

МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОРЯДОК–БЕСПОРЯДОК В СОЕДИНЕНИЯХ $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$

С. В. Григорьев^{a*}, *Н. А. Григорьева*^{b**}, *А. Х. А. Елмаев*^{c,d}, *А. Х. Исламов*^c,
А. И. Кузлин^c, *А. М. Барташевич*^b, *Е. Г. Герасимов*^b, *Н. В. Мушников*^b

^a *Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, НИЦ «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

^b *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева, Уральское отделение Российской академии наук
620108, Екатеринбург, Россия*

^c *Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

^d *Центр ядерных исследований, Управление по атомной энергии Египта
13759, Каир, Египет*

Поступила в редакцию 17 апреля 2026 г.,
после переработки 5 мая 2026 г.
Принята к публикации 5 мая 2026 г.

Методом малоуглового рассеяния нейтронов исследована магнитная структура соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ ($x = 0, 0.10, 0.25$) в температурном диапазоне от 260 до 400 К, выше и ниже критической температуры T_c . Зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов от переданного импульса Q демонстрируют наличие трех вкладов, которые различаются по функции рассеяния (Q -зависимости интенсивности) и по эволюции этих зависимостей с температурой. Рассеяние на крупномасштабных доменах намагниченности наблюдается ниже T_c и описывается зависимостью Порода Q^{-n} . Брэгговский пик от несоразмерной магнитной структуры наблюдается также ниже T_c в области больших Q . Рассеяние орнштейн-церниковского типа на критических флуктуациях намагниченности наиболее ярко выражено для высоких температур. Температура перехода порядок–беспорядок, определяемая по максимуму рассеяния на критических флуктуациях, растет с концентрацией: $T_c = 300 \pm 2$ К, 325 ± 2 К, 353 ± 3 К для соединений с концентрацией $x = 0, 0.10, 0.25$ соответственно. Несоразмерная магнитная структура со сложным температурным поведением наблюдается во всех соединениях, при этом период структуры растет с концентрацией x . Ферромагнитная компонента намагниченности обнаружена только в допированных Tb соединениях при $T < T_c$. Выше T_c магнитная структура распадается на флуктуирующие ферромагнитные плоскости, придавая происходящему магнитному фазовому переходу квазидвумерный характер.

Ключевые слова: магнитная структура соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$, малоугловое рассеяние нейтронов, критические флуктуации намагниченности, несоразмерная магнитная структура, крупномасштабные домены намагниченности

DOI: 10.31857/S0044451026070066

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства соединений типа RMn_6X_6 , где R — редкоземельный элемент (Sc, Y, Pr, Nd, Sm, Gd–Lu), а

X — металл с незаполненной p -оболочкой (Sn, Ge, Ga, In), хорошо известны [1, 2]. Однако разнообразие видов магнитного упорядочения в таких составах затрудняет понимание физических механизмов, порождающих эти свойства. Соединения RMn_6X_6 имеют гексагональную слоистую структуру $P6/mmm$ ($a_0 = b_0 = 5.4784 \text{ \AA}$, $c_0 = 8.925 \text{ \AA}$) (рис. 1 а). Между плоскостями (0.5, 0.5, 0.755) и (0.5, 0.5, 1.245), сформированными магнитными атомами Mn (выделены

* E-mail: grigoryev_sv@pnpi.nrcki.ru

** E-mail: n.a.grigorieva@yandex.ru

красным на рис. 1 а), находятся плоскости из атомов $X_1-X_2-X_1$, различающихся кристаллографическим положением, а между плоскостями марганца (0.5, 0.5, 0.245) и (0.5, 0.5, 0.755) — плоскости из атомов $R-X_3$ (выделены синим на рис. 1 а) [3, 4]. Атомы Mn образуют кагоме-сетку в базисной плоскости. В этой структуре можно выделить три типа обменных взаимодействий Mn вдоль оси [0001] (ось c) (рис. 1 а): ферромагнитный обмен $J_1 < 0$ через плоскости $X_1-X_2-X_1$, антиферромагнитный обмен $J_2 > 0$ через плоскости $R-X_3$ и косвенное ферромагнитное обменное взаимодействие J_3 Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ) между следующими за ближайшими плоскостями Mn. Ферромагнитный обмен J_0 в Mn-плоскостях (перпендикулярно оси [0001]) приводит к тому, что ориентации магнитных моментов атомов Mn сонаправлены и лежат в плоскости (0001), или плоскости (ab).

Основной мотив магнитного поведения соединений типа RMn_6X_6 — серия магнитных переходов при изменении температуры, магнитного поля и концентрации примеси в системах с замещениями, например в $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$. В нулевом магнитном поле соединение YMn_6Sn_6 упорядочивается в несоразмерную спиральную фазу ниже $T_c = 333$ K (рис. 1 б). Методом порошковой дифракции нейтронов было установлено, что гелимагнитное состояние в YMn_6Sn_6 при температурах ниже T_c характеризуется двумя близкими по величине, но хорошо различимыми волновыми векторами [5], которые можно описать как ступенчатую спираль, также называемую двойной (или вложенной) плоской спиралью [6–8]. С ростом температуры до значений, близких к T_c , один из несоразмерных дифракционных рефлексов пропадает, а второй коллапсирует в антиферромагнитный пик (0, 0, 1/2) в нечетко определенном диапазоне температур 333 K $< T < 340$ K, т. е. выше критической температуры [8–10]. В то же время эксперименты методом малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) [11] показывают, что критические явления, такие как максимум интенсивности МУРН на флуктуациях намагниченности, превращение формы геликоидального пика из гауссовой в лоренцеву, аппроксимация температурной зависимости интенсивности пика, приводят к критической точке распада устойчивой геликоидальной фазы при $T \approx 305$ K. Таким образом различные эксперименты показывают сложный характер фазового перехода в YMn_6Sn_6 , захватывающий широкий диапазон температур (примерно от 300 до 340 K). Характер этого перехода остается до сих пор непонятым.

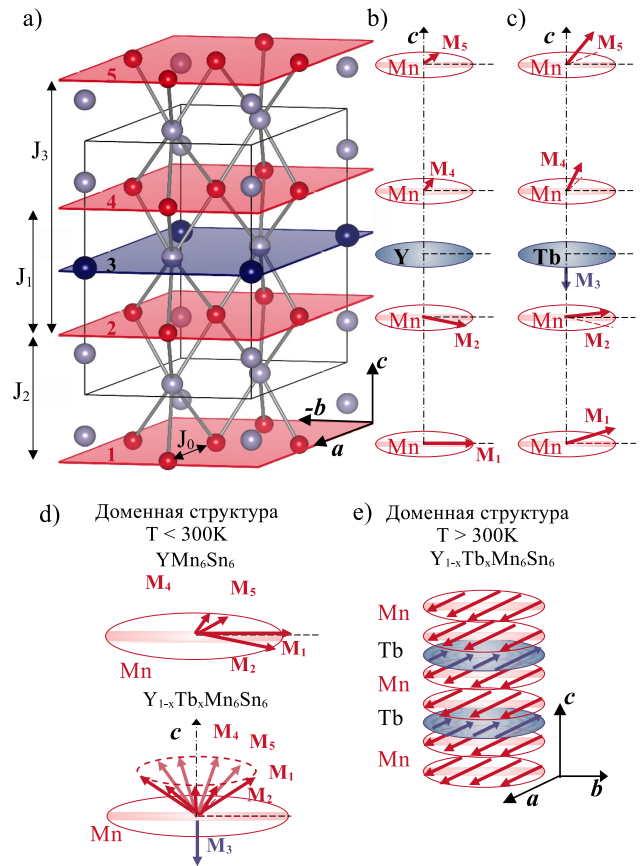


Рис. 1. а — Ромбическая призма элементарной ячейки примитивной гексагональной структуры RMn_6X_6 : синий атом — редкоземельный элемент; серый атом — металл с незаполненной p -оболочкой; красный атом — марганец. б — Схема поворота векторов намагниченности атомов Mn в плоскости (0001) в образце YMn_6Sn_6 . в — Схема поворота векторов намагниченности атомов Mn в допированных соединениях $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x < 0.6$. д — Изменение магнитной доменной структуры при замещении немагнитного атома Y на магнитный атом Tb при $T < 300$ K. е — Доменная структура в допированных соединениях $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x < 0.6$ при $T > 300$ K

Магнитное поле, приложенное вдоль оси c , при всех температурах отклоняет магнитные моменты из плоскости (ab), формируя коническую магнитную структуру вдоль оси c . В магнитном поле, приложенном в плоскости (ab), образуется ряд фаз, последовательно сменяющих друг друга с увеличением поля: двойная плоская спиральная структура при $0 \leq H < H_{c1}$, поперечная коническая спираль $H_{c1} \leq H < H_{c2}$, веерообразная структура при $H_{c2} \leq H < H_{c3}$, индуцированная полем ферромагнитная фаза при $H_{c3} \leq H$ [8–10, 12]. Вся последовательность этих фаз возникает в результате

конкуренции между обменными взаимодействиями, магнитной анизотропией и энергией Зеемана [6, 7]. Особое внимание уделяется изучению обусловленных флуктуациями магнитной структуры хиральных свойств высокотемпературных магнитных фаз, возникающих в области комнатных температур с приложением магнитного поля. Например, топологический эффект Холла (ТЭХ) был недавно обнаружен в $Y\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ [8, 12], максимальная величина которого наблюдается при температуре около 245 К и приложенном поле около 4 Тл в плоскости (ab), т. е. в фазе поперечной конической спирали. В работе [8] высказана гипотеза, что, в отличие от некопланарных и скирмионных материалов, $Y\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ без статической спиновой хиральности динамически формирует ненулевое внутреннее скирмионное магнитное поле за счет преимущественного возбуждения хиральных флуктуаций с заданной хиральностью. Это поле отклоняет проводящий заряд и, таким образом, создает дополнительную компоненту эффекта Холла — ТЭХ. Авторы работы [12], однако, пришли к другому заключению — ТЭХ не может возникнуть из-за магнитной скирмионной решетки, а вместо этого возникает из-за индуцированной полем в плоскости двойной веерной спиновой структуры с компонентами вдоль оси c . В любом случае авторы работ [8, 12] связывают ТЭХ с возникновением хиральности в магнитной системе, которая была обнаружена в высокотемпературной фазе вблизи T_c с помощью дифракции поляризованных нейтронов [10].

Более того, в работе [13] исследовали диодный эффект протекания электрического тока в гелимагнетике $Y\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ и установили, что знак удельного сопротивления зависит от хиральности магнитной спирали. Диодный эффект резко возрастает вблизи магнитного перехода из гелимагнетика в полностью поляризованное полем ферромагнитное состояние в широком температурном диапазоне ниже температуры гелимагнитного перехода $T_c = 330$ К. В работе [14] методом дифракции поляризованных нейтронов показано, что можно управлять хиральностью в гелимагнитном $Y\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ за счет одновременного приложения магнитного поля и электрического тока. Таким образом, было продемонстрировано управление хиральностью в металлическом гелимагнетике, что должно заложить прочную основу для развития будущей гелимагнитной спинтроники.

Соединение TbMn_6Sn_6 представляет собой коллинеарный ферромагнетик с критической температурой $T_c = 423$ К. Ферромагнитное упорядочение в TbMn_6Sn_6 обусловлено сильным отрицательным обменным взаимодействием подрешеток Tb и Mn

[15–17]. Ниже критической температуры, в диапазоне $300 \text{ К} < T < T_c$, в силу преобладания планарной анизотропии подрешетки Mn магнитная анизотропия соединения TbMn_6Sn_6 имеет тип «легкой плоскости» (рис. 1 *e*) [18, 19]. При температурах ниже 300 К в соединении преобладает одноосная магнитокристаллическая анизотропия подрешетки Tb, которая превосходит планарную анизотропию подрешетки Mn, поэтому ось c является направлением легкого намагничивания, и формируется ферромагнитная коническая спираль (рис. 1 *d*). При низких температурах конус превращается в чистый ферромагнетик со средней намагниченностью вдоль оси c . Такая серия фазовых переходов с температурой наблюдается и в смешанных соединениях $Y_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ с $x < 0.6$ [20, 21].

Таким образом, конкуренция между одноосной магнитокристаллической анизотропией подрешетки Tb и магнитной анизотропией типа легкая плоскость подрешетки Mn приводит к неколлинеарному межплоскостному упорядочению между ферромагнитными кагоме-плоскостями Mn в смешанных соединениях $Y_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$. Неколлинеарное межплоскостное упорядочение, в свою очередь, может приводить к появлению новых нетривиальных электронных топологических состояний, например, топологического эффекта Холла в отсутствие нарушения кристаллографической инверсионной симметрии, конусов Дирака, плоских зон (зон с почти нулевой дисперсией), диодного эффекта протекания электрического тока и т.п. В работе [22] в интерметаллиде TbMn_6Sn_6 было обнаружено новое нетривиальное электронное топологическое состояние. Методом низкотемпературной ($T = 4.2$ К) сканирующей туннельной микроскопии с атомным разрешением исследовалась практически бездефектная плоскость атомов марганца (0.5, 0.5, 0.245) с ферромагнитной кагоме-решеткой. Кагоме-решетка в семействе RMn_6Sn_6 , состоящая из треугольников, соединенных вершинами, естественным образом имеет релятивистские пересечения зон в углах зоны Бриллюэна. Включение спин-орбитальной связи и внеплоскостного ферромагнитного упорядочения в кагоме-решетку эффективно реализует бесспиновую модель Холдейна путем генерации топологических фермионов со щелью Черна. Однако прямая экспериментальная визуализация этого явления с помощью электронной микроскопии остается сложной задачей из-за наличия атомов Sn (одна из кристаллографических позиций (1, 1, 0.3367), см. рис. 1 *a*) в слое кагоме, из-за плотной упаковки решеток кагоме и тенденции к образованию намаг-

ниченности в плоскости марганца. Однако для соединения TbMn_6Sn_6 характерны сильная внеплоскостная намагниченность и наибольшая коэрцитивная сила (1.1 Тл) в семействе RMn_6Sn_6 . Это позволило наблюдать квантование Ландау слоя кагоме при приложении магнитного поля вдоль оси c . Квантованная структура конуса Ландау характеризуется спин-поляризованной дисперсией Дирака (фермионов Дирака) с большой щелью Черна вблизи уровня Ферми. При этом щель Черна индуцируется не внешним полем, а внутренней спин-орбитальной связью.

Важно отметить, что структура RMn_6X_6 является слоистой (квазидвумерной) с разницей величин обменных интегралов в плоскости (ab) и вдоль оси c почти на два порядка. Согласно теореме Мермина–Вагнера [23], ферромагнитное упорядочение в двумерных плоскостях сильно подавляется, а магнитная динамика контролируется слабыми межплоскостными обменными взаимодействиями, которые обычно фрустрируются. Выше T_c соединения RMn_6X_6 характеризуются сильными и относительно медленными внутриплоскостными флуктуациями вектора намагниченности, что создает благоприятную почву для формирования сложных магнитных структур ниже точки фазового перехода. Это напоминает хорошо известный нематический переход в планарной гейзенберговской модели J_1-J_2 [24], где эти флуктуации могут привести к появлению локального немагнитного параметра порядка при отсутствии дальнего магнитного порядка.

Настоящая работа описывает результаты исследования магнитного перехода типа порядок–беспорядок в $\text{Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$ методом малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) в температурном диапазоне от 260 до 400 К при нулевом магнитном поле. Цель исследования — выявление особенностей на магнитной фазовой диаграмме в области фазового перехода в квазидвумерном магнетике, характеризующемся кратной разницей в обменных интегралах в плоскости (ab) и между плоскостями вдоль оси c , а также межподрешеточным конкурирующим взаимодействием одноосной магнитокристаллической анизотропии и анизотропии типа легкая плоскость с изменением концентрации магнитной редкоземельной примеси.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описаны синтез образцов и аттестация их кристаллической структуры, а также установка МУРН и условия проведения эксперимента. В разд. 3 представлены кривые МУРН — зависимости интенсивности рассеяния от переданного импульса в широком

температурном диапазоне ниже и выше температуры магнитного упорядочения. В разд. 4 и 5 представлены результаты аппроксимации кривых рассеяния модельной функцией и температурные зависимости параметров подгонки. В разд. 6 обсуждаются полученные результаты, а в разд. 7 представлены выводы и заключение.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ОБРАЗЦЫ

Образцы $\text{Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$ выплавлялись из высокочистых металлов в индукционной печи в атмосфере аргона. Гомогенизирующий отжиг проводился при 800 °С в течение 48 ч. Согласно результатам рентгенографических измерений, образцы имели гексагональную структуру типа HfFe_6Ge_6 [25] (пространственная группа $P6/mmm$, ионы Y/Tb занимают позицию 1a, атомы Mn — 6i, а атомы Sn находятся в узлах 2c, 2d и 2e). С ростом концентрации до $x = 0.25$ постоянная решетки a_0 уменьшается от 5.5262 до 5.5215 Å, постоянная решетки c_0 увеличивается от 9.011 до 9.0215 Å [21].

Эксперименты по МУРН на трех образцах соединений $\text{Y}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ ($x = 0, 0.10, 0.25$) проводились в температурном диапазоне от 260 до 400 К в нулевом магнитном поле. Образцы предварительно размалывали в порошок с размером отдельной частицы 0.5–1 мм. Измерения проводились на времяпролетной установке малоуглового рассеяния нейтронов YuMO с двухдетекторной системой [26] на реакторе ИБР-2 (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна). Управление прибором осуществлялось с помощью программного обеспечения *SoPIX+* [27]. Эксперименты проводились при расстояниях от образца до детектора 5.28 и 13.04 м, что приводило к общему диапазону по переданному импульсу $Q \in [0.005-0.5] \text{ \AA}^{-1}$. Измеренные времяпролетные спектры корректировались с учетом пропускания, толщины образца и веса, а также фонового рассеяния от экспериментальной кюветы. Спектры нормировались на интенсивность рассеяния от эталонного образца ванадия с помощью программного обеспечения SAS [28], что обеспечивало интенсивность рассеяния нейтронов в абсолютных единицах см^{-1} . Преимуществом МУРН перед дифракцией нейтронов является возможность изучить крупномасштабные пространственные спиновые флуктуации и/или домены ферромагнитного типа в диапазоне предельно малых переданных импульсов Q .

3. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЙЯНИЕ НЕЙТРОНОВ: Q -ЗАВИСИМОСТЬ

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения YMn_6Sn_6 при $T = 261, 300, 315, 393$ К. Установлено, что кривая рассеяния состоит из трех вкладов: (i) высокоинтенсивное рассеяние при малых Q , (ii) геликоидальный брэгговский пик в области больших Q и (iii) широкое «плечо» рассеяния, наиболее ярко выраженное для высоких температур. Три вклада легко различаются по функции рассеяния (Q -зависимости интенсивности) и по эволюции этих зависимостей с температурой. Высокоинтенсивное рассеяние при малых Q идентифицировано как ядерное рассеяние на поликристаллах образца YMn_6Sn_6 . Его амплитуда не зависит от температуры и описывается зависимостью Порода от переданного импульса, Q^{-n} , где $n = 3.10 \pm 0.05$. Геликоидальный брэгговский пик описывается функцией Гаусса. С ростом температуры его позиция Q_c смещается в область больших значений переданного импульса Q , а амплитуда постепенно уменьшается до его полного исчезновения. Широкое плечо рассеяния увеличивается с ростом температуры, имеет максимум в области магнитного перехода $T \sim T_c = 300 \pm 2$ К, а затем уменьшается. Этот вклад в рассеяние хорошо описывается функцией Лоренца с центром при $Q = 0$.

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения $\text{Y}_{0.9}\text{Tb}_{0.1}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ при $T = 261, 333, 393$ К. Как и для образца YMn_6Sn_6 , рассеяние можно описать суммой трех вкладов. Однако высокоинтенсивное рассеяние при малых Q теперь идентифицировано как сумма ядерного и магнитного рассеяний на крупномасштабных неоднородностях — поликристаллах образца $\text{Y}_{0.9}\text{Tb}_{0.1}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ и (ферро)ферримагнитных доменах. Оно по-прежнему описывается зависимостью Q^{-n} , где $n = 3.10 \pm 0.05$, но амплитуда рассеяния уменьшается с ростом температуры в области фазового перехода (вблизи T_c). На кривой рассеяния на рис. 3 наблюдается двойной геликоидальный брэгговский пик, описываемый двумя функциями Гаусса с позициями $Q_{b1} = 0.078 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_{b2} = 0.135 \text{ \AA}^{-1}$, не меняющимися с температурой, а их амплитуды обращаются в нуль с ростом температуры при $T_c = 325 \pm 2$ К. Широкое плечо рассеяния, описываемое функцией Лоренца с центром при $Q = 0$, имеет максимум интенсивности в точке магнитного фазового перехода при $T_c = 325 \pm 2$ К, а затем уменьшается.

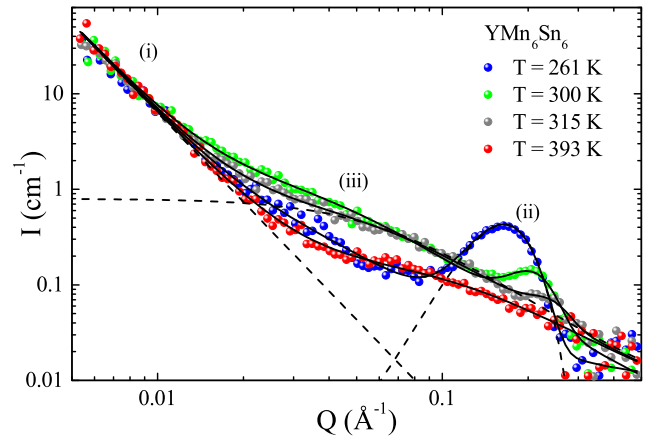


Рис. 2. Зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения YMn_6Sn_6 при $T = 261, 300, 315, 393$ К. Сплошными линиями показаны кривые наилучшего совпадения формулы (1) с экспериментальными данными. Штриховые линии — пример графического изображения трех слагаемых из (1) (трех вкладов в рассеяние)

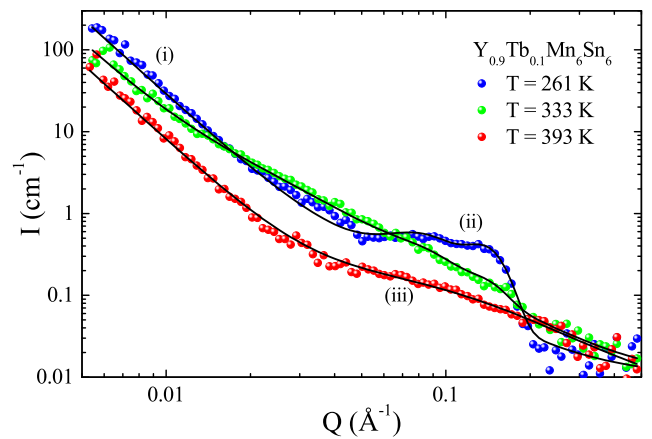


Рис. 3. Зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения $\text{Y}_{0.9}\text{Tb}_{0.1}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ при $T = 261, 333, 393$ К. Сплошными линиями показаны кривые наилучшего совпадения формулы (1) с экспериментальными данными

На рис. 4 представлена зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения $\text{Y}_{0.75}\text{Tb}_{0.25}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$ при $T = 261, 300, 353, 393$ К. Рассеяние описывается суммой трех вкладов, аналогично картине рассеяния для соединения $\text{Y}_{0.9}\text{Tb}_{0.1}\text{Mn}_6\text{Sn}_6$. Различия наблюдаются для геликоидальной структуры: единственный брэгговский пик в диапазоне температур 261–300 К смещается с ростом температуры от $Q_b = 0.065 \text{ \AA}^{-1}$ в область малых переданных импульсов до $Q_b = 0.043 \text{ \AA}^{-1}$. Широкое плечо рассеяния, описываемое функцией

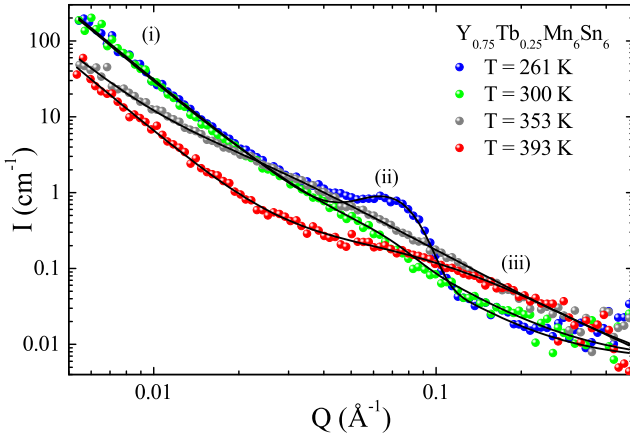


Рис. 4. Зависимость интенсивности МУРН от переданного импульса Q для соединения $Y_{0.75}Tb_{0.25}Mn_6Sn_6$ при $T = 261, 300, 353, 393$ К. Сплошными линиями показаны кривые наилучшего совпадения формулы (1) с экспериментальными данными

Лоренца с центром при $Q = 0$, имеет максимум амплитуды при $T_c = 353 \pm 5$ К.

Кривые рассеяния на рис. 2–4 для образцов чистого YMn_6Sn_6 и допированных Tb соединений с $x = 0.10, 0.25$ полностью совпадают для температуры $T \geq 393$ К, где наблюдаются только два вклада в рассеяние: (i) высокоинтенсивное рассеяние при малых Q , идентифицированное как ядерное рассеяние на поликристаллах образца, и (iii) широкое плечо рассеяния.

Таким образом, зависимости интенсивности рассеяния от переданного импульса (рис. 2–4) аппроксимировались суммой функций:

$$I(Q) = \frac{A_d}{Q^n} + \sum_i A_{bi} \exp\left[-\frac{(Q - Q_{bi})^2}{2\omega_{bi}^2}\right] + \frac{A_l \kappa}{4Q^2 + \kappa^2}. \quad (1)$$

Здесь первый член — приближение Порода — описывает высокоинтенсивное рассеяние при малых значениях переданного импульса Q (A_d — амплитуда рассеяния на крупномасштабных неоднородностях). Второй член — сумма функций Гаусса — описывает индивидуальные брэгговские отражения с параметрами A_{bi} (амплитуда пиков Брэгга), ω_i (их ширина), Q_{bi} (их положение), $i = 1, 2$ для образца $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.1$, для двух других образцов $i = 1$. Третий член — функция Лоренца — описывает критическое рассеяние нейтронов на ферромагнитных флуктуациях. Его появление и рост вблизи T_c характеризуют близость системы к магнитному фазовому переходу. Здесь A_l — интегральная амплитуда критического рассеяния,

$\kappa = \xi^{-1}$ — обратная корреляционная длина критической флуктуации намагниченности. Соответствующая этому рассеянию корреляционная функция имеет вид $(1/r) \exp(-r/\xi)$.

4. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА КРИТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ

На рис. 5 а представлены температурные зависимости амплитуды A_l критического рассеяния нейтронов на магнитных флуктуациях для трех соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$. С понижением температуры амплитуда A_l рассеяния на критических флуктуациях демонстрирует сначала рост и острый максимум, а затем быстрое уменьшение. Температурную точку максимума амплитуды A_l можно идентифицировать как точку фазового перехода T_c , т. е. как температуру упорядочения магнитных моментов атомов Mn в плоскости (ab) : $T_c = 300 \pm 2$ К, 325 ± 2 К, 353 ± 5 К соответственно для $x = 0, 0.10, 0.25$.

Температурные зависимости обратной корреляционной длины κ критических флуктуаций (ширины лоренцевского члена в формуле (1)) для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$ представлены на рис. 5 б. Величина κ уменьшается с уменьшением температуры до некоторой величины κ_{min} в критической точке T_c и не меняется при дальнейшем понижении температуры. Точки максимума амплитуды в зависимости $A_l(T)$ и точки минимума в зависимости $\kappa(T)$ совпадают. Интересно отметить, что величина κ_{min} совпадает для допированных соединений с $x = 0.10, 0.25$ и в два раза меньше величины κ_{min} для чистого соединения с $x = 0$. Это свидетельствует о том, что максимальная корреляционная длина $\xi_{max} = 1/\kappa_{min}$ критической флуктуации в соединении с $x = 0$ ограничена величиной 14 ± 1 Å, а в допированных соединениях — величиной 28 ± 1 Å. Также на рис. 5 хорошо видно наличие кроссовера (точки перегиба кривых) в температурных зависимостях $A_l(T)$ и $\kappa(T)$ в образце YMn_6Sn_6 при температуре $T_c + 20$ К = 320 К, что свидетельствует о сложном характере перехода.

5. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА УПОРЯДОЧЕННОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

Второе слагаемое в формуле (1) описывает брэгговские пики — результат дифракции нейтронов

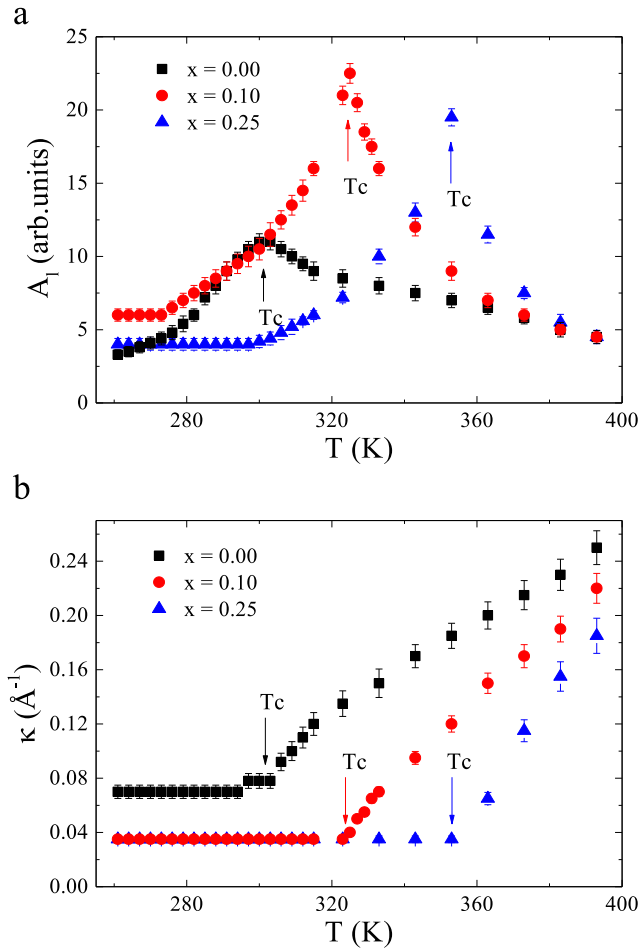


Рис. 5. Температурные зависимости амплитуды A_l критического рассеяния нейтронов на критических магнитных флуктуациях (а) и обратной корреляционной длины κ критических флуктуаций (б) для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$

на геликоидальной структуре. Для соединения YMn_6Sn_6 брэгговский пик, хорошо различимый при $T = 260 \text{ K} < T_c$ (рис. 6, зависимость $A_b(T)$), быстро уменьшается с ростом температуры и приближением к $T_c = 300 \pm 2 \text{ K}$. Однако он не исчезает до конца (хвост в зависимости $A_b(T)$) и виден при $T > T_c$ вплоть до $T = 330 \pm 5 \text{ K}$. Позиция Q_b этого пика смещается в область больших Q вблизи фазового перехода (см. ниже рис. 9), при этом максимально быстрое смещение пика по шкале переданных импульсов, dQ/dT , наблюдается при $T = T_c \approx 300 \text{ K}$.

Для соединения $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.1$ хорошо различим двойной брэгговский пик при $T = 260 \text{ K}$. Амплитуды A_{b1} и A_{b2} уменьшаются с ростом температуры и обращаются в нуль при $T_c = 325 \pm 2 \text{ K}$ (рис. 7, зависимости $A_b(T)$). При

этом позиции Q_{b1} и Q_{b2} этих пиков не меняются с температурой и равны $Q_{b1} = 0.078 \pm 0.002 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_{b2} = 0.135 \pm 0.002 \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 9), что соответствует периодам геликоида, равным $d_1 = 81 \pm 1 \text{ \AA}$ и $d_2 = 46 \pm 1 \text{ \AA}$. Отметим, что периоды геликоида увеличились в допированных тербием соединениях.

Для соединения $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.25$ при $T = 260 \text{ K}$ хорошо различим один брэгговский пик $Q_b = 0.065 \pm 0.002 \text{ \AA}^{-1}$, что соответствует периоду $d = 97 \pm 1 \text{ \AA}$ (рис. 9). Его амплитуда A_b уменьшается с ростом температуры и обращается в нуль при $T \approx 300 \text{ K}$ (рис. 8, зависимость $A_b(T)$), что значительно меньше критической температуры $T_c = 353 \pm 5 \text{ K}$ для этого соединения. Между тем период геликоидальной структуры растет с ростом температуры и достигает величины $d = 157 \pm 1 \text{ \AA}$ при $T \approx 300 \text{ K}$ — температуре своего исчезновения.

Температурные зависимости амплитуды A_d высокоинтенсивного рассеяния при малых значениях переданного импульса Q для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$ представлены на рис. 6, 7, 8 соответственно. Это рассеяние идентифицировано как сумма ядерного и магнитного рассеяний на крупномасштабных неоднородностях — поликристаллах и (ферро)ферритмагнитных доменах для допированных соединений с $x = 0.10, 0.25$. Для образца YMn_6Sn_6 величина A_d не меняется с температурой (рис. 6, зависимость $A_d(T)$) и может быть идентифицирована как результат рассеяния нейтронов на ядрах. Температурные зависимости амплитуды рассеяния A_d для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.10, 0.25$ носят схожий характер: они не меняются в области температур $T \in [260-300] \text{ K}$, затем практически линейно убывают с ростом температуры, достигая минимального значения при $T \approx T_c$ (различной для двух соединений). Минимальное значение амплитуды A_d высокоинтенсивного рассеяния оказывается одинаковым для всех трех составов и относится к рассеянию нейтронов на ядерной структуре образцов.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Для каждого образца амплитуды A_l , A_b и A_d , полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных формулой (1), описывают одну и ту же систему магнитных моментов, претерпевающую фазовый переход порядок–беспорядок. Поэтому характерные точки на температурных зависимостях $A_l(T)$, $A_b(T)$ и $A_d(T)$ совпадают, отра-

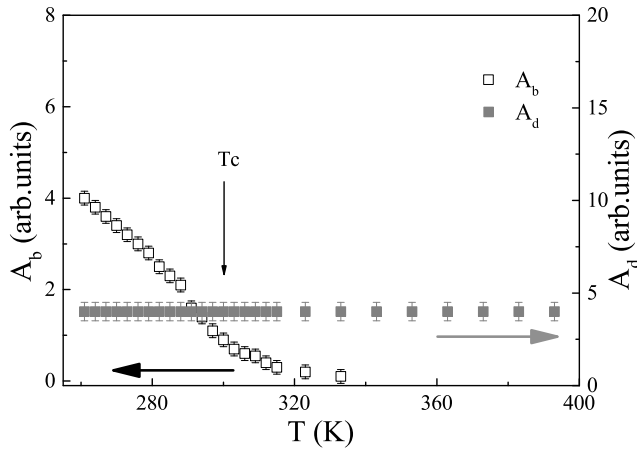


Рис. 6. Температурные зависимости амплитуд брэгговского пика A_b и высокоинтенсивного рассеяния A_d при малых Q для соединения YMn_6Sn_6

жая тем самым связь между возникновением критических флуктуаций магнитных моментов, упорядоченной магнитной структурой и существованием крупномасштабных неоднородностей — (ферро)ферромагнитных доменов. Для всех трех соединений максимум амплитуды рассеяния на критических флуктуациях в зависимости $A_l(T)$ (рис. 5 а) дает значение критической температурной точки T_c . Выше этой температуры магнитная система состоит из ферромагнитных плоскостей атомов Mn с флуктуирующими магнитными моментами. Корреляционная длина таких ферромагнитных флуктуаций $\xi = 1/\kappa$ (рис. 5 б) максимальна в точке T_c и убывает с ростом температуры, так что при $T \approx 400$ К она достигает величины 4–5 Å вне зависимости от концентрации Tb. Эта величина фактически достигает толщины одного ферромагнитно-упорядоченного слоя Mn. Ниже критической температуры, по мере удаления от T_c , критические флуктуации быстро затухают и формируется упорядоченная фаза, характеризующаяся двумя вкладами в кривую рассеяния нейтронов: рассеяние на магнитных доменах с амплитудой A_d и рассеяние на геликоидальной структуре с амплитудой A_b .

Для $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.25$ магнитная структура описывается коническим ферромагнитным геликоидом с осью конуса вдоль оси c (см. рис. 1 с). При увеличении температуры от 260 К амплитуда A_b быстро уменьшается и исчезает при $T > 300$ К (рис. 8), т.е. геликоидальная структура распадается. Период конической ферромагнитной геликоиды $d = 2\pi/Q_b$ (рис. 9) несоизмерен постоянной решетки и увеличивается с ростом температуры от 95 Å ($T = 260$ К) до 145 Å ($T = 300$ К). В

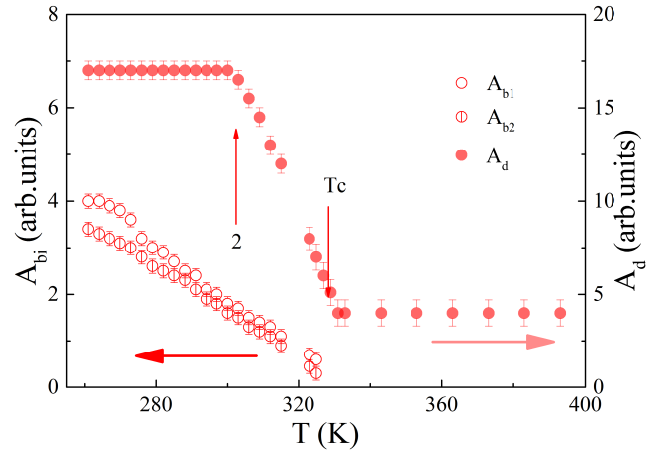


Рис. 7. Температурные зависимости амплитуд брэгговских пиков $A_{b(1,2)}$ и высокоинтенсивного рассеяния A_d при малых Q для соединения $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.10$. Цифра 2 отмечает переход из конической (ферромагнитной) фазы, ориентированной вдоль оси c , в ферромагнитную фазу в плоскости (ab) с ориентацией намагниченности вдоль оси a

этой же температурной области $260 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ амплитуда A_d не меняется, т.е. магнитная доменная структура устойчива (рис. 8). Но с ростом температуры от $T = 300$ К до $T_c = 353$ К амплитуда A_d линейно уменьшается, свидетельствуя о постепенном исчезновении доменной структуры. Опираясь на выводы работ [15, 20], можно заключить, что при $T = 300$ К наблюдается переход из конической (ферромагнитной) фазы, ориентированной вдоль оси c (см. рис. 1 d), в ферромагнитную фазу в плоскости (ab) с ориентацией намагниченности вдоль оси a (см. рис. 1 e). В свою очередь, последняя претерпевает фазовый переход второго рода в парамагнетик при $T_c \approx 353$ К.

Для недопированного соединения YMn_6Sn_6 геликоидальная структура описывается плоским геликоидом в виде двойной плоской спирали в плоскости (ab) (см. рис. 1 b) с периодом, несоизмерным периоду кристаллической решетки. Ферромагнитного порядка не наблюдается, потому что Y является немагнитным аналогом редкоземельных элементов, но сложная структура двойной плоской спирали [6–8] обеспечивает и сложный характер фазового перехода. На рис. 6 видно, что брэгговский пик от магнитной спирали с уменьшающимся периодом $d = 2\pi/Q_b$ (рис. 9) и низкой интенсивностью A_b все еще наблюдается выше температуры перехода $T_c \approx 300$ К, определенной по максимуму амплитуды рассеяния $A_l(T)$ на критических флуктуациях в плоскостях Mn (см. рис. 5 а), и исчезает при тем-

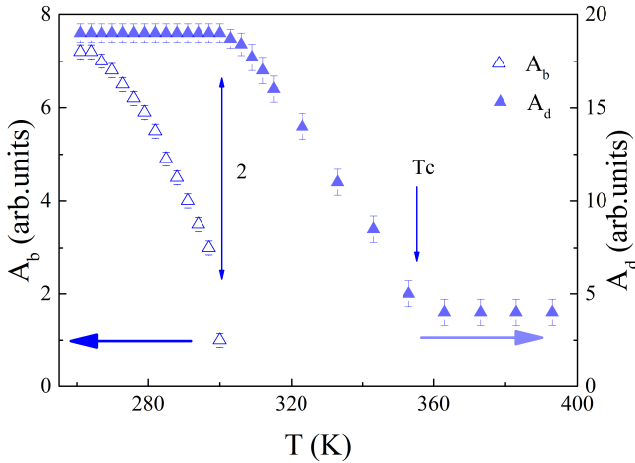


Рис. 8. Температурные зависимости амплитуд брэгговского пика A_b и высокоинтенсивного рассеяния A_d при малых Q для соединения $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.25$. Цифра 2 отмечает переход из конической (ферримагнитной) фазы, ориентированной вдоль оси c , в ферримагнитную фазу в плоскости (ab) с ориентацией намагниченности вдоль оси a

пературе 333 К (рис. 6). Таким образом, геликоидальная структура распадается при $T \approx 333$ К. При этом рассеяние с амплитудой A_d не меняется и соответствует минимальному значению амплитуды для всех трех составов, равному аналогичной величине при рассеянии на ядерной структуре.

Аналогично, в работах [8, 14] методом высокоразрешающей нейтронной дифракции наблюдалась несоразмерная фаза (плоская двойная спираль) с уменьшающимся периодом при росте температуры и исчезновением при $T = 333$ К. Вместе с этим наблюдалось образование антиферромагнитной (соразмерной) фазы в одной температурной точке $T \approx 340$ К, которая названа авторами «критической температурной точкой для соединения YMn_6Sn_6 ». Однако мы предполагаем, что и антиферромагнитная конфигурация при $T \approx 340$ К, и несоразмерная фаза (плоская двойная спираль), наблюдаемые в работах [8, 14] и в нашем исследовании в диапазоне температур 300–333 К, существуют за счет флуктуирующих магнитных моментов в плоскостях Mn и, таким образом, сами эти конфигурации являются медленно флуктуирующими во времени и в пространстве объектами. В любом случае тщательное исследование температурной зависимости интегральной интенсивности брэгговского пика от двойной плоской спирали, выполненное в [11], дает точку ее распада при $T \approx 305$ К, что приводит к заключению, что магнитные явления при температурах выше этой точки следует рассматривать

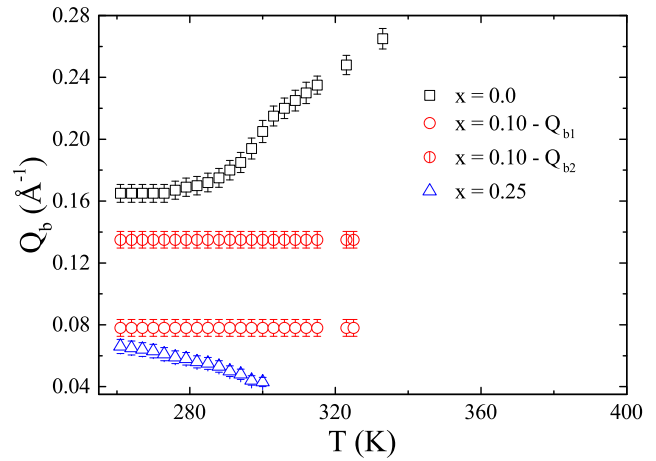


Рис. 9. Температурные зависимости позиции Q_b брэгговских пиков для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$

как часть сложного фазового перехода в структуре YMn_6Sn_6 , обусловленного набором обменных интегралов J_1, J_2, J_3 и J_0 .

Для $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0.10$ упорядоченная фаза характеризуется как рассеянием на магнитных доменах с амплитудой A_d , так и рассеянием на геликоидальной структуре с амплитудами A_{bi} , где $i = 1, 2$. Очевидно, что двойной брэгговский пик (рис. 3) обусловлен особенностями структуры двойной спирали, характерной для этих соединений [6, 7]. Интенсивности брэгговских пиков линейно уменьшаются с ростом температуры, демонстрируя разрушение геликоидальной структуры при $T_c = 325$ К (рис. 7, зависимость $A_b(T)$). Интересно отметить, что доменная ферримагнитная структура устойчива при температурах ниже 300 К и распадается лишь с повышением температуры до $T = T_c$ (рис. 7, зависимость $A_d(T)$). Сопоставляя температурные зависимости амплитуды A_d рассеяния на магнитных доменах для соединений с $x = 0.10, 0.25$, можно заключить, что при $T = 300$ К магнитная система $Y_{0.9}Tb_{0.1}Mn_6Sn_6$ также поменяла конфигурацию легкая ось (рис. 1 *c*) на конфигурацию легкая плоскость (рис. 1 *b*). Другая особенность — совпадение температуры $T_c = 300$ К для недопированного состава ($x = 0$) и температуры неустойчивости доменной структуры для допированных образцов. Очевидно, что критическая температура $T_c \approx 300$ К недопированного образца служит мерой энергии, связывающей плоскости Mn, что в присутствии атомов Tb, задающих новую (осевую) анизотропию системы, оказывается критической для этой анизотропии и проигрывает плоскостной анизотропии.

Вся совокупность экспериментальных данных, полученных методом МУРН для соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ с $x = 0, 0.10, 0.25$, свидетельствует, по-видимому, о фундаментальном свойстве магнитной системы, распадающейся на ферромагнитные плоскости Mn при фазовом переходе порядок–беспорядок. Для чистого соединения с $x = 0$ можно предположить, что быстрое исчезновение геликоидальной структуры в области фазового перехода при T_c сопровождается одновременным появлением флуктуаций соизмеримых антиферромагнитной [8] и ферромагнитной фаз [11]. Эти две соизмеримые фазы сосуществуют выше T_c : антиферромагнитная фаза очень похожа на структуру при температуре Нееля, где магнитные слои внутри элементарной ячейки через плоскости $Y-Sn_3$ связаны антиферромагнитно, а через плоскости $Sn_1-Sn_2-Sn_1$ — ферромагнитно, при этом ферромагнитная фаза похожа на структуру вблизи температуры Кюри.

Замещение Y на Tb меняет энергетический баланс, внося антиферромагнитную компоненту и приводя к образованию ферримагнитной структуры Mn–Tb/Y. Эта дополнительная связь между слоями увеличивает температуру фазового перехода T_c и вносит конкуренцию в анизотропию системы, заставляя намагниченность ферромагнитной плоскости Mn то оставаться в плоскости (ab), то выходить из нее, формируя коническую фазу, то ориентироваться вдоль оси c в зависимости от температуры. Допирование редкоземельными элементами, по-видимому, также влияет на величину среднего магнитного момента на атоме Mn, который мало меняется с температурой ниже температуры ~ 300 К. В экспериментах по МУРН это выражается в величине рассеяния на ферримагнитных доменах (амплитуда A_d), не меняющаяся при $T < 300$ К. Такое влияние было отмечено в эксперименте по нейтронной дифракции в соединении $Y_{0.5}Dy_{0.5}Mn_6Sn_6$, где средний магнитный момент атома Dy постепенно растет с понижением температуры до своей естественной величины $10.6\mu_B$ на атом при $T = 0$, а средний момент атома Mn после резкого роста остается неизменным ниже 300 К и равным $2.3\mu_B$ на атом [29]. Аналогичное явление наблюдалось в экспериментах с $TbMn_6Sn_6$, $HoMn_6Sn_6$ [16] и в $TbMn_{6-x}Cr_xSn_6$ ($x = 1, 2$) [30]. Это еще раз подчеркивает, что магнитная система $Y_{1-x}R_xMn_6Sn_6$ лучше всего описывается как квазидвумерный флуктуирующий ферромагнетик выше $T = T_c$, который скачком намагничивается при температурах около 300 К. А допирование редкоземельными элементами лишь сглаживает этот переход, формируя проме-

жуточную ферримагнитную структуру в диапазоне температур 300 К– T_c .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом малоуглового рассеяния нейтронов исследована магнитная структура соединений $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ в температурном диапазоне от 260 до 400 К, выше и ниже точки фазового перехода T_c порядок–беспорядок. Можно предположить, что выше T_c магнитная структура распадается на флуктуирующие ферромагнитные плоскости Mn, придавая происходящему магнитному фазовому переходу квазидвумерный характер. Отметим нетривиальную природу этой парамагнитной фазы, состоящей из плоскостей Mn с флуктуирующим магнитным моментом. Критические флуктуации по теореме Мермина–Вагнера демонстрируют неустойчивость ферромагнитного порядка в двумерных системах и могут быть описаны новым, немагнитным параметром порядка вдоль оси c [24]. Медленно флуктуирующие ферромагнитные плоскости способны упорядочиться в разнообразные спиновые структуры: сложную двойную спираль ($x = 0$), коническую спираль, ферримагнетик ($x = 0.1, 0.25$). Фазовый переход из флуктуирующей фазы в упорядоченную в YMn_6Sn_6 происходит сложным образом через систему кроссоверов. Подразумевается, что на базе флуктуирующих ферромагнитных плоскостей с понижением температуры в диапазоне 300–340 К возможно образование сначала антиферромагнитной соразмерной (но флуктуирующей) фазы, затем спиральной (также флуктуирующей) фазы и, наконец, устойчивой спиральной фазы при $T \approx 300$ К. Допирование редкоземельным элементом упрощает фазовый переход, и флуктуирующие плоскости Mn сразу упорядочиваются в коллинеарную магнитную (ферримагнитную для системы плоскостей Mn–R) структуру. Ферромагнитная компонента этой (ферримагнитной) структуры растет с понижением температуры от T_c до $T \approx 300$ К, а затем «замораживается», что подтверждает необходимость рассмотрения упорядочения в этой системе как фазового перехода от двумерной магнитной системы к ее трехмерному аналогу.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований за предоставление пучкового нейтронного времени, а также персоналу установки

МУРН YuMO за техническую поддержку во время экспериментов.

Финансирование. Исследование в Екатеринбурге выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации для Института физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН.

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Szytula, *Handbook of Crystal Structures and Magnetic Properties of Rare Earth Intermetallics*, CRC Press, London (1994).
2. N. V. Baranov, E. G. Gerasimov, and N. V. Mushnikov, *Phys. Met. Metallogr.* **112**, 711 (2011).
3. F. Canepa, R. Duraj, C. Lefèvre et al., *J. Alloys Compd.* **383**, 10 (2004).
4. T. Mazet, O. Isnard, and B. Malaman, *J. Phys. Condens. Matter* **17**, 1547 (2005).
5. G. Venturini, D. Fruchart, and B. Malaman, *J. Alloys Compd.* **236**, 102 (1996).
6. E. V. Rosenfeld and N. V. Mushnikov, *Physica B* **403**, 1898 (2008).
7. E. V. Rozenfel'd, N. V. Mushnikov, and V. V. Dyakin, *Phys. Met. Metallogr.* **107**, 557 (2009) [Е. В. Розенфельд, Н. В. Мушников, В. В. Дякин, *ФММ* **107**, 599 (2009)].
8. N. J. Ghimire, R. L. Dally, L. Poudel et al., *Sci. Adv.* **6**, 1 (2020).
9. P. E. Siegfried, H. Bhandari, D. C. Jones et al., *Commun. Phys.* **5**, 58 (2022).
10. R. L. Dally, J. W. Lynn, N. J. Ghimire et al., *Phys. Rev. B* **103**, 094413 (2021).
11. A. A. Bykov, Y. O. Chetverikov, A. N. Pirogov et al., *JETP Lett.* **101**, 699 (2015) [А. А. Быков, Ю. О. Четвериков, А. Н. Пирогов и др., *Письма в ЖЭТФ* **101**, 7770 (2015)].
12. Qi Wang, K. J. Neubauer, Ch. Duan et al., *Phys. Rev. B* **103**, 014416 (2021).
13. H. Masuda, J. Ohe, Y. Nii et al., *Phys. Rev. Res.* **7**, 033019 (2025).
14. H. Masuda, Y. Yanagisawa, K. Ohishi et al., arXiv:2512.05436v1.
15. G. Venturini, B. Chafik, E. Idrissi et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **94**, 35 (1991).
16. B. Chafik, E. Idrissi, G. Venturini et al., *J. Less-Common Met.* **175**, 143 (1991).
17. B. Malaman, G. Venturini, R. Welter et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **202**, 519 (1999).
18. N. K. Zajkov, N. V. Mushnikov, M. I. Bartashevich et al., *J. Alloys Compd.* **309**, 26 (2000).
19. N. K. Zaikov, A. N. Pirogov, N. V. Mushnikov et al., *JETP Lett.* **72**, 436 (2000) [Н. К. Зайков, А. Н. Пирогов, Н. В. Мушников и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 623 (2000)].
20. N. K. Zajkov, N. V. Mushnikov, E. G. Gerasimov et al., *J. Alloys Compd.* **363**, 40 (2004).
21. S. G. Bogdanov, N. V. Mushnikov, P. B. Terent'ev et al., *Phys. Met. Metallogr.* **114**, 566 (2013) [С. Г. Богданов, Н. В. Мушников, П. Б. Терентьев и др., *ФММ* **114**, 617 (2013)].
22. J.-X. Yin, W. Ma, T. A. Cochran et al., *Nature* **583**, 533 (2020).
23. N. D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
24. P. Chandra, P. Coleman, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 88 (1990).
25. H. Bhandari, Z. Ning, and P.-H. Chang, *npj Quantum Mater.* **10**, 99 (2025).
26. A. I. Kuklin, A. Kh. Islamov, and V. I. Gordeliy, *Neutron News* **16**, 16 (2005).
27. A. S. Kirilov, E. I. Litvinenko, N. V. Astakhova et al., *Instr. Exp. Tech.* **47**(3), 334 (2004).
28. A. G. Soloviev, T. M. Solovjeva, O. I. Ivankov et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **848**, 012020 (2017).
29. T. Hori, H. Shiraishi, K. Indoh et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, e433 (2004).
30. P. Schobinger-Papamantellos, G. Andre, J. Rodriguez-Carvajal et al., *J. Alloys Compd.* **306**, 47 (2000).

Magnetic Order–Disorder Phase Transition in $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ Compounds

S. V. Grigoriev^{a*}, *N. A. Grigoryeva*^{b**}, *A. H. A. Elmekavy*^{c,d}, *A. H. Islamov*^c, *A. I. Kuklin*^c,
A. M. Bartashevich^b, *E. G. Gerasimov*^b, *N. V. Mushnikov*^b

^a B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of National Research Center «Kurchatov Institute»
 188300, Gatchina, Leningrad Region, Russia

^b M. N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
 620108, Yekaterinburg, Russia

^c Joint Institute for Nuclear Research
 141980, Dubna, Moscow Region, Russia

^d Nuclear Research Center, Egyptian Atomic Energy Authority
 13759, Cairo, Egypt

*E-mail: grigoryev_sv@pnpi.nrcki.ru

**E-mail: n.a.grigoryeva@yandex.ru

Received April 17, 2026

Revised May 5, 2026

Accepted May 5, 2026

Abstract

The magnetic structure of $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ compounds ($x = 0, 0.10, 0.25$) was studied by small-angle neutron scattering (SANS) in the temperature range from 260 to 400 K, above and below the critical temperature T_c . The momentum transfer dependences of the SANS intensity demonstrate the presence of three contributions to the scattering, which differ in the scattering functions (Q -dependences of the intensity) and its evolutions with temperature. Scattering by large-scale magnetization domains is observed below T_c and described by the Porod dependence Q^{-n} . The Bragg peak from the incommensurate magnetic structure is also observed below T_c in the region of large Q . The Ornstein–Zernike scattering by critical ferromagnetic fluctuations is most pronounced at high temperatures. The order–disorder transition temperature, determined from the maximum scattering by critical fluctuations, increases with concentration: $T_c = 300 \pm 2$ K, 325 ± 2 K, 353 ± 3 K for compounds with concentrations $x = 0, 0.10, 0.25$, respectively. An incommensurate magnetic structure with complex temperature behavior is observed in all compounds, while the period of the structure increases with concentration x . The ferromagnetic component of magnetization was detected only in Tb-doped compounds at $T < T_c$. Above T_c , the magnetic structure decays into fluctuating ferromagnetic planes, imparting a quasi-two-dimensional character to the occurring magnetic phase transition.

Keywords: magnetic structure of $Y_{1-x}Tb_xMn_6Sn_6$ compounds, small-angle neutron scattering, critical magnetization fluctuations, incommensurate magnetic structure, large-scale magnetization domains

Funding. The research in Yekaterinburg was carried out within the framework the State Assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for the M. N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflicts of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.