

Андрей Станиславович вообще был очень большим оптимистом. После того, как он демобилизовался, он возобновил учёбу в университете и успешно его закончил.

Первое время А.С. Боровик-Романов работал под руководством Петра Георгиевича Стрелкова, а вскоре превратился в одного из лидеров среди исследователей физики магнитных явлений. Долгие годы у нас "официальным" главой "магнитной диаспоры" был Сергей Васильевич Вонсовский, а после него безусловным лидером в исследовании магнитных явлений, конечно, стал Андрей Станиславович.

Впервые А.С. прославился, когда они с М.П. Орловой обнаружили слабый ферромагнетизм антиферромагнетиков. В принципе, такое явление наблюдалось, но, как полагали, оно обусловлено тем, что за счёт присутствия неконтролируемых примесей имеет место неполная компенсация магнитных моментов двух подрешёток и возникает ненулевой ферромагнитный момент. Так вот, их достижением было то, что они продемонстрировали, что это явление не имеет отношения к примесям и что, так сказать, природа вещей такова.

И здесь Андрею Станиславовичу очень повезло — у него наметился близкий творческий контакт с теоретиком Игорем Ехильевичем Дзялошинским, который работал здесь же, в нашем институте (ИФП РАН). И это сотрудничество породило много весьма интересных результатов как в теории, так и в эксперименте. Пётр Леонидович Капица всегда приводил это как пример плодотворного сотрудничества теории и эксперимента. Важнейшим результатом здесь было предсказание и открытие пьезомагнетизма. Во многих книгах тогда высказывалось мнение, что пьезомагнетизм невозможен, поскольку при изменении знака времени деформация не меняется, а магнитный момент меняется на обратный. Но это неверно, если речь идёт о состоянии, не инвариантном относительно изменения знака времени, каковым является любое антиферромагнитное состояние. Так вот, Андрей Станиславович открыл пьезомагнетизм в антиферромагнетиках.

Дальше последовало много блестящих работ с его учениками — Людмилой Андреевной Прозоровой, Натальей Михайловной Крейнис и многими другими, например Александром Ивановичем Смирновым. В общем, в нашем институте образовалась довольно многочисленная и блестящая группа людей, занимающихся магнетизмом до сих пор.

Сейчас, конечно, магнетизм совсем не тот, который был во времена Боровика-Романова, с тех пор много воды утекло, но его школа продолжает находиться на очень высоком уровне в мировом масштабе и занимается именно современным магнетизмом. Я очень хорошо помню реакцию Андрея Станиславовича на открытие сверхтекучести гелия-3. Это было в 1972 г. На него это открытие произвело очень сильное впечатление, особенно после того, как им было осознано, что сверхтекучий гелий-3 в магнитном смысле является антиферромагнетиком. А.С. поставил задачу заняться изучением сверхтекучего гелия-3 и именно как антиферромагнетика. Здесь надо отметить, что до сих пор, как можно сейчас сказать, на просторах бывшего Варшавского договора нет ни одной группы, которая бы успешно занималась сверхтекучим гелием-3. А Боровик-Романов начал эти исследования в середине 1980-х годов. Он создал весьма творческий коллектив молодых сотрудни-

ков: Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев, Ю.М. Мухарский, Д.А. Сергацков. Кроме того, в нём была Анита де Ваард из Голландии и другие иностранные участники. Они построили установку, которая до сих пор является уникальной и позволяет получать температуры до десятой доли милликельвина.

И что ещё очень важно — это предвидение Боровика-Романова, что сверхтекучий гелий-3 интересен в особенности не тем, чем интересен сверхтекучий гелий-4, т.е. сверхтекучестью, а именно своими магнитными свойствами. В результате группа, работавшая под руководством Андрея Станиславовича, открыла новое явление, которое называется магнитной сверхтекучестью. В открытии этого явления существенную роль также сыграл теоретик, работающий в нашем институте — Игорь Акиндинович Фомин. Авторы назвали это явление "Однородно прецессирующий домен". Сейчас более модно говорить о бозе-конденсатах. Так вот, это такой нестационарный бозе-конденсат, когда система когерентно прецессирует во времени, будучи однородной в пространстве.

Андрей Станиславович страстно любил путешествовать. Помню, как на конференции в Одессе А.С. вместе с супругой тщательно изучали карту окрестностей Одессы, увлечённо составляя маршруты для самостоятельных экскурсий. Это увлечение оказалось роковым для А.С. Желание посетить Международную конференцию по магнетизму в Австралии в июле 1997 г. оказалось сильнее запретов врачей, которые категорически возражали против такого дальнего перелёта, крайне опасного для здоровья Андрея Станиславовича. Но А.С. настоял на этой поездке, и эта поездка оказалась для него последней...

Смерть А.С. была для всех неожиданной, он думал о своей любимой науке, был полон планов и замыслов, однако осуществлять эти планы пришлось коллегам и ученикам уже без Андрея Станиславовича. Но наука, которой занимался А.С., продолжает развиваться как в ИФП РАН, так и во многих других лабораториях мира, о чём и будет рассказано сегодня на нашей сессии в последующих научных докладах.

PACS numbers: 75.40.-s, 75.50.Ec, 75.70.-i
DOI: 10.3367/UFNr.0180.2010081.0880

Антиферромагнетик на треугольной решётке $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$

А.И. Смирнов, Л.Е. Свистов, Л.А. Прозорова,
О.А. Петренко, М. Хагивара

Исследование магнитного упорядочения спинов на двумерной треугольной решётке привело к обнаружению необычных фазовых переходов, обусловленных фрустрацией антиферромагнитного обменного взаимодействия и влиянием флуктуаций. Для треугольной решётки анти-

А.И. Смирнов, Л.Е. Свистов, Л.А. Прозорова. Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, РФ
О.А. Петренко. University of Warwick, UK
М. Хагивара (M. Hagiwara). Osaka University, Japan
E-mail: prozorova@kapitza.ras.ru

параллельное упорядочение спинов, соответствующее минимуму энергии парных взаимодействий, не может быть реализовано: при антипараллельной ориентации первого и второго спинов на треугольнике третий спин не может быть направлен строго противоположно и первому, и второму. Минимум обменной энергии для классических спинов ($S \gg 1$) реализуется для трёхподрешёточной конфигурации, в которой на каждом треугольнике направления спинов составляют друг с другом угол 120° [1, 2]. Высказывалось предположение о том, что спины $S = 1/2$ на треугольной решётке в основном состоянии являются полностью неупорядоченными и находятся в состоянии квантовой спиновой жидкости [3]. Последующие теоретические исследования, основанные на численном моделировании в условиях взаимодействия только ближайших соседей, показали, однако, что и в этом случае возникает трёхподрешёточное 120° -градусное упорядочение, но редукция спина за счёт квантовых нулевых колебаний весьма велика — упорядоченная компонента спина составляет всего лишь 40 % номинальной величины [4]. В экспериментах с реальными магнитными системами с правильной треугольной решёткой наблюдались системы с "треугольным", т.е. 120° -градусным трёхподрешёточным упорядочением, а также квантово-разупорядоченные системы с отсутствием магнитного порядка при уменьшении температуры вплоть до очень низких значений (см., например, [5]). В данном сообщении мы рассмотрим вопрос об упорядоченной фазе двумерного антиферромагнетика с квазиклассическими спинами на правильной треугольной решётке и фазовые превращения в магнитном поле.

В магнитном поле классический антиферромагнетик с гейзенберговским обменом на треугольной решётке обладает специфическим видом вырождения [1] — все спиновые конфигурации трёх подрешёток с одинаковым полным моментом имеют одинаковую энергию в приближении молекулярного поля, например конфигурации видов *a*, *b*, *b'* (рис. 1).

Основное состояние определяется в этом случае флуктуациями. Для равновесной структуры свободная энергия с учётом квантовых и тепловых флуктуаций, определяющихся спектрами спиновых волн, должна быть минимальной. Теоретический анализ [1, 2] показы-

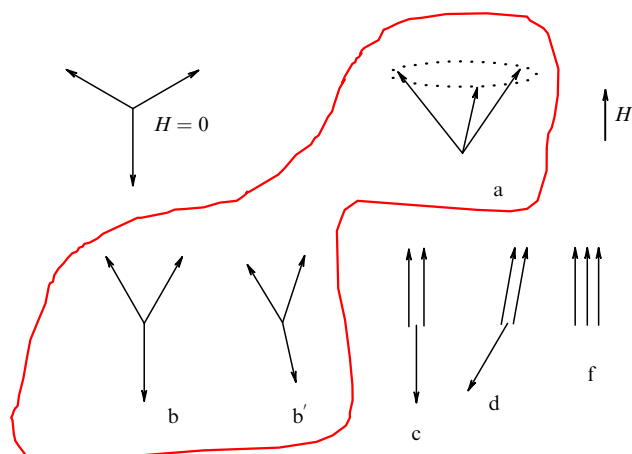


Рис. 1. Схематическое изображение магнитных моментов подрешёток для двумерного антиферромагнетика на треугольной решётке. Конфигурации, обведённые контуром, соответствуют вырожденным состояниям с одинаковым полным магнитным моментом.

вает, что в слабых магнитных полях флуктуации стабилизируют планарную спиновую структуру (структура "b" на рис. 1), в которой спины лежат в плоскости, параллельной магнитному полю. Альтернативная зонтичная структура "a" оказывается энергетически невыгодной. Кроме того, флуктуации стабилизируют коллинеарную спиновую структуру "два вверх, один вниз" ("c" на рис. 1) в протяжённом интервале магнитных полей в окрестности значения, равного одной трети поля насыщения, $H = H_{\text{sat}}/3$. В приближении теории молекулярного поля такая структура может реализоваться лишь в поле $H_{\text{sat}}/3$ и она не приводит к возникновению особенностей на кривой намагничивания. Учёт флуктуаций приводит к предсказанию появления плато намагниченности на уровне $1/3$ от полного магнитного момента и наличия протяжённой по полю области на фазовой $T-H$ диаграмме, соответствующей коллинеарной фазе "c". В области высоких полей, предшествующих полю насыщения, флуктуации стабилизируют планарную структуру "d". В теоретических работах и в численных симуляциях (см., например, [6, 7]) были предсказаны фазовые диаграммы видов, изображённых на рис. 2.

Среди экспериментальных исследований антиферромагнетиков на треугольных решётках до недавнего времени преобладали исследования соединений типа ABX_3 ($A = \text{Cs, Rb}$; $B = \text{Ni, Mn, Cu}$; $X = \text{Cl, Br, I}$). Однако доминирующим в них является обменное взаимодействие в направлении, перпендикулярном плоскостям, содержащим треугольные плоские решётки магнитных ионов, т.е. эти системы представляют собой квазиодномерные магнетики (см., например, [8]). В данном сообщении мы рассмотрим экспериментальные исследования квазидвумерного антиферромагнетика с треугольной решёткой, $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$, и сравним экспериментальные результаты с результатами теоретических моделей. Магнитная структура $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ образована ионами Fe^{3+} ($S = 5/2$, $L = 0$), расположенными в слоях с правильной треугольной (гексагональной) решёткой (рис. 3). Магнитные слои разделены немагнитными ионами Rb и немагнитными комплексами MoO_4 , что обуславливает справедливость двумерного приближения. Умеренное значение основного обменного интеграла позволяет проводить исследования в полях вплоть до поля насыщения.

На рисунке 4 приведены кривые намагничивания в импульсных полях до 25 Тл [9], а на рис. 5 — в стационарных полях до 10 Тл [10]. Поле приложено в плоскости магнитных слоёв. Представленные данные показывают существование плато намагниченности вблизи величины $M_{\text{sat}}/3$, причём, как видно из кривых dM/dH , плато расширяется с увеличением температуры, в согласии с тем, что тепловые флуктуации стабилизируют коллинеарную фазу. Будем обозначать поля, ограничивающие плато, как H_{c1} и H_{c2} . Кроме значений этих двух критических полей, изменение производной dM/dH фиксирует ещё одну особенность, магнитное поле которой обозначено на рис. 5 как H_{c3} ; это поле будет обсуждаться ниже. Кроме кривых намагничивания, были исследованы температурные зависимости магнитного момента в различных полях [11], зависимости теплоёмкости от поля и температуры [9, 10], спектров электронного спинового [9, 11] и ядерного магнитного [10, 12] резонансов. Примеры зависимостей теплоёмкости от температуры приведены на рис. 6. Данные по

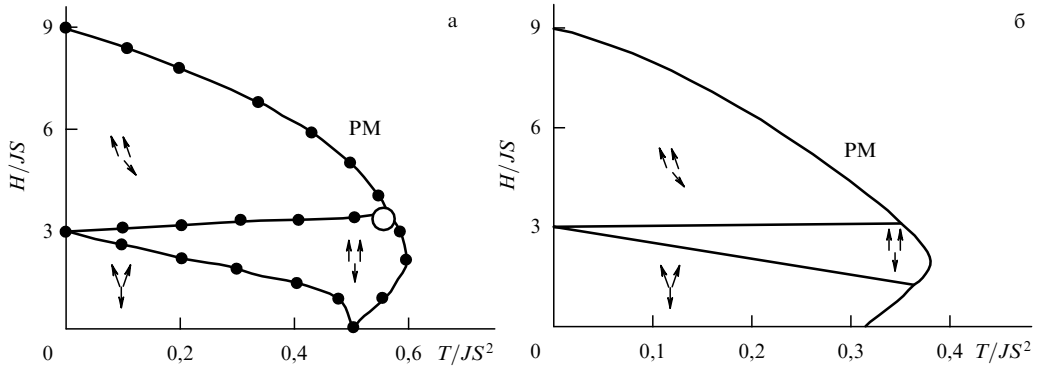


Рис. 2. (а) Фазовая диаграмма для двумерной XY- модели [6]. (б) Фазовая диаграмма для двумерной модели Гейзенберга [7]. J — обменный интеграл, S — спин магнитного иона, PM — парамагнитная область.

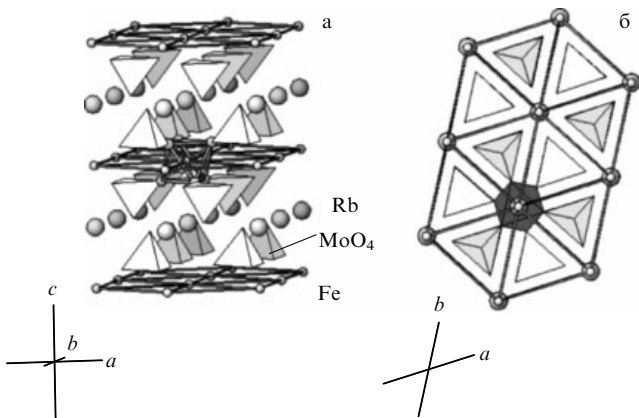


Рис. 3. Кристаллическая структура $RbFe(MoO_4)_2$.

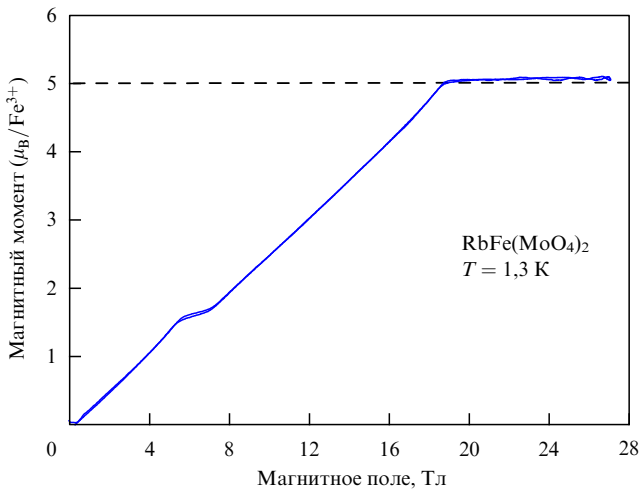
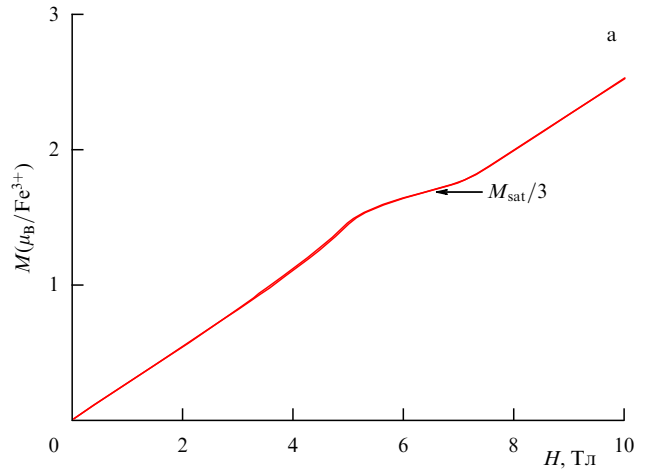


Рис. 4. Зависимость магнитного момента от поля в интервале до 25 Тл.

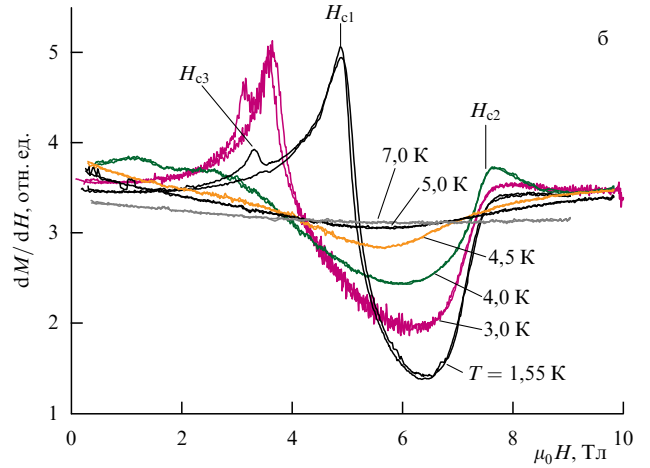


Рис. 5. (а) Зависимость магнитного момента от поля, приложенного в плоскости магнитных слоёв, при $T = 1,55$ К. (б) Зависимость производной dM/dH при различных температурах. H_{c1} , H_{c2} , H_{c3} — критические поля.

теплоёмкости хорошо фиксируют переход по температуре из парамагнитной фазы в виде острой особенности на кривой $C(T)$. При измерении зависимостей $C(H)$ возникают чёткие особенности в поле H_{c1} нижней границы плато намагниченности, в то время как при пересечении поля верхней границы отклик теплоёмкости незаметен. Теплоёмкость имеет также особенность вблизи поля $H_{c4} > H_{c2}$; соответствующие зависимости $C(H)$ приведены в [9]. Все эти особенности представлены на фазовой диаграмме рис. 7.

Эксперименты по рассеянию нейтронов [13] фиксируют в нулевом поле при температуре, равной температуре Нееля $T_N = 3,8$ К, появление магнитных брэгговских пиков, соответствующих волновому вектору магнитной структуры $\mathbf{q} = (1/3, 1/3, 0,457)$ в единицах векторов обратной решётки кристалла $RbFe(MoO_4)_2$. Эта температура хорошо согласуется с температурой пика теплоёмкости и излома магнитной восприимчивости. Значения компонент (q_x, q_y) согласуются с образованием 120-градусной трёхподрешёточной магнитной

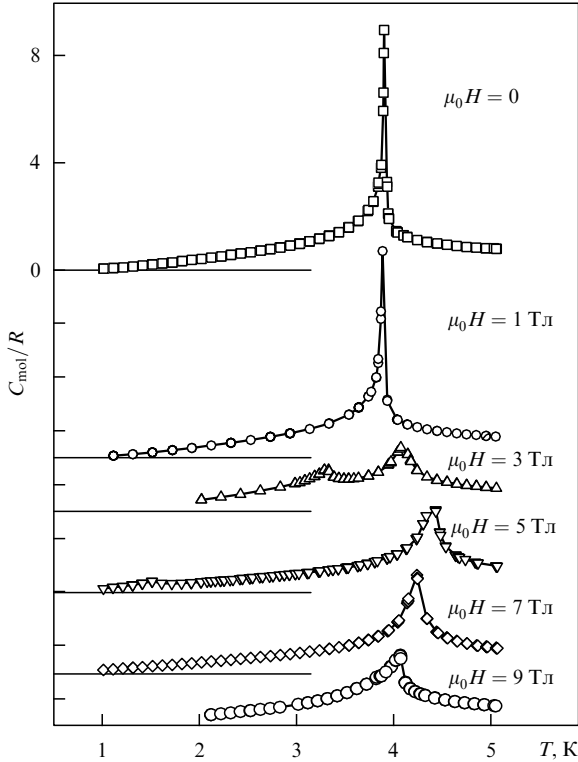


Рис. 6. Зависимости теплоёмкости от температуры в различных полях, поле приложено в плоскости магнитных слоёв. R — универсальная газовая постоянная. Для наглядности кривые для ненулевых значений поля смещены вниз.

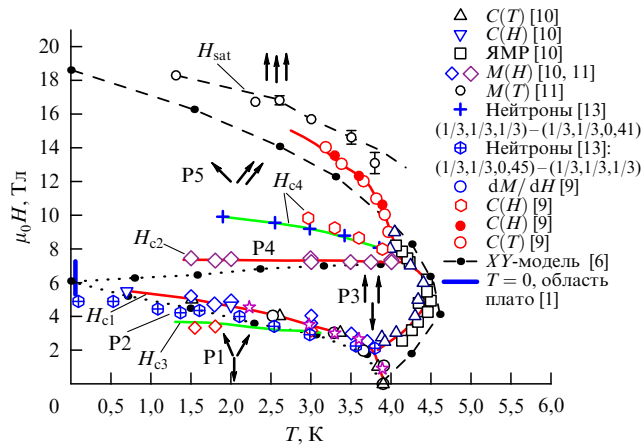


Рис. 7. Фазовая диаграмма магнитных состояний $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ для поля, направленного в плоскости магнитных слоёв. P1, P5 — неколлинеарные несоизмеримые фазы, P2 — неколлинеарная соизмеримая трёхподрешётчатая фаза, P3 — коллинеарная фаза "два вверх, один вниз" (плато намагниченности), P4 — неколлинеарная соизмеримая двухподрешётчатая фаза. Стрелки обозначают спиновую структуру отдельных магнитных слоёв в трёхподрешётчатой модели.

структуры в магнитных слоях ионов железа, а значение компоненты q_z свидетельствует о взаимной ориентации спинов в соседних слоях под углом 165° . Таким образом, спины магнитных ионов из соседних плоскостей, соседствующие вдоль направления оси z , являются упорядочеными с отклонением от строго антипараллельной взаимной ориентации и образуют спираль с несоизмеримым периодом.

Под действием магнитного поля, приложенного в плоскости слоёв ионов железа, происходит изменение системы брэгговских пиков. В поле, близком к вышеупомянутому полю H_{c3} , происходит переход от несоизмеримой структуры к соизмеримой структуре с периодом $3c$, т.е. с волновым вектором $\mathbf{q} = (1/3, 1/3, 1/3)$, а затем, в больших полях, превышающих поле H_{c4} , определённое при описании теплоёмкости, опять наблюдается несоизмеримая вдоль оси z структура с $\mathbf{q} = (1/3, 1/3, 0,41)$. Следует отметить, что низкополевой переход от несоизмеримой структуры к соизмеримой, возможно, происходит не точно в поле H_{c3} , а немного выше, между полями H_{c3} и H_{c2} , поскольку точность определения поля перехода от одного волнового вектора к другому, по-видимому, не намного превышает разность $H_{c2} - H_{c3}$ (смена брэгговских рефлексов возникает при изменении магнитного поля на 1 Тл).

Поперечные компоненты волнового вектора структуры (q_x, q_y) не меняются при изменении магнитного поля во всём диапазоне измерений. Изменения структуры, обнаруженные в нейтронных экспериментах, отмечены на фазовой диаграмме (рис. 7). Для высокополевого перехода $(1/3, 1/3, 1/3) \rightarrow (1/3, 1/3, 0,41)$ на рисунке указана верхняя граница области, где сосуществуют рефлексы обоих типов. Изменения в рассеянии нейтронов, связанные с изменением волнового вектора структуры, не фиксируют границ плато намагниченности (по крайней мере, верхней границы), но оказываются весьма чувствительными к перестройке взаимной ориентации спинов соседних слоёв по отношению друг к другу. При этих перестройках наблюдается небольшая особенность на кривой намагничивания в поле H_{c3} и небольшая особенность в поведении теплоёмкости в поле H_{c4} . Раздвоение линий ядерного магнитного резонанса (ЯМР), связанное с появлением антиферромагнитного параметра порядка, хорошо совпадает по температуре с пиком теплоёмкости во всём диапазоне магнитных полей, где был обнаружен сигнал ЯМР. Таким образом, различные методы исследований позволяют определить фазовую диаграмму $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ на плоскости (T, H) и затем указать, что фазовые превращения в полях H_{c1} , H_{c2} связаны с фазами двумерного упорядочения в "треугольных" слоях, а перестройка структуры в поле H_{c4} связана с изменениями взаимной ориентации спинов в соседних слоях и она относится к трёхмерной магнитной структуре. Перестройка структуры в поле H_{c3} , по-видимому, тоже обусловлена изменением последнего типа.

В спектре электронного спинового резонанса, изученного в работах [9, 11], наблюдалось расщепление мод магнитного резонанса $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$, связанное с межплоскостным обменным взаимодействием. Отношение обменных интегралов внутри слоя и между слоями, определённое из величины этого расщепления, равно 100, т.е. $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ является хорошей реализацией двумерной спиновой системы. Анализ спектра спинового резонанса и изучение анизотропии поля насыщения позволяют двумя независимыми способами определить тип анизотропии. Магнитная система $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ имеет анизотропию типа "лёгкая плоскость", характерное поле анизотропии равно $DS/g\mu_B = (5,7 \pm 0,5)$ кЭ (по данным магнитного резонанса) и $DS/g\mu_B = (8,5 \pm 1,5)$ кЭ (по данным о полях насыщения); здесь D — константа одноионной анизотропии, g — g -фактор, а соответствующий спиновый гамильтониан приведён в работе [11].

Полученное двумя способами расхождение между величинами характерного поля анизотропии, вызванное, по-видимому, перенормировкой эффективного поля анизотропии за счёт нулевых колебаний, обсуждается в работах [1, 9]. Можно ожидать, что поведение двумерного антиферромагнетика на треугольной решётке с сильной анизотропией типа "лёгкая плоскость" будет описываться классической XU -моделью [6]. При этом единственным параметром теоретической модели является обменное поле JS . Эта величина может быть независимым образом определена из восприимчивости или из поля насыщения [10].

На рисунке 7 приведены результаты указанного теоретического расчёта для температуры перехода из парамагнитной фазы в упорядоченную трёхподрешёточную фазу и для полей H_{c1} , H_{c2} , ограничивающих область плато намагниченности $M_{\text{sat}}/3$. При этом построении не использовались никаких подгоночных параметров, величина $J = 1,2$ К взята из наблюдаемого значения поля насыщения ($H_{\text{sat}} = 9JS = 182$ кЭ в обозначениях [6, 7]). Теоретическое значение температуры перехода $k_B T_N = 0,5JS^2$ даёт при $S = 5/2$ и $J = 1,2$ К хорошее согласие с наблюдаемой величиной 3,9 К. Границы раздела коллинеарной и неколлинеарных фаз тоже находятся в удовлетворительном согласии с наблюдениями. Увеличение температуры Нееля при действии магнитного поля также соответствует предсказаниям модели. Отметим, что для обычного антиферромагнетика характерно обратное влияние поля на температуру перехода. В рассматриваемой классической модели [6] ширина интервала полей, в котором флуктуации стабилизируют фазу с моментом $M_{\text{sat}}/3$, при понижении температуры стремится к нулю. Учёт квантовых флуктуаций должен давать ненулевой интервал при нуле температуры. Полученная в работе [1] оценка ширины этого интервала, обусловленного квантовыми флуктуациями, которая показана на рис. 7 вертикальным отрезком вблизи оси ординат, также находится в соответствии с экстраполяцией к нулевой температуре экспериментальных зависимостей $H_{c1}(T)$, $H_{c2}(T)$. Расхождением с предсказаниями модели является ненулевое значение поля H_{c1} при температурах, непосредственно примыкающих к T_N со стороны низких температур. Отметим, что ненулевое значение H_{c1} предсказывается на основе гейзенберговской модели [7]. Высокополевая фазовая граница между скошенной антиферромагнитной и парамагнитной фазами также демонстрирует необычное флуктуационное поведение. В области температур, превышающих 2 К, пик теплоёмкости на зависимости $C(H)$ наблюдается в поле, меньшем, чем поле выхода на насыщение кривой намагничивания, отмеченного по спаду величины dM/dH . На фазовой диаграмме рис. 7 показаны положения особенностей на кривых $C(H, T)$ и особенностей зависимостей dM/dH от поля вблизи высокополевой границы упорядоченной фазы. Расхождение при $T = 3$ К составляет около 1 Тл. Сценарий двухступенчатого перехода к насыщенной фазе для двумерного антиферромагнетика на треугольной решётке, предсказанный в работе [2], связан с флуктуациями: в нижнем критическом поле исчезает дальний порядок поперечных к магнитному полю спиновых компонент. В интервале между двумя верхними критическими полями корреляции поперечных компонент спинов спадают степенным образом, образец остаётся ненасыщенным. В верхнем критическом поле

корреляции начинают спадать по степенному закону и поперечная компонента исчезает.

Таким образом, кристалл $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ представляет собой модельную систему, соответствующую классическому двумерному антиферромагнетику на треугольной решётке. Характер фазовой диаграммы и плато намагниченности демонстрируют хорошее соответствие результатам теоретического моделирования этой системы в рамках двумерной классической XU -модели.

За рамками обсуждения в данном сообщении остались аспекты трёхмерного (т.е. межслоевого) упорядочения, которые на качественном уровне можно рассмотреть [10] на основе анализа межслоевого взаимодействия и связанных с ним фаз, выполненного в теоретической работе [14].

Список литературы

1. Chubokov A V, Golosov D I *J. Phys. Condens. Matter* **3** 69 (1991)
2. Korshunov S E *J. Phys. C* **19** 5927 (1986)
3. Anderson P W *Mater. Res. Bull.* **8** 153 (1973)
4. White S R, Chernyshev A L *Phys. Rev. Lett.* **99** 127004 (2007)
5. Nakatsuji S et al. *Science* **309** 1697 (2005)
6. Lee D H et al. *Phys. Rev. B* **33** 450 (1986)
7. Kawamura H, Miyashita S *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** 4530 (1985)
8. Zhitomirsky M E, Petrenko O A, Prozorova L A *Phys. Rev. B* **52** 3511 (1995)
9. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **75** 134412 (2007)
10. Svistov L E et al. *Phys. Rev. B* **74** 024412 (2006)
11. Svistov L E et al. *Phys. Rev. B* **67** 094434 (2003)
12. Свистов ЛЕ и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 133 (2005) [Svistov L E et al. *JETP Lett.* **81** 102 (2005)]
13. Kenzelmann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 267205 (2007)
14. Гехт Р С, Бондаренко И Н *ЖЭТФ* **111** 627 (1997) [Gekht R S, Bondarenko I N *JETP* **84** 345 (1997)]

PACS numbers: 67.30.er, 75.45.+j, 76.60.-k
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008m.0884

Спиновая сверхтекучесть и бозе-эйнштейновская конденсация магнонов

Ю.М. Буньков

Предысторию открытия магнитной сверхтекучести можно начать с середины 1970-х годов, когда два студента Московского физико-технического института (МФТИ), Борис Думеш и Юрий Буньков, стали изучать под руководством академика Андрея Станиславовича Боровика-Романова антиферромагнитные кристаллы с динамическим сдвигом частоты. Эксперименты ставились в основном на MnCO_3 и CsMnF_3 . В этих антиферромагнетиках сверхтонкое поле атомов марганца приводит к сильной поляризации ядер ^{55}Mn , так что их частота прецессии становится порядка 600 МГц. Эта частота сравнима с частотой низкочастотной линии антиферромагнитного резонанса в малом внешнем магнитном поле. В результате образуются моды связанных ядерно-электронных колебаний, частота которых зависит от величины взаимодействия, от проекции ядерного магнитного момента на ось намагниченности атомов. Сдвиг частоты квази-ЯМР ядер ^{55}Mn может достигать

Ю.М. Буньков. Institut Néel, Grenoble, France
E-mail: Yuriy.bunkov@grenoble.cnrs.fr