiAl
$T_C$ , К	–	≈ 775 [10]	150	246 [11]	7 [11]	123 [9]
$\rho_0$ , мкОм·м	0.615	0.53	2.63	4.43	20.2	0.115

удается описать выражением (1) в достаточно широком интервале температур.

В работе [15] предлагается другой подход, объясняющий эффект насыщения сопротивления. Предполагается, что в сплавах с остаточным сопротивлением обычно в интервале значений  $0.2 \text{ мкОм} \cdot \text{м} < \rho_0 < 1 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ , имеющих положительный температурный коэффициент сопротивления (ТКС), наряду с механизмом упругого рассеяния носителей заряда осуществляются также неупругие процессы рассеяния. В исследованных нами ПМФ неупругие процессы могут реализоваться, в частности, при рассеянии электронов проводимости в подзону, имеющую щель на уровне  $E_F$ , когда происходит рассеяние с переворотом спина. Следуя [15], можно записать интерполяционное выражение для  $\rho(T)$  в виде

$$\rho(T) = \rho(0) + \rho_{in} \exp\left(-2B/T^{1/4}\right), \quad (2)$$

где  $\rho_{in}$  — сопротивление, обусловленное неупругими процессами рассеяния,  $B$  — коэффициент. Здесь первое слагаемое  $\rho(0)$  включает в себя все механизмы упругого рассеяния. Очевидно, что оно также зависит от температуры. Однако в работе [15] полагается, что на уровне достаточно высокого остаточного сопротивления его температурной зависимостью можно пренебречь по сравнению со вторым экспоненциальным членом в правой части (2). На рис. 2 видно, что для наиболее низкоомных сплавов данной серии Fe<sub>2</sub>TiAl, Fe<sub>3</sub>Al и Fe<sub>2</sub>NiAl экспериментально полученные температурные зависимости сопротивления достаточно удовлетворительно описываются выражением (2) в широком интервале температур.

Следует отметить, что в сплаве Fe<sub>2</sub>NiAl в настоящее время магнитоупорядоченное состояние экспериментально не обнаружено, а ПМФ Fe<sub>2</sub>TiAl имеет достаточно низкое среди рассматриваемых сплавов значение температуры Кюри  $T_C \approx 123$  К. При этом на кривых  $\rho(T)$  этих двух сплавов температура Кюри практически не выделяется, т. е. магнитная составляющая сопротивления  $\rho_m(T)$  имеет малую величину. Однако в сплаве Fe<sub>3</sub>Al, который переходит

в ферромагнитное состояние при достаточно высокой температуре, зависимость  $\rho(T)$  имеет вблизи  $T_C \approx 775$  К особенность в виде минимума. Аналогичного типа особенность на кривой  $\rho(T)$  наблюдается в ПМФ Co<sub>2</sub>CrGa, имеющем также довольно высокие значения  $T_C = 495$  К и  $\rho_0 \approx 1.28 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$  [6–8]. В работах [6–8] наличие подобной аномалии связывается с тем фактом, что при высоких температурах проводимости обеих подзон электронов становятся сравнимыми между собой. При этом учитывается, что в окрестности  $T_C$  спонтанная намагниченность  $M_S \rightarrow 0$ . Это приводит к исчезновению щели в электронном спектре на уровне  $E_F$  для одной из подзон электронов проводимости и, соответственно, дополнительный щелевой вклад  $\rho_m(T)$  принимает нулевое значение. Минимум на кривой  $\rho(T)$  вблизи  $T_C$  образуется на фоне линейного роста с увеличением температуры фононной составляющей  $\rho_{ph}(T)$ . Согласно [2], в приближении среднего поля выражение для температурной зависимости суммарного сопротивления вблизи  $T_C$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \rho(T) &= \rho_{ph}(T) + \rho_m(T) = \\ &= \beta T + \alpha [1 - M_S^2(T)] + \gamma M_S^2(T)T, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — коэффициенты.

В более высокоомных ( $\rho_0 > 1 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ ) сплавах Fe<sub>2</sub>VAl, Fe<sub>2</sub>CrAl и Fe<sub>2</sub>MnAl в широком интервале температур, включающем как магнитоупорядоченное, так и разупорядоченное состояния, наблюдается отрицательный ТКС. Это согласуется с эмпирическим правилом Муи, по которому можно выделить уровень сопротивления, разделяющий сплавы с положительным (при  $\rho_0 < 1 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ ) и отрицательным (при  $\rho_0 > 1 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$ ) ТКС [16].

Причины большого сопротивления и отрицательного ТКС сплавов переходных металлов исследовались многими авторами особенно во второй половине XX столетия. Их связывали или с процессами рассеяния на разного рода возмущениях кристаллической решетки, которые приводят к малым длинам свободного пробега электронов проводимости, когда  $l \approx a$ , или с особенностями электронной зон-

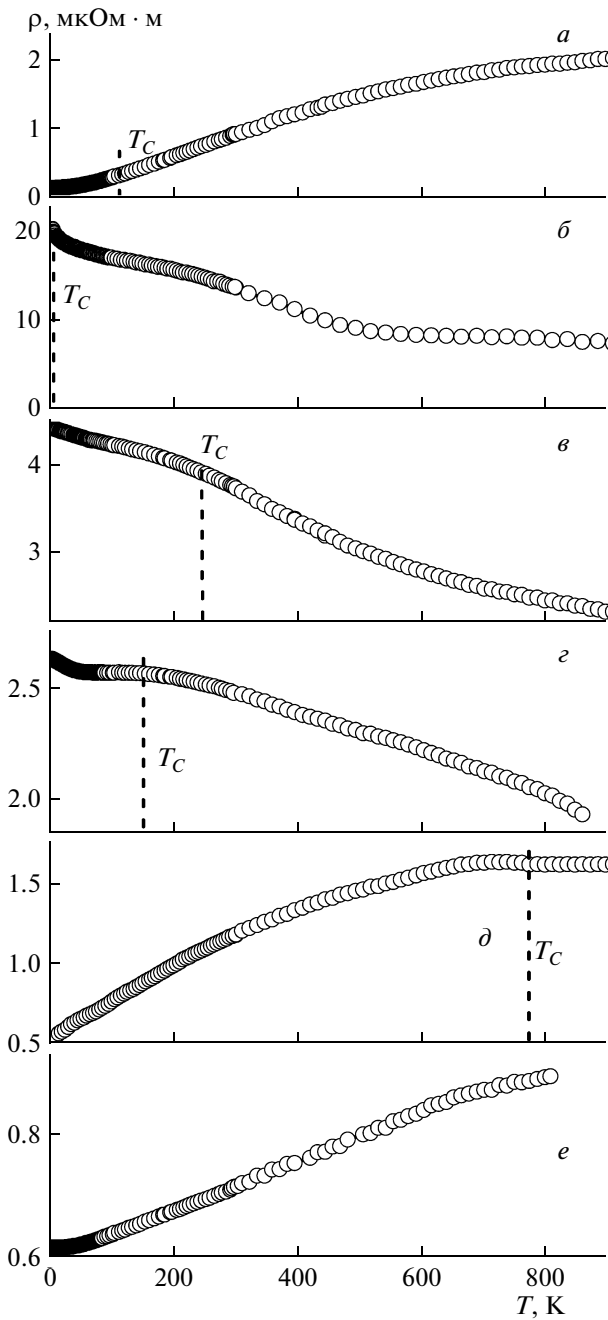


Рис. 1. Зависимости от температуры электрического сопротивления полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера  $Fe_2MeAl$ :  $Me = Ti$  (а),  $V$  (б),  $Cr$  (в),  $Mn$  (г),  $Fe$  (д),  $Ni$  (е)

ной структуры вблизи поверхности Ферми. В работе [7] было показано, что большая величина  $\rho_0$  в ПМФ  $Co_2CrGa$  является следствием атомного разупорядочения в подрешетках  $Cr$  и  $Ga$ , а в  $Co_2CrAl$  такое разупорядочение имеет место во всех подрешет-

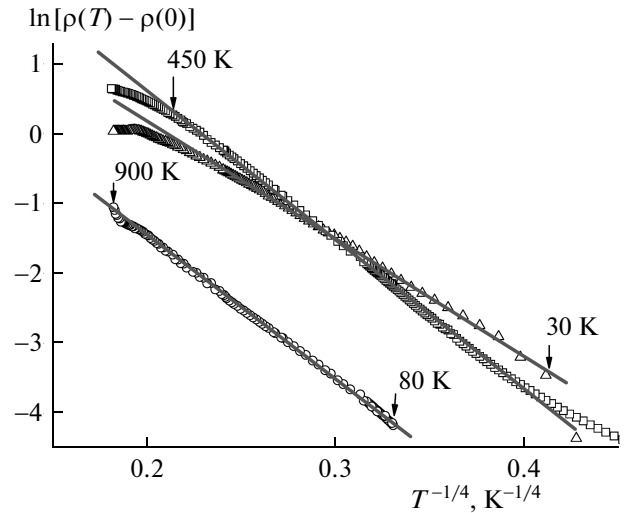


Рис. 2. Зависимости  $\ln[\rho(T) - \rho(0)]$  от  $T^{-1/4}$  для сплавов  $Fe_2TiAl$  ( $\square$ ),  $Fe_3Al$  ( $\triangle$ ),  $Fe_2NiAl$  ( $\circ$ )

ках  $L2_1$ -структуры. Важно то, что при этом в случае  $Co_2CrGa$  щелевая особенность в электронном спектре сплавов сохраняется. Можно предположить, что в высокоомных сплавах  $Fe_2MeAl$  реализуется аналогичная ситуация со случайным распределением отдельных атомов по своим узлам  $L2_1$ -решетки. Следует отметить, что зонные расчеты показывают различие в расположении энергетической щели для низкоомных и высокоомных сплавов [11–13]. В низкоомных сплавах  $Fe_2TiAl$  и  $Fe_2NiAl$  щель находится на уровне  $E_F$  в подзоне электронов со спином, направленным вверх ( $\uparrow$ ), а в высокоомных ПМФ  $Fe_2CrAl$  и  $Fe_2MnAl$  — в подзоне электронов со спином, направленным вниз ( $\downarrow$ ).

На рис. 1 видно, что высокоомные сплавы  $Fe_2VAl$ ,  $Fe_2CrAl$  и  $Fe_2MnAl$  также имеют особенности на кривых  $\rho(T)$  вблизи  $T_C$ . В ПМФ  $Fe_2MnAl$  при  $T \approx T_C$  на зависимости  $\rho(T)$  наблюдается «размытый» максимум. Очевидно, что эта особенность обусловлена, как и в относительно низкоомном сплаве  $Fe_3Al$ , значительным изменением параметров энергетической щели на уровне  $E_F$  из-за перехода образца в парамагнитное состояние, при котором  $M_S \rightarrow 0$ . Следует отметить, что подобный подход использовался для объяснения максимума  $\rho(T)$  вблизи  $T_C$  в случае ПМФ  $Fe_2MnAl$  в работе [17]. В сплаве  $Fe_2CrAl$  на кривой  $\rho(T)$  вблизи  $T_C$  наблюдается менее слабая особенность в виде излома. По-видимому, она связана с раздвижкой подзон электронов со спинами, направленными вниз и вверх, вследствие чего можно записать (см., например, [2, 3]) выражение

$$\rho_m(T) = \rho(0) + cM_S^2 \quad (4)$$

при условии, что коэффициент  $c > 0$ . В формуле (4) член  $\rho(0)$  включает в себя не зависящее от температуры остаточное сопротивление  $\rho_0$ , а также зависящие от температуры электрон-электронную  $\rho_{ee}$  и электрон-фононную  $\rho_{ph}$  составляющие, при этом  $\rho_0 \gg \rho_{ee}, \rho_{ph}$ .

Исследованные нами сплавы являются в структурном отношении достаточно устойчивыми и упорядоченными. Наличие в их спектре щелевой особенности вблизи  $E_F$  для одной или двух (как для сплава  $\text{Fe}_2\text{VAl}$ ) подзон электронов проводимости, отличающихся направлением спинов, а также большая величина их остаточного сопротивления  $\rho_0$  позволяют использовать концепцию сосуществования упругих и неупругих механизмов рассеяния (см., например, работы [15, 18] и литературу в них). Следуя [15, 18], в случае сплавов с  $l \approx a$  температурную зависимость проводимости можно записать как

$$\sigma = \sigma(0) + \sigma_{in} = \sigma(0) + A \exp(-B/T^{1/4}), \quad (5)$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты. В формуле (5)  $\sigma(0)$  — обычная металлическая проводимость, обусловленная упругим рассеянием носителей тока, а  $\sigma_{in}$  — проводимость, связанная с неупругими процессами рассеяния. По существу вторая составляющая в формуле (5) соответствует прыжковой проводимости по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка [19, 20] (закон Мотта  $T^{1/4}$ ). В случае, когда  $\sigma_{in} \geq \sigma(0)$ , на зависимости  $\rho(T)$  может наблюдаться отрицательный ТКС.

Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что экспериментально полученные зависимости проводимости, по крайней мере, для ПМФ  $\text{Fe}_2\text{CrAl}$  и  $\text{Fe}_2\text{MnAl}$  удовлетворительно описываются выражением (5) в широком интервале температур. Описание согласно формуле (5) результатов измерений  $\rho(T)$  выделяет для сплава  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  две области — низкотемпературную ( $T < 500$  К) и высокотемпературную ( $T > 500$  К), — по-видимому, различающиеся условиями рассеяния. Отметим, что при этом не учитывалась температурная зависимость металлической составляющей, т. е.  $\sigma(0) = \text{const}$ .

При анализе электрического сопротивления высокоомных ( $\rho_0 > 1$  мкОм·м) сплавов  $\text{Fe}_2\text{VAl}$ ,  $\text{Fe}_2\text{CrAl}$  и  $\text{Fe}_2\text{MnAl}$  естественно возникает вопрос о сохранении отрицательного ТКС в области высоких температур (в парамагнитном состоянии). Отрицательный ТКС в рассматриваемых высокоомных сплавах при низких температурах частично можно объяснить вкладами типа (3) и (4). Кроме того, для

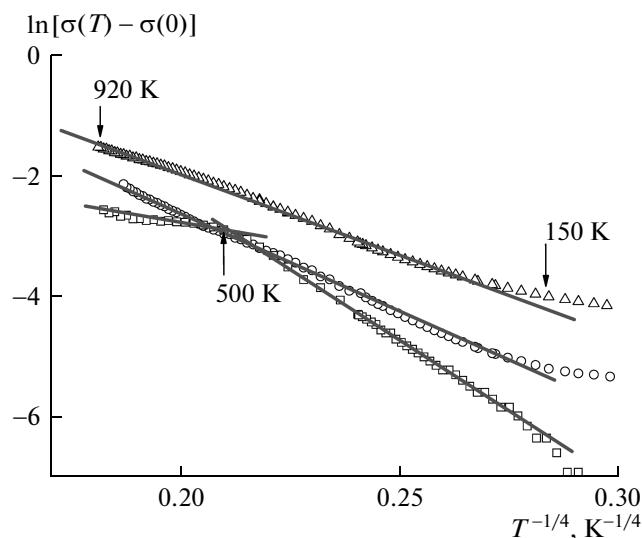


Рис. 3. Зависимости  $\ln[\sigma(T) - \sigma(0)]$  от  $T^{-1/4}$  для сплавов  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  ( $\square$ ),  $\text{Fe}_2\text{CrAl}$  ( $\triangle$ ),  $\text{Fe}_2\text{MnAl}$  ( $\circ$ )

$\rho(T)$  при низких температурах могут быть важными процессы взаимодействия [21] или андерсоновской локализации [22] электронов проводимости, которые также дают отрицательную составляющую в зависимости  $\rho(T)$ . Присутствие щелевой особенности в спектре рассматриваемых ПМФ при  $T > T_C$ , с которой прежде всего можно связать существование вклада  $\sigma_{in}$ , в настоящее время не доказано. Однако зонные расчеты в рамках метода LDA+DMFT, проведенные ранее для аналогичного по свойствам сплава Гейслера  $\text{FeMnSb}$ , показывают [23], что энергетическая щель при более высоких температурах сохраняется, а результаты близки к результатам LSDA-расчетов с небольшой перенормировкой состояний вблизи  $E_F$ <sup>1)</sup>.

Сплав  $\text{Fe}_2\text{VAl}$ , по существу, можно считать полупроводником, так как он имеет щель на уровне  $E_F$  как в подзоне электронов со спином, направленным вниз, так и в подзоне электронов со спином, направленным вверх. Именно с этих позиций анализируются транспортные свойства сплавов Fe-V-Al в серии работ (см., например, [24, 25] и литературу в них). В работе [26] отрицательный ТКС в сплаве  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  предлагается объяснять проявлением рассеяния носителей тока на локализованных спиновых моментах. Согласно [24–26], вид зависимости  $\rho(T)$  этого сплава в области низких температур существенно определяется отклонением состава от стехиометри-

<sup>1)</sup> Авторы благодарны А. В. Лукоянову за указание работы [23].

ческого и степенью атомного порядка. В окрестности  $T_C$  на кривой  $\rho(T)$  может наблюдаться излом или максимум, подобно тому, как это имеет место в рассмотренных выше ПМФ.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показывают, что температурные зависимости сопротивления  $\rho(T)$  ПМФ  $\text{Fe}_2\text{MeAl}$ , где  $\text{Me} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Ni}$  — переходные  $3d$ -элементы, в основном определяются особенностями их зонной структуры. Наличие энергетической щели на уровне  $E_F$  в одной из подзон электронов проводимости, отличающихся направлением спина, в условиях высоких значений  $\rho$  может приводить к особенности в виде излома, максимума или минимума вблизи температуры Кюри.

При  $T \leq T_C$  сопротивление полуметаллических сплавов  $\text{Fe}_2\text{MeAl}$  определяется, прежде всего, процессами перестройки электронной зонной структуры вблизи  $E_F$  в зависимости от температуры и при переходе из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

При  $T > T_C$  в низкоомных ( $\rho_0 < 1$  мкОм·м) сплавах наблюдается эффект насыщения сопротивления, заключающийся в уменьшении величины положительного ТКС с ростом температуры. В высокоомных ( $\rho_0 > 1$  мкОм·м) сплавах при увеличении температуры происходит уменьшение величины сопротивления, т. е. эти сплавы характеризуются отрицательным ТКС.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 12-02-00271), программы фундаментальных научных исследований Отделения физических наук РАН (проект № 12-Т-2-1011) и программы поддержки ведущих научных школ (НШ-6172.2012.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, УФН **164**, 705 (1994).
2. Ю. П. Ирхин, ФММ **6**, 214 (1958).
3. В. Ю. Ирхин, Ю. П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в  $d$ - и  $f$ -металлах и их соединениях*, Екатеринбург, УрО РАН (2004).
4. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
5. Н. И. Коуров, А. В. Королев, В. В. Марченков, А. В. Лукоянов, К. А. Белозерова, ФТТ **55**, 899 (2013).
6. Н. И. Коуров, В. В. Марченков, В. Г. Пушин, К. А. Белозерова, ЖЭТФ **144**, 141 (2013).
7. Н. И. Коуров, А. В. Лукоянов, В. В. Марченков, ФТТ **55**, 2366 (2013).
8. N. I. Kourov, V. V. Marchenkov, A. V. Korolev, K. A. Beloserova, and H. W. Weber, J. Phys.: Condens. Matter (2013).
9. K. H. J. Buschow and P. G. Engen, J. Magn. Magn. Mater. **25**, 90 (1981).
10. М. Хансен, К. Андерко, *Структура двойных сплавов*, т. 1, Металлургия, Москва (1986).
11. E. Shreder, S. V. Streltsov, A. Svyazhin et al., J. Phys.: Condens. Matter **20**, 045212 (2008).
12. Е. И. Шредер, А. Д. Свяжин, К. А. Фомина, ФММ **113**, 155 (2012).
13. A. Bansil, S. Kaprzyk, P. E. Mijnaerends, and J. Tobo-ta, Phys. Rev. B **60**, 13396 (1999).
14. P. V. Allen and B. Chakraborty, Phys. Rev. B **23**, 4815 (1981).
15. А. С. Щербаков, Н. И. Коуров, Ю. Н. Циовкин, ФТТ **27**, 1685 (1985).
16. J. H. Mooij, Phys. Stat. Sol. (a) **17**, 521 (1973).
17. Zhuhong Liu, Xingqiao Ma, Fanbin Meng, and Guangheng Wu, J. Alloys Comp. **509**, 3219 (2011).
18. А. С. Щербаков, А. Ф. Прекул, Р. В. Поморцев, Письма в ЖЭТФ **32**, 425 (1980).
19. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1974).
20. Н. Ф. Мотт, *Переходы металл-изолятор*, Наука, Москва (1979).
21. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, ЖЭТФ **77**, 2028 (1979).
22. P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
23. L. Chioncel, E. Arrigoni, M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein, Phys. Rev. Lett. **96**, 137203 (2006).
24. Chin-Chan Lue and J. H. Ross, Jr., Phys. Rev. B **58**, 9763 (1998).
25. Н. Okamura, J. Kawahara, T. Nanba et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3674 (2000).
26. В. И. Окулов, В. Е. Архипов, Т. Е. Говоркова и др., ФНТ **33**, 907 (2007). [Low Temp. Phys. **33**, 692 (2007).]