

Эффекты хаотических локальных кристаллических полей в псевдобинарных редкоземельных интерметаллидах

А. С. Ермоленко

*Институт физики металлов УрО РАН
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: ermolenko@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2002 г.

Дан краткий обзор работ по исследованию влияния локальных хаотических кристаллических полей на магнитные свойства псевдобинарных редкоземельных интерметаллидов. Основное внимание уделяется соединениям типа $RNi_{5-x}M_x$, $M = Cu, Al$. Обсуждаются такие экспериментально обнаруженные эффекты локальных кристаллических полей, как возникновение ферромагнетизма в сплавах системы $Pr(Ni,Cu)_5$, уменьшение спонтанного магнитного момента, рост энергии анизотропии в базисной плоскости и коэрцитивной силы в промежуточных псевдобинарных сплавах $R(Ni,Cu)_5$ и $R(Ni,Al)_5$ по сравнению с крайними бинарными соединениями.

Надано краткий огляд робіт по дослідженню впливу локальних хаотичних кристалічних полів на магнітні властивості псевдобінарних рідкісноземельних інтерметалідів. Основна увага приділяється сполукам типу $RNi_{5-x}M_x$, $M = Cu, Al$. Обговорюються такі експериментально виявлені ефекти локальних кристалічних полів, як виникнення феромагнетизму у сплавах системи $Pr(Ni,Cu)_5$, зменшення спонтанного магнітного моменту, рост енергії анізотропії в базисній площині та коерцитивної сили у проміжних псевдобінарних сплавах $R(Ni,Cu)_5$ та $R(Ni,Al)_5$ у порівнянні з крайніми бінарними сполуками.

PACS: 71.20.Eh, 71.70.Gm, 74.25.Na, 75.30.Gw

1. Введение

Известно, что энергия взаимодействия кристаллического поля (КП) с $4f$ -электронами редкоземельных ионов дает определяющий вклад в формирование магнитных состояний и магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов [1]. Теория КП достаточно хорошо разработана, однако вычисление параметров КП в случае металлов или металлических соединений представляет достаточно сложную проблему, поскольку успешно применяемая для диэлектриков модель точечных зарядов оказывается мало эффективной для проводящих кристаллов. В этом случае параметры кристаллического поля обычно определяются эмпирически, путем нахождения такого их набора, который обеспечивает наилучшее согласие между теорией и экспериментом. Наибо-

лее часто для этой цели используются такие экспериментальные методы, как изучение неупругого рассеяния нейтронов, температурной зависимости теплоемкости, кривых намагничивания монокристаллов вдоль основных кристаллографических направлений. Для теоретического описания этих свойств используется гамильтониан КП в форме, предложенной Стивенсом [2]. Гамильтониан взаимодействия редкоземельного иона с КП гексагональной симметрии имеет вид

$$H_{CF} = B_{20}O_{20} + B_{40}O_{40} + B_{60}O_{60} + B_{66}O_{66} = \sum_{lm} B_{lm}O_{lm}, \quad (1)$$

где B_{lm} — параметры кристаллического поля; O_{lm} — эквивалентные операторы Стивенса, табулированные, например, в [3]; $l = 2, 4, 6$; $m = 0, 6$; $m \leq l$.

Иногда редкоземельные ионы в интерметаллидах имеют несколько неэквивалентных позиций. В этом случае для каждой позиции существует свой набор параметров B_{lm} , а при наличии позиций с ближайшим окружением разной симметрии различается даже вид гамильтониана (1). Наиболее сложным является описание эффектов КП в соединениях с примесными атомами, например, в неупорядоченных твердых растворах замещения или внедрения. Даже если тип кристаллической решетки в таких растворах остается неизменным, могут измениться величины зарядов ближайших соседей рассматриваемого редкоземельного иона, а также расстояния между этим ионом и окружающими его атомами. При неупорядоченном распределении примесных атомов по узлам кристаллической решетки возникает множество различных конфигураций ближайшего окружения редкоземельных ионов, каждая из которых имеет свой гамильтониан КП. Понятно, что интерпретация эффектов КП в таких системах весьма сложна. Она требует учета случайных локальных кристаллических полей (СЛКП) и статистического характера их распределения. До настоящего времени работы, посвященные изучению СЛКП, весьма немногочисленны. Между тем объекты, в которых реализуются СЛКП, являются наиболее распространенными. К ним, по существу, принадлежат все псевдобинарные, псевдотройные и т.д. твердые растворы на основе «чистых» бинарных, тройных и т.д. интерметаллидов. Известно, что исследование таких твердых растворов является не только важнейшим инструментом выяснения природы фундаментальных взаимодействий в редкоземельных интерметаллидах, но и основной методикой поиска новых практически важных материалов, в частности, материалов для постоянных магнитов и магнитоstrictionных преобразователей нового поколения.

Одним из удобных объектов изучения эффектов СЛКП являются интерметаллиды RNi_5 (R – редкоземельный металл или иттрий), имеющие гексагональную кристаллическую структуру типа $CaCu_5$ [4]. В них $3d$ -зона никеля почти заполнена валентными электронами редкоземельных ионов, поэтому никелевая подсистема практически не имеет магнитного момента и YNi_5 , $LaNi_5$ и $LuNi_5$ принадлежат к парамагнетикам Паули. Соединения с $R = Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm$ являются ферромагнетиками с весьма низкими точками Кюри (максимальное ее значение 32 К у $GdNi_5$), а $PrNi_5$ – парамагнетик Ван Флека, поскольку кристаллическое поле формирует энерге-

тический спектр основного J -мультиплета иона Pr^{3+} с немагнитным основным уровнем. Среди ферромагнитно-упорядоченных систем RNi_5 имеются соединения с анизотропией типа легкая ось ($R = Sm, Gd, Tm$) и типа легкая плоскость. Именно последние соединения, а также $PrNi_5$ особенно перспективны для выявления эффектов СЛКП. В данной работе дан краткий обзор результатов, полученных в последнее время при исследовании СЛКП в псевдобинарных интерметаллидах на основе соединений RNi_5 .

2. Эффекты кристаллического поля в соединениях на основе $PrNi_5$

Уже в ранних работах было обнаружено значительное влияние взаимодействия ионов Pr с кристаллическим полем на магнитные и тепловые свойства соединения $PrNi_5$ (см., например, [1]). На температурной зависимости намагниченности, измеренной в магнитном поле 14 кЭ, наблюдался максимум при температуре около 13 К. Первые попытки объяснить его возможным переходом антиферромагнетизм–парамагнетизм не подтвердились последующими измерениями теплоемкости: никакой λ -аномалии теплоемкости в районе 13 К не было обнаружено. Но на магнитной части теплоемкости было найдено две аномалии типа Шоттки с пиками при 20 и 50 К. Они были объяснены особенностью спектра основного мультиплета иона Pr^{3+} в КП. Под влиянием КП гексагональной симметрии 9-кратно вырожденное основное состояние иона Pr^{3+} расщепляется на 3 синглета (Γ_1, Γ_3 и Γ_4) и 3 дублета ($2\Gamma_5$ и Γ_6). При этом основным состоянием является немагнитный синглет Γ_4 , поэтому $PrNi_5$ – парамагнетик Ван Флека. Наблюдаемый при 13 К максимум магнитной восприимчивости связан с термическим возбуждением заселенности состояния Γ_5 , отделенного от основного уровня щелью 38 К. В работе [5] магнитная восприимчивость измерена на монокристалле $PrNi_5$. Была обнаружена значительная магнитная анизотропия при низких температурах. В поле, приложенном перпендикулярно оси c , наблюдался максимум восприимчивости при 15 К, в то время как восприимчивость вдоль оси c не имела максимума. На основе этих результатов авторами [6] были определены параметры кристаллического поля и рассчитан спектр уровней нижнего мультиплета. В работе [7] аналогичный спектр был получен для иона Pr^{3+} в $PrNi_5$ по данным неупругого рассеяния нейтронов. Схема нижних уровней спектра из работы [7] воспроизведена на рис. 1, а.

| Энергия, К | Волновые функции |
|------------|--|
| | <i>a</i> |
| 50,8 | 0,22 $-4\rangle - 0,976 2\rangle$ |
| 38,9 | 0,22 $4\rangle - 0,976 1-2\rangle$ |
| | $1-1\rangle$ |
| | $1+1\rangle$ |
| 19,9 | $0\rangle$ |
| 0 | 0,707 $-3\rangle - 0,707 1+3\rangle$ |
| | <i>b</i> |
| 56,8 | -0,159($-4\rangle + 4\rangle$) + 0,632($-2\rangle + 2\rangle$) + 0,388 $0\rangle$ |
| 55,8 | 0,141($4\rangle - 1-4\rangle$) + 0,693($2\rangle - 1-2\rangle$) |
| 51,9 | 0,705($1\rangle + 1-1\rangle$) - 0,061($-3\rangle + 3\rangle$) |
| 32,8 | 0,679($1\rangle - 1-1\rangle$) + 0,198($3\rangle - 1-3\rangle$) |
| 16,2 | 0,058($-4\rangle + 4\rangle$) - 0,268($-2\rangle + 2\rangle$) + 0,922 $0\rangle$ |
| 0 | 0,679($3\rangle - 1-3\rangle$) + 0,198($1-1\rangle - 1\rangle$) |

Рис. 1. Схема нижних уровней основного мультиплетта иона Pr^{3+} , расщепленного в кристаллическом поле, описываемом гамильтонианом (1) (*a*) и гамильтонианом (1) с добавлением члена $B_{22}O_{22}$ (*b*). Параметры кристаллического поля взяты из работы [7]; $B_{22} = 0,2B_{20}$.

В работе [8] показано, что в псевдобинарных сплавах $\text{RNi}_{5-x}\text{Cu}_x$ спектр неупругого рассеяния нейтронов претерпевает существенные изменения по сравнению с бинарным PrNi_5 . Этот факт авторы [8] связывают с влиянием конфигурационного беспорядка в ближайшем окружении ионов Pr, возникающего при неупорядоченном замещении никеля медью. Нами проведено систематическое изучение магнитных свойств монокристаллов псевдобинарных соединений $\text{PrNi}_{5-x}\text{Cu}_x$ [9]. Были получены необычные, на первый взгляд, результаты. Замещение никеля даже небольшим количеством меди приводит к резкому возрастанию магнитной восприимчивости монокристаллов, измеренной при 4,2 К вдоль осей *a* и *b* в базисной плоскости (рис. 2). Кривые намагничивания вдоль трудной оси *c* слабо зависят от *x*.

На рис. 3 показаны температурные зависимости намагниченности $M(T)$ для сплавов PrNi_5 и $\text{PrNi}_{4,9}\text{Cu}_{0,1}$, снятые во внешних полях 1,6 и 4 МА/м, приложенных вдоль оси *b*. Все они имеют максимумы вблизи 16 и 13 К соответственно для первого и второго сплавов. Как уже упоминалось выше, для PrNi_5 аналогичные результаты были получены ранее и объяснены термическим возбуждением ионов Pr^{3+} из немагнитного синглетного в близлежащие магнитные состояния. В сплаве с небольшим ($x = 0,1$) содержанием меди относительная величина пика $M(T)$ резко уменьшается и он практически исчезает для сплавов с $x > 0,1$.

С ростом внешнего магнитного поля абсолютное пиковое значение намагниченности для обоих

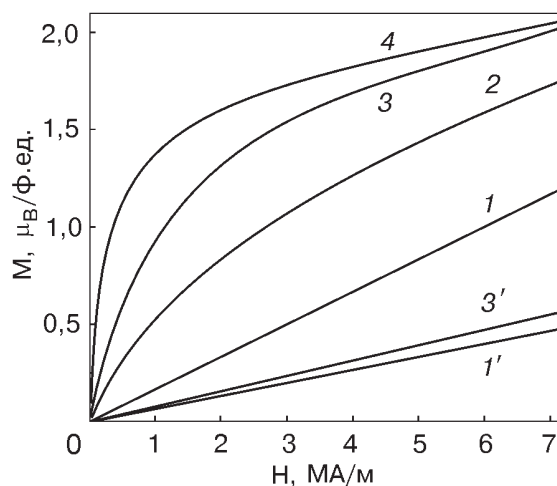


Рис. 2. Кривые намагничивания при 4,2 К монокристаллов сплавов $\text{PrNi}_{5-x}\text{Cu}_x$ вдоль осей *b* (1-4) и *c* (1', 3') для $x = 0$ (1 и 1'); 0,3 (2); 0,7 (3 и 3'); 1,6 (4) [9].

сплавов резко возрастает, но относительная величина пика для PrNi_5 снижается, а для легированного медью — возрастает. Такое поведение намагниченности можно объяснить изменением положения уровней энергии в спектре нижнего мультиплетта тех ионов Pr, в ближайшем окружении которых оказался хотя бы один атом меди. Действительно, атом никеля имеет на один электрон меньше, чем атом меди, и связанные с ними электрические заряды могут быть различными. Это, как видно на рис. 4, может нарушить симметрию 6-го порядка в расположении зарядов, создающих кристаллическое поле на центральном ионе Pr, а значит, и изменить положение

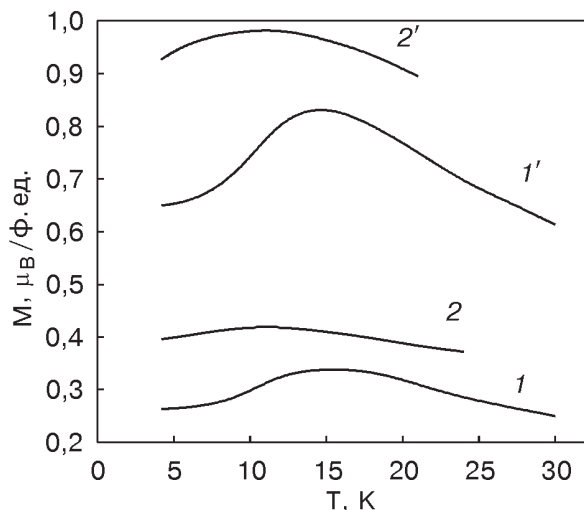


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности вдоль оси *b* для сплавов PrNi_5 (1 и 1') и $\text{PrNi}_{4,9}\text{Cu}_{0,1}$ (2 и 2'), снятые во внешнем магнитном поле 1,6 (1, 2) и 4 (1', 2') МА/м [9].

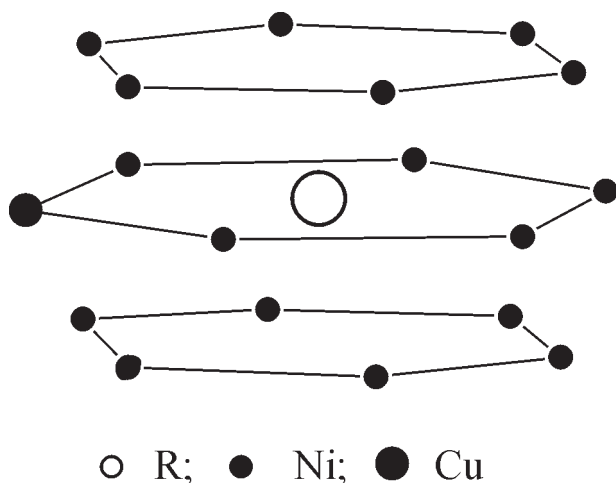


Рис. 4. Простейшая конфигурация ближайших соседей редкоземельного иона в кристаллической решетке псевдобинарного сплава $RNi_{5-x}Cu_x$ при малых значениях x .

уровней нижнего мультиплета этого иона. Такое изменение может быть достаточно существенным, поскольку его природа та же, что и природа самого расщепления мультиплета. В принципе, оно может привести к резкому возрастанию магнитной восприимчивости и к снижению критического поля обменного взаимодействия, необходимого для возникновения ферромагнитного упорядочения. Можно было ожидать, что при температурах $T < 4,2$ К в легированных медью сплавах такое упорядочение будет реализовано. Действительно, в сплавах с $0,7 \leq x \leq 2,6$ мы наблюдали максимумы начальной восприимчивости на переменном токе при температурах $T < 4,2$ К [10,11].

Обработка кривых намагничивания по методу Аррота дала значения точек Кюри T_C , совпадающие с температурами максимумов восприимчивости. На рис. 5 приведена концентрационная зависимость точек Кюри. Она имеет максимум $T_C = 3,6$ К при $x = 1,1$. Дальнейшее повышение x приводит к линейному уменьшению точки Кюри вплоть до $x = 2,6$. Хотя сплавы с большим содержанием меди нами не изучались, можно ожидать, что при некоторой критической концентрации они станут парамагнитными в основном состоянии, поскольку крайний сплав $PrCu_5$ является парамагнетиком Ван Флека, как и $PrNi_5$. Объяснение появления ферромагнетизма в псевдобинарных твердых растворах двух парамагнетиков Ван Флека нарушением исходного конфигурационного порядка в распределении электрических зарядов по узлам кристаллической решетки подтверждается и тем обстоятельством, что в аморфном состоянии $PrNi_5$ является ферромагнетиком

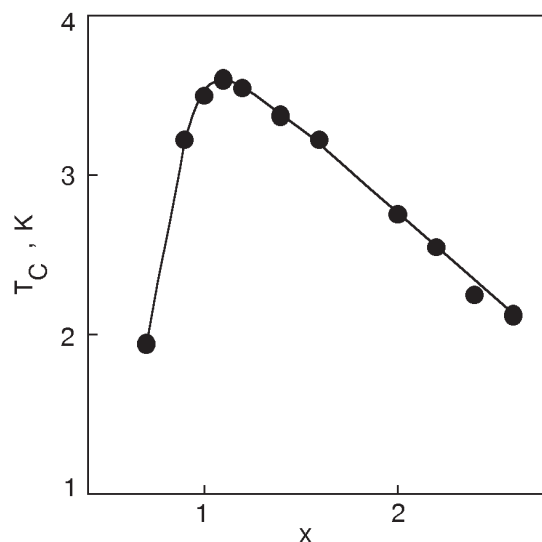


Рис. 5. Концентрационная зависимость точки Кюри сплавов $RNi_{5-x}Cu_x$ [10].

[12]. При переходе от кристаллического к аморфному состоянию изменяется локальное окружение иона Pr^{3+} и спектр уровней его основного мультиплета. Авторы [13] показали, что для адекватного описания этого спектра учет нарушения локальной симметрии ближайшего окружения не менее важен, чем учет распределения ближайших соседей по расстояниям от центрального Pr^{3+} иона. В частности, ими сделана попытка учета влияния нарушения локальной симметрии путем введения в гамильтониан (1) члена $B_{22}O_{22}$, описывающего влияние орторомбического искажения исходной гексагональной симметрии. Оказалось, что введение такого члена полностью снимает вырождение J -мультиплета и изменяет волновые функции уровней. На рис. 1,б показана схема нижних уровней для мультиплета иона Pr^{3+} в кристаллическом поле, описываемом гамильтонианом (1) с добавлением члена $B_{22}O_{22}$ при $B_{22} = 0,2B_{20}$. Видно, что в спектре произошли существенные изменения по сравнению с исходным спектром для кристаллического поля гексагональной симметрии (рис. 1,а).

Изменение кристаллического поля, действующего на ион Pr , в результате замещения хотя бы одного атома никеля в его окружении атомом меди (рис. 4) может быть в какой-то мере также учтено введением в гамильтониан (1) члена $B_{22}O_{22}$. Мы вычислили кривые намагничивания для иона Pr^{3+} , находящегося в таком измененном кристаллическом поле и имеющего спектр нижних уровней, приведенный на рис. 1,б. Результат показан на рис. 6, где для сравнения приведены и кривые намагничивания, рассчитанные для слу-

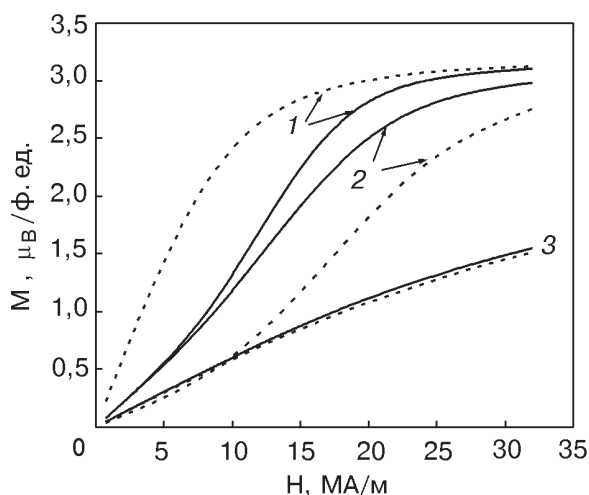


Рис. 6. Вычисленные кривые намагничивания иона Pr^{3+} , находящегося в кристаллическом поле гексагональной симметрии (сплошные линии) и в том же поле, но с орторомбическим искажением (штриховые линии) при $T = 4,2$ К и ориентации магнитного поля вдоль осей b (1), a (2) и c (3). Для расчета использовали те же параметры кристаллического поля, что и для расчета спектров, приведенных на рис. 1.

чая «чистого» PrNi_5 . Видно, что кривая намагничивания вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) (ось b) существенно изменилась: ее начальный участок имеет более крутой подъем, чем в случае бинарного соединения PrNi_5 ($B_{22} = 0$). Намагничивание вдоль оси a , наоборот, стало более затрудненным, причем значительная разница между магнитными моментами при намагничивании вдоль осей b и a сохраняется вплоть до поля 40 Тл. Вдоль трудной оси c кривые намагничивания для двух рассматриваемых случаев практически не различаются. Таким образом, влияние введения в гамильтониан (1) члена $B_{22}O_{22}$ на кривые намагничивания качественно соответствует появлению одноосной анизотропии с ОЛН, лежащей в базисной плоскости. Такой результат был теоретически предсказан Ирхиным и др. [14] еще в 1980 г.

Увеличение магнитной восприимчивости в псевдобинарных сплавах $\text{Pr}(\text{Ni}, \text{Cu})_5$ при наличии обменного взаимодействия и приводит к возникновению в них ферромагнитного упорядочения. По-видимому, здесь реализуется механизм, при котором возникновение магнитного момента на некоторых ионах Pr^{3+} приводит к усилению обменного взаимодействия, а последнее, в свою очередь, стимулирует дальнейший рост намагниченности (так называемый bootstrap-процесс [15], завершающийся установлением ферромагнитного порядка). Наличие ферромагнитного порядка

в псевдобинарных сплавах $\text{Pr}(\text{Ni}, \text{Cu})_5$ было подтверждено нейтронографически [16]. Обнаружен спонтанный магнитный момент в сплаве $\text{PrNi}_{3,9}\text{Cu}_{1,1}$, равный $0,5 \mu_B/\text{ф.ед.}$ при 1,5 К, лежащий в базисной плоскости и локализованный на ионах Pr. В магнитном поле момент возрастает и при $H = 40$ Тл достигает значения $3,15 \mu_B/\text{ф.ед.}$ [17], что практически совпадает с магнитным моментом свободного иона Pr^{3+} ($3,2 \mu_B$).

3. Эффекты кристаллического поля в других псевдобинарных системах на основе соединений RNi_5

Описанные выше проявления локальных кристаллических полей в твердых растворах на основе PrNi_5 позволяли предполагать возможность обнаружения влияния локальных кристаллических полей (ЛКП) и в псевдобинарных системах с другими R. Заметных эффектов ЛКП следовало ожидать в системах на основе соединений RNi_5 с анизотропией типа легкая плоскость, поскольку коэффициент анизотропии k_{66} мал и на этом фоне влияние ЛКП на магнитные свойства может быть значительным. На рис. 7 приведена концентрационная зависимость спонтанного магнитного

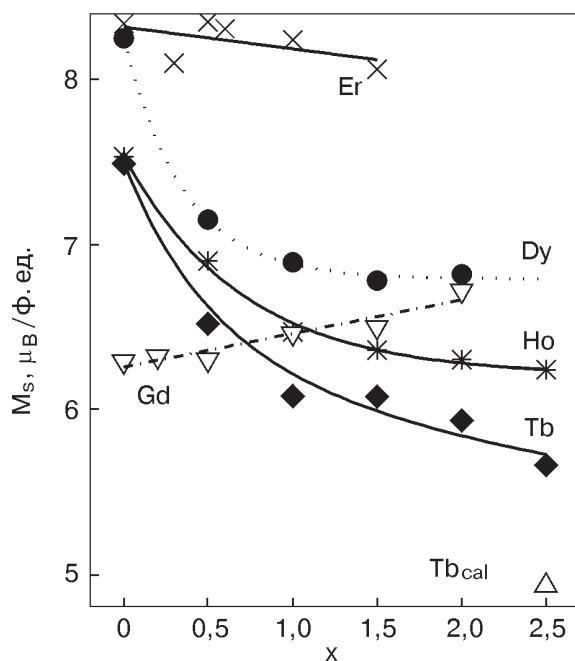


Рис. 7. Концентрационная зависимость спонтанного магнитного момента, измеренного при 4,2 К для сплавов $\text{RNi}_{5-x}\text{Cu}_x$ с R, указанными на кривых; Tb_{cal} — вычисленное минимальное значение M_s для сплавов $\text{TbNi}_{5-x}\text{Cu}_x$ (см. текст) [18].

момента M_s , измеренного при 4,2 К для монокристаллов псевдобинарных сплавов $RNi_{5-x}Cu_x$ [18]. Видно, что M_s соединений с $R = Tb, Dy$, Но довольно резко уменьшается с ростом x , в то время как в сплавах с Er она практически не изменяется, а с Gd даже возрастает. Такой результат легко объясняется в обсуждавшейся выше модели ЛКП. Действительно, ионы Gd имеют нулевой орбитальный момент и не взаимодействуют с кристаллическим полем, поэтому ЛКП в псевдобинарных сплавах с Gd не оказывают влияния на M_s . Небольшой рост M_s при замещении никеля медью связан с уменьшением вклада $3d$ -подсистемы в спонтанную намагниченность (магнитные моменты Ni - и Gd -подрешеток антипараллельны). На фоне сильной одноосной анизотропии соединений $ErNi_{5-x}Cu_x$ ЛКП также не оказывают существенного влияния на магнитные моменты ионов Er , и M_s в этих сплавах практически не зависит от x . Сплавы с Tb, Dy и Ho имеют анизотропию типа легкая плоскость. Связанная с ЛКП локальная одноосная анизотропия превалирует над слабой анизотропией 6-го порядка в базисной плоскости и фиксирует магнитные моменты редкоземельных ионов вдоль случайных направлений, приводя к нарушению коллинеарной магнитной структуры. Это и является причиной резкого спада кривых $M_s(x)$ в сплавах с Tb, Dy и Ho . Аналогичные описанным выше результаты были получены при легировании соединения $TbNi_5$ алюминием [19]. Можно оценить минимальное значение M_s в системе $TbNi_{5-x}Cu_x$ в предположении, что магнитные моменты всех ионов Pr^{3+} беспорядочно фиксированы локальной одноосной анизотропией вдоль осей a . Полученное таким образом значение Tb_{cal} приведено на рис. 7. Оно находится в приемлемом согласии с минимальным экспериментальным значением M_s для системы $RNi_{5-x}Cu_x$.

Другим проявлением ЛКП в псевдобинарных сплавах типа $RNi_{5-x}Cu_x$ с анизотропией типа легкая плоскость является появление в них достаточно сильной анизотропии в базисной плоскости [19]. На рис. 8 и 9 приведены кривые намагничивания сплавов с $R = Tb$ вдоль осей a, b и c . Вдоль оси c кривые намагничивания практически совпадают для сплавов с $x = 0$ и 1. Для $x = 0$ кривые вдоль осей a и b мало отличаются, т.е. анизотропия в базисной плоскости для $TbNi_5$ мала с ОЛН вдоль оси a , что согласуется с более ранними результатами [20,21]. Однако значительная анизотропия в базисной плоскости появляется и в Cu -, и в Al -замещенных сплавах. В первых осью легкого намагничивания остается ось a , в то вре-

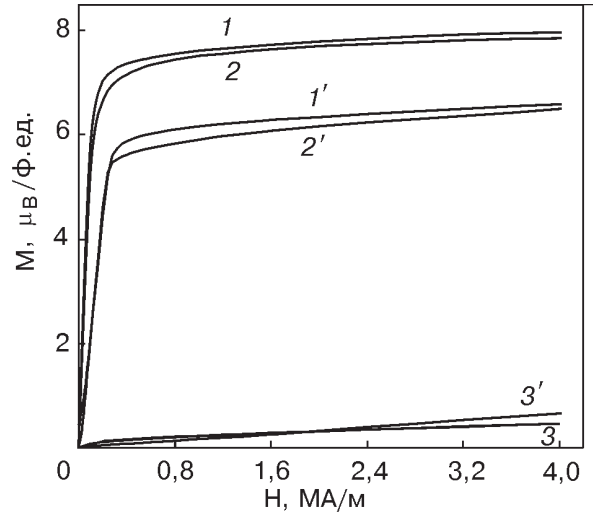


Рис. 8. Кривые намагничивания при 4,2 К монокристаллов сплавов $TbNi_5$ (1, 2, 3) и $TbNi_4Cu$ (1', 2', 3') вдоль осей a (1, 1'), b (2, 2') и c (3, 3') [19].

мя как в последних ОЛН становится ось b . Наиболее вероятно, что это различие связано с разным предпочтением в заселенности различных кристаллографических позиций замещающими атомами меди и алюминия. Действительно, по данным нейтронографии [22], атомы Al занимают преимущественно $3g$ -узлы в соединениях $LaNi_{5-x}Al_x$ с $x \leq 1$. Напротив, атомы Cu в RNi_4Cu предпочтительно занимают позиции $2c$, как показано нейтронографически в [16].

Отметим, наконец, еще один эффект, связанный, на наш взгляд, с влиянием ЛКП в псевдобинарных сплавах $TbNi_{5-x}M_x$. Необычно высокая коэрцитивная сила H_c наблюдалась в них при

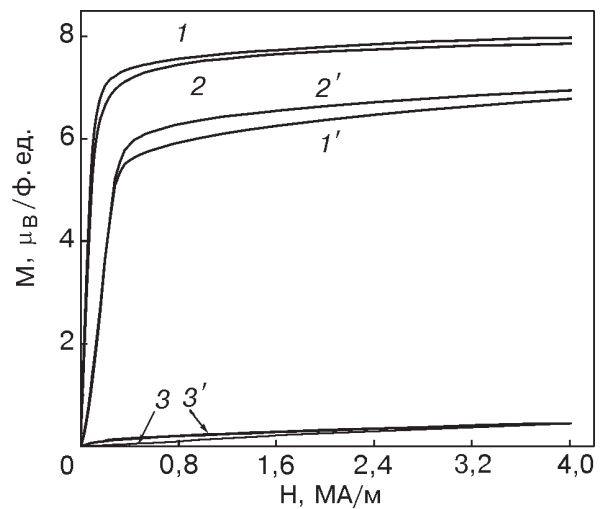


Рис. 9. Кривые намагничивания при 4,2 К монокристаллов сплавов $TbNi_5$ (1, 2, 3) и $TbNi_4Al$ (1', 2', 3') вдоль осей a (1, 1'), b (2, 2') и c (3, 3') [19].

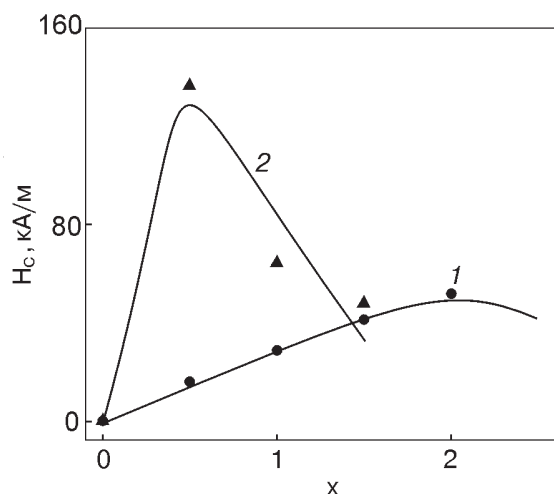


Рис. 10. Концентрационная зависимость коэрцитивной силы, измеренной при 4,2 К вдоль оси легкого намагничивания монокристаллов TbNi_{5-x}Cu_x (1) и TbNi_{5-x}Al_x (2) [19].

4,2 К на кривых размагничивания вдоль осей *a* и *b* [19]. Зависимость $H_c(x)$ показана на рис. 10 для сплавов TbNi_{5-x}Cu_x и TbNi_{5-x}Al_x. Значение H_c достигает максимума при $x = 2$ для Cu-замещенных сплавов, в то время как максимум H_c для Al-замещенных сплавов наблюдался при $x = 0,5$. Максимальное значение H_c в последних сплавах в 2,6 раза больше по сравнению с первыми.

Как следует из ранних расчетов [23], в редкоземельных металлах Tb и Dy, имеющих анизотропию типа легкая плоскость, доменные границы очень узкие. Было предсказано наличие заметного внутреннего закрепления доменных границ, связанного с дискретностью кристаллической решетки. Можно полагать, что узкие доменные границы реализуются и в TbNi₅. Но в этом соединении мы не наблюдали заметной коэрцитивной силы, по крайней мере при 4,2 К. Это может быть объяснено незначительной энергией анизотропии 6-го порядка в базисной плоскости. Ситуация меняется в псевдобинарных сплавах, в которых ионы Tb имеют, как обсуждалось выше, сильную хаотическую локальную одноосную анизотропию. Закрепление узких доменных границ на неоднородностях энергии анизотропии в базисной плоскости может быть причиной появления большой коэрцитивной силы в псевдобинарных сплавах TbNi_{5-x}Cu_x. Этот механизм реализуется в многочисленных псевдобинарных редкоземельных соединениях (см., например, [24]).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Прави-

тельства Свердловской области, проект 01-02-96420.

1. W. E. Wallace, S. G. Sankar, and V. U. S. Rao, *Crystal Field Effects in Rare-Earth Intermetallic Compounds*, in: *Structure and Bonding*, J. D. Dunitz et al. (eds), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, **Vol. 33**, 1 (1977).
2. K. W. H. Stevens, *Proc. Phys. Soc.* **A65**, 209 (1952).
3. M. T. Hutchings, *Point Charge Calculations of Energy Levels of Magnetic Ions in Crystalline Electric Fields*, in: *Solid State Physics*, Academic, New York, London, Vol. **16**, 227 (1964).
4. K. H. J. Bushow, *Rep. Prog. Phys.* **40**, 1179 (1977).
5. K. Andres, P. H. Schmidt, and S. Darack, *AIP Proc.* No. 24, 238 (1975).
6. K. Andres, S. Darack, and H. R. Ott, *Phys. Rev.* **B19**, 5475 (1979).
7. P. A. Alekseev, A. Andreeff, H. Griessmann, L. P. Koun, B. Lippold, W. Matz, I. P. Sadikov, O. D. Chistyakov, I. A. Markova, and E. M. Savitskii, *Phys. Status Solidi* **B97**, 87 (1980).
8. Е. А. Горемычкин, Н. Б. Кольчугина, Э. Мюле, М. Попеску, А. Л. Салинг, С. Салинг, О. Д. Чистяков, *ФТТ* **28**, 3642 (1986).
9. А. Г. Кучин, А. С. Ермоленко, В. И. Храбров, and G. M. Makarova, *Phys. Status Solidi* **B197**, 447 (1996).
10. А. Г. Кучин, А. С. Ермоленко, В. И. Храбров, Г. М. Макарова, *ФММ* **81**, вып. 2, 54 (1996).
11. А. Г. Кучин, А. С. Ермоленко, В. И. Храбров, and G. M. Makarova, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L309 (1996).
12. P. A. Alekseev, V. N. Lazukov, V. G. Orlov, I. P. Sadikov, V. I. Nizhankovskii, J.-B. Suck, and H. Schmidt, *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 861 (1995).
13. П. А. Алексеев, Й. Б. Зук, С. Н. Ишмаев, В. Н. Лазуков, В. Г. Орлов, И. П. Садиков, М. Н. Хлопкин, *ЖЭТФ* **99**, 1369 (1991).
14. Ю. П. Ирхин, Е. И. Заболоцкий, Е. В. Розенфельд, *ФММ* **49**, 1216 (1980).
15. Y.-L. Wang and B. R. Cooper, *Phys. Rev.* **185**, 696 (1969).
16. А. Pirogov, R. Schneider, A. Teplykh, A. Ermolenko, and A. Kuchin, *Physica* **B276-278**, 580 (2000).
17. А. С. Ермоленко, А. Г. Кучин, А. Н. Pirogov, N. V. Mushnikov, V. I. Khrabrov, R. Schneider, and T. Goto, *Proc. Moscow Int. Symp. on Magn.*, Moscow, 1999, Part 2, p. 332.
18. А. С. Ермоленко, *Proc. of The 8th Europ. Conf. on Magn. Mater. and Appl.*, Material Science Forum (2001), p. 29, 373.
19. А. Г. Кучин, А. С. Ермоленко, В. И. Храбров, N. I. Kourov, G. M. Makarova, E. V. Belozarov,

- T. P. Lapina, and Yu. A. Kulikov, *J. Magn. Magn. Mater.* **238**, 29 (2002).
20. B. Barbara, D. Gignoux, D. Givord, F. Givord, and R. Lemaire, *Int. J. Magn.* **4**, 77 (1973).
21. D. Gignoux, A. Nait-Saada, and R. Perrier de la Bathie, *J. Phys.* **40** (C5), 188 (1979).
22. A. Percheron-Guegan, C. Lartique, J. C. Achard, P. Germi, and F. Tasset, *J. Less-Common Met.* **74**, (1980).
23. T. Egami and C. D. Graham, Jr., *J. Appl. Phys.* **42**, 1299 (1971).
24. А. С. Ермоленко, А. В. Королев, А. Ф. Рожда, *ФММ* **42**, 518 (1976).

Effects of random local crystal fields in pseudobinary rare earth intermetallics

A. S. Ermolenko

The short review is given of the recent studies concerning the influence of random local crystal fields on the magnetic properties of pseudobinary rare earth intermetallics. The main attention is paid to the $RNi_{5-x}M_x$ type compounds ($M = Cu, Al$). The effects of random local crystal fields experimentally found in these compounds are discussed: the onset of ferromagnetism in the alloys of the $Pr(Ni,Cu)$ system; the drop of the spontaneous magnetic moment, the growth of the basal plane anisotropy energy and coercive force in intermediate pseudobinary alloys of the $R(Ni,Cu)_5$ and $R(Ni,Al)_5$ systems as compared with terminal binary compounds.