

# Новые проявления псевдощелевого состояния и спинового рассеяния электронов в низкотемпературных тепловых свойствах сплавов железо–ванадий–алюминий почти стехиометрического состава

А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова,  
Т.Е. Говоркова, С.М. Подгорных

*Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620137, Россия*  
E-mail: okulov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2014 г., опубликована онлайн 22 декабря 2014 г.

Исследованы температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности, а также эффект изменения теплопроводности с напряженностью магнитного поля в сплавах железо–ванадий–алюминий, обладающих в определенных составах вблизи стехиометрического аномальными электронными свойствами. В совокупности с предыдущими работами развиты представления об определенных особенностях электронной структуры таких сплавов (узкая псевдощель, сильное спиновое рассеяние и др.), которые представляют интерес как для перспектив обнаружения новых классов материалов, так и технических применений.

Досліджено температурні залежності теплоємності та теплопровідності, а також ефект зміни теплопровідності з напруженістю магнітного поля в сплавах залізо–ванадій–алюміній, що мають в певних складах поблизу стехіометричного аномальні електронні властивості. В сукупності з попередніми роботами розвинено уявлення про певні особливості електронної структури таких сплавів (вузька псевдощілина, сильне спінове розсіяння та ін.), які представляють інтерес як для перспектив виявлення нових класів матеріалів, так і технічних застосувань.

PACS: 71.20.Be Переходные металлы и сплавы;  
72.15.Eb Электропроводность и теплопроводность в кристаллических металлах и сплавах;  
75.20.En Металлы и сплавы.

Ключевые слова: сплав железо–ванадий–алюминий, теплоемкость, теплопроводность, спиновое рассеяние, псевдощель, локализованный магнитный момент.

## 1. Введение

Настоящая статья посвящена изложению результатов работ по изучению электронных тепловых свойств сплавов железо–ванадий–алюминий близких по составу к стехиометрическому. Значительный интерес к сплавам  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  с составами вблизи  $x = 0$  связан с обнаружением в них полупроводникового убывания удельного сопротивления  $\rho(T)$  при повышении температуры вплоть до тысячи градусов [1]. В работе [2] было показано, что у сплава с  $x = 0,1$  электросопротивление, коэффициент Холла и магнитная восприимчивость в низкотемпературном интервале  $1,8 \text{ K} \leq T \leq 20 \text{ K}$  изменяют-

ся с температурой гораздо быстрее, чем в более высокотемпературной области. В работе [3] в указанном интервале температур у того же сплава обнаружен максимум в температурной зависимости термоэдс. В работах [2,3] низкотемпературные особенности перечисленных физических параметров удалось согласованно описать в рамках теории, предполагающей расположение энергии Ферми в узкой псевдощели у плотности состояний электронов. Ширина псевдощели около 4 мэВ определена подгонкой теоретических температурных зависимостей физических характеристик к экспериментальным, полученным в работах [2,3]. Узкая псевдощель — провал в плотности состояний возникает в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ ,

обогащенных ванадием, вследствие определенного смещения энергетических полос в энергетическом спектре. При этом в сплавах, обедненных ванадием, основную роль в кинетике играет эффективный механизм рассеяния носителей на магнитных моментах железа, который подавляет вклады других механизмов [3].

Задачи настоящей работы состояли в поиске новых экспериментальных свидетельств для надежного обоснования существования узкой псевдощели и физических эффектов, обусловленных значительным влиянием локализованных магнитных моментов в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ . В качестве продолжения работы [3] по низкотемпературным тепловым свойствам нами выполнено совместное исследование низкотемпературных теплоемкости и теплопроводности, которое дает информацию как об электронной плотности состояний, так и об эффектах обменного взаимодействия в разбавленных магнитных сплавах [4]. Нужно отметить, что механизмы теплопроводности сплавов  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  представляют интерес и в связи с возможностью разработки на их основе эффективных термоэлектрических преобразователей [5,6]. Для более глубокого изучения природы этих механизмов предпринято также изучение влияния магнитного поля на теплопроводность (эффект Маджи–Риги–Ледюка), которое в этих сплавах до сих пор не исследовалось. В рамках решения поставленных задач проводился анализ аномалий наблюдаемых температурных зависимостей, установление и описание физических механизмов, определяющих эти аномалии.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Сплавы  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  с составами, отвечающими значениям  $x = -0,04, 0$  и  $0,1$ , были приготовлены методом дуговой плавки на водоохлаждаемом медном поду. Для обеспечения равномерного распределения компонентов по объему слитка применялся многократный переплав. Состав задавался по весу исходных компонентов с их контрольным взвешиванием до и после плавки. Данная процедура обеспечивала требуемую точность значений  $x$ . Химический состав и однородность образцов контролировались с помощью рентгеновского микроанализатора JE01-73. Рентгенограммы полученных нами образцов имели четкие сверхструктурные пики, свидетельствующие об образовании однородной  $L2_1$ -фазы. Никаких дополнительных фаз в образцах не обнаружено. Вырезанные из слитков образцы имели форму пластин с размерами  $1 \times 3 \times 10$  мм. Все образцы при гелиевой температуре обладали дырочным типом проводимости, что было установлено по знаку эффекта Холла и термоэдс.

Измерения теплопроводности  $\kappa$  и эффекта Маджи–Риги–Ледюка выполнены на образцах с  $x = -0,04$  и  $0,1$ , на которых ранее нами исследовались удельное

сопротивление  $\rho$ , термоэдс и магнитотермоэдс [3]. Теплопроводность  $\kappa(T)$  измерена в интервале температур 2–150 К с использованием стандартного метода стационарного теплового потока. Разность температур в диапазоне от 2 до 6 К определялась с помощью двух германиевых термометров с близкими градуировочными характеристиками. При температурах выше 6 К для измерения разности температур применялись термопары (Au + 0,015%Fe)–Cu. Эффект Маджи–Риги–Ледюка исследовался в магнитных полях до 40 кЭ.

Для измерения температурной зависимости теплоемкости  $C(T)$  были выбраны образцы  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  ( $x = 0$  и  $0,1$ ) с разным характером поведения  $\rho(T)$ . Для образца, обогащенного ванадием, выявлен отрицательный температурный коэффициент сопротивления [3], а для стехиометрического образца  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  он положительный [7]. Теплоемкость измерялась в интервале температур 1,8–300 К на установке PPMS-9 (Quantum Design).

## 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

### 3.1. Температурная зависимость теплопроводности

Зависимость теплопроводности от температуры для образцов  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  и  $\text{Fe}_{2,04}\text{V}_{0,96}\text{Al}$  показана на рис. 1. На кривых  $\kappa(T)$  наблюдаются максимумы при  $T_{\text{max}} \approx 50$ –60 К. Их величина и положение согласуются с данными работы [8], в которой теплопроводность сплавов  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  измерена при более высоких температурах (от 10 до 300 К). Авторы этой работы объяснили максимум  $\kappa(T)$  рассеянием акустических фононов на границах образца. Однако такая интерпретация

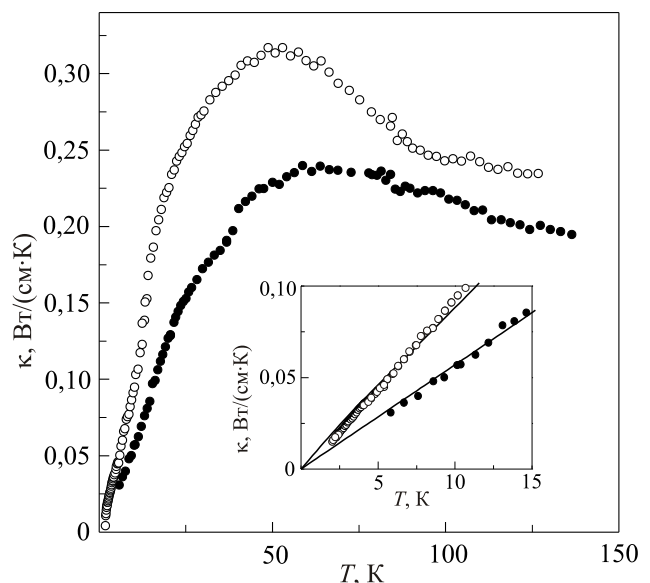


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности образцов  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  (○) и  $\text{Fe}_{2,04}\text{V}_{0,96}\text{Al}$  (●). На вставке: линейная зависимость в области низких температур, сплошные линии — подгонка по формуле (1).

предполагает обязательное наличие участка экспоненциального убывания  $\kappa(T)$  при  $T > T_{\max}$  с ростом  $T$  вследствие процессов переброса и закона изменения  $\kappa(T) \sim T^3$  с уменьшением  $T$  при  $T < T_{\max}$ . Эти характерные признаки рассеяния фононов на границах образца отсутствуют на рис. 1 и в данных [8]. Более реальным механизмом, ограничивающим  $\kappa(T)$  при уменьшении  $T$  в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ , является рассеяние фононов на вырожденных носителях тока (дырках) и на структурных дефектах решетки. Однако наиболее естественным представляется механизм появления максимума теплопроводности из-за максимума теплоемкости, этот механизм обсуждается ниже. На вставке к рис. 1 видно, что при  $T < T_{\max}$  закон изменения  $\kappa(T)$  становится близким к линейному. Линейное убывание  $\kappa(T)$  на фоне достаточно малых величин теплопроводности, скорее всего, связано с вкладом носителей тока в теплопроводность. Такой закон характерен в области низких температур и для сплавов и решеток Кондо [9–11], в которых существенную роль играет обменное взаимодействие носителей тока с магнитными ионами. Для нашего исследования важно объяснить значительное различие угловых коэффициентов прямых для столь близких по составу сплавов. Мы связываем это различие с вкладом псевдощели в электронную плотность состояний, в которой оказывается энергия Ферми в сплаве нестехиометрического состава. В простейшей модели, которой грубо описываются самые основные эффекты такой псевдощели, упомянутый вклад в электронную теплопроводность можно записать в виде

$$\kappa_g(T) = B_g T + B_0 T J(T), \quad (1)$$

$$J(T) = (3/2\pi^2) \int_0^{\Delta/2T} x^2 [\text{ch}(x/2)]^{-2} dx,$$

где  $\Delta$  — ширина щели,  $B_g, B_0$  — характеризующие ее параметры. Подгонка этой зависимости к экспериментальной показана на вставке к рис. 1. В пределе низких температур проявляется влияние ширины щели. Подгоночные параметры кривой  $B_g = 0,0087, B_0 = 0,001, \Delta = 30$  К, коэффициент  $B$  в формуле  $\kappa = BT$  для сплава стехиометрического состава равен 0,0057.

### 3.2. Эффект Маджи–Риги–Ледюка

Обнаружение линейной зависимости  $\kappa(T)$  в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  явилось стимулом для проведения измерений эффекта Маджи–Риги–Ледюка, поскольку он реагирует на изменение в магнитном поле теплопроводности носителей тока.

Зависимость относительного изменения теплопроводности в магнитном поле  $\Delta\kappa/\kappa_0 = [\kappa(H) - \kappa(0)]/\kappa(0)$  для образцов  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  и  $\text{Fe}_{2,04}\text{V}_{0,96}\text{Al}$  приведена на рис. 2. Видно, что в поле 40 кЭ при  $T \approx 10$  К теплопро-

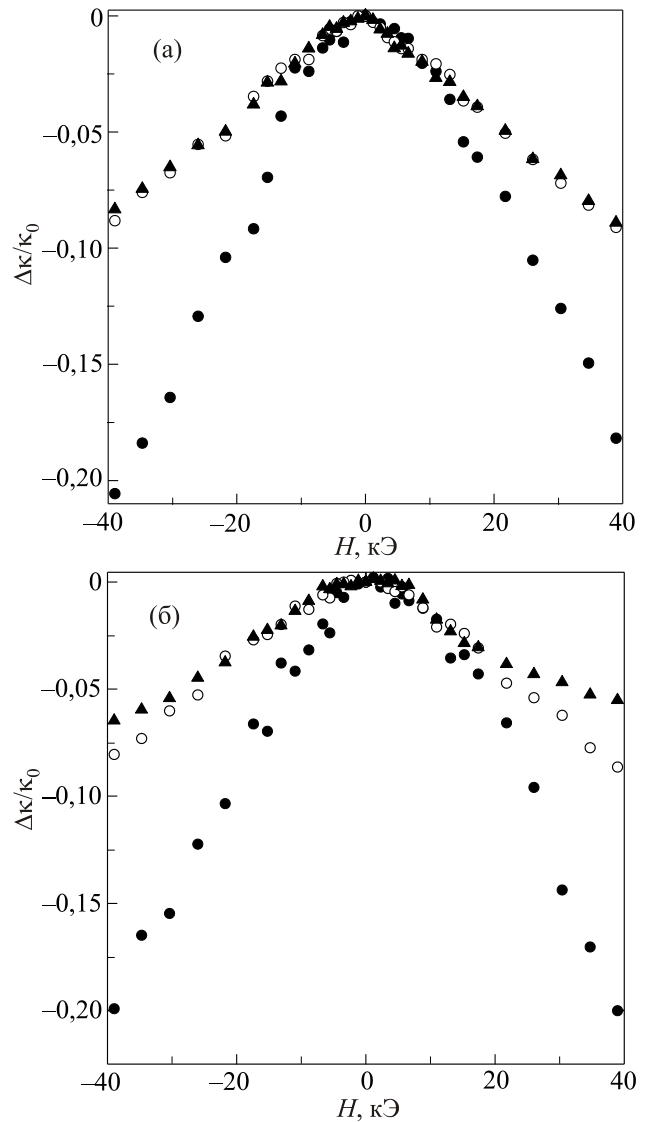


Рис. 2. Зависимость относительного изменения теплопроводности  $\Delta\kappa/\kappa_0$  от магнитного поля для образцов  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  (а) и  $\text{Fe}_{2,04}\text{V}_{0,96}\text{Al}$  (б) при температурах, К: 10,3 (●); 20,6 (○); 37 (▲).

водность сплавов существенно уменьшается (примерно на 20%), не проявляя при этом тенденции к насыщению. Используя закон Видемана–Франца для чисто упругого рассеяния носителей заряда, можно оценить, что для образца, обедненного ванадием, относительная доля дырочной теплопроводности в полной при  $T = 10$  К не должна превышать 3%. Такого малого вклада явно недостаточно, чтобы обеспечить наблюдаемую величину эффекта Маджи–Риги–Ледюка. С ростом температуры величина этого эффекта уменьшается, что естественно связать с относительным ростом решеточной компоненты теплопроводности.

Таким образом, результаты эксперимента заставляют предположить наличие существенной дополнительной добавки в дырочную теплопроводность, которая не учитывается в законе Видемана–Франца. Природа

этого вклада может быть обусловлена обменным взаимодействием дырок с системой неупорядоченных магнитных моментов, локализованных в узлах кристаллической решетки сплавов  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ . Об уменьшении в магнитном поле электронной теплопроводности разбавленных магнитных сплавов свидетельствуют численные расчеты [12], выполненные в рамках модели  $s$ - $d$  обменного взаимодействия. Помимо этого, на возможность обменного вклада в теплопроводность указывает корреляция представленных на рис. 2 полевых зависимостей  $\Delta\kappa/\kappa_0$  и отрицательной магнитотермоэдс при тех же температурах [3].

Следует также подчеркнуть, что обнаружение нового существенного вклада в дырочную теплопроводность с очевидностью указывает на неправомочность для данных объектов стандартной оценки этой составляющей теплопроводности по закону Видемана–Франца с последующим выделением решеточной компоненты, как это сделано в работе [13]. Кроме того, дополнительный вклад в теплопроводность имеет важное практическое значение, поскольку его минимизация позволит заметно уменьшить суммарную теплопроводность, а значит — увеличить термоэлектрическую эффективность сплавов на основе железо–ванадий–алюминий.

### 3.3. Температурная зависимость теплоемкости

Температурная зависимость измеренной теплоемкости  $C = c_{\text{latt}} + c_h$  для сплавов  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  и  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  приведена на рис. 3, где  $c_{\text{latt}}$  и  $c_h$  — фононный и дырочный вклады в теплоемкость. Рассмотрим их по отдельности в области высоких ( $T \geq 20$  К) и низких ( $T \leq 20$  К) температур. В первой области преобладающий вклад в теплоемкость будут давать фононы. С целью выявления особенностей теплоемкости  $c_{\text{latt}}(T)$  исследуемых спла-

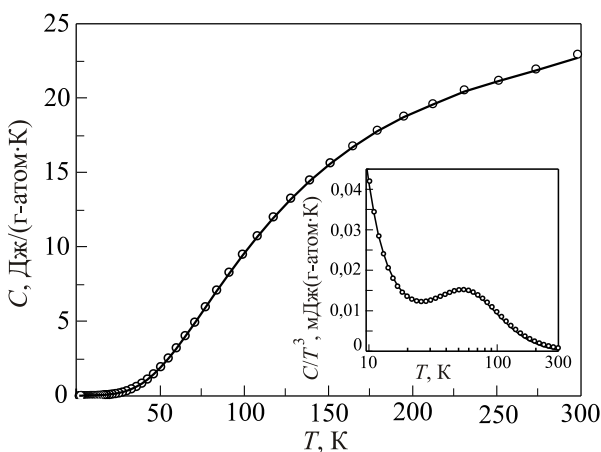


Рис. 3. Зависимость теплоемкости от температуры для образцов  $\text{Fe}_2\text{VAl}$  (символы) и  $\text{Fe}_{1,9}\text{V}_{1,1}\text{Al}$  (сплошная линия). На вставке: зависимость величины  $C/T^3$  от температуры для этих образцов.

вов на вставке к рис. 3 показана зависимость  $C/T^3$  от температуры, на которой при  $T \approx 55$  К наблюдается максимум. Подобные максимумы, ставшие в последние 10 лет объектом пристального внимания исследователей, выявлены на сегодняшний день для многих полупроводников и изоляторов (см. [14,15] и ссылки в них). Их появление связано с отклонением решеточной теплоемкости от закона Дебая  $c_{\text{latt}} \sim T^3$  при температурах порядка  $0,1T_D$ , где  $T_D$  — температура Дебая. В работах [14,15] и более ранних статьях по этой тематике максимумы величины  $C/T^3$  для разных соединений были теоретически объяснены на основе расчетов свободной энергии и спектральной плотности фононных состояний. Показано, что величина и положение максимума достаточно чувствительны к изменению изотопического состава решетки. В настоящей работе мы впервые сообщаем об обнаружении максимума на температурной зависимости  $C/T^3$  в сплавах Гейслера  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  при  $T \approx 0,1T_D$  (для  $\text{Fe}_2\text{VAl}$   $T_D \approx 450$  К [13,16]). Если исходить из результатов [14,15], то наблюдаемое в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  отклонение  $c_{\text{latt}}(T)$  от закона  $T^3$  означает наличие щели в спектральной плотности колебаний между вкладами различных ветвей оптических колебаний. К ним могут относиться колебания близких по массам атомов Fe и V (более низкие частоты) и колебания более легких атомов Al (высокие частоты). Наличие щели в спектральной плотности колебаний, согласно результатам работ [14,15], приводит к особенности в свободной энергии и как следствие — к максимуму величины  $C/T^3$ . На вставке к рис. 2 сплошной линией показана температурная зависимость  $C/T^3$  для обогащенного ванадием сплава. Приведенная интерпретация максимума  $C/T^3$  подтверждается тем фактом, что небольшое отклонение от стехиометрии не влияет на его величину и положение.

Рассмотренная аномалия теплоемкости находит отражение и в теплопроводности. Обращают на себя внимание близкие значения  $T_{\text{max}}$  на кривых  $\kappa(T)$  (рис. 1) и температуры максимума величины  $C/T^3$  (вставка к рис. 3). Эта корреляция может означать, что в условиях достаточно малой длины свободного пробега фононов максимум  $\kappa(T)$  является следствием отклонения теплоемкости от закона  $T^3$ . В пользу этой гипотезы свидетельствует и слабая зависимость величины максимума  $\kappa(T)$  в сплавах  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  от состава [8].

Обратимся теперь к теплоемкости сплава  $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$  в области низких температур. Часть результатов экспериментов в этой области уже была приведена в работе [17]. Как и для температурной зависимости теплопроводности, для теплоемкости важным является взаимодействие носителей тока с локализованными магнитными моментами. В силу небольшого отклонения сплава от стехиометрического состава для описания роли данного фактора применимы представления физики разбавленных магнитных сплавов. Тогда для описания зависимо-

сти  $C(T)$  помимо обычного электронного слагаемого  $\gamma T$  следует учесть добавочный вклад в теплоемкость  $c_{AK} = bT \ln(T_K/T)$ , полученный в теории Appelbaum–Kondo [18,19] для парамагнитных центров в металлах ( $T_K$  — температура Кондо,  $b$  — параметр порядка  $\gamma$ ). Таким образом, низкотемпературную теплоемкость сплавов  $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$  можно представить в виде

$$c_h(T) = \gamma T + bT \ln(T_K/T). \quad (2)$$

Из формулы (2) следует увеличение коэффициента при  $T$  за счет слагаемого  $b \ln T_K$ , что приводит к резкому подъему величины  $C/T$  при низких температурах.

Результаты расчета теплоемкости по формуле (2) показаны на рис. 4 сплошной кривой вместе с результатами эксперимента для сплава  $Fe_2VAl$ . В расчете использованы следующие подгоночные параметры:  $\gamma = 2,73$  мДж/(г-атом·К<sup>2</sup>),  $b = 1,54$  мДж/(г-атом·К<sup>2</sup>),  $T_K = 28$  К. Согласно рисунку, для сплава  $Fe_2VAl$  удалось достичь достаточно хорошего согласия теоретической зависимости с экспериментальной, однако для обогащенного ванадием образца теоретическая кривая в некоторой области температур лежит ниже экспериментальных значений. Наблюдаемое расхождение мы связываем с наличием дополнительного вклада в теплоемкость  $c_{add}(T) = C(T) - (\gamma T + c_{AK})$ , имеющего вид резкого максимума при  $T = 2,5$  К (вставка на рис. 5).

Отметим, что для образца  $Fe_{1,9}V_{1,1}Al$  приблизительно в этой же области температур нами был выявлен максимум в температурной зависимости термоэдс [3]. В работе [3] максимум немонокотной составляющей термоэдс для образца  $Fe_{1,9}V_{1,1}Al$  количественно объяснен вкладом в термоэдс псевдощели на уровне Ферми шириной  $\Delta \approx 4$  мэВ. Ранее [2] близкая величина  $\Delta$  была получена нами для сплава с  $x = 0,1$  в результате согласованной подгонки теоретических зависимостей удельного сопротивления и магнитной восприимчи-

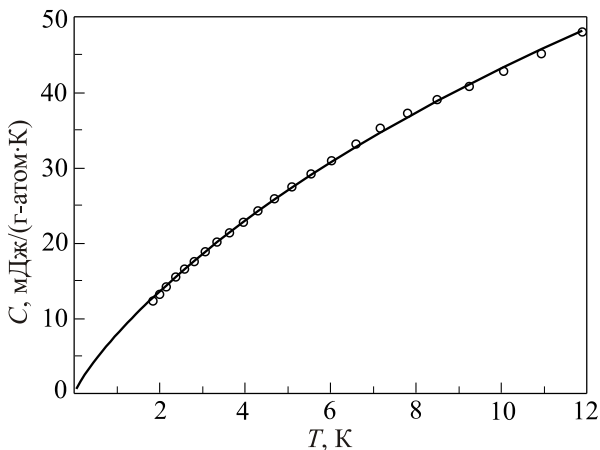


Рис. 4. Температурная зависимость измеренной  $C$  (символы) и рассчитанной  $c_h$  (сплошная кривая) теплоемкости для сплава  $Fe_2VAl$ .

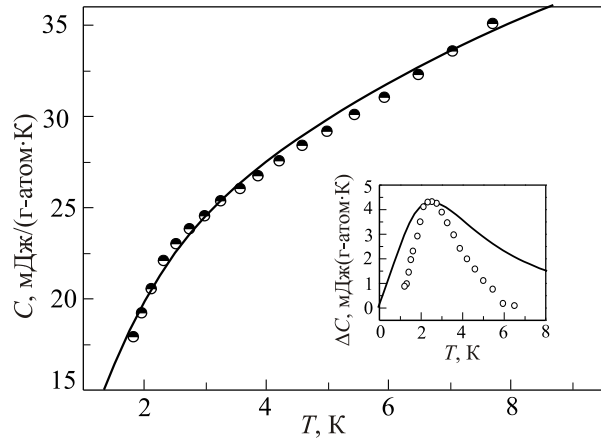


Рис. 5. Температурная зависимость измеренной  $C$  (символы) и рассчитанной  $c_h$  (сплошная кривая) теплоемкости для образца  $Fe_{1,9}V_{1,1}Al$ . На вставке: температурная зависимость немонотонного вклада псевдощели, символы — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая зависимость.

вости к экспериментальным данным в области низких температур.

Таким образом, обнаруженные корреляции в температурной зависимости термодинамических и кинетических эффектов для сплава  $Fe_{1,9}V_{1,1}Al$  указывают на то, что максимум теплоемкости  $c_{add}(T)$  также может быть обусловлен узкой псевдощелью в плотности состояний. Простое теоретическое описание вклада псевдощели в температурную зависимость теплоемкости изложено в статье [17], а подгонка соответствующей теоретической зависимости к экспериментальной отражена на рис. 5.

#### 4. Результаты и выводы

Экспериментальное изучение низкотемпературных теплопроводности и теплоемкости сплавов железо–ванадий–алюминий с составами близкими к стехиометрическому подтвердили существование необычных интересных деталей электронной структуры и механизмов рассеяния электронов проводимости данных сплавов. Показано, что разрабатываемые нами модели узкой псевдощели в плотности состояний сплава с повышенным содержанием ванадия и сильного рассеяния на локализованных спиновых моментах при малых отклонениях от стехиометрического состава сплава адекватно описывают наблюдаемые аномалии в температурных зависимостях целого комплекса изученных физических параметров. Несомненно, дальнейшие исследования такого рода «полупроводниковых» объектов металлического состава имеют серьезные перспективы для научных и технических достижений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-01238) и программы фундаментальных научных исследований Отделения физических наук РАН (проект № 12-02-Т-1016).



1. Y. Nishino, M. Kato, S. Asano, K. Soda, M. Hayasaki, and U. Mizutani, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1909 (1997).
2. В.И. Окулов, В.Е. Архипов, Т.Е. Говоркова, А.В. Королев, В.В. Марченков, К.А. Окулова, Е.И. Шредер, Х.В. Вебер, *ФНТ* **33**, 907 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 692 (2007)].
3. А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова, *ФНТ* **39**, 109 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 84 (2013)].
4. S.M. Boerstoel and W.M. Star, *Phys. Rev. Lett.* **29A**, 97 (1969).
5. Y. Nishino, S. Deguchi, and U. Mizutani, *Phys. Rev. B* **74**, 115115 (2006).
6. Y. Sandaiyi, N. Ide, Y. Nishino, T. Ohwada, S. Harada, and K. Soda, *J. Jpn. Soc. Powder and Powder Metal.* **57**, 207 (2010).
7. С.М. Подгорных, А.Д. Свяжин, Е.И. Шредер, В.В. Марченков, В.П. Дякина, *ЖЭТФ* **132**, 52 (2007).
8. C.S. Lue and Y.-K. Kuo, *Phys. Rev. B* **66**, 085121 (2002).
9. M. Falkowski and A. Kowalzuk, *J. Appl. Phys.* **110**, 043709 (2011).
10. M. Falkowski and A. Kowalzuk, *J. Appl. Phys.* **111**, 093725 (2012).
11. В.И. Белицкий, А.В. Гольцев, *ЖЭТФ* **96**, 1815 (1989).
12. H. Keiter and J. Kurkijärvi, *Physica* **86–88**, 525 (1977).
13. C.S. Lue, C.F. Chen, J.Y. Lin, Y.T. Yu, and Y.-K. Kuo, *Phys. Rev. B* **75**, 064204 (2007).
14. A.H. Romero, M. Cardona, R.K. Kremer, R. Lauck, G. Siegle, and J. Serrano, *Phys. Rev. B* **78**, 224302 (2008).
15. M. Cardona, R.K. Kremer, R. Lauck, G. Siegle, A. Munoz, and A.H. Romero, *Phys. Rev. B* **80**, 195204 (2009).
16. C.S. Lue, Joseph H. Ross, C.F. Chang, and H.D. Yang, *Phys. Rev. B* **60**, R13941 (1999).
17. А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова, S.M. Podgornykh, and H.W. Weber, *J. Phys.: Conf. Ser.* **568**, 052018 (2014).
18. J.A. Appelbaum and J. Kondo, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 906 (1967).
19. J.A. Appelbaum and J. Kondo, *Phys. Rev.* **170**, 524 (1968).

New manifestations of pseudogap state and electron spin scattering in low-temperature thermal properties of iron–vanadium–aluminum alloys of almost stoichiometric composition

A.T. Lonchakov, V.V. Marchenkov, V.I. Okulov, K.A. Okulova, T.E. Govorkova, and S.M. Podgornykh

The temperature dependences of heat capacity and thermal conductivity and the effect of changing thermal conductivity with magnetic field strength have been studied in iron–vanadium–aluminum alloys, that exhibit anomalous electron properties for certain compositions near the stoichiometric one. Based on the previous works, we have developed some ideas of specific peculiarities of electron structure of these alloys (narrow pseudogap, strong spin scattering et al.) which are of interest both for promising revealing new materials and their technical applications.

PACS: 71.20.Be Transition metals and alloys;  
72.15.Eb Electrical and thermal conduction in crystalline metals and alloys;  
75.20.En Metals and alloys.

Keywords: iron–vanadium–aluminum alloy, heat capacity, thermal conductivity, spin scattering, pseudogap, localized magnetic moment.