

УДК 537.632/537.9/538.911

На правах рукописи



Дядькин Вадим Александрович

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КУБИЧЕСКИХ ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ
МАГНЕТИКОВ $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ И $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Гатчина — 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии наук Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
Григорьев С. В.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Боков В. А.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

кандидат физико-математических наук,
доцент
Садыков Р. А.
Лаборатория нейтронных исследований, Институт ядерных исследований РАН, г. Троицк

Ведущая организация: Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна

Защита состоится “ 17 ” июня 2010 г. в 15 ч. 00 мин. на заседании Диссертационного совета Д 002.205.01 при Учреждении Российской Академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26, ФТИ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ РАН.

Автореферат разослан “ 12 ” мая 2010 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Петров А.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В современной физике конденсированного состояния важное место занимают исследования сложных магнитных структур, таких как геликоидальные магнетики, фрустрированные магнитные соединения, спиновые стёкла, низкоразмерные магнитные материалы. Физические свойства таких соединений определяются тонкой <<игрой>> различных взаимодействий. Сосуществование сильного изотропного обменного взаимодействия наряду со слабыми релятивистскими взаимодействиями, нарушающими спиновую симметрию, приводит к появлению сложных магнитных структур и к новым явлениям типа квантовых фазовых переходов, скирмионных решёток или спиновых кристаллов. Хрупкое равновесие, обусловленное этими взаимодействиями, может быть легко нарушено внешними силами, такими как давление, магнитное поле и химическое замещение, что ещё больше усиливает интерес к объектам данного типа.

Несмотря на достаточно большое число экспериментальных и теоретических исследований геликоидальных магнитных структур, многие важные вопросы ещё не решены. Например, отсутствует однозначная интерпретация некоторых экспериментальных результатов исследования физических свойств подобных магнетиков (например, идентификация различных аномалий при магнитных фазовых переходах, или выбор наиболее верной теоретической модели для описания системы). Также для геликоидальных магнетиков отсутствуют подробные экспериментальные исследования поведения их как спиновой, так и структурной киральности, которая, согласно последним представлениям, может проявлять глубокую связь между разделами физики конденсированного состояния и ядерной физикой (в частности, в данный момент активно обсуждается влияние электрослабого взаимодействия на структуру и магнитные свойства геликоидальных магнетиков).

В связи с вышеизложенным, целью настоящей диссертационной работы является изучение структуры, закономерностей поведения магнитных свойств кубических нецентросимметричных геликоидальных магнетиков $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ (с концентрациями $x = 0,10; 0,15; 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,50$) и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ (с концентрациями $y = 0; 0,06; 0,08; 0,10$).

В соответствии с целью исследования были поставлены следующие основные задачи:

1. Провести комплексное исследование закономерностей поведения во внешнем магнитном поле систем $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ с помощью измерения намагниченности и методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов.
2. На основе полученных данных построить фазовые диаграммы типа магнитное поле -- температура и температура -- концентрация. Опираясь на полученные диаграммы, рассчитать в

рамкам разработанной С.В. Малеевым теории [1] основные взаимодействия, управляющие магнитными свойствами данных систем. Получить концентрационные зависимости данных взаимодействий и сравнить их для двух исследуемых систем.

3. Исследовать закономерности критического поведения систем $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ в области магнитного фазового перехода, изучить влияние концентрации на род фазового перехода.
4. Изучить особенности спиновой и структурной киральности систем $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$. С помощью монокристаллической дифракции синхротронного излучения определить абсолютную структуру для образцов с различными концентрациями x и y .

Научная новизна. Основные результаты экспериментального исследования систем геликоидальных кубических магнетиков $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ получены впервые и заключаются в следующем:

1. Получены фазовые диаграммы для всех исследованных образцов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ с разными концентрациями x и y . На основе этих данных показана концентрационная эволюция основных взаимодействий, управляющих магнитной подсистемой.
2. Показано, что константа взаимодействия Дзялошинского-Мория является одинаковой для всех исследуемых образцов и равна $1,1 \pm 0,15$ мэВ.
3. С помощью малоуглового рассеяния в критической области показано, что тип фазового перехода в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ меняется с ростом концентрации кобальта x , а в $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ выше температуры упорядочения существуют две фазы с различными критическими индексами обратной корреляционной длины.
4. Обнаружен переворот магнитной киральности в системах $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ с ростом концентраций x и y .
5. Методом монокристаллической дифракции синхротронного излучения определена абсолютная структура исследуемых систем, найдена корреляция между структурной и магнитной киральностью.

Научная и практическая ценность. Установленные в результате выполнения работы физические закономерности вносят новый вклад в современные представления о магнитных фазовых

переходах в кубических нецентросимметричных кристаллах со сложным спиновым упорядочением, а выполненные структурные исследования предлагают качественно новые пути при решении кристаллографических задач, связанных со структурной киральностью.

Полученные экспериментальные результаты могут быть востребованы в научных лабораториях, занимающихся проблемами магнетизма и его связью с кристаллографической структурой.

Данные по изучению магнитных свойств геликоидальных магнетиков могут быть использованы при разработке новых типов магнитной памяти, датчиков нейтронной поляризации, а также для спинтронных устройств.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Исследование закономерностей поведения систем $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ во внешнем магнитном поле ниже температуры упорядочения T_c , определение значений критических магнитных полей. На основе этих данных построение фазовых диаграмм магнитное поле --- температура для широкого интервала концентраций, их сравнение и извлечение основных параметров (критические магнитные поля и температуры). Применение к полученным параметрам теории [1], получение и анализ величин основных взаимодействий исследуемых систем, таких как жёсткость спиновых волн, константы Дзялошинского и кубической анизотропии, размер энергетической щели в спектре спиновых волн.
2. Исследование критического поведения систем $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ в парамагнитной области, определение критических индексов, изучение влияния концентрации кобальта x на род фазового перехода в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$.
3. Переворот магнитной киральности в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$. Исследование абсолютной структуры и её киральности для данных соединений, определение кристаллографической киральности структуры $P2_13$, связь магнитной и структурной киральности.

Апробация работы. Результаты и положения работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1. Европейская конференция по нейтронному рассеянию ECNS2007 (Лунд, Швеция, 25 -- 29 июня 2007 г.);
2. Симпозиум по нейтронному рассеянию в сильнокоррелированных электронных системах SCES (Мюнхен, Германия, 25 -- 27 октября 2007 г.);
3. Конференция по рассеянию нейтронного, синхротронного и электронного излучений в конденсированных средах РНСЭ-2007 (Москва, 12 -- 19 ноября 2007 г.);

4. Специализированный курс HERCULES-2008 (Гренобль, Франция, 17 февраля -- 20 марта 2008 г.);
5. Симпозиум по рассеянию поляризованных нейтронов в конденсированных веществах PNCMI2008 (Токай, Япония, 1 -- 5 сентября 2008 г.);
6. XX Совещание по использованию рассеяния нейтронов в исследованиях конденсированного состояния РНИКС-2008 (Гатчина, 13 -- 19 октября 2008 г.);
7. Конференция по рассеянию поляризованных нейтронов и рентгеновского излучения для исследования вещества PNSXM2009 (Бонн, Германия, 1 -- 5 августа 2009 г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 13 научных работ, из них 7 статей опубликованы в изданиях, рекомендованных ВАК РФ.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы из 136 наименований. Работа изложена на 145 страницах и содержит 56 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, определена цель и поставлены задачи исследования, определены объекты исследований, показана научная новизна полученных результатов, их практическая и научная значимость, сформулированы основные положения, выносимые на защиту, приведены сведения об апробации работы, публикациях, структуре и объёме диссертации.

В первой главе сделан краткий литературный обзор по теме диссертации. В первом разделе приводятся сведения о различных видах модуляций в кристаллических структурах. Во втором разделе более подробно рассмотрены виды магнитных модулированных структур: даны определения синусоидальных и геликоидальных магнитных волн, приведены примеры существования магнитного упорядочения данного типа в реальных материалах. В третьем и четвёртом разделах описаны некоторые экспериментальные результаты по изучению структуры и магнитных свойств кубических нецентросимметричных (пространственная группа $P2_13$) геликоидальных магнетиков MnSi, FeGe, $Fe_{1-x}Co_xSi$ и $Mn_{1-y}Fe_ySi$. В пятом разделе дано теоретическое описание геликоидальной магнитной структуры в MnSi на базе модели Бака-Йенсена. Согласно этой модели, спиновая спираль становится стабильной в результате существования иерархии трёх основных взаимодействий. Самое сильное из них — симметричное изотропное обменное взаимодействие гейзенберговского типа ($\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$), которое стремится упорядочить спины ферромагнитно. Помимо обменного, существует дополнительное изотропное антисимметричное взаимодействие

Дзялошинского-Мория (ДМ), которое стремится разупорядочить спины, повернув их перпендикулярно относительно друг друга ($\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j$). Так как ДМ-взаимодействие значительно слабее обменного взаимодействия, оно способно лишь развернуть спины на малый угол. Третье, самое слабое анизотропное взаимодействие фиксирует направление волнового вектора спирали \mathbf{k} в пространстве. Минимизация свободной энергии, содержащей эти три взаимодействия, достигается, если волновой вектор спиновой спирали

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{d} = \frac{SD}{A}, \quad (1)$$

где D — константа ДМ-взаимодействия, а A — жёсткость спиновых волн на расстояниях много меньших периода спирали (при $q \ll k$), то есть это параметр, характеризующий силу обменного взаимодействия. S — средний спин системы, d — период спиновой спирали. В этом же разделе рассмотрена теория С.В. Малеева [1], учитывающая действие на систему внешнего магнитного поля квантовом уровне. В шестом разделе даны экспериментальные результаты изучения спиновой киральности в соединениях MnSi и $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$.

В первой части второй главы изложены краткие сведения по изготовлению и аттестации образцов. Во второй части приведены сведения из теории рассеяния поляризованных нейтронов на геликоидальных магнитных структурах в диапазоне малых углов как в геликоидальной, так и в парамагнитной фазах. В третьей части рассмотрены вопросы монокристаллической дифракции синхротронного излучения, определения абсолютной структуры и её киральности для пространственной группы $P2_13$. Дано краткое описание установок малоуглового рассеяния холодных поляризованных нейтронов SANS-2 (Научно-исследовательский центр GKSS, Геестхахт, Германия) и монокристаллической дифракции рентгеновского излучения (Швейцарско-норвежские линии SNBL BM01 Европейского центра синхротронных исследований ESRF, Гренобль, Франция).

В третьей главе приведены результаты исследования поведения системы $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ с концентрациями кобальта $x = 0,10; 0,15; 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,50$ во внешнем магнитном поле

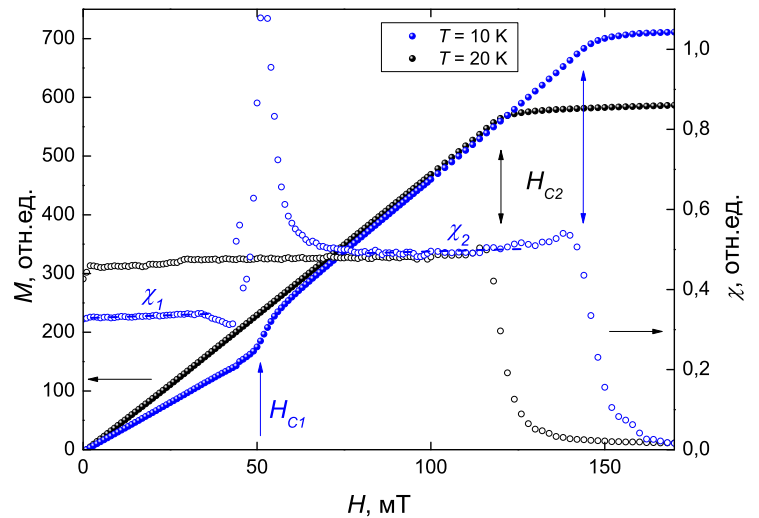


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности M (●) и восприимчивости χ (○) при 10 К (син.) и 20 К (чёрн.) в $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$.

методом измерения намагниченности с помощью СКВИД-магнитометра (рис. 1) и малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (МУРН). С помощью МУРН также измерены критические температуры перехода в геликоидальное магнитное состояние (рис. 2), как температуры, при которых появляются брэгговские пики.

Методом МУРН в нулевом магнитном поле (ведущее поле порядка 3 мТ) показано, что в $\text{Fe}_{0,90}\text{Co}_{0,10}\text{Si}$ волновой вектор спирали \mathbf{k} ориентирован вдоль оси [100]. В образце $\text{Fe}_{0,85}\text{Co}_{0,15}\text{Si}$ вектор \mathbf{k} ориентирован вдоль осей [100] и [010]. Брэгговские пики в данном случае сильно размыты, они имеют явную тенденцию образовать кольцо радиуса $|\mathbf{k}|$. В $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ вектор \mathbf{k} не имеет выделенных направлений, т.е. почти полностью разориентирован, а рассеяние выглядит как кольцо радиуса $|\mathbf{k}|$ с одинаковой интенсивностью. В $\text{Fe}_{0,50}\text{Co}_{0,50}\text{Si}$ \mathbf{k} ориентирован вдоль слабого магнитного поля ведущего поляризацию $H \approx 3$ мТ, а рассеянная интенсивность сконцентрирована в два брэгговских пика с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$. Таким образом обнаруживается явная тенденция, состоящая в том, что концентрация кобальта влияет на ориентацию волнового вектора спирали. Анизотропное обменное взаимодействие и кристаллографическая анизотропия играют решающую роль в ориентировании вектора \mathbf{k} в образцах с малой концентрацией Co. Для $x \sim 0,10$ замещение железа кобальтом не разрушает упорядочения вдоль предпочитаемых анизотропией осей $\langle 100 \rangle$. Дальнейшее увеличение количества Co вплоть до $x \sim 0,20$ приводит к локальному беспорядку и, следовательно, случайной ориентации \mathbf{k} . Ещё больший рост x приводит к полному подавлению анизотропии, при этом слабое магнитное поле 3 мТ уже полностью перестраивает магнитную структуру ($x = 0,50$) и ориентирует волновой вектор \mathbf{k} вдоль своего направления [2].

На рисунке 1 изображены кривые намагниченности M для образца $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ при $T = 10$ К и 20 К ($T_c = 38$ К). Результаты остальных образцов с другими концентрациями Co качественно повторяют данные для $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$. Для низких температур ($T = 10$ К) на линейной зависимости намагниченности виден излом в районе поля H_{C1} , т.е. в малых полях

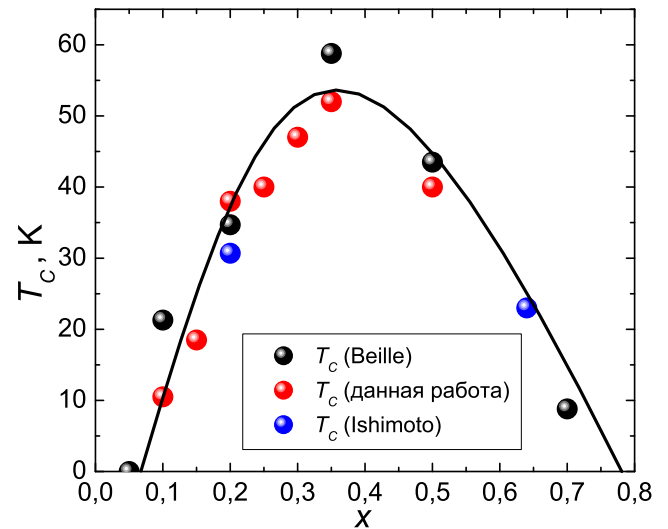


Рис. 2. Концентрационная зависимость критической температуры T_c в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. Чёрные и синие точки --- литературные данные, красные --- данная работа.

кривая $M(H)$ имеет один наклон, а при $H > H_{C1}$ --- другой. Поскольку наклон $M(H)$ определяется как магнитная восприимчивость $\chi = dM/dH$, то на рис. 1 показаны соответствующие разным наклонам восприимчивости χ_1 и χ_2 . Описанного излома не наблюдается при высоких температурах ($T = 20$ К), где кривая намагниченности имеет постоянный наклон χ_2 . Кривые $M(H)$ достигают насыщения при значении $H = H_{C2}$, что соответствует индуцированному полем фазовому переходу в ферромагнитную фазу.

Микроскопическое описание поведения спиновой спирали в магнитном поле получено с помощью МУРН. Когда приложенное магнитное поле $H \leq 60$ мТ, спиральная структура остаётся замороженной, а интенсивность рассеянных нейтронов распределена по кольцу, так как в образце с $x = 0,20$ спиновые спирали разориентрованы вследствие слабой анизотропии. При достижении полем порогового значения $H_{C1} = 60$ мТ случайно ориентированная спиновая структура начинает перестраиваться, т.е. волновой вектор \mathbf{k} поворачивается вдоль направления магнитного поля, и образец становится монокристаллическим. Кольцо интенсивности плавно трансформируется в брэгговский пик, лежащий на оси магнитного поля $\mathbf{q} = \mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$. В полях $H > H_{C1}$ спиновая структура переходит в коническую фазу, т.е. возникает компонента спина, параллельная полю, а сам спин образует конус. Угол между единичным спином и \mathbf{k} продолжает уменьшаться с увеличением поля вплоть до $H = H_{C2} = 175$ мТ, где становится равным нулю, т.е. спиральная структура разрушается, а образец переходит в ферромагнитную фазу.

В картине рассеяния этот процесс сопровождается исчезновением малоугловых брэгговских пиков. При обратном уменьшении поля H до нулевого значения образец остаётся монокристаллическим, демонстрируя сильный гистерезис в поведении интенсивности нейтронного рассеяния. В частности, при $H = 0$ мТ кольцо больше не появляется, вместо него виден брэгговский пик, его интенсивность растёт с уменьшением поля, что хорошо видно на рисунке 3 (кривая для $T = 30$ К), на котором построены полевые зависимости интенсивности образца $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$ при $T = 30$ и 35 К.

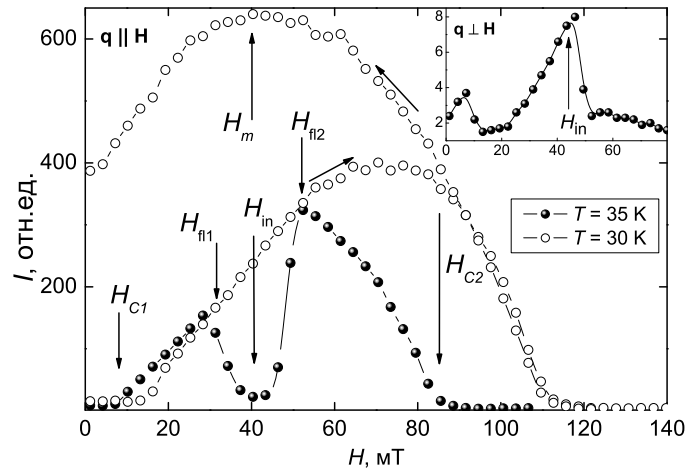


Рис. 3. Полевая зависимость интенсивности образца $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$ при $T = 30$ (○) и 35 К (●). На вставке --- полевая зависимость интенсивности $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ с волновым вектором $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ при $T = 35$ К.

Важной особенностью поведения системы $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ в магнитном поле является существование так называемой А-фазы (или **k**-флоп перехода) вблизи T_c . В дифракционном эксперименте она выглядит как 90° скачок волнового вектора от $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ к $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$. Это сопровождается уменьшением интенсивности при $\mathbf{q} = \mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ и появлением новых брэгговских пиков с $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$. Вблизи $T_c = 38$ К при $T = 35$ К кривая $I(H)$ имеет чётко выраженный минимум при $H = H_{\text{in}} \simeq 40$ мТ, значения поля H_{fl1} и H_{fl2} показывают границы А-фазы. В этом же поле интервале наблюдается появление двух брэгговских пиков с той же величиной волнового вектора, показанное на вставке рисунка 3. Необходимо обратить внимание, что положение минимума при $T = 35$ К совпадает с положением максимума при $T = 30$ К, это свидетельствует о том, что значение поля $H \simeq 40$ мТ характерно не только для критической области, но также определяет поведение системы и при низких температурах. Обнаружено также, что значения полей H_{in} , H_{fl1} и H_{fl2} почти не зависят от температуры.

Необходимо отметить, что микроскопическая теория [1] предсказывает появление А-фазы в системах типа MnSi и $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. В работе [1] показано, что в случае учёта квантовых взаимодействий система оказывается нестабильной относительно малого магнитного поля перпендикулярного волновому вектору спирали, если в теорию не ввести дополнительный параметр Δ , который является энергетической щелью в спектре спиновых волн. В случае существования такой щели энергия основного состояния в магнитном поле становится равной

$$E_H \approx -\frac{Sg\mu_B}{2H_{C2}} \left\{ H_{\parallel}^2 + \frac{H_{\perp}^2 \Delta^2}{2[\Delta^2 - (1/2)(g\mu_B H_{\perp})^2]} \right\} + FL(\hat{\mathbf{k}}), \quad (2)$$

где

$$L(\hat{\mathbf{k}}) = 2 \sin^2 \vartheta (\sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^2 \vartheta) \quad (3)$$

является кубическим инвариантом, определяющим направление \mathbf{k} относительно кристаллографических осей (ϑ и φ --- соответствующие углы), а F --- сила анизотропного взаимодействия, определяемая кубической анизотропией и анизотропным обменом. Видно, что энергия в магнитном поле зависит от первых двух слагаемых (поскольку L сравнительно мало), одно из которых

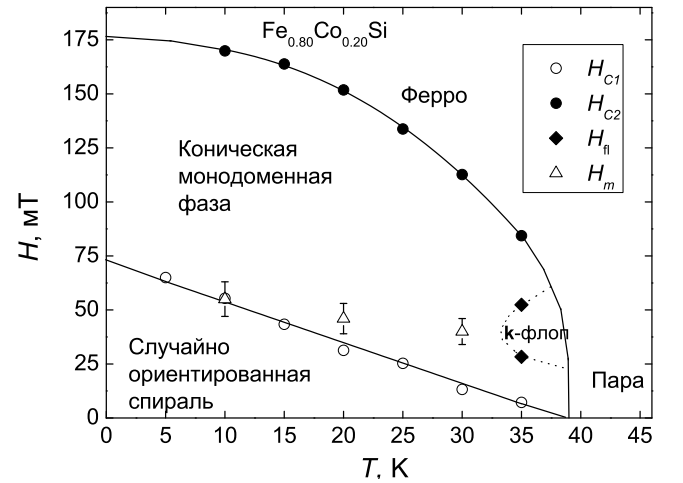


Рис. 4. $(H - T)$ фазовая диаграмма $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$.

пропорционально параллельной составляющей поля H_{\parallel} (классическая зеемановская энергия), а второе --- перпендикулярной H_{\perp} (энергия, возникающая при квантово-механическом взаимодействии спина с перпендикулярным ему полем). Поскольку $H_{\parallel} \gg H_{\perp}$, то в малых полях второй член пренебрежимо мал и энергия полностью зависит от H_{\parallel} . Однако вблизи T_c при приближении поля к значению

$$H_{\text{fl2}} \simeq \frac{\sqrt{2}\Delta}{g\mu_B} \quad (4)$$

второй член начинает резко возрастать, в результате чего спиновой спирали становится энергетически выгодно повернуться в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, что и происходит в А-фазе. Из формулы (4) можно сделать оценку величины энергетической щели.

То же выражение (2) даёт объяснение изменения наклона на кривой намагниченности $M(H)$ в поле $H = H_{C1}$ при низких температурах (рис. 1). Согласно выражению (2), есть три энергетических члена, которые определяют направление волнового вектора \mathbf{k} в пространстве: первый член зависит от H_{\parallel} , второй --- от H_{\perp} , а третий возникает вследствие анизотропии и определяется как $g\mu_B H_{C1}$. Для низких температур можно рассмотреть два предельных случая:

1. в очень слабом магнитном поле, когда направление геликоида \mathbf{k} заморожено локальной случайной анизотропией, вектор \mathbf{k} случайно ориентирован;
2. в сильном магнитном поле вектор \mathbf{k} направлен по полю, при этом $H_{\perp} = 0$.

В первом случае $H_{\perp}^2 = 2H^2/3$ и $H_{\parallel}^2 = H^2/3$, а $E_{\text{mag},1} = -g\mu_B S H^2 / (3H_{C2})$. Во втором --- $H_{\perp} = 0$, а $E_{\text{mag},2} = -g\mu_B S H^2 / (2H_{C2})$. Если учесть, что магнитная восприимчивость определяется как

$$\chi = -\frac{1}{H} \frac{dE_{\text{mag}}}{dH}, \quad (5)$$

то легко получить, что $\chi_1/\chi_2 = 2/3 \approx 0,667$. Это теоретическое предсказание находится в очень хорошем согласии с экспериментальным результатом: для $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ отношение наклонов (рис. 1) $\chi_1/\chi_2 = 0,679$, для остальных образцов это соотношение также выполняется с большой точностью. Таким образом, описанный феномен объясняется наличием в энергии основного состояния дополнительного квантового члена, пропорционального H_{\perp} . Необходимо отметить, что для относительно высоких температур анизотропия ослабевает и становится неспособной зафиксировать случайную ориентацию геликоидальной структуры. В результате магнитная восприимчивость соответствует пределу в больших полях: $\chi_2 = g\mu_B S / H_{C2}$.

Анализируя полученные экспериментальные данные, можно извлечь ряд основных параметров, таких как характеристические поля H_{C1} , H_{C2} , H_{fl2} . На основе этих данных построены

($H - T$) фазовые диаграммы (магнитное поле --- температура) для всех образцов. На рисунке 4 показана фазовая диаграмма для образца с $x = 0,20$. На фазовой диаграмме хорошо видны все состояния системы в зависимости от величин магнитного поля и температуры: полидоменная спиральная, коническая и ферромагнитная фазы. А-фаза изображена вблизи T_c в виде <<кармана>>.

Учитывая схожесть фазовых диаграмм для всех образцов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и MnSi , а также идентичность кристаллографической и магнитной структур этих двух систем, является очевидным то, что теория [1], может быть применена для оценки основных взаимодействий в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. Используя уравнения, связывающие критические поля H_{C2} и H_{C1} с определяющими их параметрами основных взаимодействий [1]: жёсткостью спиновых волн A

$$A = g\mu_B H_{C2}/k^2 \quad (6)$$

и константой анизотропии

$$F = g\mu_B H_{C1}/k^2, \quad (7)$$

а также формулы (1) (куда входит константа Дзялошинского SD) и (4) (щель в спектре спиновых волн Δ), можно сделать оценку этих четырёх взаимодействий [3]. Их концентрационная зависимость изображена на рисунке 5. Как видно из рисунка 5 (а) обменная энергия A/a^2 (здесь a --- параметр решётки, необходимый для приведения к энергетической размерности) линейно растёт с концентрацией кобальта от 1 до 6 мЭВ, из чего можно заключить, что критическая температура T_c (рис. 2) прямо не зависит от обменного взаимодействия. Однако сравнение поведения константы Дзялошинского (рис. 5 (б)) и СВ щели (рис. 5 (г)) приводит к выводу о взаимосвязи этих величин с T_c : и SD/a , и Δ имеют максимум в районе $x \approx 0,20 - 0,30$. Экстраполяция величины Δ в область малых концентраций приводит к тому, что $\Delta = 0$ при $x = 0,05$, являющейся граничной концентрацией, ниже которой магнитное упорядочение исчезает. Также необходимо обратить внимание, что максимальная величина СВ щели всего 4 мкЭВ, что в три раза меньше чем в MnSi . Энергия анизотропии F/a^2 (рис. 5 (в)), как и ожидалось, падает с ростом концентрации кобальта.

Во втором разделе третьей главы приводятся экспериментальные результаты по рассеянию поляризованных нейтронов в критической области температур в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. Рассеяние нейтронов на критических флуктуациях обнаружено в образцах с $x = 0,15; 0,20$ и не обнаружено в образце с $x = 0,50$. Из полученных экспериментальных данных сделаны оценки критических индексов:

- для $\text{Fe}_{0,85}\text{Co}_{0,15}\text{Si}$ критические индексы соответственно параметра порядка в геликоидальной фазе $\beta = 0,22 \pm 0,01$, в парамагнитной --- $\gamma = 0,79 \pm 0,04$ и обратной

корреляционной длины $\nu = 0,48 \pm 0,05$;

- для $\text{Fe}_{0,80}\text{Co}_{0,20}\text{Si}$ критический индекс параметра порядка в геликоидальной фазе $\beta = 0,23 \pm 0,04$, критическое рассеяние в парамагнитной области очень слабое и не поддаётся корректной обработке;

Необходимо отметить, что значение критического индекса β совпадает в системах $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и MnSi , что приводит к выводу о его универсальности для кубических геликоидальных магнетиков без центра инверсии. Учитывая полученные экспериментальные также можно предположить, что фазовый переход (ФП) в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ меняется в районе концентрации $x \approx 0,20$ с индуцированного критическими флуктуациями ФП первого рода (наблюдающийся в MnSi) на простой ФП первого рода. Следует также заметить, что увеличение концентрации кобальта приводит к

уменьшению анизотропии (которая достаточно велика и в MnSi , и в $\text{Fe}_{0,85}\text{Co}_{0,15}\text{Si}$, но мала в образцах с $x > 0,20$) и увеличению вклада коллективизированных электронов в магнетизм, что, в свою очередь, меняет тип фазового перехода [4].

В четвёртой главе приводятся экспериментальные результаты по рассеянию поляризованных нейтронов в почти не исследованной ранее системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ [5]. Методы исследования этой системы полностью совпадают с использовавшимися в третьей главе. В целом система $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ демонстрирует схожее поведение с $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ в магнитном поле ниже критической температуры: обнаружены изломы на полевых зависимостях намагниченности с отношением наклонов $\approx 2/3$, объясняющиеся в рамках теории [1]; все образцы одинаково эволюционируют в магнитном поле и обладают одним и тем же характеристическим набором критических полей H_{C1}, H_{C2} ; во всех образцах обнаружена А-фаза вблизи T_c в интервале полей $H_{\text{fl1}} \leq H \leq H_{\text{fl2}}$;

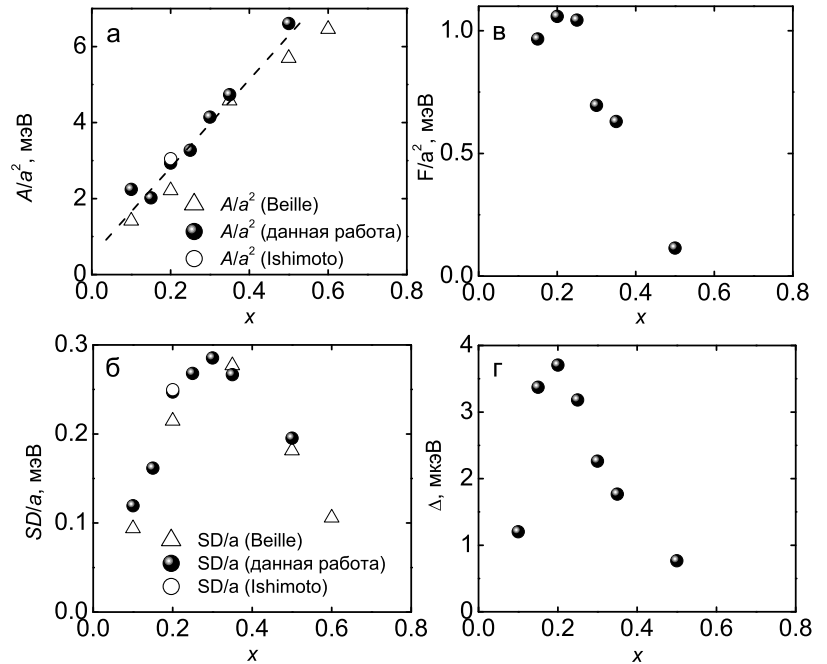


Рис. 5. Концентрационные зависимости основных взаимодействий системы $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$: (а) A/a^2 , (б) SD/a , (в) F/a^2 , (г) Δ . (○) и (△) --- на основе данных из литературы, (●) --- эксперимент.

для всех образцов построены $(H - T)$ фазовые диаграммы, на их основе сделана оценка основных взаимодействий системы.

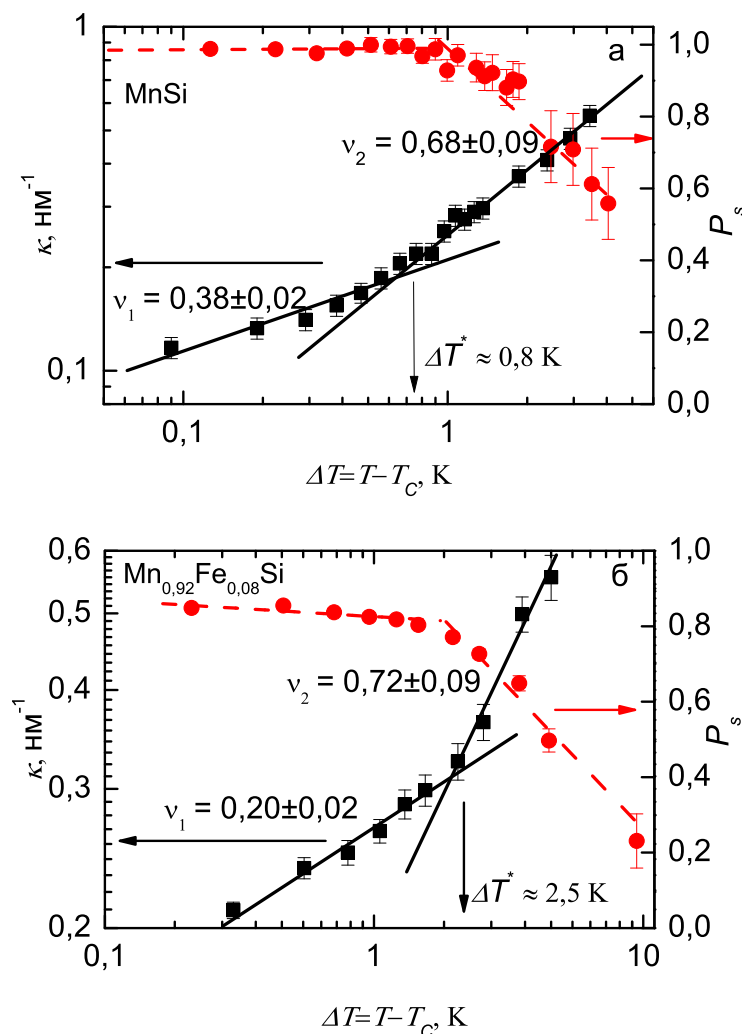


Рис. 6. Зависимости обратной корреляционной длины κ (■) и поляризации образца P_s (●) от приведённой температуры ΔT для MnSi (а) и $\text{Mn}_{0,92}\text{Fe}_{0,08}\text{Si}$ (б).

$\nu_2 = 0,72 \pm 0,09$. Поляризация P_s имеет почти постоянное значение в интервале температур $\Delta T < \Delta T^*$, но начинает резко падать при $\Delta T > \Delta T^*$.

На рисунке 7 построены концентрационные зависимости критической температуры T_c , определённой выше температуры T^* , жёсткости спиновых волн $A/(a^2k_B)$ и константы Дзялошинского $SD/(ak_B)$ (k_B --- постоянная Больцмана, необходимая для приведения размерности указанных величин к температуре). Из рисунка 7 очевидно, что температура упорядочения T_c определяется уменьшающейся величиной ФО.

Обнаружено, что в критической области температур поведение $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ отличается от поведения $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$. На построенных зависимостях поляризации образца P_s и обратной корреляционной длины κ от приведённой температуры $\Delta T = T - T_c$ (рис. 6) имеются кроссоверы (изломы). Если обозначить температуру кроссовера как T^* , то его относительная температура будет определяться как $\Delta T^* = T^* - T_c$. Обнаружено, что интервал ΔT^* расширяется с ростом концентрации y : $\Delta T^* \approx 0,8 \pm 0,2$; $2,0 \pm 0,2$; $2,5 \pm 0,3$; $3,5 \pm 0,4$ К соответственно для образцов с $y = 0$; $0,06$; $0,08$; $0,10$.

Температурная зависимость κ подчиняется скейлинговому закону $\kappa \sim \Delta T^\nu$. При этом для чистого MnSi критический индекс обратной корреляционной длины в области низких температур $\nu_1 = 0,38 \pm 0,02$, а в области высоких $\nu_2 = 0,68 \pm 0,09$. Для образца с $y = 0,08$ критические индексы соответственно равны $\nu_1 = 0,20 \pm 0,02$ и

Из анализа энергий двух основных взаимодействий (ФО и ДМ), построенных на $(T - y)$ фазовой диаграмме (рис. 7), видно, что значение $SD/(ak_B)$ становится сравнимым с $A/(a^2k_B)$ в интервале концентраций $0,13 \leq y \leq 0,15$. Этот интервал критических концентраций представляется особенно интересным для исследования, поскольку возможно существование таких концентраций в этой области составов, при которых ферромагнитный обмен будет отсутствовать, а поведение системы будет определяться исключительно ДМ-взаимодействием.

Взаимодействие Дзялошинского-Мория проявляется не только в области критических концентраций: существование флуктуирующей разупорядоченной фазы ниже T^* и выше T_c также связано с ДМ-взаимодействием. Представляется достаточно вероятным, что в области $(T - y)$ фазовой диаграммы (рис. 7), ограниченной линиями $A/(a^2k_B)$ и T_c (т.е. в интервале температур $T_c < T < T^*$) существует некая особая фаза, в которой взаимодействие Дзялошинского-

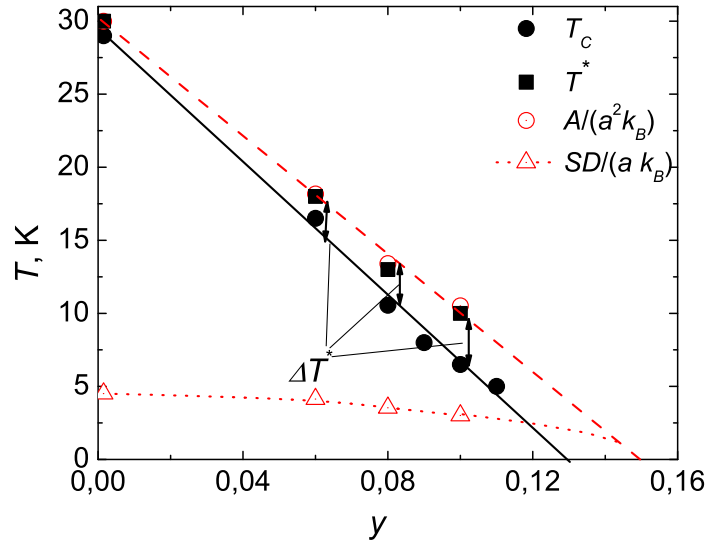


Рис. 7. Концентрационные зависимости критической температуры T_c (●), жёсткости спиновых волн $A/(a^2k_B)$ (○), константы Дзялошинского $SD/(ak_B)$ (△) и температуры T^* (■) в $Mn_{1-y}Fe_ySi$.

Мория становится достаточно сильным, чтобы конкурировать с обменным взаимодействием. В пользу этого предположения говорит то, что высокотемпературные ($T > T^*$) критические индексы обратной корреляционной длины $\nu_2^{y=0} = 0,68$ и $\nu_2^{y=0,08} = 0,72$ (Рис. 6) достаточно близки к критическому индексу классического гейзенберговского ферромагнетика $\nu = 0,71$. В этой области температур ДМ-взаимодействие не играет существенной роли, и корреляции между спиновыми флуктуациями носят исключительно ферромагнитный характер. При уменьшении температуры ниже T^* взаимодействие Дзялошинского-Мория начинает конкурировать с обменным взаимодействием, при этом поведение системы меняется коренным образом: на температурной зависимости обратной корреляционной длины образуется кроссовер, меняющий её критический индекс на $\nu = \nu_1$ (рис. 6).

Необходимо также отметить, что вычисленные в данной работе значения константы ДМ-взаимодействия SD/a входит средний спин элементарной ячейки S . Фактически средний спин S также имеет концентрационную зависимость, и поэтому для вычисления истинного значения

D/a необходимо поделить полученные выше SD/a на S . Значения S взяты из литературы.

Видно, что полученные реальные константы Дзялошинского, изображённые на рисунке 8, флуктуируют вблизи значения $1,15 \pm 0,10$ мэВ. Таким образом можно заключить, что величина взаимодействия Дзялошинского-Мория $D\mu_B/a$ в обеих системах $Fe_{1-x}Co_xSi$ и $Mn_{1-y}Fe_ySi$ не зависит от концентрации, а является, по всей видимости, свойством кристаллографической структуры с пространственной группой $P2_13$ и параметром ячейки $a \approx 4,5 \text{ \AA}$.

В пятой главе приводятся результаты исследования магнитной (спиновой) и структурной киральности в системах $Fe_{1-x}Co_xSi$ и $Mn_{1-y}Fe_ySi$ [6]. В первом разделе, с помощью малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, изучена магнитная киральность. Как известно, магнитная киральность чистого $MnSi$ ниже критической температуры T_c 100% левая. Используя образец $MnSi$ как эталонный, было обнаружено, что в обоих изучаемых системах происходит переворот спиновой киральности: в системе $Fe_{1-x}Co_xSi$ образцы с $x = 0,10$ и $0,15$, как и в случае $MnSi$, обладают левой магнитной киральностью, а остальных образцы с $x > 0,20$ --- правой; в системе $Mn_{1-y}Fe_ySi$ спиновая киральность левая в образцах с $y < 0,10$ и правая при концентрации железа $y = 0,10$. Таким образом, спиновая киральность двух систем меняется с ростом концентрации и соответствующим ему уменьшением анизотропии.

Во втором разделе сделана попытка проследить связь между магнитной и структурной киральностью. Из литературы известно, что в пространственной группе $P2_13$ атомы занимают позиции, определяемые векторами

$$(u, u, u); \left(\frac{1}{2} + u, \frac{1}{2} - u, -u\right); (-u, \frac{1}{2} + u, \frac{1}{2} - u); \left(\frac{1}{2} - u, -u, \frac{1}{2} + u\right), \quad (8)$$

где для чистого $MnSi$ $u_{Mn} = 0,138$, а $u_{Si} = 0,846$. Таким образом, в элементарной ячейке находится по четыре атома марганца и кремния.

С помощью монокристаллической дифракции синхротронного излучения были определены абсолютная структура и позиции атомов u_{Me} и u_{Si} (здесь Me --- атомы Mn , Fe или Co , т.к. они

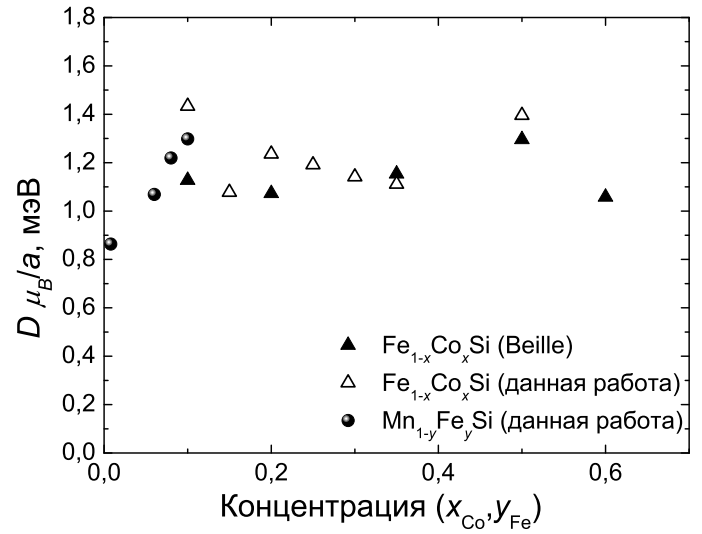


Рис. 8. Концентрационные зависимости констант взаимодействия Дзялошинского-Мория D/a в системах $Fe_{1-x}Co_xSi$ и $Mn_{1-y}Fe_ySi$ по данным из литературы (\blacktriangle) и эксперимента (\triangle), (\bullet).

занимают кристаллографически неразличимые позиции) в кристаллической ячейке в различных образцах. Обнаружено, что в случае чистого MnSi они совпадают с данными из литературы: $u_{\text{Mn}} = 0,138$, $u_{\text{Si}} = 0,846$. Для образца с $y = 0,10$ получены значения $u_{\text{Me}} = 0,3873$, $u_{\text{Si}} = 0,0093$. Полученные значения для $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ с $x = 0,10$ составили: $u_{\text{Me}} = 0,3632$, $u_{\text{Si}} = 0,6574$, а для $x = 0,25$: $u_{\text{Me}} = 0,1124$, $u_{\text{Si}} = 0,4074$.

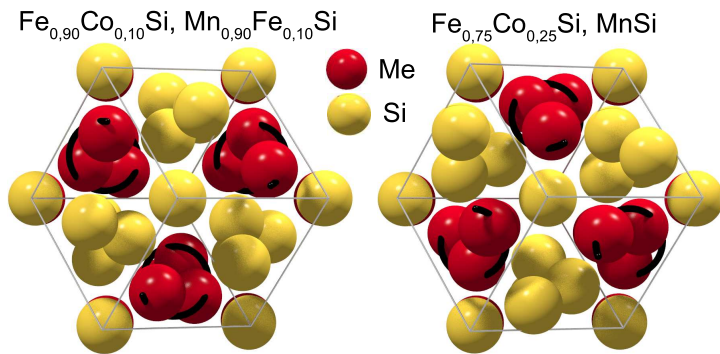


Рис. 9. Вид структуры $P2_13$ в плоскости (111) . Чёрные спирали помогают представить направление вращения атомов.

(по часовой стрелке), а атомы кремния --- наоборот, в левую (против часовой стрелки). В дальнейшем структура будет называться правой, если её металлические атомы создают правовинтовую спираль (MnSi) и левой --- в обратном случае. Также важно отметить, что MnSi и $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}\text{Si}$ имея одинаковую структурную киральность, обладают разной спиновой киральностью: левой в первом случае и правой --- во втором.

Абсолютная структура магнитноправого соединения $\text{Mn}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{Si}$ (и магнитнолевого $\text{Fe}_{0,90}\text{Co}_{0,25}\text{Si}$) оказывается левой, то есть энантиоморфной абсолютной структуре MnSi. При этом атомы металла вращаются в левую сторону, а кремния --- в правую.

Таким образом, можно сделать общий вывод, что в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ структурная киральность совпадает с магнитной, а в системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ они противоположны.

Для подведения итогов измерений магнитной и структурной киральности на рисунке 10 построена соответствующая диаграмма. На условной оси (u, u, u) в рассчитанные выше позиции u_{Me} и u_{Si} помещены атомы металла и кремния различных соединений. Атомы одного соединения связаны цветной «перемычкой» со стрелкой, показывающей направление $\text{Me} \rightarrow \text{Si}$. Магнитная киральность образца обозначена синими литерами R (правая) и L (левая). Чёрными литерами R и L обозначены области, попадая в которые, атомы создают подрешётку с соответствующей правой (R) или левой (L) структурной киральностью.

Подставляя значения u_{Me} и u_{Si} в выражения (8) можно получить и сравнить соответствующие им структуры. Эти структуры построены на рисунке 9 так, что плоскость рисунка совпадает с плоскостью (111) кубической ячейки, и ей, соответственно, перпендикулярно направлений $[111]$.

Хорошо видно, что структурная киральность MnSi и $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}\text{Si}$ одинакова, т.к. атомы металла в структуре, не лежащие на оси $\langle 111 \rangle$, вращаются в правую сторону

Из анализа диаграммы (рис. 10) становится очевидным, что структурная киральность меняется при сдвиге атомной пары Me --- Si на $1/4$ пространственной диагонали куба, так как $|u_{\text{Me}}^{\text{L}} - u_{\text{Me}}^{\text{R}}| = |u_{\text{Si}}^{\text{R}} - u_{\text{Si}}^{\text{L}}| = 0,25$. Очевидно, что такой сдвиг тождественен простой перестановке координат атомов MnSi с $u_{\text{Mn}} = 0,138$, $u_{\text{Si}} = 0,846$ на $u_{\text{Mn}} = 0,846$, $u_{\text{Si}} = 0,138$, соответствующих $\text{Mn}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{Si}$. Такая же закономерность наблюдается и для системы $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$.

На рисунке 10 также видно, что соединения $\text{Mn}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{Si}$ и $\text{Fe}_{0,75}\text{Co}_{0,25}\text{Si}$, оба обладающие правой магнитной киральностью, оказываются в примерно в одной области на оси (u, u, u) . Однако их атомные пары Me --- Si являются энантиоморфами друг друга.

Та же ситуация наблюдается для MnSi и $\text{Fe}_{0,90}\text{Co}_{0,10}\text{Si}$, т.к. если учесть, что сдвиг на $1/2$ вдоль оси $\langle 111 \rangle$ не приводит к появлению энантиоморфа, то MnSi может

быть поставлен в позиции $u_{\text{Mn}} = 0,638$, $u_{\text{Si}} = 0,346$. При такой подстановке оказывается, что $\text{Fe}_{0,85}\text{Co}_{0,15}\text{Si}$ и MnSi попадают в одну область на условной оси (u, u, u) и обладают одинаковой магнитной левой киральностью. При этом их подрешётки вращаются в разные стороны.

Необходимо отметить, что не смотря на обнаруженную связь структурной и магнитной киральности, на данный момент не понятно, как именно структура определяет киральность геликоидального магнитного порядка.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. На основе исследования закономерностей влияния внешнего магнитного поля на спиновую структуру интерметаллических соединений $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ во всём доступном интервале концентраций впервые получены значения критических магнитных полей и температур, на основе чего построены фазовые диаграммы типа магнитное поле --- температура и температура --- концентрация для всей совокупности образцов. Показано, что фазовые диаграммы для всех образцов качественно одинаковы и могут быть рассмотрены в рамках одной теории.

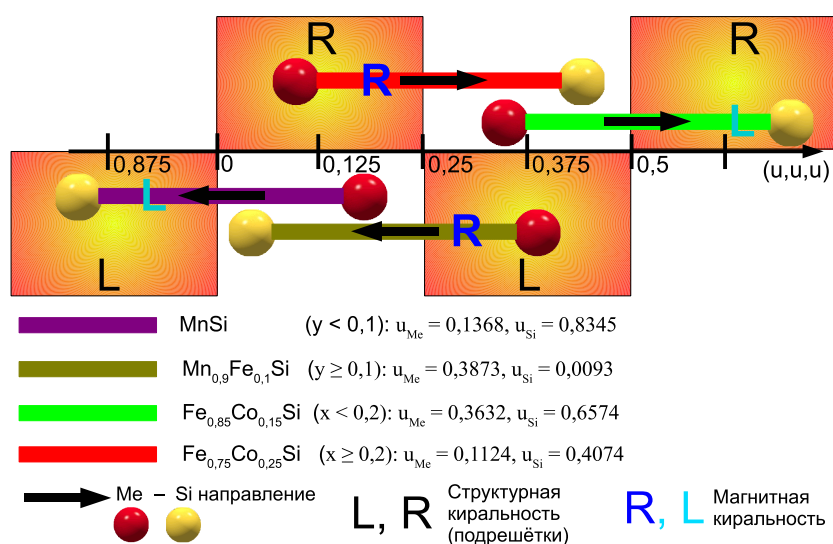


Рис. 10. Киральная диаграмма, суммирующая сведения о киральности структуры $P2_13$.

2. Из полученных фазовых диаграмм на основании теории [1] сделаны оценки основных взаимодействий, таких как жёсткость спиновых волн A , константа взаимодействия Дзялошинского-Мория D , константа анизотропии F и щель в спектре спиновых волн Δ . Показана концентрационная эволюция этих параметров. Обнаружено, что температуру фазового перехода в системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ определяет изотропное ферромагнитное обменное взаимодействие. Впервые продемонстрировано, что во всей совокупности образцов константа Дзялошинского D не зависит от концентрации и в данных системах определяется, по всей видимости, только типом пространственной группы ($P2_13$) и величиной параметра решётки ($a \approx 4,55 \text{ \AA}$).
3. В системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ показано принципиальное различие между $(T - y)$ (температура -- концентрация) и $(T - p)$ (температура -- давление) фазовых диаграмм, не смотря на качественную их схожесть. В первом случае критическая температура определяется уменьшающейся с концентрацией величиной обменного интеграла. В случае приложенного гидростатического давления основные параметры системы не меняются, а критическая температура связана с отрицательной частью квадрата щели в спектре спиновых волн Δ^2 , вызываемой магнито-упругим взаимодействием.
4. В рамках теории [1] впервые объяснены два таких экспериментальных явления как
 - излом на кривой намагниченности $M(H)$ с соответствующим изменением наклона χ_1 на χ_2 при низких температурах;
 - появление А-фазы в кубических геликоидальных магнетиках без центра инверсии.
5. При исследовании методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов изучены области критических температур, определены критические индексы намагниченности (параметра порядка) и обратной корреляционной длины. Установлено, что в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ род фазового перехода меняется с ФП первого рода, индуцированного критическими флуктуациями (при $x \leq 0,20$), на классический ФП первого рода (при $x > 0,20$). В системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ выше критической температуры обнаружены две фазы: ферромагнитная (в интервале температур $T < T_c$) и фаза, в которой взаимодействие Дзялошинского-Мория начинает конкурировать с обменным взаимодействием ($T_c < T < T^*$), при этом на температурной зависимости обратной корреляционной длины возникает кроссовер в районе T^* .

6. Обнаружен переверот магнитной киральности с ростом концентрации: левая спиновая киральность $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ при $x < 0,20$ меняется на правую при $x \geq 0,20$; в системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ левая спиновая киральность при $y \leq 0,08$ меняется на правую при $x = 0,10$.
7. С помощью синхротронного излучения измерена абсолютная структура для всех образцов. Введено понятие кристаллографической (структурной) киральности для пространственной группы $P2_13$, которая определяется по закрученности атомов в металлической подрешётке. Показано, что изменение спиновой киральности связано с изменением структурной киральности нетривиальным образом. Обнаружено, что в системе $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ структурная киральность совпадает с магнитной (левая магнитная соответствует левой структурной и наоборот), а в системе $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ они противоположны (левая магнитная соответствует правой структурной и наоборот).

Список литературы. Основное содержание диссертационной работы изложено в работах [2--14]:

- [1] Maleyev, S. V. Cubic magnets with Dzyaloshinskii-Moriya interaction at low temperature / S. V. Maleyev // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73, no. 17. – P. 174402.
- [2] Magnetic structure of $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ in a magnetic field studied via small-angle polarized neutron diffraction / S. V. Grigoriev, V. A. Dyadkin, D. Menzel et al. // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – P. 224424.
- [3] Principal interactions in the magnetic system $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$: Magnetic structure and critical temperature by neutron diffraction and SQUID measurements / S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, V. A. Dyadkin et al. // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76, no. 9. – P. 092407.
- [4] Critical scattering in the helimagnets $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ / V. A. Dyadkin, S. V. Grigoriev, E. V. Moskvin et al. // *Physica B*. – 2009. – Vol. 404, no. 17. – Pp. 2520--2523.
- [5] Helical spin structure of $\text{Mn}_{1-y}\text{Fe}_y\text{Si}$ under a magnetic field: Small angle neutron diffraction study / S. V. Grigoriev, V. A. Dyadkin, E. V. Moskvin et al. // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 79, no. 14. – P. 144417.
- [6] Crystal handedness and spin helix chirality in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ / S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin et al. // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102, no. 3. – P. 037204.

- [7] Interplay between crystalline chirality and magnetic structure in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ / S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin et al. // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81, no. 1. – P. 012408.
- [8] Нецентросимметричные кубические геликоидальные ферромагнетики $Mn_{1-y}Fe_ySi$ и $Fe_{1-x}Co_xSi$ / С. В. Григорьев, В. А. Дядькин, С. В. Малеев и др. // *Физика Твёрдого Тела*. – 2010. – Т. 52, № 5. – С. 852 -- 857.
- [9] Magnetic structure of $Fe(1-x)Co(x)Si$: polarized SANS study / V. Dyadkin, S. Grigoriev, A. Okorokov et al. // *Proceedings of 4th European Conference on Neutron Scattering*, 25 -- 29 June 2007, Lund, Sweden / Ed. by A. Rennie. – 2007. – P. 311.
- [10] Исследование магнитной структуры $Fe_{1-x}Co_xSi$ малоугловым рассеянием нейтронов / В. А. Дядькин, С. В. Григорьев, С. В. Малеев и др. // Тезисы докладов VI Национальной конференции по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов РНСЭ-2007, 12 -- 17 ноября 2007, г. Москва. – 2007. – С. 103.
- [11] *Dyadkin, V. A.* The principal interactions of the magnetic system $Fe_{1-x}Co_xSi$ / V. A. Dyadkin // *Proceedings of Workshop on Neutron Scattering in Strongly Correlated Electron Systems*, Technical University of Munich (Germany), 25th to 27th of October 2007 / Ed. by C. Pfleiderer. – 2007. – P. 5.
- [12] Magnetic structure of MnSi-type compounds: Polarized SANS study / S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, V. A. Dyadkin et al. // *Proceedings of International Conference Polarized Neutrons in Condensed Matter Investigation PNCCI2008*, 1 -- 7 September 2008, Tokai, Japan / Ed. by Y. Yamada. – 2008. – P. 25.
- [13] Critical scattering in helical ferromagnets $Fe_{1-x}Co_xSi$ / V. A. Dyadkin, S. V. Grigoriev, E. V. Moskvina et al. // *Proceedings of International Conference Polarized Neutrons in Condensed Matter Investigation PNCCI2008*, 1 -- 7 September 2008, Tokai, Japan / Ed. by Y. Yamada. – 2008. – P. 29.
- [14] Магнитная структура геликоидальных ферромагнетиков $Mn_{1-y}Fe_ySi$ / В. А. Дядькин, С. В. Григорьев, Е. В. Москвина и др. // Тезисы докладов XX Сессии по использованию рассеяния нейтронов в исследованиях конденсированного состояния РНИКС-2008, 13 -- 19 октября 2008 г., Гатчина / Под ред. А. И. Огорокова, И. В. Манин, Ю. О. Четверикова. – 2008. – С. 110.