

# Концентрационный метамагнитный переход в соединениях $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$

© Е.А. Шерстобитова\*, А.Ф. Губкин\*\*, А.А. Ермаков\*\*, А.В. Захаров\*\*, Н.В. Баранов\*\*,  
Ю.А. Дорофеев\*, А.Н. Пирогов\*, А.А. Подлесняк\*\*\*, В.Ю. Помякушин\*\*\*

\* Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620041 Екатеринбург, Россия

\*\* Уральский государственный университет им. А.М. Горького,  
620083 Екатеринбург, Россия

\*\*\* Laboratory for Neutron Scattering, ETH Zürich & Paul Scherrer Institute,  
CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

E-mail: sherl@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 27 июля 2005 г.)

С помощью измерений магнитной восприимчивости намагниченности, электросопротивления и дифракции нейтронов проведены исследования системы  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  ( $0 \leq x \leq 1$ ). В соединениях с  $0 < x \leq 0.15$  обнаружено неоднородное магнитное состояние, которое характеризуется существованием больших (до  $100 \text{ \AA}$ ) областей ближнего ферромагнитного порядка. Наблюдаемый при температуре магнитного упорядочения максимум остаточного электросопротивления в соединении с  $x = 0.1$  связан с дополнительным вкладом от рассеяния электронов проводимости на локализованных спиновых флуктуациях, вызванных флуктуациями  $f-d$ -обмена из-за замещения тулия тербием. Увеличение концентрации тербия до  $x \geq 0.15$  приводит к резкому росту намагниченности Со-подрешетки и установлению дальнего ферромагнитного порядка, что свидетельствует о концентрационном метамагнитном переходе в зонной подсистеме.

Работа поддержана Швейцарским национальным научным фондом (грант SCOPES N 7 IP 65598), Российской программой фундаментальных исследований ОФН РАН „Нейтронные исследования структуры и фундаментальных свойств материи“ (проект № 14 УрО РАН/договор № 11/05), проектом РФФИ-Урал № 04-02-96082.

PACS: 75.30.Hx, 75.50.-y, 72.80.-r, 61.12.-q

## 1. Введение

Редкоземельные кубические фазы Лавеса типа  $RCo_2$  представляют собой две магнитные подсистемы: локализованную из  $4f$ -электронов  $R$ -ионов и зонную, образованную в основном из  $3d$ -электронов кобальта. Поведение зонной подсистемы привлекает интерес исследователей к этим соединениям уже более двадцати лет, так как зависимость намагниченности Со-подрешетки от эффективного магнитного поля имеет метамагнитный вид. При достижении критического значения эффективного поля  $H_c \approx 70 \text{ Т}$  происходит расщепление  $d$ -зоны, и система коллективизированных  $d$ -электронов скачком переходит из парамагнитного в ферромагнитное состояние, т.е. имеет место зонный метамагнитный переход (ЗМП) [1].

Сравнительно недавно [2] в соединениях  $RCo_2$  был обнаружен большой магнитокалорический эффект, что позволяет рассматривать эти соединения как перспективные материалы для магнитных рефрижераторов. Это наблюдение стимулировало новый всплеск исследований систем типа  $RCo_2$ . Интересно, что среди таких систем наибольшая величина магнитокалорического эффекта обнаружена в соединениях, в которых происходит ЗМП [3].

В магнитном отношении соединения  $RCo_2$  можно разделить на две группы. Одну группу образуют соединения

с  $R = Y, Lu$ , в которых редкоземельные и кобальтовые ионы не обладают собственным магнитным моментом. Эти соединения являются обменно-усиленными парамагнетиками Паули. Во вторую группу входят соединения, в которых наблюдается дальний магнитный порядок с ферромагнитным (в случае легких  $R$ ) или ферримагнитным (в случае тяжелых  $R$ -ионов, за исключением  $Tm$ ) расположением намагниченности редкоземельной и кобальтовой подрешеток. В зависимости от  $R$ -иона величина намагниченности Со-подрешетки изменяется в пределах  $0.7-1.2 \mu_B/\text{atom Co}$ . Например, в  $TbCo_2$  магнитный момент на атоме кобальта равен  $\mu_{Co} = 1.2 \mu_B$  [4]. Возникновение в  $TbCo_2$  ферримагнитного порядка ниже температуры Кюри ( $T_C = 240 \text{ К}$ ) сопровождается переходом от кубической к ромбоэдрической структуре. При этом структурный и магнитный переходы являются переходами второго рода.

Соединение  $TmCo_2$  нельзя отнести ни к первой, ни ко второй группе. Согласно нейтронографическим данным [5], магнитный момент на атомах кобальта в  $TmCo_2$  отсутствует, а магнитный порядок в  $Tm$ -подрешетке зависит от способа синтеза исследуемого образца и чистоты исходных компонентов. В различных образцах  $TmCo_2$  при температурах ниже  $T_C \approx 4 \text{ К}$  наблюдался целый спектр магнитных состояний: от неполного упорядочения магнитных моментов  $Tm$  до их коллинеарного расположения, включая геликоидальную структуру.

Отсутствие магнитного момента на атомах Со в  $TmCo_2$  объясняется тем, что величина эффективного поля, создаваемого  $4f$ -электронами Тм, меньше значения  $H_c$ , необходимого для расщепления  $3d$ -зоны. Было установлено, что частичное замещение ионов Тм  $R$ -ионами с большей величиной спина ( $R = Gd$  [6] и  $Er$  [7]) приводит к возникновению намагниченности в Со-подсистеме.

Эти данные позволяют ожидать, что в соединениях  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  при увеличении содержания Тб до некоторой критической концентрации  $x_c$  на атомах Со появится магнитный момент, т.е. произойдет концентрационный ЗМП. Представляет интерес изучить, как происходит этот переход, определить величину  $x_c$ , значения намагниченностей  $R$ - и Со-подрешеток. Отметим, что систематические исследования этих соединений не проводились.

Чтобы получить ответы на эти вопросы, мы провели подробное изучение структурного и магнитного состояний соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  с помощью измерений восприимчивости, намагниченности, электросопротивления и дифракции нейтронов.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Поликристаллические образцы соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) были получены индукционной плавкой с последующим гомогенизирующим отжигом при  $850^\circ C$  в течение 50 ч.

Аттестация образцов проводилась с помощью металлографического, рентгеновского и нейтронографического анализа. Во всех образцах фаза  $RCo_2$  со структурой типа  $MgCu_2$  была основной. Содержание примесных фаз ( $RCo_3$  и  $R_2O_3$ ) не превышало 5%.

Измерения магнитной восприимчивости и намагниченности образцов выполнены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS (Quantum Design, USA) в магнитных полях с индукцией до 5 Т при температурах от 2 до 300 К в Центре магнитометрии ИФМ УрО РАН.

Температурные зависимости электросопротивления измерялись четырехконтактным потенциометрическим методом на образцах размером  $\sim 1 \times 1 \times 6$  мм.

Нейтронографический эксперимент проведен на дифрактометре Д-3 (реактор ИВВ-2М, г. Заречный) с длиной волны  $\lambda = 2.432 \text{ \AA}$ , на дифрактометрах DMC с  $\lambda = 3.8 \text{ \AA}$  и HRPT с  $\lambda = 1.494 \text{ \AA}$  (Институт Пауля Шеррера). Для расчета нейтронограмм использовался программный пакет „FullProf“ [8].

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена концентрационная зависимость температуры магнитного упорядочения  $T_C(x)$  для соединений  $Tm_{x-1}Tb_xCo_2$ . Величина  $T_C$  определялась по положению максимума на температурных зависимостях магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ . Для  $x = 0.05$  и  $0.15$  такие

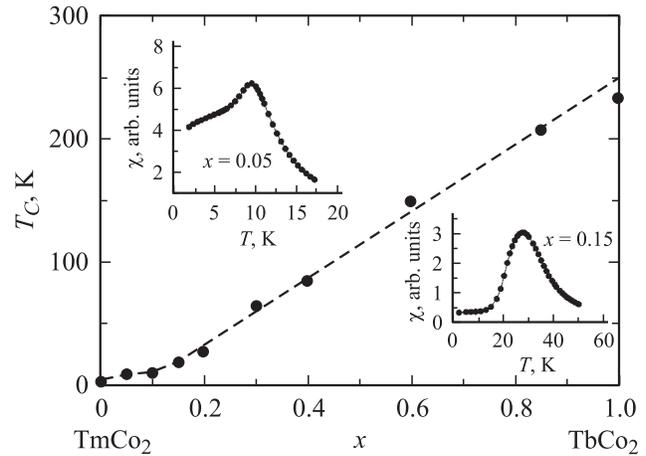
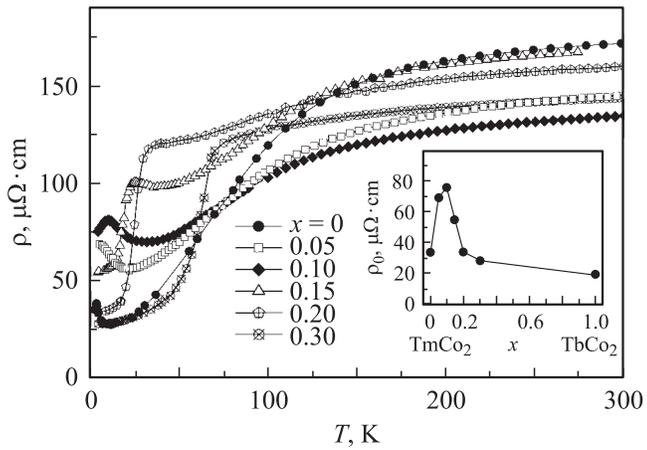


Рис. 1. Концентрационная зависимость температуры магнитного упорядочения соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ . На вставках — температурные зависимости  $ac$ -восприимчивости для  $x = 0.05$  и  $0.15$ .

зависимости в качестве примера приведены на вставках к рис. 1. На зависимости  $T_C(x)$  можно выделить два участка. На участке  $0 < x \leq 0.15$  частичное замещение тулия тербием сопровождается слабым ростом  $T_C$ . Дальнейшее увеличение концентрации  $x$  ( $0.15 \leq x \leq 1.0$ ) приводит к более резкому росту температуры  $T_C$ . Изменение угла наклона зависимости  $T_C(x)$  вблизи  $x = 0.15$  может быть связано с изменением магнитного состояния соединений. Отметим, что в системе  $Y_{1-x}Gd_xCo_2$  наблюдалось аналогичное изменение температуры  $T_C$  с ростом концентрации гадолиния [9]. Подобное поведение объяснялось авторами переходом от состояния типа кластерного стекла при  $x < 0.15$ , представляющего собой парамагнитную матрицу и кластеры с ближним ферримагнитным порядком, к состоянию с дальним ферримагнитным упорядочением магнитных моментов Gd и Со при большей концентрации Gd.

Об изменении магнитного состояния соединений  $Tm_{x-1}Tb_xCo_2$  при увеличении концентрации тербия до  $x \approx 0.3$  свидетельствуют также результаты измерений электросопротивления. Температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  для  $Tm_{x-1}Tb_xCo_2$  ( $x \leq 0.30$ ) представлены на рис. 2. В парамагнитной области для всех кривых наблюдается тенденция к насыщению сопротивления с ростом температуры, что является характерным для соединений  $RCo_2$ . Магнитный вклад в электросопротивление  $RCo_2$  с магнитно-активными  $R$ -ионами обусловлен рассеянием электронов проводимости на локализованных  $4f$ -электронах и на термических спиновых флуктуациях в зонной подсистеме, причем последний механизм является преобладающим [1]. Именно немонотонное изменение спин-флуктуационного вклада с температурой обуславливает тенденцию к насыщению сопротивления с ростом температуры в этих соединениях. В отличие от парамагнитной области, где замещение тулия тербием в системе  $Tm_{x-1}Tb_xCo_2$  не приводит к изменениям вида зависимости  $\rho(T)$ , в



**Рис. 2.** Температурные зависимости электропроводности соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  для  $0 \leq x \leq 0.3$ . На вставке — концентрационная зависимость остаточного электропроводности.

области температур  $T < T_C$  поведение электропроводности при изменении концентрации  $x$  изменяется качественно. Как видно из рис. 2 (см. вставку), увеличение концентрации Tb до  $x = 0.1$  вызывает значительный рост остаточного электропроводности  $\rho_0$ . При этом на зависимостях  $\rho(T)$  наблюдается ярко выраженный минимум, который отсутствует в соединениях с  $x > 0.15$ .

Минимум на кривых  $\rho(T)$  наблюдался также в квазибинарных соединениях  $Y_{1-x}R_xCo_2$  ( $R = Gd$  [9], Tb [10], Ho, Er [11]) в области концентраций, близких к критической, при которой в этих системах возникает магнитный момент на атомах Co. Наличие такого минимума в соединениях  $Y_{1-x}R_xCo_2$  объясняется суперпозицией вкладов, имеющих противоположные тенденции при изменении температуры. При охлаждении образца вклад в полное сопротивление от рассеяния на фонах и термических спиновых флуктуациях уменьшается, тогда как вклад от рассеяния на локализованных спиновых флуктуациях в подсистеме  $3d$ -электронов, вызванных флуктуациями  $f-d$ -обмена из-за неоднородного замещения и корреляциями ближнего порядка в  $R$ -подрешетке, возрастает [6]. Последнее подтверждается результатами дифракции нейтронов на соединениях  $Y_{1-x}Er_xCo_2$  при  $x < x_c$ , в которых была выявлена корреляция между поведением электропроводности и интенсивностью малоуглового рассеяния нейтронов [11].

Как видно из рис. 2, в соединениях  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  происходит значительное уменьшение  $\rho_0$  при увеличении содержания Tb больше  $x = 0.1$ . При этом зависимость  $\rho(T)$  становится подобной наблюдаемой в соединениях  $ErCo_2$  и  $HoCo_2$ , испытывающих фазовый переход первого рода в точке  $T_C$ . Такой переход в магнитоупорядоченное состояние сопровождается резким падением электропроводности, что связывается с подавлением вклада от термических спиновых флуктуаций. Немонотонное изменение остаточного электропроводности с резким максимумом при концентрации

чуть меньше критической, наблюдаемое нами в системе  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ , ранее было обнаружено в соединениях  $Y_{1-x}R_xCo_2$  [9]. Как было показано в [9], при  $x < x_c$  величина вклада в остаточное сопротивление от рассеяния на локализованных спиновых флуктуациях зависит от спина замещающего  $R$ -иона.

Приведенные результаты исследования магнитной восприимчивости и электропроводности соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  с учетом имеющихся в литературе данных для  $Y_{1-x}R_xCo_2$  позволяют предположить, что вблизи критической концентрации  $x_c \approx 0.15$  происходит качественное изменение магнитного состояния. Прямые свидетельства существования такого изменения были установлены с помощью нейтронографических данных (см. далее).

При  $T > T_C$  были получены нейтронограммы для всех образцов  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ . В качестве примера на рис. 3 приведена нейтронограмма соединения  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$ , полученная при 50 К. Ее расчет показал, что образец однофазный и имеет кубическую структуру типа  $MgCu_2$  (пространственная группа  $Fd\bar{3}m$ ). При замещении ионов тулия тербием кубическая структура образцов сохраняется, а параметр решетки несколько увеличивается.

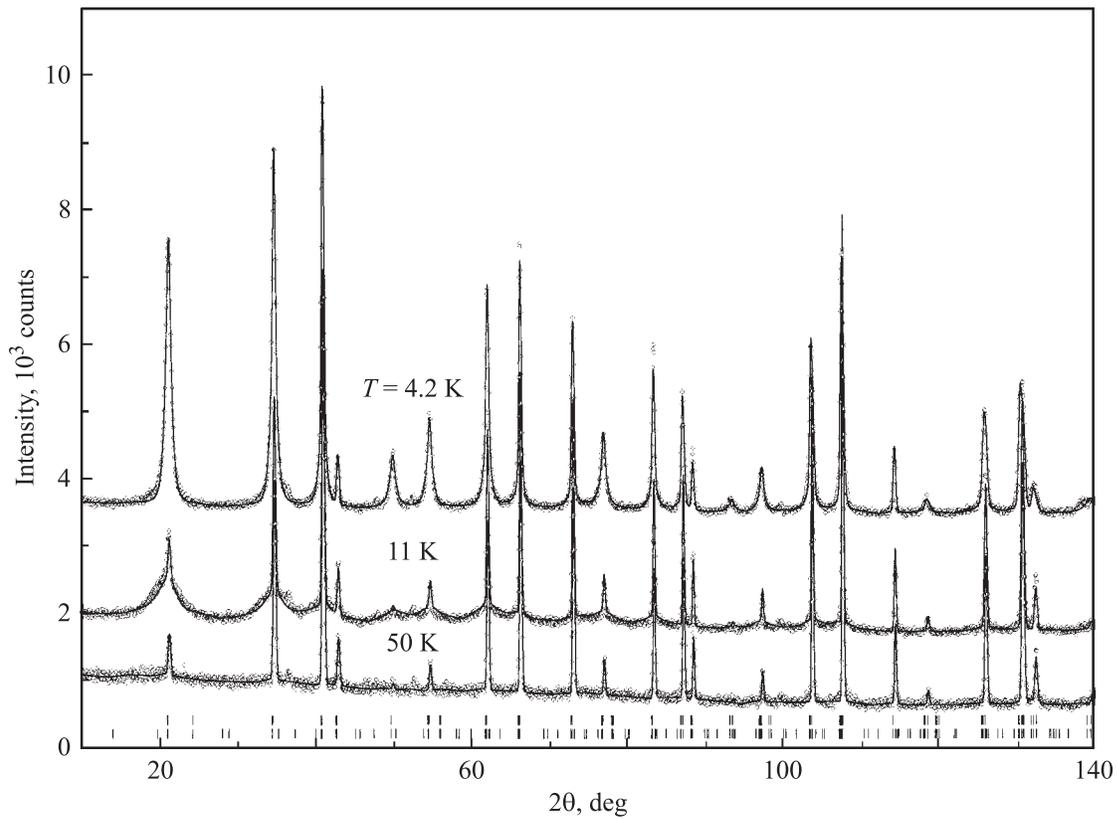
Охлаждение образцов ниже  $T_C$  сопровождалось переходом из кубической в ромбоэдрическую структуру ( $R\bar{3}m$ ). В ромбоэдрической решетке  $R$ -ионы занимают один тип узлов ( $2c$ ), а атомы кобальта — два:  $1b$  и  $3e$ -неэквивалентные позиции (см. таблицу).

При 11 К нейтронограмма для  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$  (рис. 3) содержит брэгговские ядерные рефлексы с инструментальной полушириной и широкие максимумы магнитного рассеяния. При 4.2 К интенсивность брэгговских рефлексов резко возрастает из-за увеличения магнитного вклада, обусловленного усилением магнитного порядка. Волновой вектор магнитной структуры  $\mathbf{k} = 0$ . Намагниченность  $R$ -подрешетки достигает  $\mu_R = 1.3(1)\mu_B$ . К сожалению, нам не удалось надежно установить величину намагниченности Co-подрешетки. Можно лишь отметить, что при  $x = 0.1$  она не превосходит  $0.3\mu_B$ .

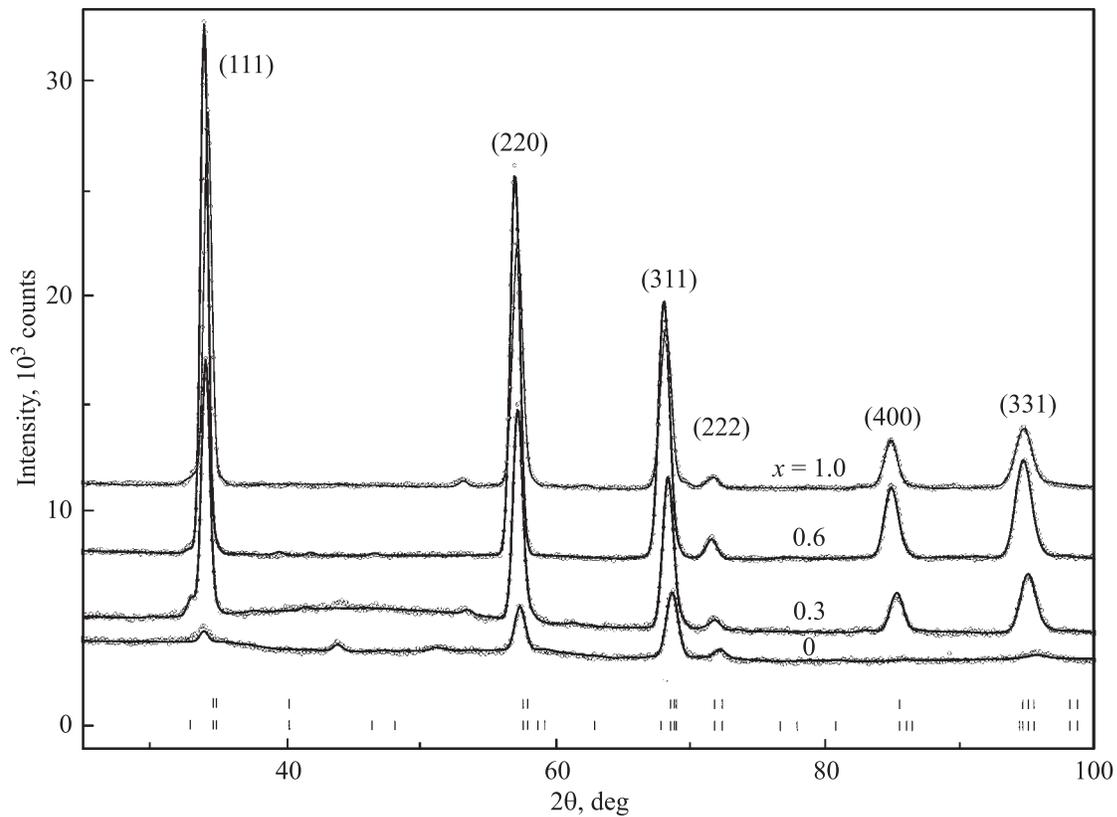
Широкие максимумы магнитного рассеяния, наблюдаемые на нейтронограммах соединения  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$  при  $T < T_C$ , можно объяснить неоднородным распределением ионов Tb в решетке. Как показано в [12],

Пространственная группа соединения  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  выше и ниже температуры упорядочения

$T > T_C$ ( $Fd\bar{3}m$ )		$T < T_C$ ( $R\bar{3}m$ )	
Атом	Позиция	Атом	Позиция
$R$ (Tm, Tb)	$8a$ ( $1/8 \ 1/8 \ 1/8$ ), ( $7/8 \ 7/8 \ 7/8$ )	$R$ (Tm, Tb)	$2c$ ( $x \ x \ x$ ) ( $-x \ -x \ -x$ )
Co	$16d$ ( $1/2 \ 1/2 \ 1/2$ ) ( $1/2 \ 1/4 \ 1/4$ ) ( $1/4 \ 1/2 \ 1/4$ ) ( $1/4 \ 1/4 \ 1/2$ )	Co	$1b$ ( $1/2 \ 1/2 \ 1/2$ )
		Co	$3e$ ( $0 \ 1/2 \ 1/2$ ) ( $1/2 \ 0 \ 1/2$ ) ( $1/2 \ 1/2 \ 0$ )



**Рис. 3.** Нейтронограммы  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$  при 4,2, 11, 50 К. Длина волны  $\lambda = 1.494 \text{ \AA}$ . Точки — эксперимент, линия — расчет, штрихи внизу соответствуют положению ядерных и магнитных рефлексов.



**Рис. 4.** Нейтронограммы  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  с  $x = 0, 0.3, 0.6$  и  $1.0$  при 4,2 К. Длина волны  $\lambda = 2.432 \text{ \AA}$ . Обозначения те же, что и на рис. 3.

величина  $H_{\text{эф}}$  в  $TmCo_2$  составляет  $\sim 60$  Т, что ниже критического значения  $H_c$ , необходимого для расщепления  $3d$ -зоны. Можно предположить, что введение в решетку иона Tb, обладающего спином ( $S = 3$ ), вместо Tm, спин которого  $S = 1$ , приводит к появлению магнитного момента на ближайших атомах Co и возникновению локализованной флуктуации спиновой плотности в подсистеме  $3d$ -электронов. Ответственный за это механизм обменного взаимодействия включает внутриатомный  $4f-5d$ -обмен, приводящий к спиновой поляризации  $5d$ -электронов Tb, а также  $5d-3d$ -обменное взаимодействие. При наличии частичной  $5d-3d$ -гибридизации  $5d-3d$ -обмен вызывает поляризацию  $3d$ -электронов Co противоположного знака. В результате в окрестности иона Tb возникает область, в которой устанавливается антипараллельное упорядочение спинов  $4f$ -ионов и Co-атомов. Оценка размера этих областей по полуширине рефлексов магнитного рассеяния для  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$  дает значение около  $100 \text{ \AA}$ . Следует отметить, что это существенно превосходит размеры магнитных кластеров, обнаруженных вблизи критической концентрации в соединениях  $Y_{1-x}R_xCo_2$ . Подобная оценка на основе данных по магнитному диффузному рассеянию для систем  $Y_{1-x}Er_xCo_2$  и  $Y_{1-x}Ho_xCo_2$  давала значения  $\sim 30 \text{ \AA}$  [11]. Различие в размерах таких областей связано, на наш взгляд, с тем, что ионы Tm в отличие от Y обладают локализованным магнитным моментом. Поэтому в результате  $3d(\text{Co})-4f(\text{Tm})$ -обменного взаимодействия корреляции в расположении магнитных моментов в окрестности иона Tb в соединении  $Tm_{0.9}Tb_{0.1}Co_2$  распространяются на большие расстояния.

С ростом концентрации Tb в  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  выше  $x = 0.1$  в объеме образца формируется дальний ферромагнитный порядок, а доля кластеров ближнего порядка уменьшается. Это приводит к возникновению вклада в брэгговские рефлексы от магнитного рассеяния и понижению интенсивности диффузных максимумов. Эволюция магнитного рассеяния с ростом  $x$  показана на рис. 4, где приведены нейтронограммы соединений с  $x = 0, 0.3, 0.6$  и  $1.0$  при  $4.2$  К.

Из расчета нейтронограмм получено, что в исследованных нами образцах (исключая  $x = 0$ ) намагниченности редкоземельной и Co-подрешеток ориентированы антипараллельно. Магнитные моменты Co-атомов в  $1b$ - и  $3e$ -позициях если и различаются, то не более чем на  $0.1 \mu_B$ , что согласуется с результатами измерений  $TbCo_2$ , выполненных в [4]. Предполагалось, что в промежуточных составах направлением легкого намагничивания является ось  $[111]$  (ромбоэдрическая установка), как это имеет место в крайних составах. Концентрационные зависимости средних магнитных моментов Tb- и Co-ионов приведены на рис. 5. Эти зависимости можно интерпретировать следующим образом. Увеличение концентрации атомов Tb до  $x_c \approx 0.15$  приводит к росту средней величины обменного поля редкоземельной подсистемы (такому, что оно превышает значение  $H_c$ ), и зонная  $3d$ -подсистема оказывается в магнитоупорядоченном состоянии и посредством фазового перехода первого рода, т. е. происходит ЗМП.

На рис. 6 показаны полевые зависимости спонтанной намагниченности соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ , измеренные в полях до 5 Т. Полученная на основе этих данных концентрационная зависимость полного магнитного момента приведена на рис. 7. Для сравнения там же представлена аналогичная зависимость, установленная из нейтронографических данных (в отсутствие внешнего поля). Расхождение в значениях полного момента особенно велико для составов с  $x \leq 0.15$ . Это связано с сильным влиянием внешнего поля на их магнитное состояние. Внешнее поле (величиной 5 Т) индуцирует

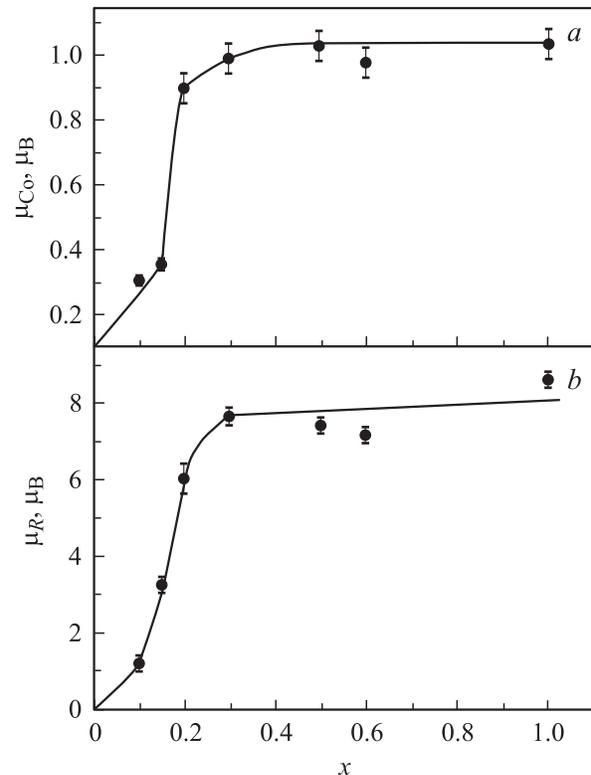


Рис. 5. Концентрационные зависимости намагниченности кобальтовой (а) и редкоземельной (б) подрешеток.

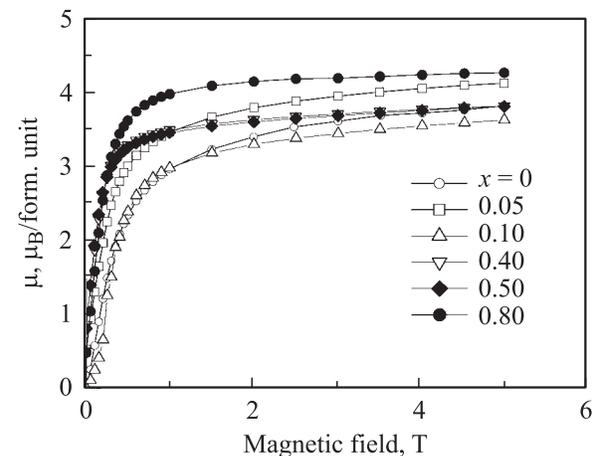
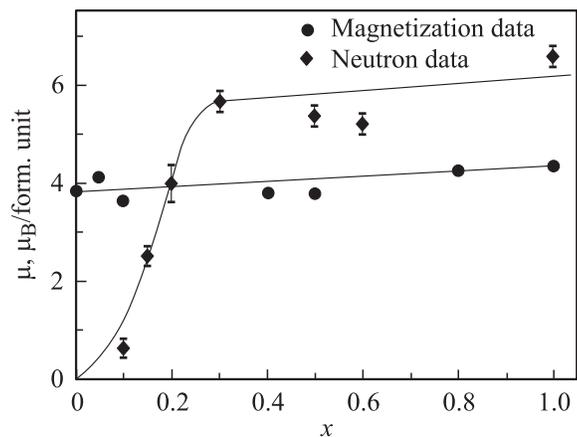


Рис. 6. Полевые зависимости намагниченности соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  при 2 К.



**Рис. 7.** Концентрационные зависимости магнитного момента на формульную единицу для соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ , полученную из данных магнитных и нейтронографических измерений.

ет ЗМП в Co-подрешетке, а благодаря  $R$ –Co-обмену растет и намагниченность  $R$ -подрешетки. В результате полный магнитный момент соединения значительно увеличивается. Расхождение результатов, полученных из магнитных измерений и на основании расчета нейтронограмм при  $x \geq 0.2$ , обусловлено большой магнитокристаллической анизотропией соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$ . Согласно измерениям, проведенным на монокристаллах  $TbCo_2$  [13], намагниченность не достигает насыщения даже в поле 13 Т, которое значительно превосходит магнитные поля, используемые в настоящей работе. Кроме того, ситуация осложняется тем, что величина энергии анизотропии, по-видимому, изменяется с изменением концентрации.

#### 4. Заключение

В результате комплексного исследования интерметаллических соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  показано, что замещение ионов тулия тербием до критической концентрации  $x_c \approx 0.15$  приводит к ЗМП, в результате которого в подсистеме  $3d$ -электронов Co возникает дальний магнитный порядок, а магнитный момент в расчете на ион Co достигает  $\sim \mu_B$ .

Причиной такого поведения является рост эффективного поля, действующего на  $3d$ -подсистему кобальта со стороны редкоземельной подрешетки, поскольку Tb-ион обладает существенно большей величиной спина ( $S = 3$ ) по сравнению с Tm-ионом ( $S = 1$ ). В соединениях с  $x < 0.15$  величина эффективного поля меньше критического значения ( $H_c \approx 70$  Т), при котором возможен дальний магнитный порядок в Co-подрешетке. В составах с  $x \geq 0.15$  обменное поле превышает значение  $H_c$ , вследствие чего кобальтовая подрешетка магнитоупорядочена. В то же время кобальтовая подрешетка за счет Co–Tm-обмена усиливает магнитный порядок в подсистеме магнитных моментов Tm-ионов.

Магнитное состояние соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  в области концентраций  $0 < x \leq 0.15$  является неоднородным и характеризуется наличием больших (до 100 Å) областей ближнего ферромагнитного порядка, формирующихся в окрестности ионов Tb.

Изменение магнитного состояния соединений  $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$  с ростом  $x$  до  $x_c \approx 0.15$  проявляется в увеличении наклона зависимости  $T_C(x)$ , а также в качественном изменении поведения температурных зависимостей электросопротивления. Наличие минимума на температурных зависимостях электросопротивления при  $0 < x < 0.15$  и немонотонная зависимость остаточного электросопротивления с резким максимумом при  $x = 0.1$  связаны с существованием локализованных спиновых флуктуаций в подсистеме  $3d$ -электронов Co, вызванных флуктуациями  $f$ – $d$ -обмена из-за частичного замещения ионов тулия тербиевыми ионами.

#### Список литературы

- [1] E. Gratz, A.S. Markosyan. J. Phys.: Cond. Matter **13**, 23, R 385 (2001).
- [2] N.H. Duc, D.T. Kim Anh. J. Magn. Magn. Mater. **242–245**, Pt 2, 873 (2002).
- [3] N.H. Duc, D.T. Kim Anh, P.E. Brommer. Physica B **319**, 1, 1 (2002).
- [4] Z.W. Ouyang, F.W. Wang, Q. Hang, W.F. Liu, G.Y. Lin, J.W. Lynn, J.K. Liang. J. Alloys Comp. **390**, 1–2, 21 (2005).
- [5] I.V. Golosovsky, B.E. Kviatkovsky, S.V. Sharygin, I.S. Dubenko, R.Z. Levitin, A.S. Markosyan, E. Gratz, I. Mirebeau, I.N. Goncharenko, F. Bouree. J. Magn. Magn. Mater. **169**, 2, 123 (1997).
- [6] E. Gratz, R. Hauser, A. Lindbaum, M. Maikis, R. Resel, G. Schaudy, R.Z. Levitin, A.S. Markosyan, I.S. Dubenko, A.Yu. Sokolov, S.W. Zochowski. J. Phys.: Cond. Matter **7**, 3, 597 (1995).
- [7] R. Hauser, E. Bauer, E. Gratz, H. Muller, M. Rotter, H. Michor, G. Hilscher. Phys. Rev. B **62**, 2, 1198 (2000).
- [8] J. Rodriguez-Carvajal. Physica B **192**, 1–2, 55 (1993).
- [9] N.V. Baranov, A.A. Yermakov, A.A. Podlesnyak. J. Phys.: Cond. Matter **15**, 31, 5371 (2003).
- [10] N.V. Baranov, A.A. Yermakov, A.N. Pirogov, A.E. Teplykh, K. Inoue, Yu. Hosokoshi. Physica B **269**, 3, 284 (1999).
- [11] N.V. Baranov, A.N. Pirogov. J. Alloys Comp. **217**, 1, 31 (1995).
- [12] P.E. Brommer, I.S. Dubenko, J.J.M. Franse, R.Z. Levitin, A.S. Markosyan, R.J. Radwanski, V.V. Snegirev, A.Yu. Sokolov. Physica B **183**, 4, 363 (1993).
- [13] D. Gignoux, F. Givord, R. Perrier, F. Sayetat. J. Phys. F **9**, 5, 763 (1979).