

На правах рукописи

Дьяченко

Дьяченко Ольга Игоревна

**Магнитные фазовые переходы в системах с обменным
взаимодействием: метод случайных полей
взаимодействия**

Специальность 1.3.3 —
«Теоретическая физика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Владивосток — 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Дальневосточный федеральный университет».

Научный консультант: д-р физ.-мат. наук, проф., проф. департамента теоретической физики и интеллектуальных технологий ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет», г. Владивосток
Белоконь Валерий Иванович

Официальные оппоненты: **Исхаков Рауф Садыкович**,
д-р физ.-мат. наук, проф., гл. науч. сотр. лаборатории физики магнитных пленок Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

Харитонский Петр Владимирович,
д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. ФГБУН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

Щербаков Валерий Прохорович,
д-р физ.-мат. наук, проф., гл. науч. сотр. Обсерватории «Борок» ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет», г. Хабаровск

Защита состоится «5» июля 2024 года в 13.00 на заседании диссертационного совета 24.2.296.02, созданного на базе ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет» по адресу: 690922, Приморский край, г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10, кампус ДВФУ, корпус D, аудитория D 569.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет» и на официальном сайте университета по адресу: <https://clck.ru/39TqE4>

Автореферат разослан «___» _____ 2024 года.

врио ученого секретаря
диссертационного совета
24.2.296.02,
д-р физ.-мат. наук



Пустовалов Евгений Владиславович

Общая характеристика работы

Актуальность

За последние несколько десятилетий в исследовании магнетизма были сделаны значительные открытия и достигнуты новые уровни понимания этого явления. Был накоплен огромный объем новых знаний, которые помогли решить ряд существовавших проблем и создать новые магнитные материалы и наноструктуры, применяемые на практике.

Однако даже при таком прогрессе в физике магнетизма остается еще множество нетронутых направлений, требующих дальнейшего исследования:

1. Все больше внимания во всем мире начинают уделять аморфным магнитным веществам, таким как металлические стекла или метглассы, представляющим из себя соединения металлов с металлоидами, а также так называемым спиновым стеклам, в которых атомы расположены упорядоченно или неупорядоченно в кристаллической решетке, а магнитоактивные ионы имеют совершенно хаотическое распределение ориентаций своих спиновых магнитных моментов. Исследование спиновых стекол берет свое начало в работах Эдвардса, Андерсона, Шеррингтона, Киркпатрика, Биндера, Фишера, Гинзбурга [1—3]. Статьи, посвященные этим материалам продолжают публиковаться. Как правило, сейчас они основаны как на экспериментальных данных, так и на компьютерном моделировании. В них рассматриваются конкретные соединения, часто представляющие из себя твердые растворы [4; 5]. Кроме того, аморфные метглассы помимо теоретического интереса представляют интерес и для практиков, например, в электротехнике и радиотехнике, где они могут быть использованы как перспективный мягкий магнитный материал.

2. Особый интерес представляют полупроводниковые соединения, в частности такие, в которых полупроводниковые свойства сочетаются с ферро- или антиферромагнетизмом. Примерами таких материалов являются ферриты со структурой шпинели, гранаты и перовскиты. Впервые ферромагнитный полупроводник был синтезирован только в 1960 году [6], что имело важное значение, так как было опровергнуто предположение, что ферромагнетизм возможен только в металлах. Исследования свойств этих материалов проводились как в прошлые десятилетия [7; 8], так продолжают и в настоящее время [9—14]. Однако их изучение с точки зрения теории должно быть продолжено с расширением объектов исследования, особенно для соединений класса шпинелей, так как эти вопросы играют важную роль в развитии квантовой электроники.

3. Необходимо продолжать исследования и развитие теории магнитных фазовых переходов, особенно для различных типов ферромагнитных веществ. Также важно уделить внимание созданию новых магнитных материалов в виде тонких пленок. В последние десятилетия широко изучаются

физические явления в периодических структурах, состоящих из чередующихся слоев разных металлов, поскольку такие системы имеют большой потенциал для использования в микроэлектронике [15–18]. Комбинируя металлические пленки с разными физическими свойствами, можно получить материалы со совершенно новыми характеристиками, которые невозможно достичь в однородных проводниках. Например, многослойные пленки с чередующимися слоями ферромагнитного и неферромагнитного материалов проявляют значительное магнитосопротивление, меняющее проводимость на десятки процентов под воздействием слабого магнитного поля [19–21]. Это явление может считаться одним из наиболее впечатляющих примеров необычных свойств наноструктурированных материалов.

Простейшим классическим методом описания свойств магнитных систем с обменным взаимодействием является теория молекулярного поля. Однако она не способна описывать все многообразие видов магнитного упорядочения. Одним из подходов, позволяющих расширить возможности применения и при этом сохранить простоту теории молекулярного поля, является метод случайных полей обменного взаимодействия. Этот метод развивался многими авторами. Общий подход к определению плотности распределения случайных полей был сформулирован Чандрасекаром и успешно использовался при исследовании магнитных свойств систем взаимодействующих частиц в работах Андерсона, Беркова, Мешкова и Щербакова [22–24]. Белоконь в 1992 г. [25] предложил использовать метод случайных полей обменного взаимодействия для разбавленных магнетиков с прямым обменом. В 2002 г. [26] в работах Белоконя и Нефедова была определена приближенная плотность распределения случайных полей в виде нормального закона. При этом среднее значение и дисперсия определялись законом взаимодействия частиц. В частности, это может быть прямой обмен или косвенное взаимодействие. Преимущество этого подхода по сравнению с обычной теорией молекулярного поля в том, что он позволяет количественно описать фазовые переходы в системах с любым законом обмена, учесть возможность диффузии, а также дает возможность оценить критическую концентрацию взаимодействующих частиц, ниже которой фазовый переход невозможен.

Целью данной работы является развитие метода случайных полей обменного взаимодействия и исследование с помощью него магнитных фазовых переходов в актуальных магнитных материалах. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать влияние диффузии на формирование «протекающего кластера», обеспечивающего дальний порядок и, соответственно, уточнить температуру фазового перехода с учетом возможной диффузии.
2. В рамках метода случайных полей взаимодействия исследовать поведение магнитной восприимчивости и теплоемкости систем с

различными типами магнитного упорядочения и провести сопоставление с экспериментальными данными.

3. Применить метод случайных полей взаимодействия для изучения особенностей магнитных фазовых переходов в материалах со свойствами, интересными для практического применения (сплавы, многослойные структуры, природные ферромагнетики).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Диффузия обменно-взаимодействующих ионов в системах с отличной от нуля их концентрацией приводит к увеличению температуры фазового перехода и существенному уменьшению критической концентрации, определяющей появление дальнего порядка.
2. Метод случайных полей взаимодействия с учетом парных корреляций позволяет достаточно точно определять условия возникновения магнитных фазовых переходов.
3. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости, определенная в рамках метода случайных полей обменного взаимодействия позволяет разделить температуру разрушения дальнего порядка (температуру Кюри) и ближнего порядка (парамагнитную температуру Кюри).
4. Особенности магнитных фазовых диаграмм кристаллического сплава AuFe и магнитного полупроводника $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ получили непротиворечивое и согласующееся с экспериментальными данными объяснение в рамках предложенного метода.
5. Известные экспериментальные данные по наблюдению осцилляций в пленках CoCu с РККИ взаимодействием в значительной степени зависят от соотношения реальных периодов осцилляций обменных интегралов и последовательности производимых измерений.
6. В рамках метода случайных полей взаимодействия, учитывая обменное взаимодействие групп ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} двух подрешеток окисленного титаномагнетита, можно объяснить появление намагниченности, обратной по отношению к приложенному полю и достаточно точно описать концентрационную зависимость температуры фазового перехода.

Научная новизна результатов и выводов, представленных в диссертационной работе, состоит в следующем:

1. Возможная диффузия обменно взаимодействующих ионов увеличивает температуру фазового перехода и способствует появлению протекающего кластера при концентрациях меньших критических.
2. Метод случайных полей взаимодействия в сочетании с методами Бете-Пайерлса и Огучи позволяет определять температуры фазовых переходов, близкие к точным решениям, полученным численными методами.

3. Метод случайных полей взаимодействия позволяет различать температуру разрушения дальнего и ближнего порядка.
4. Метод случайных полей обменного взаимодействия позволяет непротиворечиво объяснить особенности магнитных фазовых переходов в сложных магнитных системах.
5. В рамках метода случайных полей взаимодействия получило объяснение самообращение спонтанной намагниченности в окисленных титаномагнетитах.

Научная и практическая значимость

Результаты, полученные в работе, имеют фундаментальную теоретическую значимость. Метод случайных полей обменного взаимодействия, в том виде, в котором он развит в диссертационной работе, может быть использован для анализа поведения широкого класса магнитных материалов. Как показано в работе, он позволяет определять условия возникновения различных типов упорядочения, описывать магнитные фазовые переходы, строить фазовые диаграммы для аморфных и кристаллических магнетиков. Кроме того, его можно использовать в геомагнетизме для объяснения различных явлений в горных породах.

Актуальность и научная значимость представленных исследований подтверждается также участием автора в выполнении проектов, поддержанных научными Фондами: ГЗ Минобрауки России №3.7383.2017/БЧ «Магнитные свойства и многомасштабная структура наноматериалов», ГЗ Минобрауки России №0657 – 2020 – 0005 «Современная многомасштабная физика: интеллектуальный дизайн новых магнитных материалов», грант Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ №НШ–2559.2022.1.2 «Спиновые стекла, спиновый лед, аморфные и нанокристаллические материалы».

Степень достоверности

Обоснованность и достоверность результатов работы подтверждается близостью результатов, полученных в различных приближениях, их сравнением с точными решениями; качественной сходимостью экспериментальных и теоретических данных; непротиворечивостью используемых моделей и основных положений статистической физики.

Апробация работы

Основные положения и результаты работы докладывались в виде устных и стендовых докладов на следующих международных конференциях: Всероссийская конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по физике, ДВГУ (Владивосток, 2010, 2011); Международный IV Евро-Азиатский симпозиум «Тренды в Магнетизме: Наноспинтроника», EASTMAG-2010 (Екатеринбург, 2010); Всероссийская конференция по теплофизическим свойствам вещества, РКТС-13 (Новосибирск, 2011); Десятая региональная научная конференция «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование» (Владивосток, 2011); Innovations

in Information and Communication Science and Technology ICST 2012 — Second Postgraduate Consortium International Workshop (Томск, 2012); Joint European Magnetic Symposia JEMS-2012 (Италия, Парма, 2012); Международный научный форум студентов, аспирантов и молодых ученых стран Азиатско-Тихоокеанского региона (Владивосток, 2012); V Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism»: Nanomagnetism, EASTMAG-2013 (Владивосток, 2013); 2nd International Conference on Computational and Theoretical Nanoscience (ICCTN 2013) (Hong Kong, China, 2013); 2013 International Forum on Mechanical and Material Engineering (IFMME 2013) (Guangzhou, China, 2013); International Conference on Mathematical Modeling in Physical Sciences (Prague, Czech Republic, 2013); INTERMAG 2015 (Beijing, China, 2015); Third Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (Владивосток, 2015); International Conference on Condensed Matter and Materials Science 2017-(IMCCMMS-17) (Adana, Turkey, 2017); Sol-SkyMag 2018 (San Sebastian, Spain, 2018); The Sixth Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (Владивосток, 2022).

Личный вклад

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Задачи, представленные в диссертации, были решены автором. Вклад автора в работы, выполненные в соавторстве считается равнозначным.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 19 печатных изданиях, опубликованных в ведущих российских и зарубежных журналах, входящих в БД Scopus, Web of Science и Перечень ВАК РФ, 30 материалах конференций и одной монографии.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена истории развития представлений о природе магнетизма, рассматривается теория молекулярного поля Вейсса, квантовая теория магнетизма, модель Шубина и Вонсовского, s-d обменная модель, теория фазовых переходов Ландау.

Во **второй главе** описаны приближенные методы, позволяющие без детального изучения свойств модели дать ответ на вопрос о возможности ее использования для описания физического процесса или явления. К числу наиболее простых и широко используемых методов относятся метод среднего поля и квазихимическое приближение.

В третьей главе описывается метод случайных полей обменного взаимодействия в комбинации с другими методами.

Метод случайных полей взаимодействия является методом молекулярного (эффективного) поля, которое, в отличие от классического подхода, рассматривается как случайная величина [27]. Гамильтониан Гейзенберга системы взаимодействующих частиц (ионов) имеет вид:

$$H = - \sum_{k>j} J_{kj} \mathbf{s}_k \mathbf{s}_j - g \mu_B H_l \sum_k \mathbf{s}_k, \quad (1)$$

где J_{kj} - обменный интеграл, \mathbf{s}_k - компоненты вектора спина, g - множитель Ланде, H_l - внешнее магнитное поле, μ_B - магнетон Бора. Поскольку $g \mu_B \mathbf{s}_k$ - магнитный момент иона \mathbf{m} , классический гамильтониан можно записать так:

$$H = - \sum_{k>j} J_{kj} \mathbf{m}_k \mathbf{m}_j - H_l \sum_k \mathbf{m}_k. \quad (2)$$

Суммирование в первом слагаемом ведется по всем парам частиц. Слагаемое $\mathbf{m}_k J_{kj} \mathbf{m}_j$ можно рассматривать как энергию магнитного момента \mathbf{m}_k в поле обменного взаимодействия $H_{kj} = J_{kj} \mathbf{m}_j$. В теории молекулярного поля (поля обменного взаимодействия) рассматривается отдельный ион $\mathbf{m}_k = \mathbf{m}$, взаимодействующий с окружением. Если внешнее поле отсутствует $H_l = 0$, то

$$H = - \sum_k \mathbf{m}_k \sum_j J_{kj} \mathbf{m}_j = - \sum_k \mathbf{m}_k H_k, \quad (3)$$

где $H_k = \sum_j J_{kj} \mathbf{m}_j$ - суммарное поле обменного взаимодействия на \mathbf{m}_k (индекс j опущен) или, по-другому, молекулярное (эффективное) поле.

Метод случайных полей взаимодействия предполагает расчет плотности распределения случайного поля H , созданного остальными моментами \mathbf{m}_k системы, на помещенном в начале координат магнитном моменте \mathbf{m}_0 .

Последовательность расчета плотности распределения случайного поля H состоит в следующем:

1. При известном условии распределения магнитных моментов \mathbf{m}_k по координатам, величине и направлению, условная плотность вероятности представляет из себя δ - функцию:

$$\delta \left(H - \sum_k \varphi_k (\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) \right), \quad (4)$$

где φ_k - поле, создаваемое в начале координат магнитным моментом \mathbf{m}_k , расположенным в точке \mathbf{r}_k .

2. Плотность распределения $W(H)$ получается суммированием по всем возможным функциям распределения магнитных моментов Φ_k :

$$W(H) = \iint \delta \left(H - \sum_k \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) \right) \prod_k \Phi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) d^3 \mathbf{m}_k d^3 \mathbf{r}_k. \quad (5)$$

В свою очередь $\Phi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) = f(\mathbf{r}_k) \tau(\mathbf{m}_k)$, поскольку распределение по координатам $f(\mathbf{r}_k)$ и магнитным моментам $\tau(\mathbf{m}_k)$ независимы.

3. Для кристаллических магнетиков распределение по координатам:

$$f(\mathbf{r}_k) = \delta(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k,0}), \quad (6)$$

где $\mathbf{r}_{k,0}$ - координаты узлов кристаллической решетки.

В рамках модели Изинга распределение по магнитным моментам:

$$\begin{aligned} \tau_k(m_k) dm_k d\theta_k &= [\alpha_k \delta(\theta_k) + \beta_k \delta(\theta_k - \pi)] \times \\ &\times [(1-p)\delta(m_k) + p\delta(m_k - m_0)] dm_k d\theta_k, \end{aligned} \quad (7)$$

где θ_k - угол между осью O_z и m_k , α_k - относительная вероятность для спина иметь направление «вверх» ($\theta_k = 0$), β_k - относительная вероятность для положения «вниз» ($\theta_k = \pi$), p - концентрация взаимодействующих («ферромагнитных») ионов, все такие ионы имеют одинаковые по величине магнитные моменты m_0 .

В поле H_k на ионе с номером k равновесные значения α_k и β_k определяются как:

$$\begin{aligned} \alpha_k &= \frac{\exp \left[\frac{m_0 H_k}{kT} \right]}{\exp \left[\frac{m_0 H_k}{kT} \right] + \exp \left[-\frac{m_0 H_k}{kT} \right]}, \\ \beta_k &= \frac{\exp \left[-\frac{m_0 H_k}{kT} \right]}{\exp \left[\frac{m_0 H_k}{kT} \right] + \exp \left[-\frac{m_0 H_k}{kT} \right]}. \end{aligned} \quad (8)$$

Термодинамически среднее значение магнитного момента:

$$\langle m_0 \rangle = m_0 \operatorname{th} \left[\frac{m_0 H_k}{kT} \right]. \quad (9)$$

4. Характеристическая функция

$A(\rho) = \int W(H) \exp(i\rho H) dH$ при этом выражается следующим образом:

$$A(\rho) = \prod_k [(1-p) + p(\alpha_k \exp[i\rho\varphi_k] + \beta_k \exp[-i\rho\varphi_k])]. \quad (10)$$

Здесь учтено, что смена направления m_k приводит к смене знака φ_k .

5. При термодинамическом и конфигурационном усреднении

$$\ln[A(\rho)] = \sum_k \ln [(1-p) + p(\langle\alpha\rangle \exp[i\rho\varphi_k] + \langle\beta\rangle \exp[-i\rho\varphi_k])], \quad (11)$$

где $\langle\alpha\rangle$ и $\langle\beta\rangle$ - термодинамически и конфигурационно усредненные значения α_k и β_k .

Разлагая в ряд $\exp[i\rho\varphi_k]$, $\exp[-i\rho\varphi_k]$ и $\ln[A(\rho)]$ до ρ^2 можно получить выражение:

$$A(\rho) \approx i\rho(\langle\alpha\rangle - \langle\beta\rangle)p \sum_k \varphi_k - \frac{1}{2!}\rho^2 [1 - (\langle\alpha\rangle - \langle\beta\rangle)^2 p] p \sum_k \varphi_k^2. \quad (12)$$

Функция распределения случайных полей $W(H)$ оказывается «размазанной» δ функцией вида

$$W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp \left[\frac{-(H - H_0M)^2}{B^2} \right] \quad (13)$$

с моментами распределения:

$$\begin{aligned} H_0 &= p \sum_k \varphi_k, \\ B^2 &= 2p [1 - (\langle\alpha\rangle - \langle\beta\rangle)^2 p] \sum_k \varphi_k^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $M = \langle\alpha\rangle - \langle\beta\rangle$ - относительный магнитный момент, термодинамически и конфигурационно усредненный.

Следует заметить, что в случае аморфного материала моменты распределения:

$$\begin{aligned} H_0 &= n \int \varphi dV, \\ B^2 &= 2n \int \varphi^2 dV, \end{aligned} \quad (15)$$

где n - объемная концентрация.

6.

$$M = \int \text{th} \left[\frac{m_0 H}{kT} \right] W(H) dH. \quad (16)$$

Если $B \rightarrow 0$, то $W(H) \rightarrow \delta(H - MH_0)$ и соотношение (16) соответствует теории молекулярного поля.

Существенное упрощение полученных соотношений состоит в замене $W(H, M)$, представляющей из себя «размазанную» δ - функцию, функцией вида:

$$\widetilde{W}(H) = \begin{cases} 0, & -B + MH_0 > H, B + MH_0 < H \\ \frac{1}{2B}, & -B + MH_0 \leq H \leq B + MH_0. \end{cases} \quad (17)$$

В этом случае

$$M = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \operatorname{th} \left[\frac{m_0(H + MH_0)}{kT} \right] dH, \quad (18)$$

и легко показать, что при $M \ll 1$,

$$M^2 = \frac{3 \left(\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \left[\frac{m_0 B}{kT} \right] - 1 \right)}{\frac{H_0}{B} \left(\frac{m_0 H_0}{kT} \right)^2 \left[\operatorname{th} \left[\frac{m_0 B}{kT} \right] - \operatorname{th}^3 \left[\frac{m_0 B}{kT} \right] \right]}. \quad (19)$$

Откуда следует, что числитель в выражении (19) должен быть больше нуля. Тогда:

$$\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \left[\frac{m_0 B}{kT_c} \right] = 1, \quad (20)$$

где T_c - точка Кюри.

Если $\frac{H_0}{B} < 1$, $M = 0$ при любой температуре и дальний порядок невозможен.

Для случая взаимодействия только ближайших соседей $H_0 = pzJ$, $B^2 = 2pzJ^2$. Здесь z - число ближайших соседей, J - эффективное (обменное) поле, создаваемое ионом.

Соотношение (20) определяет температуру T_c возникновения намагниченности - точку Кюри и минимальную концентрацию $p = p_c = 2/z$. При этом p_c близки к известным критическим концентрациям, соответствующим теории протекания, что оправдывает использование принятых приближений [28].

При $p < p_c$ и отличной от нуля температуре спонтанная намагниченность возникнуть не может, так как отношение H_0/B обязано быть больше единицы. При теоретическом исследовании фазового перехода принято обменный интеграл J , магнитный момент m и постоянную Больцмана k принимать равной 1, в этом случае температура фазового перехода T_c оказывается безразмерной и для $z = 4$ и прямого обмена $T_c = 3.2$, $p_c = 2/z = 0.5$. Если сравнить данный результат с известным точным решением Онзагера [29], то мы увидим, что T_c , полученное в рамках случайного поля взаимодействия, существенно отличается от точного решения ($T_c = 2.27$). В приближении Брэгга-Вильямса вообще $T_c = z$.

Сформированный выше подход позволяет рассматривать случай подвижных ионов. В случае подвижных ионов, способных обмениваться местами с примесными, не взаимодействующими атомами, все узлы решетки эквивалентны. При этом большая статистическая сумма для отдельного узла:

$$Z = 1 + \lambda \exp \left[\frac{m_0 H}{kT} \right] + \lambda \exp \left[-\frac{m_0 H}{kT} \right], \quad (21)$$

где $\lambda = \exp\left[\frac{\mu}{T}\right]$, μ — химический потенциал.

Тогда $\bar{\alpha} = \frac{\lambda \exp\left[\frac{m_0 H}{kT}\right]}{Z}$ — вероятность обнаружить магнитный момент, ориентированный «вверх», $\bar{\beta} = \frac{\lambda \exp\left[-\frac{m_0 H}{kT}\right]}{Z}$ — вероятность обнаружить магнитный момент, ориентированный «вниз», $\bar{\gamma} = \frac{1}{Z}$ — вероятность того, что магнитный момент отсутствует, узел занят примесным атомом. Термодинамическое среднее значение относительного магнитного момента:

$$\bar{\alpha} - \bar{\beta} = \frac{2\lambda \operatorname{sh}\left[\frac{m_0 H}{kT}\right]}{1 + 2\lambda \operatorname{ch}\left[\frac{m_0 H}{kT}\right]}, \quad (22)$$

если концентрация $p = 1$, то $\bar{\alpha} - \bar{\beta} = \operatorname{th}\left[\frac{m_0 H}{kT}\right]$.

Используя метод случайных полей обменного взаимодействия для определения T_C имеем:

$$\frac{H_0}{B} \frac{\frac{p}{1-p} \frac{B}{T_c}}{1 + \frac{p}{1-p} \frac{B}{T_c} \operatorname{cth}\left[\frac{B}{T_c}\right]} = 1. \quad (23)$$

На рисунке 1 приведены графики зависимости $T = T_C(p)$ для $z = 4$

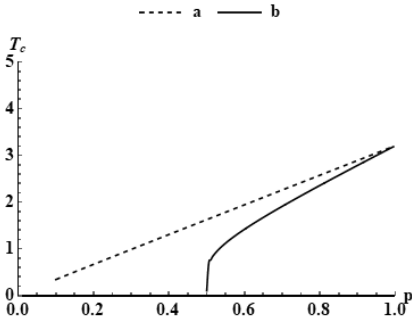


Рис. 1 — Графики зависимости $T = T_C(p)$ для $z = 4$ в случае «замороженных» ионов (формула (20)) (а) и подвижных ионов (формула (23)) (б).

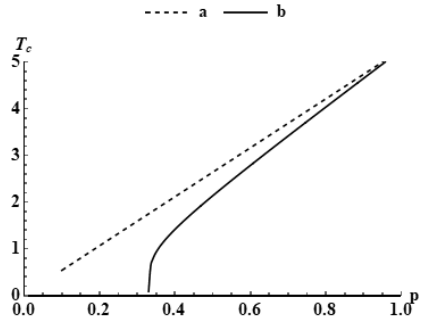


Рис. 2 — Графики зависимости $T = T_C(p)$ для $z = 6$ в случае «замороженных» ионов (формула (20)) (а) и подвижных ионов (формула (23)) (б).

в случае «замороженных» ионов (формула (20)) (а) и подвижных ионов (формула (23)) (б). На рисунке 2 приведены графики для $z = 6$.

Как видно, возможность диффузионной перестройки взаимодействующих ионов приводит к появлению отличного от нуля магнитного момента, то есть к возникновению перколяционного кластера при $p < p_c$. Это практически означает появление локальных областей повышенной концентрации

«ферромагнитных» ионов при сохранении $p < p_c$ в среднем. Из рисунков 1 и 2 следует, что процесс диффузии может вызвать увеличение точки Кюри, что особенно заметно при низких концентрациях ферромагнитных атомов p .

Движение точки Кюри в процессе диффузии при определенных условиях может привести к появлению остаточной намагниченности, подобной термоостаточной.

Из метода случайных полей обменного взаимодействия следует $T_c = 3.2$, но эта температура существенно превышает точное значение. Причина этого - в отсутствие учета корреляции между магнитными моментами. В первом приближении метод учета корреляции предложен Бете и Пайерлсом [30–32], суть метода состоит в «погружении» магнитного момента и его ближайших соседей, корреляция для которых учтена точно, в эффективное поле H , создаваемое остальными атомами решетки. Статистическая сумма S для $z + 1$ моментов будет суммой двух слагаемых: S_+ и S_- , соответствующих направлению центрального спина «вверх» и «вниз». Эффективное поле H считается направленным вверх. Тогда

$$S_+ = \left(\alpha \exp \left[\frac{1}{T} \right] + \frac{1}{\alpha} \exp \left[-\frac{1}{T} \right] \right)^z, \quad (24)$$

$$S_- = \left(\alpha \exp \left[-\frac{1}{T} \right] + \frac{1}{\alpha} \exp \left[\frac{1}{T} \right] \right)^z, \quad (25)$$

где $\alpha = \exp \left[\frac{H}{T} \right]$. Обменный интеграл, магнитный момент и постоянная Больцмана равны единице. Относительный магнитный момент центрального атома

$$M_0 = \frac{S_+ - S_-}{S}. \quad (26)$$

В то же время для «периферийного атома»

$$M = \frac{1}{S} \frac{\alpha}{z} \frac{\partial}{\partial \alpha} (S_+ + S_-). \quad (27)$$

Получающееся из равенства $M_0 = M$ выражение есть обыкновенное квадратное уравнение:

$$(z - 1) \left(\text{th} \left[\frac{1}{T} \right] \right)^2 + 1 = z \text{th} \left[\frac{1}{T} \right] \quad (28)$$

один из корней которого приводит к выражению (29), а второй корень не имеет смысла поскольку $\text{th} \left[\frac{1}{T} \right]$ не может быть больше 1.

Для $H \ll 1$ равенство $M_0 = M$ позволяет определить точку Кюри, соответствующей появлению отличного от нуля поля H , то есть появлению

дальнего порядка, из выражения:

$$\text{th} \left[\frac{1}{T_c} \right] = \frac{1}{z-1} \quad (29)$$

Для $z = 4$ отсюда следует, что в методе Бете-Пайерлса $T_c \approx 3$. Оказалось, что при $T \rightarrow 0$, $H \rightarrow z - 1$, что дает основание предположить, что корреляция приводит к эффективному уменьшению обменного интеграла приблизительно в $(z - 1)/z$ раз.

С учетом этого, соответствующие безразмерные точки Кюри, вычисленные с помощью формулы (20) в комбинации с методом Бете-Пайерлса, для стандартных решеток ($z = 4, 6, 8, 12$) составляют (2.41; 4.38; 6.37; 10.36). В частности, результат для $z = 4$ ближе к точному решению, чем в методе Кикучи, который считается самым точным в рамках теории молекулярного поля и требует большой вычислительной работы.

В **четвертой главе** рассматривается метод случайных полей обменного взаимодействия применительно к различным системам.

В **разделе 4.1** рассматриваются двухподрешеточные магнетики с обменным взаимодействием.

В случае, если мы имеем две подрешетки, функция распределения случайных полей взаимодействия на атоме первой (второй) подрешетки выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} W(H_1) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}B_1} \exp \left[\frac{-\{H_1 - M_1 H_{011} - M_2 H_{012}\}^2}{B_1^2} \right], \\ W(H_2) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}B_2} \exp \left[\frac{-\{H_2 - M_2 H_{022} - M_1 H_{021}\}^2}{B_2^2} \right], \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} B_1^2 &= 2p_1(1 - M_1^2 p_1) \sum_k \varphi_{11k}^2 + 2p_2(1 - M_2^2 p_2) \sum_l \varphi_{12l}^2, \\ H_{011} &= p_1 \sum_k \varphi_{11k}, \quad H_{012} = p_2 \sum_l \varphi_{12l}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} B_2^2 &= 2p_2(1 - M_2^2 p_2) \sum_l \varphi_{22l}^2 + 2p_1(1 - M_1^2 p_1) \sum_k \varphi_{21k}^2, \\ H_{022} &= p_2 \sum_l \varphi_{22l}, \quad H_{021} = p_1 \sum_k \varphi_{21k}, \end{aligned} \quad (32)$$

индексы k и l нумеруют атомы первой и второй подрешетки соответственно. Здесь $\varphi_{11} = m_1 J_{11}$, m_1 – магнитный момент атома первой подрешетки. $\varphi_{12} = m_2 J_{21}$, m_2 – магнитный момент атома второй подрешетки. Для

$\varphi_{22} = m_2 J_2$, $\varphi_{21} = m_1 J_{12}$ аналогично, при этом $J_{12} = J_{21}$ – обменные интегралы для атомов из разных подрешеток. p_1 и p_2 концентрации магнитных атомов в первой и второй подрешетках соответственно. M – средний магнитный момент, приходящийся на один атом.

В случае прямого обмена получаем:

$$\begin{aligned} B_1^2 &= 2p_1(1 - M_1^2 p_1) z_1 m_1^2 J_1^2 + 2p_2(1 - M_2^2 p_2) z_2 m_2^2 J_{12}^2, \\ H_{011} &= p_1 z_1 m_1 J_1, \quad H_{012} = p_2 z_2 m_2 J_{12}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} B_2^2 &= 2p_2(1 - M_2^2 p_2) z_2 m_2^2 J_2^2 + 2p_1(1 - M_1^2 p_1) z_1 m_1^2 J_{21}^2, \\ H_{022} &= p_2 z_2 m_2 J_2, \quad H_{021} = p_1 z_1 m_1 J_{21}, \end{aligned} \quad (34)$$

где z_1 и z_2 – число ближайших соседей у атома первой и второй подрешетки соответственно.

В рамках метода случайных полей обменного взаимодействия можно выделить следующие частные случаи магнитного упорядочения:

1. Отсутствие взаимодействия между подрешетками, $H_{012} = H_{021} = 0$. Каждая из подрешеток ниже температуры Кюри упорядочивается ферромагнитно:

$$\begin{aligned} \frac{H_{011}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT_{c,1}} \right] &= 1, \\ \frac{H_{022}}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT_{c,2}} \right] &= 1. \end{aligned} \quad (35)$$

2. Отсутствие взаимодействия внутри подрешеток, $H_{011} = H_{022} = 0$ и при этом имеется отрицательное обменное взаимодействие между подрешетками. Тогда ниже критической температуры мы имеем ферримагнитное упорядочение:

$$\frac{H_{012}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT_c} \right] \frac{H_{021}}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT_c} \right] = 1. \quad (36)$$

3. Отсутствие взаимодействия внутри подрешеток $H_{011} = H_{022} = 0$, а также равенства $B_1 = B_2 = B$, $H_{012} = H_{021} = H$. Обменное взаимодействие между подрешетками также предполагается отрицательным. В этом случае мы имеем антиферромагнитное упорядочение:

$$\frac{H^2}{B^2} \operatorname{th}^2 \left[\frac{mB}{kT_N} \right] = 1, \quad (37)$$

T_N – температура Нееля.

Для аморфных магнетиков в силу различных расстояний между ближайшими соседями взаимодействие φ_k можно представить в виде:

$$\sum \varphi_k = K_1(1 - \nu)z - K_2\nu z, \quad (38)$$

где K_1 - положительный обменный интеграл, ν - концентрация антиферромагнитно взаимодействующих атомов, z - число ближайших соседей, $(-K_2)$ - отрицательный обменный интеграл (введенный таким образом, что $K_2 > 0$).

Подставив закон взаимодействия в выражения для H_0 и B , получим:

$$\begin{aligned} H_0 &= K_1(1 - \nu)z - K_2\nu z, \\ B &= \sqrt{2[K_1^2(1 - \nu)z + K_2^2\nu z]}. \end{aligned} \quad (39)$$

Тогда их отношение $\frac{H_0}{B}$ после несложных математических преобразований

$$\frac{H_0}{B} = \frac{(1 - \nu)z - x\nu z}{\sqrt{2[(1 - \nu)z + x^2\nu z]}}, \quad (40)$$

где $x = \frac{K_2}{K_1}$.

Соотношение $\frac{H_0}{B}$ позволяет нам определить различные типы упорядочения:

1. Если $\frac{H_0}{B} > 1$, то это ферромагнетик;
2. Если $\frac{H_0}{B} < 1$ и $\frac{H_0}{B} > 0$, то это ферромагнитное спиновое стекло;
3. Если $\frac{H_0}{B} < 0$ и $\frac{H_0}{B} > -1$, то это антиферромагнитное спиновое стекло;
4. Если $\frac{H_0}{B} < -1$, то это антиферромагнетик.

Результаты, полученные в [33] (см. рисунок 3) качественно согласуются с нашими с учетом знака λ (в нашем случае, $J = K_1, K = K_2, \lambda = x$), что видно из рисунка 4.

В **разделе 4.2** рассматривается магнитная восприимчивость магнетиков с различными типами упорядочения. Для этого необходимо рассмотреть систему спинов Изинга с конкурирующим взаимодействием, предполагая прямой обмен при числе ближайших соседей, равных z . При этом «положительное» обменное поле взаимодействия K_1 соответствует числу соседей $(1 - \nu)z$, «отрицательное» K_2 - числу νz , где ν относительная доля частиц с отрицательным обменным взаимодействием ≤ 1 . Поместить данную систему во внешнее поле h . Тогда уравнение (18) будет иметь следующий вид:

$$M = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \text{th} \left[\frac{H + H_0 M + h}{kT} \right] dH. \quad (41)$$

Решая данное уравнение при $M \ll 1$ и $h \ll 1$, мы получим

$$\left[1 - \frac{H_0}{B} \text{th} \frac{B}{T} \right] M = \frac{h}{B} \text{th} \frac{B}{T} - \left[\frac{H_0^2 M^2}{BT^2} h - \frac{H_0^3 M^3}{3BT^2} \right] \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]. \quad (42)$$

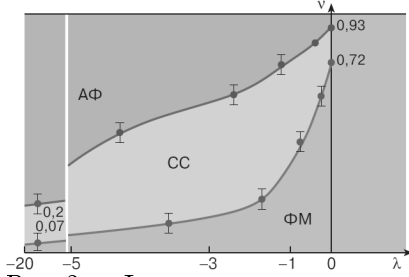


Рис. 3 — Фазовая диаграмма магнитного состояния кубического магнетика со стохастически перемешанными обменными связями J и K ($\lambda = K/J$) на плоскости (λ, ν) , ν - концентрация антиферромагнитных обменных связей K [33].

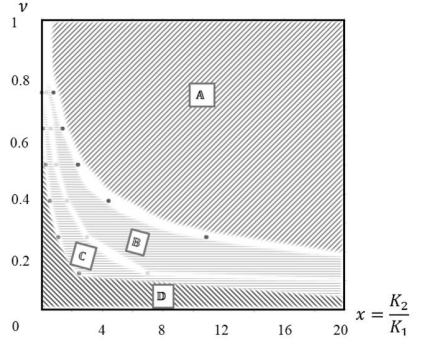


Рис. 4 — Фазовая диаграмма для систем с конкурирующим обменным взаимодействием $\nu(x)$ (А - антиферромагнитное упорядочение, В - антиферромагнитное спиновое стекло, С - ферромагнитное спиновое стекло, D - антиферромагнетик).

Если положить внешнее поле нулю, то мы получим формулу для определения магнитного момента в безразмерных переменных ($k = 1, m = 1$):

$$M^2 = \frac{3 \left(\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} - 1 \right)}{\frac{H_0^3}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}. \quad (43)$$

Далее, мы решаем уравнение методом последовательных приближений $M = M_0 + \tilde{m}$. Рассматривая только линейные члены m при $h \ll 1$, получим

$$\tilde{m} = \frac{\frac{h}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} - \frac{H_0^2 M_0^2}{BT^2} h \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} + \frac{H_0^3 M_0^2}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}, \quad (44)$$

и

$$M_0^2 = \frac{3 \left(\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} - 1 \right)}{\frac{H_0^3}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}, \quad (45)$$

где $H_0 = K_1(1 - \nu)z - K_2\nu z$, $B^2 = 2[K_1^2(1 - \nu)z + K_2^2\nu z]$.

При $T < T_c$:

$$\tilde{m}_1 = \frac{\frac{h}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} - \frac{H_0^2 M_0^2}{BT^2} h \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} + \frac{H_0^3 M_0^2}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}, \quad (46)$$

$$\chi_1 = \frac{\frac{1}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} - \frac{H_0^2 M_0^2}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} + \frac{H_0^3 M_0^2}{BT^2} \left(\operatorname{th} \frac{B}{T} - \operatorname{th}^3 \frac{B}{T} \right)}, \quad (47)$$

При $T > T_c$ ($M_0 = 0$):

$$\tilde{m}_2 = \frac{\frac{h}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}, \quad (48)$$

$$\chi_2 = \frac{\frac{1}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}, \quad (49)$$

Формулы (47) и (49) позволяют определить зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры T . В случае ферромагнетика (рисунок 5) кривые 1 и 2 стремятся к бесконечности в точке Кюри, при $T < T_c$ восприимчивость определяется формулой (47), но данная формула применима только вблизи точки T_c , при $T > T_c$ выполняется формула (49). При высоких температурах ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние. Если $\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T} < 1$ имеет место ферромагнитное спиновое стекло и восприимчивость конечна.

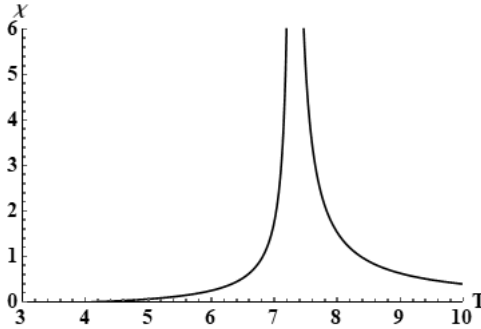


Рис. 5 — Зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры T ($\nu = 0$, $z = 8$, $T_c = 7.3$). Ферромагнитная область.

Отметим, что $\frac{1}{\chi_1} = \frac{1 - \frac{H_0}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}{\frac{1}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}$ при $B \rightarrow 0$ (т.е. при переходе к теории молекулярного поля) стремится к $\frac{1}{\chi_1} = T - H_0$. Но H_0 является точкой Кюри для теории молекулярного поля.

Однако точка Кюри T_c в теории случайных полей $T_c < H_0$, при этом H_0 имеет смысл «парамагнитной» точки Кюри T_{pm} , когда разрушается ближний порядок (при $T = T_c$ разрушается дальний порядок). Экспериментально обнаруживают как ферромагнитную точку Кюри T_c , так и парамагнитную T_{pm} . Выражение для определения ферромагнитной точки Кюри $\frac{z}{\sqrt{2z}} \operatorname{th} \left[\frac{\sqrt{2z}}{T_c} \right] = 1$ при $p = 1$. Решая численно данное уравнение относительно T_c , можно определить ферромагнитные точки Кюри T_c для разных чисел ближайших соседей z .

Чтобы определить магнитную восприимчивость в области антиферромагнитного упорядочения, необходимо рассмотреть двухподрешеточную систему во внешнем поле h . Тогда, уравнения для M_1 и M_2 будут иметь следующий вид:

$$M_1 = \frac{1}{2B_1} \int_{-B_1}^{B_1} \text{th} \left[\frac{m_1}{kT} (H_1 + M_1 H_{011} + M_2 H_{012} + h) \right] dH_1, \quad (50)$$

$$M_2 = \frac{1}{2B_2} \int_{-B_2}^{B_2} \text{th} \left[\frac{m_2}{kT} (H_2 + M_2 H_{022} + M_1 H_{021} + h) \right] dH_2. \quad (51)$$

В случае, когда решетки эквивалентны в отсутствии внешнего поля: $M_1 = -M_2$, $H_{011} = H_{022} = 0$, $H_{012} = H_{021} = -J$, $B_1 = B_2 = B$, $m_1 = m_2 = 1$, $k = 1$ получим

$$M_{1,2}^2 = \frac{3 \left(\frac{J}{B} \text{th} \frac{B}{T} - 1 \right)}{\frac{J^3}{BT^2} \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]} \quad (52)$$

Когда $h \neq 0$, мы решаем уравнения методом последовательных приближений:

$$\begin{aligned} M_1 &= M_{01} + \widetilde{m}_1 \\ M_2 &= M_{02} + \widetilde{m}_2 = -M_{01} + \widetilde{m}_2 \end{aligned} \quad (53)$$

Рассматривая только линейные члены \widetilde{m}_1 и \widetilde{m}_2 при $h \ll 1$, получим:

$$\begin{aligned} \widetilde{m}_1 + \widetilde{m}_2 &= 2 \frac{\frac{h}{B} \text{th} \frac{B}{T} - \frac{J^2 M_0^2}{BT^2} h \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]}{1 + \frac{J}{B} \text{th} \frac{B}{T} - \frac{J^3 M_0^2}{BT^2} \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]} \\ \chi_1 &= 2 \frac{\frac{1}{B} \text{th} \frac{B}{T} - \frac{J^2 M_0^2}{BT^2} \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]}{1 + \frac{J}{B} \text{th} \frac{B}{T} - \frac{J^3 M_0^2}{BT^2} \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]} \end{aligned} \quad (54)$$

где

$$\begin{aligned} J &= K_2 v z - K_1 (1 - v) z, \\ B^2 &= 2 \left[K_1^2 (1 - v) z + K_2^2 v z \right], \\ M_0^2 &= \frac{3 \left(\frac{J}{B} \text{th} \frac{B}{T} - 1 \right)}{\frac{J^3}{BT^2} \left[\text{th} \frac{B}{T} - \text{th}^3 \frac{B}{T} \right]}. \end{aligned} \quad (55)$$

В отсутствие спонтанного магнитного момента ($M_0 = 0$) при $T > T_N$ магнитная восприимчивость для антиферромагнетика и антиферромагнитного спинового стекла будет определяться следующим образом:

$$\chi_2 = \frac{2 \frac{1}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}{1 + \frac{J}{B} \operatorname{th} \frac{B}{T}}, \quad (56)$$

В случае антиферромагнетика (рисунок 6) кривые χ_1 и χ_2 пересекаются в точке Нееля, которая для $z = 4$ в безразмерных единицах составляет $T_N = 1.6$, и восприимчивость определяется по формулам (54) и (56). При высоких температурах состояния антиферромагнетика и антиферромагнитного спинового стекла переходят в парамагнитное состояние.

Зависимости магнитной восприимчивости от температуры, приведенные на рисунках 5 и 6 хорошо согласуются с теоретическими представлениями о поведении соответствующей восприимчивости для ферромагнитного и антиферромагнитного состояний [34; 35].

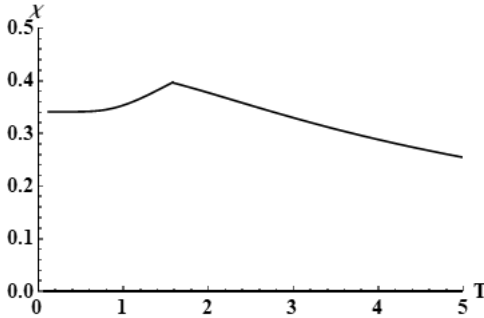


Рис. 6 — Зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры T ($\nu = 1$ и $T_N = 1.6$). Антиферромагнитная область.

В **разделе 4.3** исследуются магнитные свойства спиновых стекол на примере сплава AuFe. В сплаве AuFe в отсутствие протекающего кластера при $p < p_c$ дальний порядок невозможен, однако группы взаимодействующих обменно ионов (кластеры) будут сохранять магнитный момент при $T < 0$ и обеспечивать магнитные свойства сплава. Как следует из экспериментальных данных [36], при достаточно низких температурах магнитный момент растет пропорционально $\lg t$, где t — время действия постоянного поля H . Очевидно, что ансамбль кластеров должен обладать широким спектром времен релаксации, который обусловлен их разбросом по числу ионов и полям перемагничивания H_c . В этом случае время релаксации τ , магнитный момент кластера m и его критическое поле H_c будут связаны простым соотношением:

$$\frac{1}{\tau} = f_0 \exp \left[\frac{-mH_c}{kT} \right] \quad (57)$$

где f_0 — частотный фактор, k — константа Больцмана. Относительно частотного фактора в литературе существуют различные мнения, в данной

случае мы связываем его с температурой Дебая, которая, например, для золота или железа имеет порядок 10^2 К. Соответственно, из выражения $\hbar\omega_D = kT_D$ оценка для $\omega_D \sim f_0$ имеет порядок 10^{13}с^{-1} .

Будем предполагать, что магнитный момент кластера подобно магнитному моменту однодоменной частицы зависит от температуры следующим образом: $m(T) = m_0 \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^\beta$, где θ - парамагнитная точка Кюри, ответственная за появление ближнего порядка, $\beta = 1/3$ [37]. Аналогично, $H_c = H_{c,0} \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^\beta$ ($H_{c,0}$ - поле при $T = 0$).

Таким образом,

$$\ln [f_0\tau] = \frac{mH_c}{kT}, \quad (58)$$

$$m = m_0 \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}, \quad (59)$$

$$H_c = H_{c,0} \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}, \quad (60)$$

$$\lg [f_0\tau] = \alpha m_0 \frac{\left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{2/3}}{T}. \quad (61)$$

Полагая распределение кластеров по αm_0 (m_0 - магнитный момент частицы при $T = 0$) равномерным, получим при постоянной температуре T равномерное распределение по $\lg [f_0\tau]$, которое подтверждается опытом [38].

Если время релаксации τ меньше 10^{-2}с (10^{-2}с - характерное время измерения магнитной восприимчивости), то восприимчивость системы частиц в случае отсутствия взаимодействия между кластерами может быть представлена следующим образом:

$$\chi \sim \frac{N \langle m^2 \rangle}{T}, \quad (62)$$

$$\chi = \frac{A \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}}{T}, \quad (63)$$

где N - число кластеров, вовлеченных в процесс намагничивания: $N \sim 1/B(T) \sim 1/m(T)$, $\chi \sim m \sim \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}$, $\langle m^2 \rangle$ - среднее значение квадрата магнитных моментов кластеров.

Соотношение (63) справедливо при $\tau < 10^{-2}\text{с}$ ($\lg [f_0\tau] < 11$). В противном случае определенная часть магнитных моментов не будет успевать реагировать на внешнее поле, что приведет к уменьшению магнитной восприимчивости.

Рассмотрим зависимость времени релаксации от температуры для кластера с максимальным значением αm_0 :

$$x_1 = \lg [f_0 \tau_1] = \alpha m_0 \frac{\left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{2/3}}{T}. \quad (64)$$

При температуре $T + \Delta T$:

$$\begin{aligned} x_2 = \lg [f_0 \tau_2] &= \alpha m_0 \frac{\left(1 - \frac{T+\Delta T}{\theta}\right)^{2/3}}{T + \Delta T} = \\ &= \alpha m_0 \left(\frac{\left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{2/3}}{T} + \frac{(T - 3\theta)\Delta T}{3T^2\theta \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}} \right). \end{aligned} \quad (65)$$

Таким образом,

$$\Delta x = \alpha m_0 \frac{(T - 3\theta)\Delta T}{3T^2\theta \left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{1/3}}, \quad (66)$$

$$\begin{aligned} x_2(T_2) - x_1(T_1) &= \\ &= \alpha m_0 \left(\frac{\left(1 - \frac{T_2}{\theta}\right)^{2/3}}{T_2} - \frac{\left(1 - \frac{T_1}{\theta}\right)^{2/3}}{T_1} \right). \end{aligned} \quad (67)$$

Если при температуре T_1 максимальное время релаксации было 10^{-2} с, то

$$\alpha m_0 \frac{\left(1 - \frac{T_1}{\theta}\right)^{2/3}}{T_1} = 11. \quad (68)$$

Использование полученных соотношений возможно при условии известных из экспериментальных данных температур T_1 и θ . В качестве примера рассмотрим полученную экспериментально зависимость магнитной восприимчивости от температуры для сплава AuFe с различной концентрацией железа [38] (рисунок 7). Как следует из рисунка 7, при концентрации Fe $p = 0.08$ максимальная восприимчивость соответствует температуре $T_1 = 30$ К. Парамагнитная точка Кюри для железа с концентрацией 0.08 составляет приблизительно $\theta = 90$ К. Будем считать, что минимальным временем релаксации $\tau \approx 10^{-13}$ с обладают изолированные ионы железа. В этом случае, как следует из уравнений (67) и (68) :

$$\begin{aligned} x_2(T_2) - x_1(T_1) &= \\ &= \frac{11T_1}{\left(1 - \frac{T_1}{\theta}\right)^{2/3}} \left(\frac{\left(1 - \frac{T_2}{\theta}\right)^{2/3}}{T_2} - \frac{\left(1 - \frac{T_1}{\theta}\right)^{2/3}}{T_1} \right). \end{aligned} \quad (69)$$

В качестве примера рассмотрим случай при $T < T_1$. Пусть $T = T_2 = 20$ К, $T_1 = 30$ К, $\theta = 90$ К :

$$x_2(T_2) - x_1(T_1) = \lg [f_0 \tau_2] - \lg [f_0 \tau_1] = 7.29. \quad (70)$$

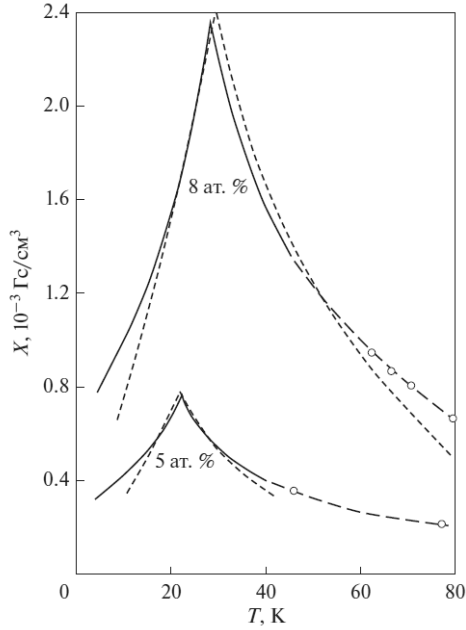


Рис. 7 — Графики зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ сплава AuFe с концентрацией железа 5% и 8%. Сплошная линия - экспериментальные данные [38], пунктирная линия результаты расчета.

Таким образом, в создании магнитного момента не примут участие кластеры, для которых время релаксации определяется соотношением:

$$11 \leq \lg [f_0 \tau] \leq 18.29. \quad (71)$$

Их число составляет:

$$\bar{N} = N \frac{7.29}{18.29} = 0.4N. \quad (72)$$

Соответственно магнитная восприимчивость при $T_2 = 20$ К должна составлять 0.6 от максимального значения 2.4, т.е. приблизительно 1.44, что согласуется с данными, представленными на графике.

При $T > T_1$:

$$\frac{\chi_2(T)}{\chi_1(T_1)} = \frac{T_1}{T} \frac{(1 - \frac{T}{\theta})^{1/3}}{(1 - \frac{T_1}{\theta})^{1/3}}. \quad (73)$$

Полагая $T_1 = 30$ К и $\chi_1(T_1) = 2.4$, можно построить зависимость восприимчивости от температуры $\chi(T)$ при $T > 30$ К.

Соответственно, при $T < 30$ К отношение $\frac{\chi_2(T_2)}{\chi_1(T_1)}$ определяется долей кластеров, имеющих $\tau \approx 10^{-2}$ с.

Таким образом, можно построить, используя формулы с (67) по с (71), график зависимости $\chi(T)$ для концентрации железа 8% (см. рисунок 7, пунктирный график). Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в статье (сплошная линия) [38].

В случае сплава AuFe с концентрацией железа $p = 0.05$ температура, соответствующая максимальной восприимчивости может быть получена из следующих соображений:

$$\alpha m_0 \sim \frac{1}{p_c - p}, \text{ при } p_c > p, \quad (74)$$

$$\frac{(\alpha m_0)_1}{(\alpha m_0)_2} = \frac{p_c - p_2}{p_c - p_1}, \quad (75)$$

$$\lg [f_0 \tau] = 11. \quad (76)$$

Таким образом, используя формулы ((64), (74) –(76)), найдем температуру T_2 из соотношения:

$$1 = \frac{p_c - p_2}{p_c - p_1} \frac{\left(1 - \frac{T_1}{\theta_1}\right)^{2/3}}{T_1} \frac{T_2}{\left(1 - \frac{T_2}{\theta_2}\right)^{2/3}}, \quad (77)$$

где $T_1 = 30$ К, $\theta_1 = 90$ К, $\theta_2 = 56$ К, $p_c = \frac{2}{12}$, $p_1 = 0.08$, $p_2 = 0.05$.

Из формулы (77) следует, что $T_2 = 21$ К. Полученный результат согласуется с экспериментальными данными рисунка 7.

В соответствии с формулами ((59), (74) –(77)), для определения магнитной восприимчивости при $p = 0.05$ воспользуемся следующим соотношением:

$$\chi_2 = \chi_1 \frac{(p_c - p_1)^2}{(p_c - p_2)^2} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^2 \frac{T_1}{T_2} \frac{\left(1 - \frac{T_2}{\theta_2}\right)^{1/3}}{\left(1 - \frac{T_1}{\theta_1}\right)^{1/3}} = 0.72, \quad (78)$$

где $\chi_1 = 2.4$.

Для концентрации $p = 0.05$ график зависимости $\chi(T)$ представлен на рисунке 7 пунктирной линией.

В **разделе 4.4** приведено описание магнитных свойств магнитных полупроводников на примере шпинели. Сплав FeCr_2S_4 , как один из компонентов соединения $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ представляет собой нормальную кубическую шпинель с магнитным моментом $1.6 \mu_B$. Магнитное взаимодействие ионов Cr^{3+} между собой преимущественно ферромагнитное. В

свою очередь взаимодействие ионов Fe^{2+} с ионами Cr^{3+} является антиферромагнитным.

В зависимости от концентрации цинка, как следует из экспериментальной работы [39], соединение $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ может находиться в ферримагнитном, спин-стекольном и антиферромагнитных состояниях.

Кристалл шпинели имеет ГЦК-решетку, в узлах которой расположены анионы серы, образующие плотнейшую кубическую трехслойную упаковку.

Тетраэдрический ион Fe^{2+} в FeCr_2S_4 окружен 12 ближайшими октаэдрическими ионами Cr^{3+} . В свою очередь, октаэдрический ион Cr^{3+} окружен 6 ближайшими тетраэдрическими ионами Fe^{2+} [39]. Число, действующих соседей Cr^{3+} через ионы серы равно 4. В свою очередь, 3 иона Fe^{2+} могут быть связаны с 12 ионами Cr^{3+} , то есть фактически на ион хрома действует 3 иона железа и 3 иона хрома. Взаимодействие ионов хрома между собой, а также ионов хрома с ионами железа, представляет собой косвенный обмен через ионы серы, поэтому можно предположить, что в случае существенного превышения интенсивности обменного взаимодействия $\text{Fe} - \text{Cr}$ над $\text{Cr} - \text{Cr}$ критическое значение плотности ионов Fe^{2+} составляет $\rho_c = \frac{z_1}{z_2} \frac{z_2}{z_1} = \frac{2}{3} \frac{2}{4} = 0.33$. Обменное взаимодействие в подрешетке Fe является слабым и подавляется гораздо более сильным АФМ-обменом $\text{Fe}^{2+} - \text{Cr}^{3+}$, который приводит к ферримагнитному упорядочению с взаимодействующими Cr^{3+} и Fe^{2+} подрешетками при температуре $T = T_N \sim 180\text{K}$.

На рисунке 8 представлена схема расположения ионов Fe и Cr в сплаве $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$. Стрелками показаны взаимодействия между группами ионов. Ионы Cr разбиты на 2 группы, так как при 100% содержании немагнитных ионов Zn в сплаве $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ остается только взаимодействие $\text{Cr} - \text{Cr}$, которое обычно описывают в рамках двухподрешеточных моделей.

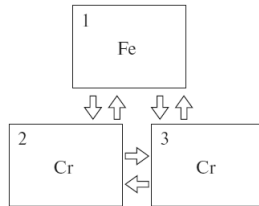


Рис. 8 — Схема расположения ионов Fe и Cr в сплаве $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$.

Таким образом, в рамках нашей модели, следуя формулам (14) для соединения $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ (см. рисунок 8) можно записать моменты функции распределения в следующем виде:

$$H_{21} = z_1 m_1 J_{21} (1 - x), \quad (79)$$

$$H_{31} = z_1 m_1 J_{31} (1 - x), \quad (80)$$

$$H_{13} = z_2 m_3 J_{13}, \quad (81)$$

$$H_{12} = z_2 m_2 J_{12}, \quad (82)$$

$$H_{23} = z_1 m_3 J_{23}, \quad (83)$$

$$H_{32} = z_1 m_2 J_{32}, \quad (84)$$

$$B_1 = \sqrt{2 \cdot \left(z_2 (m_2 J_{12})^2 + z_2 (m_3 J_{13})^2 \right)}, \quad (85)$$

$$B_2 = \sqrt{2 \left(z_1 (1 - x) (m_1 J_{21})^2 + z_1 (m_3 J_{23})^2 \right)}, \quad (86)$$

$$B_3 = \sqrt{2 \left(z_1 (1 - x) (m_1 J_{13})^2 + z_1 (m_2 J_{32})^2 \right)}. \quad (87)$$

Здесь H_{ij} - это поля, действующие на ионы i -ой группы со стороны ионов j -ой группы; J_{ij} - это обменные интегралы между ионами групп i и j ; B_1 - это дисперсия, определяющая поля, действующие на ионы Fe первой группы, со стороны ионов Cr, принадлежащих второй и третьей группе; B_2 - это дисперсия, определяющая поля, действующие на ионы Cr второй группы, со стороны ионов Fe, принадлежащих первой группе и ионов Cr третьей группы; B_3 - это дисперсия, определяющая поля, действующие на ионы Cr третьей группы, со стороны ионов Fe, принадлежащих первой группе и ионов Cr второй группы; магнитные моменты ионов хрома из третьей и второй групп $m_3 = m_2 = 3\mu_B = 3 \cdot 927 \cdot 10^{-26}$ Дж/Тл, магнитный момент иона железа из первой группы $m_1 = 4\mu_B = 4 \cdot 927 \cdot 10^{-26}$ Дж/Тл, константа Больцмана $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж /К, $z_1 = 3$, $z_2 = 4$, x - степень замещения ионов Fe ($p = 1 - x$).

Относительные магнитные моменты M_1, M_2, M_3 , соответствующие каждой группе (см. рисунок 8), можно вычислить, используя формулы из теории случайного поля:

$$M_1 = \frac{1}{2B_1} \int_{-B_1}^{B_1} \text{th} \left[\frac{m_1}{kT} (H_1 + M_2 H_{12} + M_3 H_{13}) \right] dH_1, \quad (88)$$

$$M_2 = \frac{1}{2B_2} \int_{-B_2}^{B_2} \text{th} \left[\frac{m_2}{kT} (H_2 + M_3 H_{23} + M_1 H_{21}) \right] dH_2, \quad (89)$$

$$M_3 = \frac{1}{2B_3} \int_{-B_3}^{B_3} \text{th} \left[\frac{m_3}{kT} (H_3 + M_1 H_{31} + M_2 H_{32}) \right] dH_3. \quad (90)$$

В первом приближении по M_k вблизи точки фазового перехода определитель системы уравнений относительно M_k равен:

$$\begin{vmatrix} 1 & -\frac{H_{12}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT} \right] & -\frac{H_{13}}{B_1} \operatorname{th} \left[\frac{m_1 B_1}{kT} \right] \\ -\frac{H_{21}}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT} \right] & 1 & -\frac{3}{B_2} \operatorname{th} \left[\frac{m_2 B_2}{kT} \right] \\ -\frac{H_{31}}{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3 B_3}{kT} \right] & -\frac{H_{32}}{B_3} \operatorname{th} \left[\frac{m_3 B_3}{kT} \right] & 1 \end{vmatrix}. \quad (91)$$

При $T = T_N$ определитель обращается в 0.

Теперь можно найти значение обменного интеграла $J_{23} = J_{32}$, ответственного за взаимодействие между ионами хрома второй и третьей групп по экспериментальной температуре Нееля антиферромагнетика $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ при $x = 1$. Как следует из рисунка 9 [39] $T_N = 18\text{K}$.

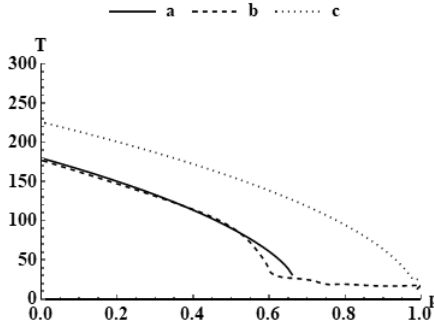


Рис. 9 — Магнитная фазовая диаграмма системы $\text{FeCr}_2\text{S}_4 - \text{ZnCr}_2\text{S}_4$. а - результаты расчета для точки Нееля, б - экспериментальные данные [39], с - результаты расчета для парамагнитной точки.

В этом случае магнитные ионы Fe^{2+} замещаются только немагнитными ионами Zn^{2+} , так как имеют одинаковый ионный радиус (0.83 \AA), поэтому $J_{21} = J_{12} = J_{13} = J_{31} = 0$, тогда из определителя получим $J_{23} = J_{32} = -1.5 \cdot 10^{23} \text{ Тл}^2 / \text{Дж}$.

Из рисунка 9 видно, что температуре Нееля ферримагнетика при $x = 0$ составляет $T_N = 180\text{K}$. Тогда из определителя для ферримагнетика в этом случае можно найти значение интеграла обменного взаимодействия между ионами железа и хрома: $J_{21} = J_{12} = J_{13} = J_{31} = -6.5 \cdot 10^{23} \text{ Тл}^2 / \text{Дж}$.

Тогда, изменяя концентрацию ионов цинка x от 0 до 1, с учетом полученных обменных интегралов, можно построить график зависимости температуры от концентрации x для сплава $\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ (см. рисунок 9, кривая а). Как видно из графика, для концентраций x от 0 до 0.66 соединение находится в ферримагнитном состоянии и кривая, полученная нами, согласуется с экспериментальными данными. Для более высоких концентраций, определитель не имеет решения, что соответствует

спин-стекольному упорядочению, при $x = 0.99$ сплав переходит в антиферромагнетик, (что также следует из наших расчетов).

Если мы устремим $B_1 \rightarrow 0$, $B_2 \rightarrow 0$, $B_3 \rightarrow 0$, то есть перейдем к теории молекулярного поля, и рассчитаем парамагнитную точку Кюри, то мы получим график 9, кривая с, из которого видно, что на интервале от x от 0.66 до 0.99 разрушается дальний порядок, но все еще присутствует ближний порядок.

В разделе 4.5 изучаются магнитные свойства тонких пленок на примере сплава CoCu . Прямой обмен в основном определяет точку Кюри и температурное поведение спонтанной намагниченности Co , в то время как относительно более слабое косвенное взаимодействие Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ) между спинами слоев кобальта оказывает влияние на взаимную ориентацию векторов намагниченности и определяет энергию межслойного взаимодействия.

Для оценки энергии взаимодействия слоев кобальта и периода осцилляций в зависимости от толщины немагнитного слоя воспользуемся формулами (13) и (15), где φ - это «напряженность обменного поля», действующего на выбранный атом со стороны соседних атомов, n - объемная концентрация. «Напряженность обменного поля» может быть определена через косвенное взаимодействие Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ) следующим образом:

$$\varphi = AF(x), \quad (92)$$

где $x = 2k_F R$ определяет импульс электрона на поверхности Ферми.

$$F(x) = \frac{x \cos x - \sin x}{x^4} \quad (93)$$

и выберем коэффициент $A \approx 10^6$ Э, который определяет интенсивность обменного взаимодействия (оценка величины A опирается на оценку точки Кюри $T_c \approx 200$ К). В силу дальнедействующего характера РККИ взаимодействия, когда существенный вклад во взаимодействия дают атомы, находящиеся на расстояниях, много больших постоянной решетки, распределение взаимодействующих атомов в объеме можно считать случайным и $H_0 \approx n \int \varphi(\vec{r}) dV$, здесь \vec{r} - координата атома, действующего на выбранный атом, помещенный в начало координат.

Если систему координат связать с поверхностью слоя Co толщиной h , то в общем случае часть среднего обменного поля, приходящегося на атом Co , расположенный в начале координат, связанного с РККИ взаимодействием, следует вычислять по следующей формуле:

$$H_0 = nA \int_{-h}^0 \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz + \quad (94)$$

$$+ nA \int_d^{d+h} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F(\rho, \varphi, z) \rho d\rho d\varphi dz,$$

где ρ, φ, z – цилиндрические координаты. Относительно простые результаты можно получить, предполагая, что закон РККИ взаимодействия между атомами Co-Co через слой кобальта либо отсутствует, либо мало отличается от закона взаимодействия через слой меди. Тогда, если учесть только взаимодействие атомов поверхности слоев Co через Cu формула (94) преобразуется в вид:

$$H_0 = nA \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F(\sqrt{\rho^2 + d^2}) \rho d\rho d\varphi, \quad (95)$$

где n – число атомов на единице поверхности слоя Cu (Pd), d – толщина слоя Cu (Pd). Зависимость $H_0/(nA)$ от толщины слоя Cu приведена на рисунке 10 (1 монослой Cu = 2 Å) при толщине слоя Co 1 монослой.

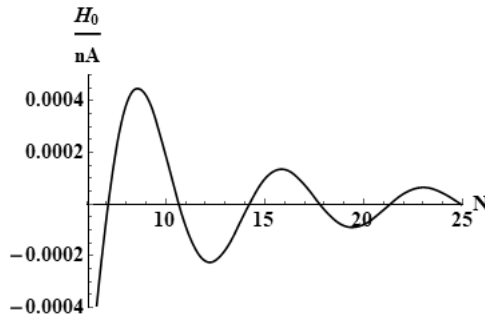


Рис. 10 — Зависимость $\frac{H_0}{nA}(N)$, где N - монослои Cu (1 монослой = 2 Å) при 1 монослое Co.

Следует обратить внимание на то, что при определенном шаге в увеличении толщины слоя меди экспериментальная кривая может выглядеть существенно иначе. Например, при выборе $N = 2; 4; 4,5; 6; 6,5; 7; 8; 10$ для промежуточного слоя меди мы получим пунктирную кривую, приведенную на рисунке 11 (в сравнении с экспериментальными данными, полученными в работе [40]). Аналогичная кривая для Pt – на рисунке 12.

При таком дискретном изменении интервалов мы можем попадать всегда на точки, которые лежат в области отрицательных значений обменного интеграла и иметь антиферромагнитное упорядочение, при этом осциллирующее (рисунок 11).

Для того, чтобы оценить влияние толщины слоя кобальта на среднее эффективное поле РККИ взаимодействия, было сделано допущение, которое состоит в том, что основные характеристики РККИ взаимодействия в Co и Cu сравнимы по порядку величины. В этом случае следует использовать формулу (94), в которой при интегрировании от d до $d + h$ функция $F(\rho, d)$ в области, занятой кобальтом и медью, совпадают. Влиянием слоя Co в интервале от $-h$ до 0 в случае достаточно толстого слоя

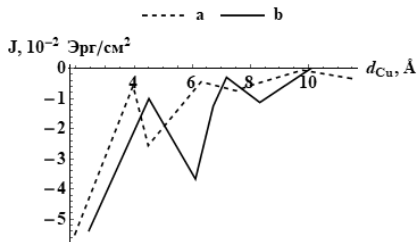


Рис. 11 — График зависимости межслойного обменного взаимодействия в пленках CoCu от толщины Cu . а — теоретический, полученные методом случайных полей обменного взаимодействия, б — экспериментальный [40].

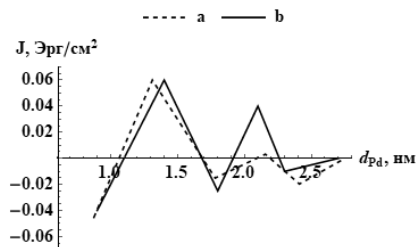


Рис. 12 — Графики зависимости межслойного обменного взаимодействия в пленках CoPd от толщины Pd . а — теоретический, полученные методом случайных полей обменного взаимодействия, б — экспериментальный [41].

меди при оценке H_0 можно пренебречь, поскольку РККИ взаимодействие с расстоянием быстро убывает

$$H_0 = A \int_d^{d+h} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F(\sqrt{\rho^2 + z^2}) \rho d\rho d\varphi dz. \quad (96)$$

Соответствующий график показан на рисунке 13, на котором толщина Co составляет 20 монослоев (гладкая линия), 10 монослоев (линия из точек), 5 монослоев (пунктирная линия). При сравнении рисунка 10 и 13, видно, что

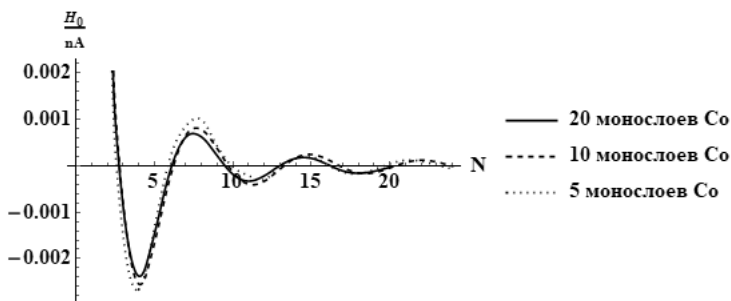


Рис. 13 — Зависимость $H(N)$, где N — монослои Cu (1 монослой = 2 \AA).

порядок величины среднего поля обменного взаимодействия между слоями не изменяется, как не изменяется и период осцилляций.

Таким образом, период осцилляции, установленный экспериментально, не обязательно соответствует теоретическим расчетам. Если на

теоретической диаграмме взять определенные точки, имитирующие экспериментальные данные, и соединить их непрерывной кривой, то можно получить графики, по виду совпадающие с экспериментальными. Порядок величины среднего поля обменного взаимодействия между слоями и период осцилляций слабо зависит от толщины слоя Co .

В **пятой главе** приводится применение метода случайных полей обменного взаимодействия для изучения свойств титаномагнетита.

Магнетит имеет кристаллическую структуру обращенной шпинели: $(\text{Fe}^+) [\text{Fe}^{2+}\text{Fe}^{3+}] \text{O}_4$. В октаэдрических позициях — (Fe^+) имеются катионы только с валентностью $3+$, а в тетраэдрических позициях — $[\text{Fe}^{2+}\text{Fe}^{3+}]$ катионов получается в два раза больше и они имеют валентность как $2+$, так и $3+$. В каждой ячейке магнетита находятся 16Fe^{3+} и восемь Fe^{2+} катионов. Титан замещает Fe^{3+} в В-подрешетке, одновременно вызывая переходы Fe^{3+} в Fe^{2+} , как в А так и в В подрешетках [42]. Поэтому, на наш взгляд, простой перенос предложенного Неелем подхода в применении к титаномагнетитам не совсем корректен. Дело в том, что в этом случае в конкуренцию магнитных моментов вступают четыре группы ионов: Fe^{2+} и Fe^{3+} из А-подрешетки и Fe^{2+} и Fe^{3+} из В-подрешетки. И даже если ограничиться только взаимодействием ионов разных подрешеток, необходимо учитывать три типа отрицательного обменного взаимодействия: $F e_A^{2+} F e_B^{2+}, F e_A^{2+} F e_B^{3+} = F e_B^{2+} F e_A^{3+}, F e_A^{3+} F e_B^{3+}$.

Дело в том, что замещение титаном ионов Fe_B^{3+} вызывает в оставшихся трехвалентных ионах переход Fe^{3+} в Fe^{2+} в общем случае как в А, так и в В подрешетке. Такой переход принципиально возможен в определенных соотношениях и должен регулироваться требованием минимума свободной энергии системы ионов, находящихся во взаимодействии с кристаллической решеткой и между собой. Очевидно, что наличие примесей, вакансий, искажений кристаллической решетки может изменить относительное число переходов Fe^{3+} в Fe^{2+} в каждой подрешетке, и это обстоятельство может существенно повлиять на результат конкуренций магнитных моментов подрешеток [42].

В приближении эффективного поля энергия E_{ik} обменного взаимодействия магнитных моментов m_i и m_k может быть записана в виде:

$$E_{ik} = -J_{ik} \langle m_i \rangle \langle m_k \rangle = -\langle m_i \rangle H_i, \quad (97)$$

где эффективное поле $H_i = J_{ik} \langle m_k \rangle$, магнитный момент Fe^{3+} равен $5\mu_B$, $\text{Fe}^{2+} - 4\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), $\langle m_k \rangle$ — термодинамическое среднее магнитного момента. Поскольку обменное взаимодействие между подрешетками отрицательно, то следует положить обменный интеграл отрицательным ($J_{ik} < 0$).

Распределение ионов железа по группам (Fe^{2+} и Fe^{3+} из А-подрешетки и Fe^{2+} и Fe^{3+} из В подрешетки) будет определяться концентрацией x ионов титана и относительным распределением числа переходов Fe^{3+}

в Fe^{2+} по подрешеткам α ($0 < \alpha < 1$). Это означает, что доля $x\text{Fe}^{3+}$, замещенная титаном в В-подрешетке, вызывает αx переходов Fe^{3+} в Fe^{2+} в А-подрешетке и $(1-\alpha)x$ - в В-подрешетке. Таким образом, в А-подрешетке будет αxn ионов Fe^{2+} и $(1-\alpha x)n - \text{Fe}^{3+}$, где $n = 8$ - число тетраэдрических позиций в элементарной ячейке магнетита, занятых катионами.

Соответственно, в В-подрешетке число ионов Fe^{2+} будет $n + (1 - \alpha)xn = (1 + (1 - \alpha)x)n$, $\text{Fe}^{3+} : (1 - x)n - (1 - \alpha)xn = (1 - 2x + \alpha x)n$.

Относительный термодинамически средний магнитный момент, приходящийся на один ион железа $M = \langle m \rangle / m$, помещенный во внешнее магнитное поле H , определяется соотношением $M = B_S(mH / (k_B T))$, где k_B - постоянная Больцмана, T - температура, B_S - функция Бриллюэна, $S = 5/2$ для иона Fe^{3+} и $S = 4/2$ для иона Fe^{2+} . Анализ температурной зависимости эффективного магнитного момента существенно упростится, если обратиться к модели Изинга, в которой функция Бриллюэна $B_S(x)$ заменяется гиперболическим тангенсом, что соответствует $S = 1/2$.

Относительный термодинамически средний магнитный момент момент M , приходящийся на один ион в каждой подгруппе в модели Изинга в рамках теории эффективного поля будет удовлетворять следующим соотношениям:

$$\begin{cases} M_1 = \text{th} \left[\frac{4(5M_4 J_1 (1-2x+\alpha x) + 4M_3 J_2 (1+(1-\alpha)x)) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_2 = \text{th} \left[\frac{5(4M_3 J_1 ((1+(1-\alpha)x)) + 5M_4 J_3 (1-2x+\alpha x)) \mu_B^2}{k_B T} \right], \\ M_3 = \text{th} \left[\frac{4(4M_1 J_2 \alpha x + 5M_2 J_1 (1-\alpha x)) \mu_B^2}{k_B T} \right], \\ M_4 = \text{th} \left[\frac{5(4M_1 J_1 \alpha x + 5M_2 J_3 (1-\alpha x)) \mu_B^2}{k_B T} \right]. \end{cases} \quad (98)$$

где J_k включает в себя в качестве множителя число n , $J_1 = J_{14}n = J_{23}n$, $J_2 = J_{13}n$, $J_3 = J_{24}n$, где индексы 1 и 2 соответствуют группам ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в А-подрешетке, а индексы 3 и 4 - группам ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в В-подрешетке

Вблизи точки фазового перехода T_c в уравнениях (98) гиперболические тангенсы можно заменить их аргументами и записать систему однородных уравнений относительно M_k . Приравняв нулю определитель этой системы, получим уравнение для определения T_c .

Обменные интегралы J_k могут быть вычислены по реперным точкам зависимости t_c от x . Так, при $x = 1, \alpha = 1$ имеет место точка фазового перехода $T_c = 123\text{K}$ ульвошпинели, для которой в А и В подрешетках остаются только ионы Fe^{2+} . Отсюда можно найти значение обменного интеграла $J_2 = 1.23 \cdot 10^{25} \text{ Гс}^2/\text{Эрг}$.

В случае маггемита ($T_c = 948 \text{ K}$) в подрешетке А остаются n ионов Fe^{3+} , в подрешетке В $(1 + \frac{2}{3})n$ ионов Fe^{3+} . Тогда $J_3 = 4.72 \cdot 10^{25} \text{ Гс}^2/\text{Эрг}$.

При $x = 0, \alpha = 1$ имеет место точка фазового перехода магнетита $T_c = 853 \text{ K}$ и $J_1 = 3.48 \cdot 10^{25} \text{ Гс}^2/\text{Эрг}$.

С учетом направления магнитных моментов ионов в подрешетках средний магнитный момент, приходящийся на один атом и выраженный в магнетонах Бора, может быть определен так:

$$M = -(4M_1\alpha x + 5M_2(1 - \alpha x) - 4M_3(1 + (1 - \alpha)x) - 5M_4(1 - 2x + \alpha x)). \quad (99)$$

Воспользовавшись программным обеспечением Wolfram Mathematica, решая систему уравнений (98) при известных J_1, J_2, J_3, α, x для конкретных значений температуры T можно найти M_1, M_2, M_3, M_4, M . Зависимость температуры T_c от концентраций ионов титана, вычисленная для случаев $\alpha = 1, \alpha = 0.5, \alpha = 0$ представлена на рисунке 14. Отметим, что в случае $\alpha = 0$, когда переходы Fe^{3+} в Fe^{2+} осуществляются в В-подрешетке, при $x = 0.5$, оставшиеся ионы Fe^{3+} переходят в Fe^{2+} , так что вариант $\alpha = 0$ имеет смысл только при $x \leq 0.5$.

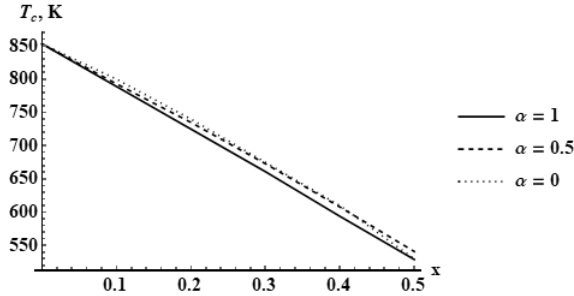


Рис. 14 — Зависимость температуры T_c от концентраций x ионов титана.

Из графика 15 видно, что температура фазового перехода как функция концентрации титана практически не зависит от параметра α и соответствует экспериментальной кривой, полученной О Рейли [43]. Однако, зависимость M от температуры, которую можно получить, решая систему уравнений (98), существенно отличается для разных параметров α (см. рисунки 15).

Из рисунков 15 видно, что даже в крайнем случае $\alpha = 0$ эффект полного самообращения возможен только при концентрации титана x , близкой к максимально возможному для этого значения α содержанию титана $x = 0.5$. Для случаев $\alpha = 0.5$ и $\alpha = 1$ магнитный момент монотонно возрастает при понижении температуры.

Относительно просто можно рассмотреть крайний идеализированный случай замещения ионами Tl^{4+} ионов Fe^{3+} в В-подрешетке маггемита. В идеальном случае полностью окисленного магнетита n ионов Fe^{2+} превращается в сумму $\frac{2}{3}n$ ионов Fe^{3+} и $\frac{1}{3}n$ вакансий. Тогда при внедрении ионов Tl^{4+} в А-подрешетке будет αxn ионов Fe^{2+} и $(1 - \alpha x)n - \text{Fe}^{3+}$, а в В-подрешетке, соответственно, $(1 - \alpha)xn - \text{Fe}^{2+}$ и $((1 + \frac{2}{3}) - (2 - \alpha)x)n - \text{Fe}^{3+}$

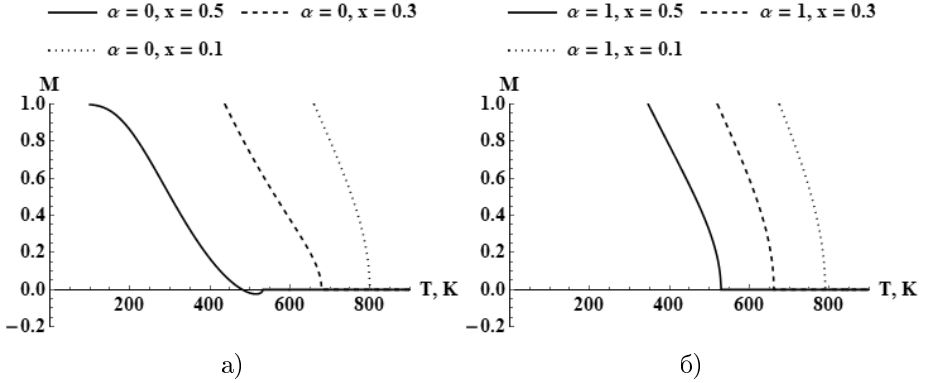


Рис. 15 — Зависимость среднего магнитного момента M , приходящегося на один атом и выраженного в магнетонах Бора, от температуры T для случаев: (а) $\alpha = 0$ при различных значениях x ; (б) $\alpha = 1$ при различных значениях x .

Система уравнений для определения зависимости магнитного момента от температуры примет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} M_1 = \text{th} \left[\frac{4(5M_4 J_1 (\frac{5}{3} - (2-\alpha)x) + 4M_3 J_2 (1-\alpha)x) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_2 = \text{th} \left[\frac{5(4M_3 J_1 (1-\alpha)x + 5M_4 J_3 (\frac{5}{3} - (2-\alpha)x)) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_3 = \text{th} \left[\frac{4(4M_1 J_2 \alpha x + 5M_2 J_1 (1-\alpha)x) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_4 = \text{th} \left[\frac{5(4M_1 J_1 \alpha x + 5M_2 J_3 (1-\alpha)x) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M^2 = -(4M_1 \alpha x + 5M_2 (1-\alpha)x - 4M_3 (1-\alpha)x) + \\ + (5M_4 (\frac{5}{3} - (2-\alpha)x)). \end{array} \right. \quad (100)$$

В случае частичного окисления, например, при переходе только $0,5n\text{Fe}^{2+}$ в Fe^{3+} в В- подрешетке система уравнений преобразуется в:

$$\left\{ \begin{array}{l} M_1 = \text{th} \left[\frac{4(5M_4 J_1 (\frac{4}{3} - (2-\alpha)x) + 4M_3 J_2 (\frac{1}{3} + (1-\alpha)x)) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_2 = \text{th} \left[\frac{5(4M_3 J_1 (\frac{1}{3} + (1-\alpha)x) + 5M_4 J_3 (\frac{4}{3} - (2-\alpha)x)) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_3 = \text{th} \left[\frac{4(4M_1 J_2 \alpha x + 5M_2 J_1 (1-\alpha)x) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M_4 = \text{th} \left[\frac{5(4M_1 J_1 \alpha x + 5M_2 J_3 (1-\alpha)x) \mu_B^2}{k_B T} \right] \\ M^2 = -(4M_1 \alpha x + 5M_2 (1-\alpha)x - 4M_3 (\frac{1}{3} + (1-\alpha)x)) + \\ + (5M_4 (\frac{4}{3} - (2-\alpha)x)). \end{array} \right. \quad (101)$$

Рисунки 16 иллюстрируют зависимость среднего магнитного момента, приходящегося на один атом и выраженного в магнетонах Бора, от температуры в случае частично окисленного титаномагнетита.

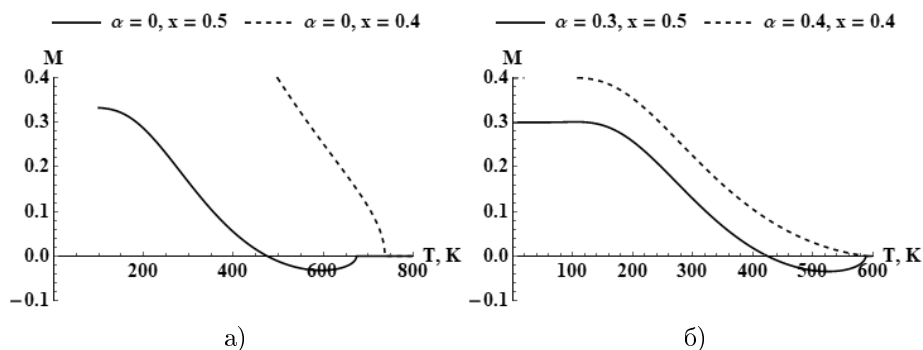


Рис. 16 — Зависимость среднего магнитного момента M , приходящегося на один атом и выраженного в магнетонах Бора, от температуры T для случаев: (а) полностью окисленный титаномагнетит; (б) частично окисленный титаномагнетит.

Отметим, что если для полностью окисленных титаномагнетитов самообращение имеет место практически при $\alpha = 0$, то для частично окисленного - самообращение возможно и при $\alpha > 0$ (в зависимости от концентрации титана).

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Возможная диффузия обменно-взаимодействующих ионов может приводить к появлению протекающего кластера при их концентрациях ниже критической и образованию остаточной намагниченности в результате изменения температуры Кюри.
2. Учет парных корреляций позволил приблизить определенную в методе случайных полей обменного взаимодействия температуру Кюри к точному решению. Установлено, что теплоемкость испытывает более сильный скачок, чем в приближении случайных полей взаимодействия, применённой к изолированному атому.
3. Полученные методом случайных полей обменного взаимодействия зависимости обратной восприимчивости от температуры позволяют проследить постепенное разрушение протекающего кластера и асимптотический переход в парамагнитное состояние.
4. Ряд известных экспериментальных данных о магнитных фазовых переходах в сложных системах с обменным взаимодействием получил адекватное объяснение в рамках метода случайных полей обменного взаимодействия.

5. Учет конкуренций обменных взаимодействий в группах ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в окисленном титаномагнетите позволил описать механизм самообращения намагниченности.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных изданиях, входящих в БД Scopus, Web of Science и Перечень ВАК РФ

- A1. *Белоконь, В.* Магнитные фазовые переходы в сплаве $Fe_{1-x}Zn_xCr_2S_4$: Метод случайных полей обменного взаимодействия / В. Белоконь, О. Дьяченко // Физика металлов и металловедение. — 2023. — Т. 124, № 10. — С. 897–903.
- A2. *Белоконь, В.* Магнитная восприимчивость сплавов ниже порога перколяции / В. Белоконь, О. Дьяченко, Р. Лапенков // Физика металлов и металловедение. — 2023. — Т. 124, № 1. — С. 24–28.
- A3. *Belokon, V.* Magnetic phase transition in an amorphous alloy: The theory of random fields of exchange interaction / V. Belokon, R. Lapenkov, O. Dyachenko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2022. — Vol. 564. — P. 170172.
- A4. *Белоконь, В.* Влияние диффузии на возникновение перколяционного кластера в магнетиках с прямым обменом / В. Белоконь, О. Дьяченко, Р. Лапенков // Физика металлов и металловедение. — 2022. — Т. 564. — С. 170172.
- A5. *Белоконь, В.* Дальний и ближний магнитный порядок в титаномагнетите / В. Белоконь, О. Дьяченко // Физика Земли. — 2020. — № 6. — С. 170–174.
- A6. *Белоконь, В.* Многообразие видов магнитного упорядочения: метод случайных полей обменного взаимодействия / В. Белоконь, О. Дьяченко, Р. Лапенков // Физика металлов и металловедение. — 2020. — Т. 121, № 8. — С. 802–806.
- A7. *Belokon, V.* Magnetic susceptibility of systems with different types of interactions: The random interaction fields method / V. Belokon, R. Lapenkov, O. Dyachenko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Vol. 512. — P. 167051.
- A8. *Belokon, V.* Oguchi's method and random interaction fields' method: Investigation of properties of ferromagnetic materials / V. Belokon, A. Trofimov, O. Dyachenko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2019. — Vol. 471. — P. 501–503.

- A9. *Белоконов, В.* Самообращение намагниченности титаномагнетита: теория эффективного поля / В. Белоконов, О. Дьяченко, П. Кириченко // *Физика Земли*. — 2018. — № 1. — С. 128—133.
- A10. *Belokon, V.* The combination of the random interaction fields' method and the Bethe–Peierls method for studying two-sublattice magnets / V. Belokon, V. Kapitan, O. Dyachenko // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2016. — Vol. 401. — P. 651—655.
- A11. *Belokon, V.* Random interaction fields method: Magnetic phase transitions in the thin films / V. Belokon, O. Dyachenko // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2015. — Vol. 374. — P. 92—95.
- A12. *Белоконов, В.* О возможном применении метода случайных полей обменного взаимодействия в исследовании магнитных свойств горных пород / В. Белоконов, О. Дьяченко, В. Капитан // *Физика Земли*. — 2015. — № 5. — С. 12—12.
- A13. The magnetic states and labyrinth ordering in 2D lattices of Ising spins with RKKY interaction / K. Nefedev [et al.] // *International Journal of Modeling, Simulation, and Scientific Computing*. — 2015. — Vol. 6, no. 02. — P. 1550012.
- A14. *Belokon, V.* Phase transitions in magnets with competing exchange interactions / V. Belokon, O. I. Dyachenko // *Solid State Phenomena*. — 2014. — Vol. 215. — P. 119—122.
- A15. Magnetic states of nanoparticles with RKKY interaction / V. Belokon [et al.] // *Advanced Materials Research*. — 2013. — Vol. 774. — P. 523—527.
- A16. *Belokon, V.* Phase transitions in the binary alloys with annealed magnetic impurities / V. Belokon, K. Nefedev, O. Dyachenko // *Applied Mechanics and Materials*. — 2013. — Vol. 328. — P. 789—793.
- A17. *Belokon, V.* Concentration phase transitions in two-sublattice magnets / V. Belokon, K. Nefedev, O. Dyachenko // *Advanced Materials Research*. — 2012. — Vol. 557. — P. 731—734.
- A18. *Белоконов, В.* Распределение случайных полей обменного взаимодействия и магнитные фазовые переходы / В. Белоконов, К. Нефедев, О. Дьяченко // *Перспективные материалы*. — 2012. — № 6. — С. 5—9.
- A19. Суперпарамагнетизм в 1D-модели Изинга / В. Белоконов [и др.] // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. — 2010. — Т. 74, № 10. — С. 1474—1476.

В сборниках трудов конференций

- A20. *Белоконь, В.* Магнитные фазовые переходы в железосодержащих сплавах со структурой шпинели / В. Белоконь, О. Дьяченко // Сборник тезисов Всероссийской конференции с международным участием «Палеомагнетизм и магнетизм горных пород». — Казань : Казан. Фед. Ун-т, 2023. — С. 8.
- A21. *Belokon, V.* Magnetic properties of amorphous alloys in a random field model / V. Belokon, R. Lapenkov, O. Dyachenko // Proceedings of The Sixth Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials Vladivostok, Russia, April 25 – 29, 2022. — Vladivostok : Dalnauka, 2022. — P. 145—146.
- A22. *Белоконь, В.* Дальний и ближний порядок в титаномагнетитах и магнитная вязкость / В. Белоконь, О. Дьяченко // Сборник тезисов «XXV юбилейная Всероссийская школа-семинар по проблемам палеомагнетизма и магнетизма горных пород 25-29 сентября 2019». Москва, Борок, ИФЗ РАН. — Ярославль : Филигрань, 2019. — С. 10.
- A23. *Belokon, V.* Investigation of the magnetic properties of ferromagnets in the framework of the random interaction fields method / V. Belokon, O. Dyachenko // Book of abstracts of Sol-SkyMag 2018 San Sebastian, Spain - June 18th - June 22nd, 2018. — San Sebastian, 2018. — P. 74.
- A24. *Belokon, V.* Contribution of diffusion to the remanent magnetization of the system of one-domain particles / V. Belokon, O. Dyachenko, E. Chibiriak // Book of abstracts of International Conference on Paleomagnetism and Rock Magnetism, Kazan, 2-7 October 2017. — Kazan (Volga Region) : Federal University Kazan, 2017. — P. 10.
- A25. *Белоконь, В.* Теплоемкость ферромагнетика вблизи точки кюри: метод Огучи и метод случайных полей взаимодействий / В. Белоконь, О. Дьяченко, Т. А.Н. // Материалы XV региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование», г.Благовещенск, 26-30 сентября 2017 г. — Благовещенск : Амурский государственный университет, 2017. — С. 26.
- A26. *Belokon, V.* On the possible self-reversal of magnetization of titanomagnetite / V. Belokon, O. Dyachenko // Book of Abstracts of 11th International Conference Problems of geocosmos, October 3-7, 2016. — Saint-Petersburg, 2016. — P. 125—126.
- A27. *Белоконь, В.* Теплоемкость системы спинов Изинга в модели случайных полей взаимодействия / В. Белоконь, О. Дьяченко, Ш. Д. // Материалы XIV региональной научной конференции под редакцией канд. физ.-мат. наук, доц. А. И. Мазура, Хабаровск, 22–24 сентября 2016 г. — Хабаровск : ТОГУ, 2016. — С. 97—101.

- A28. *Белоконь, В.* Температурная зависимость магнитного момента титаномагнетита / В. Белоконь, О. Дьяченко, А. А. // *Материалы 59-й Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания»*, Владивосток, 01 января – 31 декабря 2016 года. — Владивосток : Издательство Тихоокеанского высшего военно-морского училища имени С. О. Макарова Макарова, 2016. — С. 18–19.
- A29. *Belokon, V.* Superparamagnetism in thin films / V. Belokon, O. Dyachenko // *Third Asian school-conference on physics and technology of nanostructured materials Vladivostok, August 19-26, 2015.* — Vladivostok : Dalnauka, 2015. — P. 151–152.
- A30. *Белоконь, В.* О возможном применении метода случайных полей обменного взаимодействия в исследовании магнитных свойств горных пород / В. Белоконь, О. Дьяченко // *Материалы всероссийской школы-семинара по проблемам палеомагнетизма и магнетизма горных пород на базе Геофизической обсерватории «Борок» ИФЗ РАН, 9 ноября 2015 г.* — Ярославль : Филигрань, 2015. — С. 81.
- A31. *Belokon, V.* The combination of the Random Interaction Field Method and Bethe Peierls Method for studying of two-sublattice magnets / V. Belokon, O. Dyachenko // *Book of Abstracts The INTERMAG 2015, Beijing, China, from May 11 to May 15, 2015.* — China, 2015. — P. 90.
- A32. Monte Carlo simulation of lattice systems with RKKY interaction / V. Belokon [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series. Vol. 490.* — 2014. — P. 012163.
- A33. *Belokon, V.* Influence of diffusion on the Curie point and the magnetic properties of minerals such as solid solutions / V. Belokon, O. Dyachenko, A. Kremneva // *Book of Abstracts of 10 International Conference Problems of geocosmos, October 8, 2014.* — Saint-Petersburg, 2014. — P. 45.
- A34. *Belokon, V.* Concentration of magnetic transitions in dilute magnetic materials / V. Belokon, V. Kapitan, O. Dyachenko // *Journal of Physics: Conference Series. Vol. 490.* — 2014. — P. 012165.
- A35. *Белоконь, В.* Концентрационные магнитные переходы в ферримагнетиках: метод случайных полей взаимодействия / В. Белоконь, О. Дьяченко // *Материалы двенадцатой региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование»*, 28 – 31 октября 2013 года. — Хабаровск : ТОГУ, 2013. — С. 10.

- A36. *Белоконь, В.* Магнитные состояния и магнитных явления в системах с прямым и РККИ взаимодействиями / В. Белоконь, О. Дьяченко // *Материалы международной школы-семинара по проблемам палеомагнетизма и магнетизма горных пород, 7 – 12 октября 2013 г., Казань.* — Казань : Казан. Фед. Ун-т, 2013. — С. 15—22.
- A37. Magnetic states of nanoparticles with RKKY interaction / V. Belokon [et al.] // *Advanced Technologies in Manufacturing, Engineering and Materials Selected, peer reviewed papers from the 2013 International Forum on Mechanical and Material Engineering (IFMME 2013), June 13-14, Guangzhou, China.* — China, 2013. — P. 523.
- A38. *Belokon, V.* Phase transitions in alloys with dilute magnetic impurities / V. Belokon, K. Nefedev, O. Dyachenko // *Proceedings of 2nd International Conference on Computational and Theoretical Nanoscience (ICCTN 2013), Hong Kong, China, March 1-3, 2013.* — Hong Kong, 2013. — P. 15.
- A39. *Belokon, V.* Phase transitions in magnets with competing exchange interactions / V. Belokon, O. Dyachenko // *EASTMAG-2013: V Euro-Asian symposium "Trends in MAGnetism": nanomagnetism, 15th-21st September 2013, Russky Island, Vladivostok, Russia : [abstracts].* — Vladivostok : FEFU, 2013. — P. 209.
- A40. *Belokon, V.* Spin-glass state in nanoparticles with the RKKY interaction / V. Belokon, O. Dyachenko, K. Nefedev // *Book of Abstracts of 9th International Conference Problems of geocosmos, October 8, 2012.* — Saint-Petersburg, 2012. — P. 30.
- A41. *Белоконь, В.* РККИ взаимодействие магнитных сферических частиц в немагнитной матрице / В. Белоконь, О. Дьяченко, Н. К. // *Материалы Международного научного форума студентов, аспирантов и молодых ученых стран Азиатско-Тихоокеанского региона - 2012, Владивосток, 14- 17 мая 2012 г.* — Владивосток : Издательский дом Дальневост. федерал. ун-та, 2012. — С. 74.
- A42. *Belokon, V.* Magnetic ordering in the nanoparticles with the RKKY interaction / V. Belokon, O. Dyachenko, K. Nefedev // *Book of abstract of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS 2012), Italy, Parma.* — Parma, 2012. — P. 14.
- A43. Analogous calculation device on the base of magnetic nanoparticle arrays / V. Belokon [et al.] // *Innovations in Information and Communication Science and Technology IICST 2012 — Second Postgraduate Consortium International Workshop.* — Tomsk : Publ. office of Tomsk state univ. of control systems a. radio electronics, 2012. — P. 235—241.

- A44. *Белоконь, В.* Оценка критических концентраций «ферромагнитных» атомов в системах с РККИ взаимодействием / В. Белоконь, О. Дьяченко, К. Нефедев // *Материалы десятой региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование», г.Владивосток, 1–3 ноября 2011 г. — Владивосток : ИАПУ ДВО РАН, 2011. — С. 14–15.*
- A45. Ориентация ферромагнитной частицы в случайном поле осадка / В. Белоконь [и др.] // *Материалы международной школы-семинара «Проблемы палеомагнетизма и магнетизма горных пород» Палеомагнетизм и магнетизм горных пород: теория, практика, эксперимент. — Москва : ГЕОС, 2011. — С. 16–21.*
- A46. *Белоконь, В.* Самосогласованная статистическая сумма спинов Изинга в приближении молекулярного поля / В. Белоконь, О. Дьяченко, К. Нефедев // *Материалы всероссийской конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по физике, ДВФУ, Владивосток, 12-14 мая, 2011 г. — Владивосток : ДВФУ, 2011. — С. 12–14.*
- A47. *Белоконь, В.* Распределение случайных полей обменного взаимодействия и магнитные фазовые переходы / В. Белоконь, О. Дьяченко, К. Нефедев // *Сборник тезисов всероссийской конференции по теплофизическим свойствам вещества, РКТС-13, Новосибирск, 26 -30 июня 2011 г. — Новосибирск : Ин-т теплофизики СО РАН, 2011. — С. 15–17.*
- A48. Магнитные состояния массивов наноточек: численные эксперименты / В. Белоконь [и др.] // *Материалы международного IV Евро-Азиатского симпозиума «Тренды в Магнетизме: Наноспинтроника», EASTMAG-2010, Екатеринбург, Россия, 28 Июня-2 Июля, 2010 г. — Екатеринбург : Изд-во Института физики металлов УрО РАН, 2010. — С. 141–143.*
- A49. *Belokon, V.* An Estimate of the Remanent Magnetization in the Case of a Ferromagnet Transformation Accompanied by a Change in the Curie Temperature / V. Belokon, E. Chibiriak, O. Dyachenko // *Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism: International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan, Russia). — Springer, 2019. — С. 123–132.*

В прочих изданиях

- A50. Метод случайного поля в магнетизме наночастиц: монография / Л. Афремов [и др.] // *Владивосток: Изд-во ДВФУ. — 2016.*

Список литературы

1. *Edwards, S.* Theory of spin glasses / S. Edwards, P. Anderson // J. Phys. F. — 1975. — Vol. 5. — P. 965—974.
2. *Sherrington, D.* Solvable model of a Spin-Glass / D. Sherrington, S. Kirkpatrick // Phys. Rev. Letters. — 1975. — Vol. 35. — P. 1792—1795.
3. *Гинзбург, С.* Необратимые явления в спиновых стеклах / С. Гинзбург. — Москва : Наука, 1989. — 152 с.
4. *Newman, C. M.* Ground-state stability and the nature of the spin glass phase / C. M. Newman, D. L. Stein // Physical Review E. — 2022. — Vol. 105, no. 4. — P. 044132.
5. *Fateme, I.* Magnetic proximity in a coupled ferromagnet–spin glass system / I. Fateme, R. Sepehrinia // Phys. Rev. B. — 2023. — Vol. 107. — P. 094207.
6. *Tsubokawa, I.* On the magnetic properties of a CrBr₃ single crystal / I. Tsubokawa // J. Phys. Soc. Jpn. — 1960. — Vol. 15. — P. 1664—1668.
7. *Нагаев, Э. Л.* Физика магнитных полупроводников / Э. Л. Нагаев. — Москва : Наука, 1979. — 431 с.
8. *Белов, К. П.* Магнитные полупроводники — халькогенидные шпинели / К. П. Белов, Ю. Д. Третьяков, И. В. Гордеев. — Москва : МГУ, 1981. — 279 с.
9. Magnetic order in *FeCr₂S₄*-type chalcogenide spinels / F. Berry [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2007. — Vol. 19, no. 26. — P. 266204.
10. *Ramirez, A. P.* Magnetoresistance in Cr-Based Chalcogenide Spinels / A. P. Ramirez, R. J. Cava, J. Krajewski // Nature. — 1997. — Vol. 386. — P. 156.
11. Anisotropic colossal magnetoresistance effects in *Fe_{1-x}Cu_xCr₂S₄* / V. Fritsch [et al.] // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 67. — P. 144419.
12. *Hemberger, J.* Relaxor ferroelectricity and colossal magnetocapacitive coupling in ferromagnetic *CdCr₂S₄* / J. Hemberger, P. Lunkenheimer, R. Fichtl // Nature. — 2005. — Vol. 434. — P. 364.
13. *Kalvius, G.* Low temperature incommensurately modulated and non-collinear spin structure in *FeCr₂S₄* / G. Kalvius // J. Phys.: Condens. Matter. — 2010. — Vol. 22. — P. 052205.
14. *Choi, K.* Anomalous electronic, phonon, and spin excitations in the chalcogenide spinel *FeCr₂S₄* / K. Choi // J. Phys.: Condens. Matter. — 2007. — Vol. 19. — P. 145260.

15. *Dimmich, R.* Electronic transport properties of metallic multi-layer films / R. Dimmich // J. Phys. F: Metal. Phys. — 1985. — Vol. 15. — P. 2477—2487.
16. *Chen, C.-X.* Electrical conductivity of multilayered metallic thin films / C.-X. Chen // Appl. Phys. A. — 1986. — Vol. 40. — P. 37—40.
17. *Dimmich, R.* Optical properties of metallic multilayer films / R. Dimmich // Phys. Rev. B. — 1992. — Vol. 45. — P. 3784—3791.
18. *Fenn, M.* Electrical resistivity of Cu and Nb thin films and multilayer / M. Fenn, A. Petford-Long, P. Donovan // J. Magn. Mater. — 1999. — Vol. 198. — P. 231—232.
19. *Frolov, G. I.* Film carriers for memory devices with superdense magnetic recording / G. I. Frolov // Tech. Phys. — 2001. — Vol. 17. — P. 50—57.
20. Giant magnetoresistance of (001) Fe/ (001) C magnetic superlattices / M. N. Baibich [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1988. — Vol. 61. — P. 472—475.
21. *Camley, R. E.* Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance / R. E. Camley, R. L. Stamps // J. Phys.: Condens. Matter. — 1993. — Vol. 5. — P. 3727—3786.
22. *Chandrasekhar, S.* Stochastic problems in physics and astronomy / S. Chandrasekhar // Reviews of modern physics. — 1943. — T. 15, № 1. — С. 1.
23. *Берков, Д.* К теории кривых перемангничивания разбавленных случайных магнетиков / Д. Берков, С. Мешков // ЖЭТФ. — 1988. — Т. 94, № 11. — С. 140.
24. *Щербаков, В.* О функции распределения молекулярных полей в системах со случайно распределенными центрами взаимодействия / В. Щербаков // ФММ. — 1979. — Т. 48, № 6. — С. 1134.
25. *Белоконь, В.* Метод случайного поля в модели Изинга разбавленного ферромагнетика / В. Белоконь, С. Семкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1992. — Т. 102, № 4. — С. 1254—1258.
26. *Белоконь, В.* Магнитные фазовые переходы в аморфных системах с конкурирующими обменными взаимодействиями / В. Белоконь, К. Нефедев // Физика твердого тела. — 2002. — Т. 44, № 9. — С. 1632—1634.
27. *Belokon, V.* Random field method in the theory of ferromagnetism of binary alloys / V. Belokon, S. Semkin // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1993. — Vol. 104, no. 5. — P. 3784.

28. *Efros, A. L.* Physics and geometry of disorder / A. L. Efros // Percolation Theory. — 1982.
29. *Onsager, L.* Crystal statistics. I. A two-dimensional model with an order-disorder transition / L. Onsager // Phys.Rev. — 1944. — Vol. 65, no. 3. — P. 117—149.
30. *Weiss, P.* The application of the Bethe-Peierls method to ferromagnetism / P. Weiss // Phys. Rev. — 1948. — Vol. 74, no. 10. — P. 1493.
31. *Bethe, H. A.* Statistical Theory of Superlattices / H. A. Bethe // Proc. Roy. Soc. A. — 1995. — Vol. 150. — P. 552—575.
32. *Peierls, R.* On Ising's model of ferromagnetism / R. Peierls // Proc. Camb. Phil. Soc. — 1936. — Vol. 32. — P. 477.
33. *Петраковский, Г.* Аморфные магнетики / Г. Петраковский // Успехи физических наук. — 1981. — Т. 144, № 2. — С. 117—149.
34. *Getzlaff, M.* Fundamentals of Magnetism / M. Getzlaff. — Springer, 2008. — 402 p.
35. *Du Tremolet De Lacheisserie, E.* Magnetism: Materials and Applications / E. Du Tremolet De Lacheisserie. — Springer Science, 2005. — 517 p.
36. *Петраковский, Г.* Спиновые стекла / Г. Петраковский // Соросовский образовательный журн. — 2001. — Т. 7, № 9. — С. 83—89.
37. *Иудин, Д.* Иудин Д.И. Фракталы: от простого к сложному. / Д. Иудин. — Н. Новгород : ННГАСУ, 2012. — 200 с.
38. *Cannella, V.* Magnetic ordering in goldiron alloys / V. Cannella, J. Mydosh // Phys. Rev. B-Solid State. — 1972. — Vol. 6. — P. 4220.
39. Магнитная фазовая диаграмма твердых растворов $Fe_{1-x}Zn_xCr_2S_4$ / Т. Г. Аминов [и др.] // Конденсированные среды и межфазные границы. — 2012. — Т. 14, № 4. — С. 405.
40. Осцилляции температуры Кюри и критические явления в мультислойных пленках Co/Cu / П. Д. Ким [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 1996. — Т. 64, № 5. — С. 1341—345.
41. Мультислойные пленки Co/Pd и Co/Pd/CoNi: определение знака и величины обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, разделенных слоями палладия / Р. Исаков [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Т. 66, № 7. — С. 4.
42. *Robert, F. B.* Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes / F. B. Robert. — Blackwell Scientific Publications, 1992. — 319 p.

43. *O Reilly, W. Rock and Mineral Magnetism / W. O Reilly.* — N.Y : Chapman, Hall, 1984. — 220 p.

Дьяченко Ольга Игоревна

Магнитные фазовые переходы в системах с обменным взаимодействием: метод
случайных полей взаимодействия

Автореф. дис. на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 2. Тираж 100 экз.

Типография _____