

УДК 538.662

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОРАЗБАВЛЕННЫХ СИСТЕМ С РККИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ:

$$[\text{Gd}_{0,22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x], \quad 0 \leq x \leq 1$$

В.Е. АДАМЯН¹, Э.Г. ШАРОЯН²¹Ереванский государственный университет²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 5 сентября 2000 г.)

В работе исследованы псевдобинарные металлические сплавы $[\text{Gd}_{0,22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0,78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$, $0 \leq x \leq 1$, – твердые растворы со структурой CsCl, в которых постоянны основные параметры, определяющие магнитные свойства: концентрация магнитных ионов, концентрация электронов проводимости и постоянная решетки. Однако, в зависимости от параметра замещения немагнитных ионов x обнаружены сильное различие магнитных свойств и непрерывный переход от ферромагнитной фазы при $0,4 < x \leq 0,8$ к возвратному спин-стеклу при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. Дальний ферромагнитный порядок наблюдается только при максимальном композиционном беспорядке немагнитных ионов. Показано, что эти “магнитные аномалии” обусловлены эффектами сплава – зависимостью средней длины свободного пробега электронов и эффективной массы электронов от x . С учетом эффектов сплава рассчитано РККИ взаимодействие в зависимости от x и на основе теории среднего поля получены значения парамагнитной температуры Кюри-Вейсса, хорошо согласующиеся с экспериментальными результатами.

1. Введение

Интерметаллические соединения редкоземельных элементов (R) с немагнитными металлами (M) первых трех групп периодической таблицы являются удобными модельными системами для исследования магнетизма локализованных магнитных моментов в металлической матрице [1]. Одним из интересных классов этих соединений являются бинарные (RM) и псевдобинарные ($[\text{R}_{1-x}\text{R}_x][\text{M}_{1-y}\text{M}_y]$) соединения со стехиометрией 1:1, которые имеют кристаллическую структуру типа CsCl (две вставленные друг в друга простые кубические подрешетки, состоящие из R и M ионов и сдвинутые друг относительно друга на половину пространственной диагонали куба). Одним из авторов (В.Е.А.) с сотрудниками [2-5] был синтезирован и исследован ряд систем псевдо-

бинарных магнитноразбавленных сплавов Gd с кристаллической структурой CsCl. Особый интерес представляет система твердых растворов с общей формулой

$$[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x], \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (1)$$

A-система, в которой наблюдалась сильная зависимость магнитных характеристик от параметра замещения x — параметра, выражающего композиционный (химический) состав немагнитных ионов. В этих сплавах магнитны только ионы Gd^{3+} ($L=0$, $S=7/2$), остальные ионы (La^{3+} , Y^{3+} , Zn^{2+} и Cd^{2+}) диамагнитны.

A-система характерна тем, что при любых значениях x основные параметры, определяющие магнитные свойства этих соединений, постоянны, а именно:

а) концентрация магнитных ионов n_m (атомная концентрация $c = 0.22$). По концентрации магнитных ионов эти соединения попадают в пограничную область между ферромагнитной фазой и спиновым стеклом;

б) концентрация электронов проводимости n (на каждую элементарную ячейку и/или формульную единицу приходится пять электронов проводимости ($Z=5$), т.к. ионы R трехзарядны, а Zn и Cd двухзарядны);

в) константа кубической решетки a_0 ($a_0 = 3.741 \pm 0.001$ Å). Через a_0 определяются все расстояния между магнитными ионами. Незменность a_0 для всех сплавов достигается одновременным замещением ионов в редкоземельной и в металлической подрешетках (Zn на Cd совместно с La на Y) [2].

Несмотря на постоянство параметров n_m , n , a_0 (c , Z , a_0), магнитные характеристики вышеуказанных сплавов Gd сильно зависят от x , что видно на рис. 1 и 2, где приведены зависимости магнитного момента, температуры Кюри и температуры Кюри-Вейсса от x .

Другая примечательная особенность вышеуказанных соединений заключается в следующем. Обычно и химический (композиционный), и структурный (топологический) атомный беспорядок приводят к уменьшению температуры Кюри и спонтанного магнитного момента [6-8]. Однако в образцах системы A наблюдается обратное: их магнитные параметры максимальны в районе $x \approx 0.5$, т.е. в тех образцах, в которых композиционный беспорядок замещения максимален (параметр беспорядка $\delta = 4x(1-x)$, и при $x \rightarrow 0.5$ $\delta \rightarrow 1$).

В настоящей работе рассмотрены эффекты сплава, которые естественно объясняют наблюдаемые "магнитные аномалии" A-системы в зависимости от x .

1. Прежде всего учтен эффект композиционного беспорядка, который обусловлен случайным распределением (замещением) немаг-

нитных ионов как в редкоземельной, так и в металлической подрешетках. Из-за немагнитного беспорядка средняя длина свободного пробега (д.с.п.) электронов $L \sim 1/x(1-x)$ плавно меняется в широком (и, главное, в критическом, в смысле магнитных фазовых переходов) интервале: от $L \leq \bar{R}$ до $L \gg \bar{R}$, где $\bar{R}$ – среднее расстояние между ионами Gd^{3+} ($\bar{R} \sim n_m^{-1/3} \approx 6,2 \text{ \AA}$). Поэтому в зависимости от $L=L(x)$ происходит плавный и непрерывный переход от коллинеарного ферромагнетика (при $L \leq \bar{R}$) к ферромагнитному спиновому стеклу (при $L \gg \bar{R}$).

2. Известно, что в редкоземельных металлах и в магнитноразбавленных сплавах основным механизмом взаимодействия между локализованными спинами является косвенный обмен через электроны проводимости – механизм Рудермана-Киттеля-Касуи-Йосиды (РККИ) [9]. Хотя РККИ взаимодействие имеет дальний порядок, конечная д.с.п., определяемая упругими столкновениями носителей заряда в сплавах, модифицирует РККИ обмен [10,11]. Эта проблема теоретически рассматривалась также в работах [12-16]. Реалистичной моделью, учитывающей взаимодействия с относительно большим числом магнитных соседей, ограниченных средней д.с.п., является модель Шеррингтона и Саутерна [17]. В работе [18], в рамках этой модели, исследованы фазовые переходы ферромагнетик – спин-стекло в магнитноразбавленных системах с РККИ взаимодействием и получено удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальными результатами для полуметаллов $Sn_{1-x}Mn_xTe$ и $Pb_{0,28-x}Sn_{0,72}Mn_xTe$.

В настоящей работе рассчитано РККИ взаимодействие (типа расчетов [18]) для сплавов $[Gd_{0,22}(La_{1-x}Y_x)_{0,78}][Zn_{1-x}Cd_x]$ в зависимости от x , с учетом средней д.с.п. электронов $L=L(x)$. В этом приближении, а также с учетом наших экспериментальных данных, указывающих, что от x зависит также эффективная масса электронов $m = m^*(x)$, “модифицировано” выражение для парамагнитной температуры Кюри-Вейсса и получено удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Магнитные характеристики сплавов $[Gd_{0,22}(La_{1-x}Y_x)_{0,78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$, в парамагнитной и магнитоупорядоченной фазах

На рис.1 и 2 приведены магнитные характеристики образцов, полученные из измерений в высокотемпературной и низкотемпературной областях. На рис.1 представлены значения эффективного магнитного момента в парамагнитной области ($\mu_{эфф}$), спонтанной намагниченности при $T=0$ ($\mu_0 = \mu_0(x, T=0, H=0)$), а также намагниченности (μ), измеренные при $T = 4,2 \text{ K}$ в магнитных полях $B = 1 \text{ T}$ и $B = 9 \text{ T}$. На рис.2 представлены значения температур Кюри (T_c) и парамагнитных температур Кюри-Вейсса (θ_p) образцов $[Gd_{0,22}(La_{1-x}Y_x)_{0,78}][Zn_{1-x}Cd_x]$ в зависимости

ти от x . Для получения значений температур Кюри использован метод Аррота-Белова [19,20]; $\mu_{\text{эф}}$ и θ_p определялись стандартной методикой – по углу наклона обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$ к оси температуры и экстраполяцией линейной зависимости $1/\chi$ к нулю.

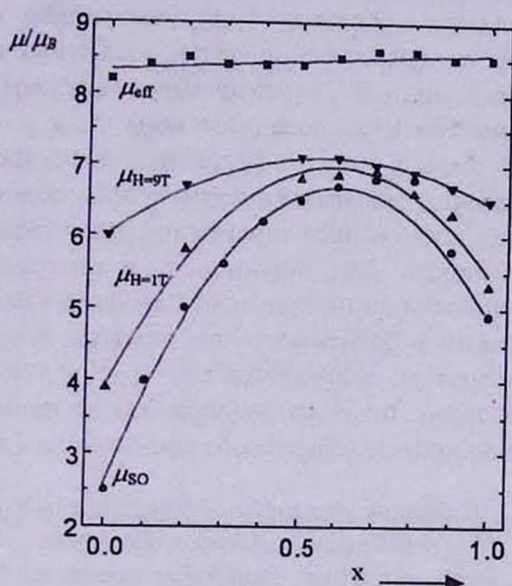


Рис.1. Намагниченность и эффективный магнитный момент сплавов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$ в зависимости от x .

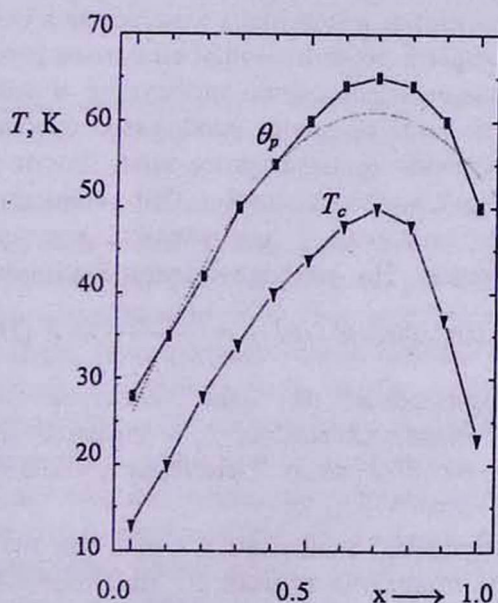


Рис.2. Зависимости θ_p и T_c сплавов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$ от x . Пунктиром представлена кривая θ_p , рассчитанная по формуле (9).

Парамагнитные (высокотемпературные) свойства всех образцов почти одинаковы: значения $\mu_{\text{эфф}}$ практически не зависят от x и близки к величине эффективного магнитного момента свободного иона Gd^{3+} , равного $\sqrt{g^2 S(S+1)} \mu_B = 7,94 \mu_B$. В отличие от высокотемпературной области, в области низких температур (в магнитноупорядоченной фазе) магнитные параметры образцов А-системы сильно зависят от x . Для образцов начала и конца ряда значения магнитных моментов, приходящихся на один ион Gd^{3+} , значительно подавлены по сравнению с магнитным моментом изолированного иона ($7 \mu_B$): $\mu \rightarrow 2,5 \mu_B$ при $x \rightarrow 0$ и $\mu \rightarrow 5 \mu_B$ при $x \rightarrow 1$. Даже в сильных магнитных полях (до 9 Т) невозможно добиться насыщения намагниченности в этих образцах (рис.1). Магнитные свойства этих сплавов характерны для возвратного (ферромагнитного) спин-стекла. Для образцов А в интервале $0,4 < x < 0,8$ $\mu_0 \approx (6,5+7) \mu_B$, и эти соединения проявляют свойства обычного коллинеарного ферромагнетика. Зависимость температуры Кюри $T_c = T_c(x)$ и парамагнитной температуры Кюри-Вейсса $\theta_p = \theta_p(x)$ от x подобны поведению $\mu_0(x)$. Отметим также плавный (непрерывный) переход из ферромагнитной фазы в состояние возвратного спин-стекла в зависимости от x .

2.2. Сплавное рассеяние. Эффект средней длины свободного пробега электронов.

Зависимость магнитных свойств от параметра беспорядка

Для выявления механизмов, приводящих к столь резким изменениям магнитных свойств при одинаковых n_m , n и a_0 , нами рассмотрены эффекты, обусловленные поведением электронов в сплавах. В частности, рассмотрен эффект, обусловленный сплавным рассеянием – это дополнительный механизм рассеяния электронов в сплавах, приводящий к зависимости средней длины свободного пробега электронов от x . В [5] были измерены температурные зависимости удельного сопротивления образцов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$ в зависимости от x и T : $\rho = \rho(x, T)$. В интервале 4,2–300 К все образцы проявляют обычное металлическое поведение. По теории металлов Зоммерфельда можно оценить среднюю д.с.п. электронов: $L = \frac{(r_s / a_B)^2}{\rho_\mu} 92 \text{ \AA}$ [21], где r_s – радиус сферы, приходящейся на один электрон проводимости, $a_B = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ – боровский радиус, ρ_μ – удельное сопротивление, выраженное в мкОм·см. В образцах А-системы $r_s = 1,35 \text{ \AA}$, $r_s / a_B = 2,56$ и соответственно $L(x, T) \approx 600 \text{ \AA} / \rho_\mu(x, T)$.

На рис.3 представлены зависимости L от x при $T=0 \text{ К}$ и при $T=\theta_p$. На этом же рисунке приведена прямая $\bar{R}$, характеризующая среднее расстояние между магнитными ионами Gd^{3+} : $\bar{R} \approx n_m^{-1/3} = 6,2 \text{ \AA}$ ($n_m = 4,2 \cdot 10^{21}$ ионов $\text{Gd}/\text{см}^3$). Из сравнения кривых $L(x)$ с $\bar{R}$ и с магнитными

характеристиками рис.1 следует, что имеют место два разных случая: 1) $L \leq \bar{R}$ – диапазон $0,4 < x \leq 0,8$, где значения $L \sim 5-6 \text{ \AA}$ и в котором проявляются свойства обычного ферромагнетика; 2) $L > \bar{R}$ – диапазоны $0 \leq x \leq 0,4$ и $0,8 < x \leq 1$, где наблюдаются максимальные значения $L \sim 15-20 \text{ \AA}$ (при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$) и проявляются свойства возвратного спин-стекала.

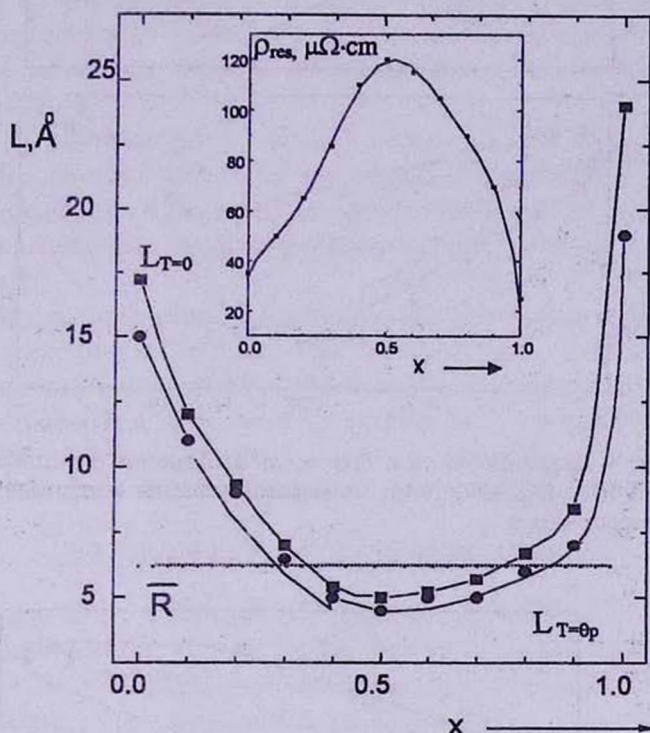


Рис.3. Зависимость д.с.п. электронов L от x при $T=0\text{K}$ и $T=\theta_p$. На вставке – зависимость $\rho_{ост}$ от x .

Из рис.3 видно, что случай $L \leq \bar{R}$ осуществляется в районе $x \sim 0,5$, где имеется максимальный беспорядок замещения как в металлической, так и в редкоземельной подрешетках. Представляется очевидным, что значительное уменьшение L в этом диапазоне обусловлено беспорядком замещения немагнитных ионов, который вызывает дополнительное рассеяние электронов из-за неупорядоченного потенциала. В неупорядоченных сплавах из-за сплавного рассеяния $L \sim 1/x(1-x)$ [22]. Некоторая асимметрия в значениях L относительно значения при $x=0,5$ (рис.3), как будет показано ниже, обусловлена зависимостью L от $m^*(x)$.

На рис.4 и 5 представлены зависимости $\mu_{\text{св}}$, θ_p и T_c от L и от параметра беспорядка немагнитных ионов $\delta = 4x(1-x)$. Значения L на рис.4а соответствуют L при $T=0$, а на рис.4б – при $T=\theta_p$. Стрелками указаны направления возрастания значений x от 0 до 1, от $\text{Gd}_{0,22}\text{La}_{0,78}\text{Zn}$ до $\text{Gd}_{0,22}\text{Y}_{0,78}\text{Cd}$.

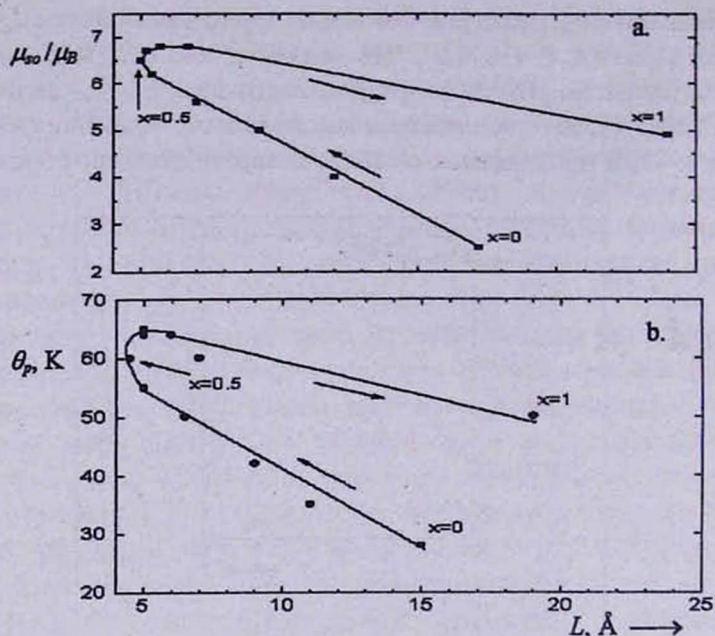


Рис.4. Зависимости μ_{so} и θ_p от д.с.п. электронов L в сплавах $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$. Стрелками указаны направления возрастания x .

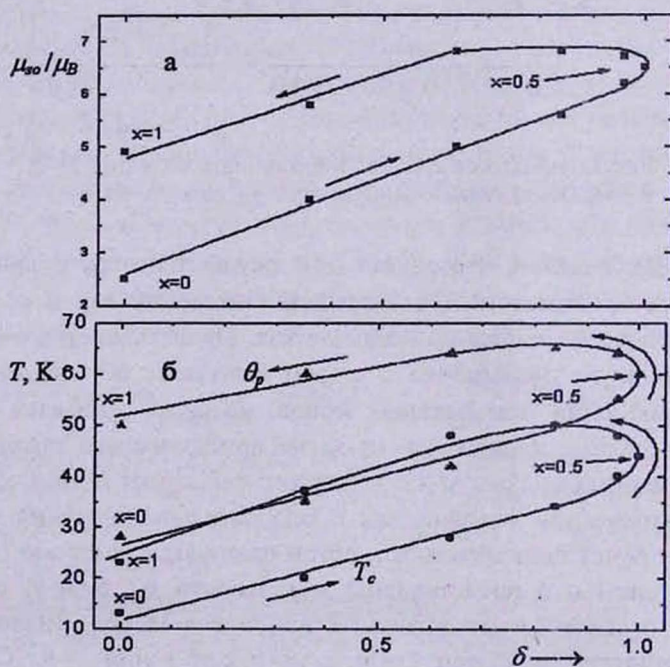


Рис.5. Зависимости μ_{so} и T_c от параметра беспорядка δ .

Анализ кривых рис.4 и 5 позволяет сделать следующие 3 вывода:

1. Значения магнитных параметров $\mu_{\text{св}}$, θ_p и T_c растут с уменьшением д.с.п. электронов. Такая зависимость становится понятной при учете влияния L на обменные взаимодействия в приближении, развитом нами ниже в п.2.4. Однако в ряде работ (см., например, [23]) уменьшением L объясняли не рост, а наоборот, уменьшение значений, например, θ_p . Интерпретация экспериментальных результатов, в которых наблюдается и уменьшение L , и уменьшение θ_p при постоянных c , n и a_0 , требует особого подхода и этой проблеме нами будет посвящена отдельная работа.

2. В исследованных нами сплавах $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$, ($0 \leq x \leq 1$), наблюдается парадоксальная ситуация – с ростом степени композиционного беспорядка немагнитных ионов значения $\mu_{\text{св}}$, θ_p и T_c растут и устанавливается дальний ферромагнитный порядок в образцах, в которых $L \leq \bar{R}$.

3. При одинаковых L и δ есть некоторая разница в значениях $\mu_{\text{св}}$, θ_p и T_c в зависимости от x (см. двойные кривые на рис.4 и 5). Есть также смещение максимумов кривых $\mu_{\text{св}}$, θ_p и T_c от $x = 0.5$ к $x = 0.7$. Вышеуказанная разница и причина смещения максимумов (см. также рис.1 и 2) обусловлены другим “сплавным эффектом” – зависимостью m от состава сплава. Эта зависимость будет рассмотрена ниже в п.2.4.

2.3 Случай $L \leq \bar{R}$. Перколяционный подход

Прежде чем сравнивать экспериментальные данные с результатами, вытекающими из теории РККИ, рассмотрим случай $L \leq \bar{R}$ с точки зрения перколяционных процессов. В этом случае существенны только короткодействующие взаимодействия и, очевидно, уместно применение перколяционного подхода [24,25]. Известно, что порог протекания через первую координационную сферу (геометрический порог) в примитивной кубической решетке равен $c_p(1) = 0.31$ [24], что значительно больше концентрации магнитных ионов в образцах А-системы, где $c = 0.22$. Наблюдение дальнего магнитного порядка в исследованных образцах при концентрации $c = 0.22$, очевидно, возможно благодаря ферромагнитному взаимодействию не только с ионами, находящимися в первой координационной сфере ($R_{0,1} = 3.741 \text{ \AA}$), но также благодаря ферромагнитному взаимодействию с ионами второй координационной сферы ($R_{0,2} = 5.291 \text{ \AA}$). В этом случае порог протекания $c_p(2) = 0.14$ и оправдано применение перколяционной задачи сфер.

В перколяционной задаче сфер (с радиусами R) возможно образование бесконечного кластера, если среднее число охватывающих (связанных) сфер, находящихся в одной сфере ($z = (4\pi/3)n_m R^3$), больше, чем $z_c = 2.7$ [24]. Число магнитных ионов, находящихся в радиусе второй координационной сферы, равно $z_2 = (4\pi/3)n_m(R_{0,2})^3 \approx 2.7$, что совпадает с z_c . Таким образом, и из результатов магнитных измерений (и из изме-

рений электропроводности) следует, что в ферромагнитных образцах при $0.4 < x \leq 0.8$ $L \sim 5-6 \text{ \AA}$ и в этом случае $L \leq \bar{R}$.

Предельный случай $L \ll \bar{R}$ для спиновых стекол рассмотрен А.Абрикосовым и С.Мухиным [25]. Для осуществления подобного режима предлагалось создавать металлы с большой концентрацией дефектов. На наш взгляд, многокомпонентные сплавы замещения типа А-системы – удобная модель для исследования спиновых стекол в режиме $L \ll \bar{R}$.

2.4. Подход РККИ. Парамагнитная температура Кюри-Вейсса. Учет сплавного рассеяния и зонной структуры

Для интерпретации наблюдаемых температур Кюри-Вейсса в случае редкоземельных металлов и их сплавов обычно используют следующее выражение, полученное в рамках теории молекулярного поля с учетом РККИ обменного взаимодействия [1,26]:

$$\theta_p = \frac{3\pi Z^2 J_{sf}^2 (g-1)^2 J(J+1)}{k_B \Omega^2 E_F} \sum_{i \neq j} F(2k_F R_{ij}). \quad (2)$$

В этом выражении J_{sf} – постоянная s - f обменного взаимодействия, Ω – объем элементарной ячейки, E_F и k_F – энергия и волновой вектор Ферми, k_B – постоянная Больцмана, g – фактор Ланде, J – квантовое число суммарного момента магнитноактивного иона и

$$F(2k_F R_{ij}) = \frac{\sin(2k_F R_{ij}) - 2k_F R_{ij} \cos(2k_F R_{ij})}{(2k_F R_{ij})^4} \quad (3)$$

– осциллирующая функция Рудермана-Киттеля.

Очевидно, что стандартная формула (2) не в состоянии объяснить экспериментально наблюдаемые разные магнитные характеристики сплавов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$ при постоянных значениях c , k_F и a_0 . Ее необходимо модифицировать. Прежде всего надо учесть зависимость θ_p от L , которая в свою очередь является функцией от x , а затем учесть возможные зависимости значений E_F и J_{sf} от x .

Качественно можно удовлетворительно объяснить измеренные магнитные характеристики сплавов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$, если принять, что РККИ взаимодействие эффективно только на расстояниях $R \leq L$. На рис.6 представлена функция Рудермана-Киттеля при $k_F = 1,414 \text{ \AA}^{-1}$. Значение k_F получено в приближении теории свободных электронов: $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3} = (3\pi^2 Z/\Omega)^{1/3}$, при $\Omega = 52 \text{ \AA}^3$, $Z = 5$. В случае малых R ($R \leq \bar{L}$), согласно рис.6, остаются лишь взаимодействия с 1-й и 2-й координационными сферами, оба из которых положительны (ферромагнитны). Поэтому в диапазоне $L \leq \bar{R}$ значения $\mu_{\text{ср}}$, θ_p и T_c максимальны. При $R \geq L \gg \bar{R}$ следует учитывать РККИ взаимодействие обоих

знаков, что приводит к подавлению магнитных параметров.

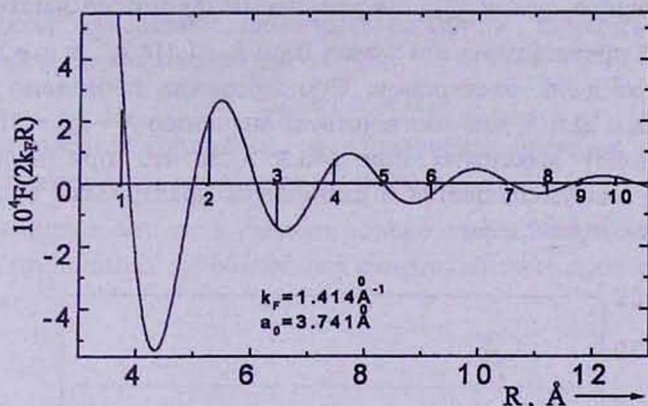


Рис.6. Функция Рудермана-Киттеля при $k_F = 1.414 \text{ \AA}^{-1}$. Отмечены места и номера ближайших координационных сфер.

Перейдем к количественному рассмотрению вопроса. Обычно эффект средней д.с.п. электронов учитывается введением экспоненциального множителя $\exp(-R/L)$ для всех значений R [10,11]:

$$J(R_{ij}) = J_{\text{РККУ}}(R_{ij}) \exp(-R_{ij}/L), \quad (4)$$

где $J_{\text{РККУ}}(R_{ij}) = J_{\text{sf}}^2 N(E_F) F(2k_F R_{ij}) / 4\pi$, и $N(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми. Однако в [13-16] теоретически показано, что при $R \leq L$ немагнитный беспорядок незначительно воздействует на РККИ взаимодействие. Для учета зависимости магнитных характеристик сплавов $[\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$ от L мы использовали следующее приближение:

$$\bar{J}(R_{ij}) = \begin{cases} J_{\text{РККУ}}(R_{ij}) & \text{при } R_{ij} \leq L, \\ J_{\text{РККУ}}(R_{ij}) \exp(-(R_{ij} - L)/L) & \text{при } R_{ij} > L. \end{cases} \quad (5)$$

С учетом магнитного разбавления, условий (5), возможной зависимости J_{sf} и $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$ от x , и того, что для Gd^{3+} $J = S$ и $g = 2$, уравнение для парамагнитной температуры Кюри-Вейсса может быть представлено в следующем виде:

$$\theta_p(x) = \frac{6\pi Z^2 J_{\text{sf}}^2(x) m^*(x) S(S+1) c}{k_B \Omega^2 \hbar^2 k_F^2} \sum_{j=1}^N z_j \bar{F}(2k_F R_{0j}), \quad (6)$$

где z_j – число ионов в j -ой координационной сфере, $\bar{F}(2k_F R_{0j})$ есть функция Рудермана-Киттеля для значений $j \leq j_{L(x)}$ и равна $F(2k_F R_{0j}) \times \exp(-(R_{0j} - L)/L)$ при $j > j_{L(x)}$, N – число координационных сфер. Для вычис-

ления значений $\theta_p(x)$ необходимо разделить величины J_{sf} , m^* и $\Sigma_{L(x)}$.

Решеточную сумму $\Sigma_{L(x)}$ в уравнении (6) можно легко рассчитать. На рис.7 представлена эта сумма (при $k_F = 1,414 \text{ \AA}^{-1}$ и $a_0 = 3,741 \text{ \AA}$) в зависимости от д.с.п. электронов. Суммирование проведено в сфере радиуса $R = 6a_0 \approx 22.5 \text{ \AA}$, что соответствует значению $N = j_{\max} = 31$. Видно, что сумма имеет максимум при $L = 5.3 \text{ \AA}$ и что при дальнейшем увеличении L она уменьшается и становится практически постоянной при $R \geq 10 \text{ \AA}$, т.е. при $R \geq 3a_0$.

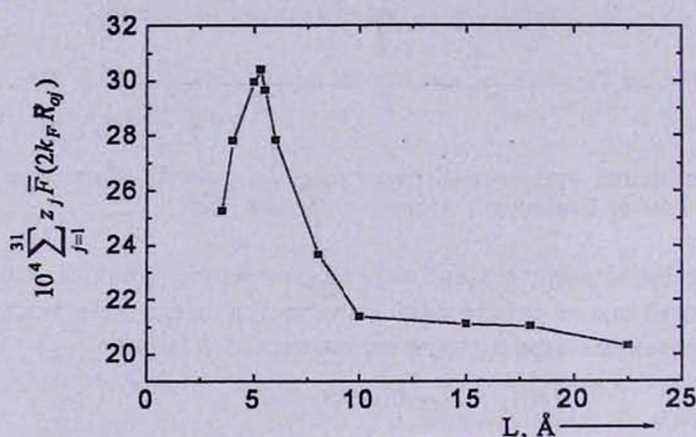


Рис.7. Зависимость суммы $\sum_{j=1}^{31} z_j \bar{F}(2k_F R_{0j})$ от д.с.п. электронов L .

Для определения значений m^* и J_{sf} , кроме уравнения (6), необходимо еще и второе уравнение, содержащее эти неизвестные. Обычно используют измерения электросопротивления, из которых можно выделить магнитную часть сопротивления, обусловленную спиновым беспорядком — ρ_{sp} [1,26,27]. Максимальное значение сопротивления из-за спинового беспорядка имеет следующий вид:

$$\rho_{sp, \max} = \frac{3\pi n_m m^*}{2\hbar e^2 E_F} J_{sf}^2 S(S+1). \quad (7)$$

К сожалению, из экспериментов [5] из-за относительно малых концентраций Gd невозможно определить $\rho_{sp, \max}$ с хорошей точностью. Оценочное значение $\rho_{sp, \max} \leq 5 \mu\Omega \cdot \text{см}$ при $x = 0,5$. Поэтому мы ограничились вычислениями произведения $(J_{sf}^2 m^*)_x$. На рис.8 приведена зависимость $(J_{sf}^2 m^*)$ от x в относительных единицах — в единицах $(J_{sf}^2 m^*)_{x=0.5}$. Видно, что с ростом x произведение $(J_{sf}^2 m^*)_x$ непрерывно растет и что отношение $(J_{sf}^2 m^*)_{x=1} / (J_{sf}^2 m^*)_{x=0} = \theta_p(x=1) / \theta_p(x=0) = 1.78$. Отношение эффективных масс в зависимости от x ($m^*(x)/m^*(x=0.5)$) может быть опре-

делено независимо, из анализа кривой остаточного сопротивления (см. вставку на рис.3). Часть остаточного сопротивления, обусловленная беспорядком замещения немагнитных ионов, подчиняется правилу Нордгейма и пропорциональна m^{*2} [27]:

$$\rho_{do} \sim x(1-x)m^*/E_F. \quad (8)$$

Из анализа кривой ρ_{do} от x получены значения $m^*(x)/m^*(x=0.5)$, которые практически совпадают со значениями $(J_{sf}^2 m^*)_x / (J_{sf}^2 m^*)_{x=0.5}$ — см. рис.8. Очевидно, что от x зависит только эффективная масса электронов m^* , а постоянная s - f обменного взаимодействия J_{sf} от x практически не зависит.

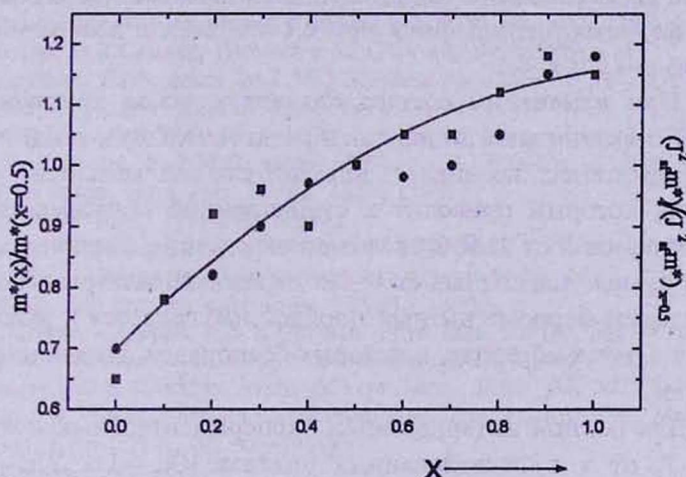


Рис.8. Зависимости $(J_{sf}^2 m^*)$ (○) и m^* (■) от x .

Учитывая вышеизложенное, можно рассчитать значения парамагнитной температуры Кюри-Вейсса по следующей формуле:

$$\theta_p(x) = \theta_p(x=0.5) \cdot \frac{m^*(x)}{m^*(x=0.5)} \cdot \frac{\sum L(x)}{\sum L(x=0.5)}. \quad (9)$$

Значения $\sum L(x)/\sum L(x=0.5)$ легко получить, используя данные, приведенные на рис.3 и 7. Кривая, рассчитанная согласно (9), приведена на рис.2 пунктиром; она достаточно хорошо описывает экспериментальные значения $\theta_p(x)$. Таким образом, зависимости m^* (соответственно E_F) и $\sum L(x)$ от x объясняют как разницу в значениях θ_p , T_k и μ_{so} при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$, так и смещение максимумов кривых μ_{so} , θ_p и T_c от $x = 0,5$ к $x = 0,7$. На сильное изменение плотности состояний электронов вблизи E_F при переходе от Y к La-содержащим сплавам указывалось и в [23], где были измерены паулиевские восприимчивости $\chi_p = \mu_B^2 N(E_F)$: $\chi_p(YZn)/\chi_p(LaZn) \approx 4$.

3. Заключение

На основании анализа вышеизложенных результатов сделаны следующие основные выводы:

1. Псевдобинарные металлические сплавы $[Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}] \times [Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$, — твердые растворы со структурой CsCl — являются удобной моделью для исследования тонких механизмов, определяющих магнитные свойства магнитноразбавленных систем с РККИ взаимодействием. Несмотря на то, что основные параметры, определяющие магнитные свойства — c , Z и a_0 — постоянны для всей системы во всем диапазоне $0 \leq x \leq 1$, магнитные характеристики сплавов сильно зависят от параметра замещения диамагнитных ионов x . В зависимости от x магнитные свойства непрерывно меняются и имеет место плавный переход от ферромагнитной фазы при $0.4 < x \leq 0.8$ к возвратному спин-стеклу при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$.

2. При изменении состава сплавов x , из-за композиционного беспорядка немагнитных ионов как в редкоземельной, так и в металлической подрешетках возникает дополнительный механизм рассеяния электронов, который приводит к существенной зависимости средней д.с.п. электронов L от x . В исследованной системе L меняется в критическом, в смысле магнитных фазовых переходов, интервале: от $L \leq \bar{R}$ до $L \gg \bar{R}$. Дальний ферромагнитный порядок наблюдается в районе $x \approx 0.5$, где $L \leq \bar{R}$, т.е. в тех образцах, в которых беспорядок замещения $\delta \sim x(1-x)$ максимален.

3. Для полной интерпретации экспериментальных зависимостей $\mu_{\text{эо}}$, θ_p и T_c от x в исследованных сплавах $[Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$, необходим учет зависимости эффективных обменных взаимодействий от $L(x)$, а также зависимости эффективной массы электронов от x . Соответствующие расчеты и анализ естественно объясняют экспериментальные данные. Экспериментальные результаты, известные в литературе, в которых с уменьшением L наблюдается не возрастание, а наоборот, падение магнитных параметров $\mu_{\text{эо}}$, θ_p и T_c требуют учета других механизмов и, соответственно, совершенно новой интерпретации.

В заключение один из авторов (Э.Г.Ш.) выражает благодарность участникам семинаров кафедры ФТТ Ереванского государственного университета и Института физических исследований НАН Армении за полезные обсуждения, а также А.Г.Малояну и О.Г.Шириняну за техническое содействие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика и химия редкоземельных элементов (под ред. К.Гшнайдера и Л.Айринга). М., Металлургия, 1982.
2. В.Е.Адамян. ДАН Арм. ССР, 84, 35 (1987).
3. V.E.Adamian, A.A.Artsruni, A. Benaissa, A.N.Kocharian, and M.A.Melikian.

- a) Proceedings of 24-th Ampere Congress. Poznan, 1988, pp. 983-987; b) Phys. Stat. Sol.(b), 156, 633 (1989).
4. А.А.Арцруни, Э.С.Абовян, В.Е.Адамян, М.А.Меликян. ФММ, 77, 44 (1994).
5. В.Е.Адамян, А.А.Арцруни, А.Г.Кучин, Э.С.Абовян, М.А.Меликян. Изв. НАН Армении, Физика, 28, 127 (1993).
6. Г.А.Петраковский. УФН, 134, 305 (1981).
7. Y.Yeshurun, K.V.Rao, M.B.Salamon, and H.S.Chen. Solid State Commun., 38, 371 (1981).
8. Y.Kakehashi, T.Uchida, M.Yu. Phys. Rev. B., 56, 8807 (1997).
9. M.A.Ruderman, C.Kittel. Phys. Rev., 96, 99 (1954); T.Kasuya. Prog. Theor. Phys., 16, 45(1956); K.Yosida. Phys. Rev., 106, 893 (1957).
10. P.G.De Gennes. J. Phys. Radium, 23, 630 (1962).
11. D.C.Mattis. The Theory of Magnetism. N.Y., Evanston, London, Harper & Row Publisher, 1965.
12. Н.Мотт. Переходы металл-изолятор. М., Наука, 1979.
13. Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков. Письма в ЖЭТФ, 43, 190 (1986).
14. А.Ю.Зюзин, Б.З.Спивак. Письма в ЖЭТФ, 43, 185 (1986).
15. A.Jagannathan, E.Abrahams, and M.J.Stephen. Phys. Rev. B., 37, 436 (1988).
16. I.V.Lerner. Phys. Rev. B., 48, 9462 (1993).
17. D.Sherrington and B.W.Southern. J. Phys. F: Metal Phys., 5, L49 (1975).
18. P.J.T.Eggenkamp, H.J.M.Swagten, T.Story, V.I.Litvinov, C.H.W.Swuste, and W.J.M. de Jange. Phys. Rev. B., 51, 15250 (1995).
19. A.Agrott. Phys. Rev., 108, 1394 (1957).
20. К.П.Белов. Магнитные превращения. М., ГИФМЛ, 1959.
21. Н.Ашкрофт, Н.Мермин. Физика твердого тела, т.1. М., Мир, 1979.
22. Дж.Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ., 1962.
23. K.H.J.Bushow, A.Oppelt, and E.Dortman. Phys. Stat. Sol.(b), 50, 647 (1972).
24. А.Л.Эфрос. Физика и геометрия беспорядка. М., Наука, 1982.
25. A.Abriksov and S.Moukhin. Journ. of Low Temp. Phys., 33, 207 (1978).
26. К.Тейлор, М.Дарби. Физика редкоземельных соединений. М., Мир, 1974.
27. A.J.Dekker. J. Appl. Phys., 36, 906 (1965).

INFLUENCE OF THE MEAN FREE PATH OF ELECTRONS ON THE
MAGNETIC PROPERTIES IN MAGNETICALLY-DILUTED SYSTEMS
WITH THE RKKY INTERACTION: $[Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$

V.E. ADAMIAN AND E.G. SHAROYAN

We investigate the pseudobinary metal alloys $[Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$, which are solid solutions with a C₂Cl structure where the basic parameters determining magnetic properties, are constant: the concentration of magnetic ions, the concentration of conduction electrons, and the lattice constant. However, a strong difference in the magnetic properties and continuous transition from the ferromagnetic phase at $0.4 < x \leq 0.8$ to the reentrant spin-glass at $x \rightarrow 0$ and $x \rightarrow 1$ were revealed depending on the parameter of non-magnetic ions substitution x . A long-range ferromagnetic order was observed only at the maximal compositional disorder of non-magnetic ions. It is shown that these "magnetic anomalies" are conditioned by the alloy effects, i.e., by the dependence of the mean free path of electrons and effective mass of electrons on x . Taking into account the alloy effects, the RKKY interaction is calculated as a function of x , and in the mean-field theory approximation the values of the paramagnetic Curie-Weiss temperature were obtained which are in good agreement with experimental data.