

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 90-летию со дня рождения А.С. Боровика-Романова

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 24 марта 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008j.0879

24 марта 2010 г. в конференц-зале Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН (ИПФ РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.gpad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Андреев А.Ф.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН). *Вступительное слово.*
2. **Смирнов А.И., Свистов Л.Е., Прозорова Л.А.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН), **Петренко О.А.** (University of Warwick, Великобритания), **Хагивара М.** (Университет Осаки, Япония). *Квазидвумеральный антиферромагнетик на треугольной решётке.*
3. **Буньков Ю.М.** (Институт Нееля, Гренобль, Франция). *Бозе-эйнштейновская конденсация магнонов в сверхтекучем ^3He .*
4. **Демокритов С.О.** (Университет Мюнстер, Германия). *Кинетика и бозе-эйнштейновская конденсация магнонов при комнатной температуре.*

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: **01.60.+q, 01.65.+g, 75.50.-y**
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008k.0879

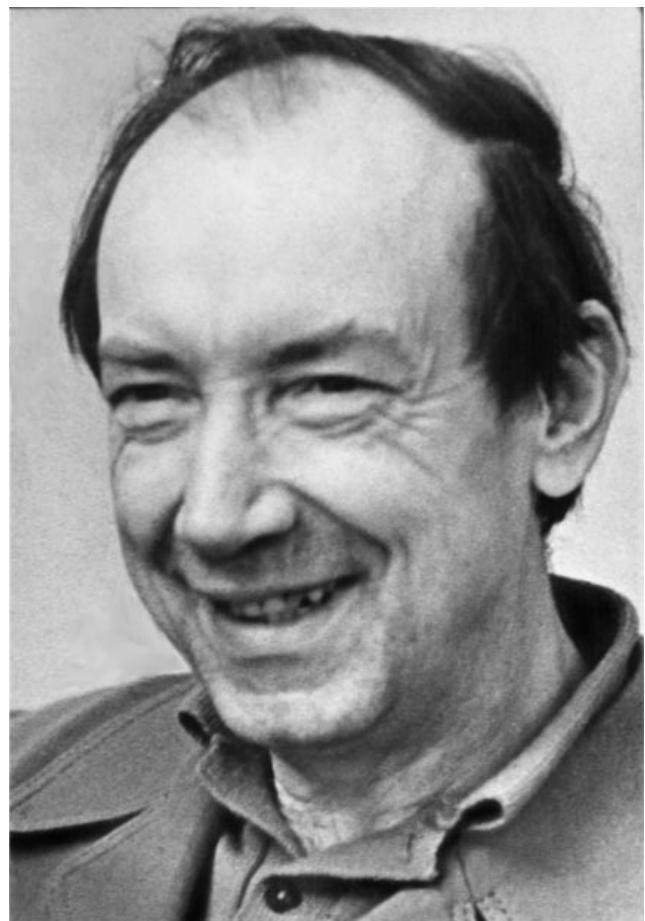
Вступительное слово

А.Ф. Андреев

Нам очень приятно иметь здесь у нас в гостях такую аудиторию, приятную и близкую нам по многим параметрам. Исполнилось 90 лет со дня рождения одного из крупнейших наших физиков — Андрея Станиславовича Боровика-Романова. И в человеческом, и в научном смысле его судьба была яркой и неординарной, но она была и очень драматической. Сложная была жизнь.

А.С. Боровик-Романов родился в 1920 г., и когда началась война, он был студентом и пошёл добровольцем на фронт, в ополчение. И вскоре попал в плен. Ему пришлось многое перенести, но Андрей Станиславович себя считал, как он говорил, "везунчиком". Когда он был

А.Ф. Андреев. Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, РФ
E-mail: andreev@kapiza.ras.ru



Андрей Станиславович Боровик-Романов
(18.03.1920 – 31.07.1997)

освобождён из плена уже нашей армией, его взяли в действующую армию, и он уже там, в Германии, снова стал солдатом Советской армии. И это спасло ему жизнь, потому что он возвратился из плена не просто как освобождённый бывший пленный, а как солдат действующей армии. Как он мне рассказывал, после его освобождения из плена офицер НКВД сказал ему: "Тебе два раза повезло: тебя не расстреляли немцы и тебя не расстреляли вот сейчас наши". И он считал, что ему очень в жизни повезло, прямо вот такое счастье ему выпало.

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 Ехиельевичем 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.Ee, 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. Nagiwara). 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 а, б, б' (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-

вает, что в слабых магнитных полях флуктуации стабилизируют планарную спиновую структуру (структуре "б" на рис. 1), в которой спины лежат в плоскости, параллельной магнитному полю. Альтернативная зонтическая структура "а" оказывается энергетически невыгодной. Кроме того, флуктуации стабилизируют коллинеарную спиновую структуру "два вверх, один вниз" ("с" 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 "с". В области высоких полей, предшествующих полю насыщения, флуктуации стабилизируют планарную структуру "д". 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 ($A = \text{Cs}, \text{Rb}; B = \text{Ni}, \text{Mn}, \text{Cu}; X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$). Однако доминирующим в них является обменное взаимодействие в направлении, перпендикулярном плоскостям, содержащим треугольные плоские решётки магнитных ионов, т.е. эти системы представляют собой квазидвумерные 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

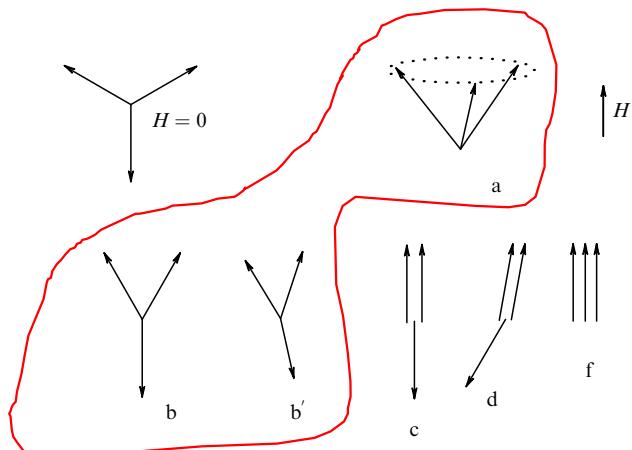


Рис. 1. Схематическое изображение магнитных моментов подрешёток для двумерного антиферромагнетика на треугольной решётке. Конфигурации, обведённые контуром, соответствуют вырожденным состояниям с одинаковым полным магнитным моментом.

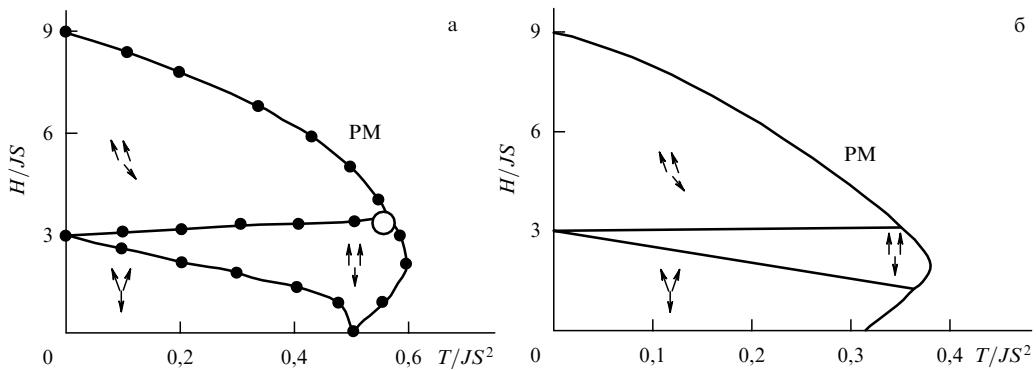


Рис. 2. (а) Фазовая диаграмма для двумерной XY -модели [6]. (б) Фазовая диаграмма для двумерной модели Гейзенберга [7]. J — обменный интеграл, S — спин магнитного иона, PM — парамагнитная область.

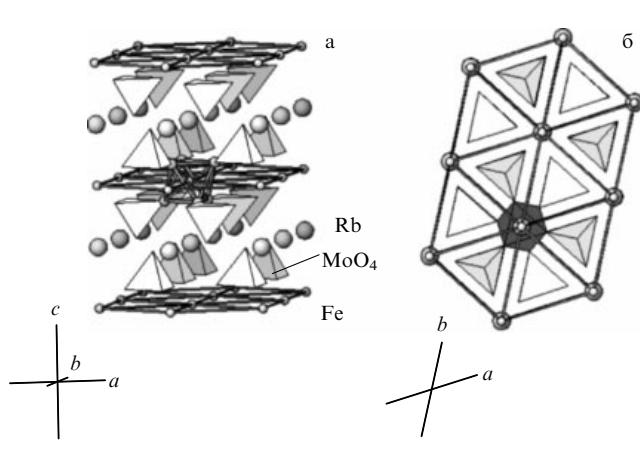


Рис. 3. Кристаллическая структура $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$.

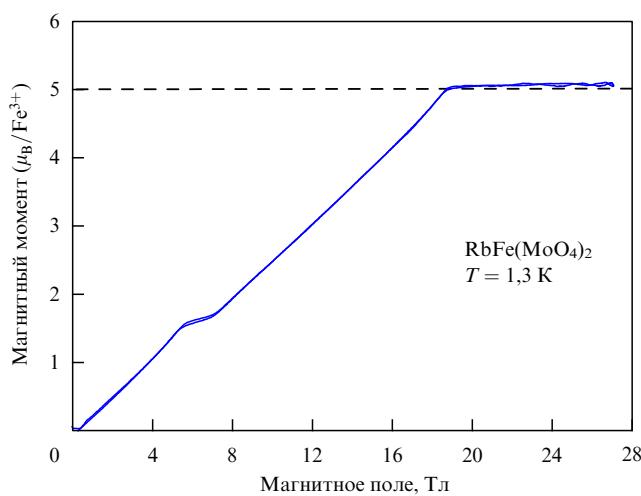


Рис. 4. Зависимость магнитного момента от поля в интервале до 25 Тл.

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.

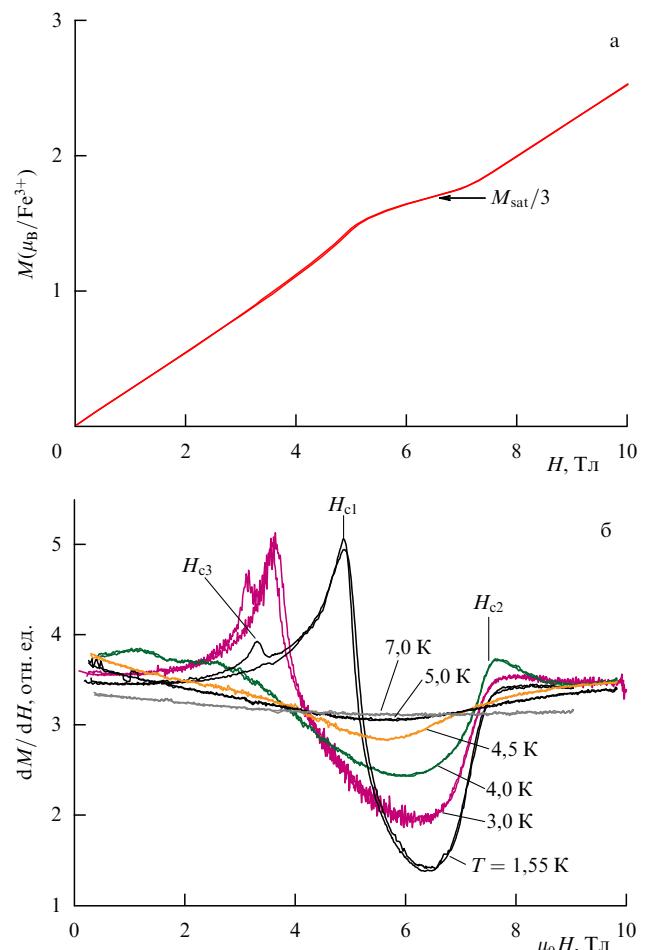


Рис. 5. (а) Зависимость магнитного момента от поля, приложенного в плоскости магнитных слоёв, при $T = 1.55$ К. (б) Зависимость производной dM/dH при различных температурах. H_{c1} , H_{c2} , H_{c3} — критические поля.

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 $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$. 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

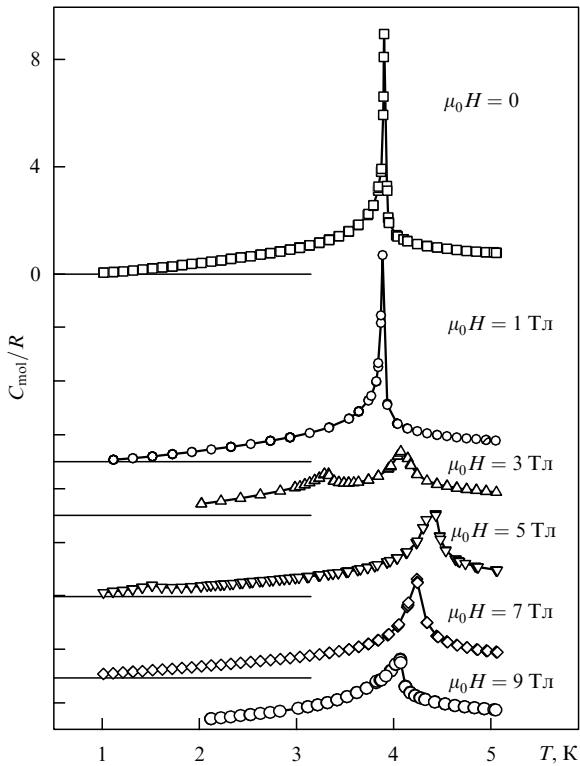


Рис. 6. Зависимости теплоёмкости от температуры в различных полях, поле приложено в плоскости магнитных слоёв. \$R\$ — универсальная газовая постоянная. Для наглядности кривые для ненулевых значений поля смещены вниз.

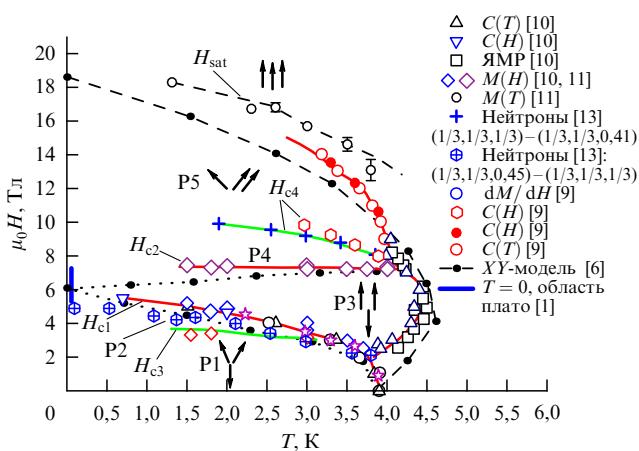


Рис. 7. Фазовая диаграмма магнитных состояний $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ для поля, направленного в плоскости магнитных слоёв. \$P1, P5\$ — неколлинеарные несоизмеримые фазы, \$P2\$ — неколлинеарная соизмеримая трёхподрешёточная фаза, \$P3\$ — коллинеарная фаза "два вверх, один вниз" (плато намагниченности),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

структуре 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 упорядоченными с отклонением от строго антипараллельной взаимной ориентации и образуют спираль с несоизмеримым периодом.

7*

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 существуют рефлексы обоих типов. Изменения в рассеянии нейтронов, связанные с изменением волнового вектора структуры, не фиксируют границы 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 XY -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 использовалось 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 разделяют 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 склонной антиферромагнитной и парамагнитной фазами также демонстрирует необычное флуктуационное поведение. В области температур, превышающих 2 К, пик теплоёмкости на зависимостях $C(H)$ 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 высокополовой 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 XY -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 Л Е 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. Гект 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

нескольких сотен МГц при температуре порядка 1 К, как показано на рис. 1а, и уменьшаться при нагреве или отклонении намагниченности ядерной подсистемы. В результате возникает сильная нелинейность ядерного магнитного резонанса (ЯМР) — частота прецессии зависит от угла отклонения намагниченности ядер. В этих условиях эффективным механизмом формирования спинового эха является не механизм эха Хана, а механизм частотной модуляции. Результаты успешных исследований нашей группой этого механизма формирования эха опубликованы в работах [1–3].

Антиферромагнитный резонанс может быть также возбуждён параметрически, посредством модуляции внешнего магнитного поля на удвоенной частоте. Оказалось также возможным возбуждать параметрически и моду ЯМР. Был открыт новый механизм формирования эха, в котором эхо возбуждалось одним резонансным импульсом и затем одним импульсом параметрической накачки [4]. Этот механизм формирования эха оказался линейным, т.е. амплитуда сигнала была линейной по амплитуде и первого, и второго импульсов [5, 6]. На основе параметрического механизма формирования эха можно разрабатывать устройства по переработке информации. Все результаты наших исследований систем с динамическим сдвигом частоты суммированы в обзорной статье [7].

В конце 1970-х годов была открыта сверхтекучесть ^3He и ведущие низкотемпературные лаборатории мира начали проводить активные исследования этого нового сверхтекучего вещества. Динамические свойства ЯМР сверхтекучего ^3He очень похожи на свойства исследованных нами систем. В ^3He также наблюдается динамический сдвиг частоты, который зависит от угла отклонения ядер, как схематически показано на рис. 1б. Поэтому было интересно приложить наши методики нелинейного ЯМР к исследованиям сверхтекучего ^3He . В то время Институт физических проблем плодотворно сотрудничал с низкотемпературной лабораторией Хельсинского технологического университета, в которой под руководством профессора О. Лоунасмаа велись исследования сверхтекучего ^3He методами линейного ЯМР.

Профессор О. Лоунасмаа предложил П.Л. Капице направить автора этой статьи в Хельсинки для проведения экспериментов по нелинейному ЯМР. Но П.Л. Капице и А.С. Боровик-Романов решили, что идея этих исследований настолько хороша, что не стоит её отдавать в другие лаборатории, а надо осуществить эти исследова-

ния дома, в Институте физических проблем. Но для этого необходимо было создать отечественный криостат ядерного размагничивания и достичь температур порядка 1 мК. Для его создания была организована группа Ю.М. Бунькова, в которую вошли студенты В.В. Дмитриев и Ю.М. Мухарский, а также механик С.М. Елагин.

П.Л. Капице дал "зелёный свет" для выполнения наших заказов в механической мастерской. Над конструкцией криостата ядерного размагничивания мы работали четыре года и в результате в 1984 г. получили сверхтекучий ^3He .

К тому времени в мире уже был проведён ряд исследований ЯМР ^3He при больших углах отклонения намагниченности, в основном в Корнельском университете (США) и в лаборатории фирмы "Bell" [8]. Оказалось, что сигнал индукции в ^3He -А спадает очень быстро, а в ^3He -В продольная релаксация сильно зависит от градиента магнитного поля и наблюдается долгоживущий хвост сигнала индукции. Особенность быстрой релаксации в ^3He -А пытались объяснить выносом намагниченности из зоны чувствительности катушек ЯМР сверхтекучим спиновым током, а долгоживущий хвост сигнала индукции в ^3He -В — стоячими спиновыми волнами. Зависимость релаксации от градиента магнитного поля тогда считалась загадочной [8].

Для нашего первого эксперимента со сверхтекучим ^3He мы сделали почти закрытую камеру в надежде подтвердить наличие спиновой сверхтекучести в ^3He -А. Однако в закрытой камере сигнал распадался так же быстро [9], как и в открытой с двух сторон камере. А ведь в нашем случае вытекать намагниченности было просто некуда! Объяснение этого эффекта было найдено на основе теории И.А. Фомина о неустойчивости однородной прецессии в ^3He -А [10]. Таким образом, трактовка результатов предыдущих экспериментов как наблюдение спиновой сверхтекучести в ^3He -А была опровергнута.

Неожиданный результат был получен нами в экспериментах с ^3He -В в той же закрытой камере. Мы обнаружили, что сигнал индукции ЯМР сначала спадает из-за неоднородности магнитного поля, а затем спонтанно восстанавливает свою амплитуду почти до первоначальной величины [11]. Причём этот эффект наблюдается и при очень большой неоднородности магнитного поля. Результаты этого эксперимента были объяснены теоретически И.А. Фоминым как перераспределение отклонённой сверхтекучим спиновым током намагниченности [12]. При этом образуется домен, в котором намагниченность, отклонённая на угол более 104° , прецессирует пространственно однородно (ОПД — однородно прецессирующий домен). Дело в том, что градиент фазы прецессии рождает спиновый сверхток, который течёт до тех пор, пока не исчезнет градиент прецессии. А это в ^3He -В возможно только при углах отклонения более 104° , при которых появляется динамический сдвиг частоты, имеющий диполь-дипольную природу. Именно этот сдвиг и компенсирует неоднородность внешнего магнитного поля. Таким образом был открыт первый эффект, возникающий благодаря существованию сверхтекучего спинового тока. За это открытие А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев, Ю.М. Мухарский и И.А. Фомин в 1993 г. были награждены Государственной премией Российской Федерации. Детальный обзор истории открытия спиновой сверхтекучести и её исследований можно найти в работах [13, 14].

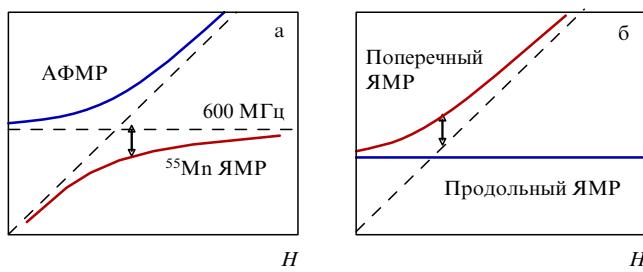


Рис. 1. (а) Схематическое изображение спектра ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и антиферромагнитного резонанса (АФМР) в MnCO_3 . (б) Спектр мод ЯМР в сверхтекучем ^3He . Стрелками показано изменение частоты ЯМР при отклонении ядерной намагниченности.

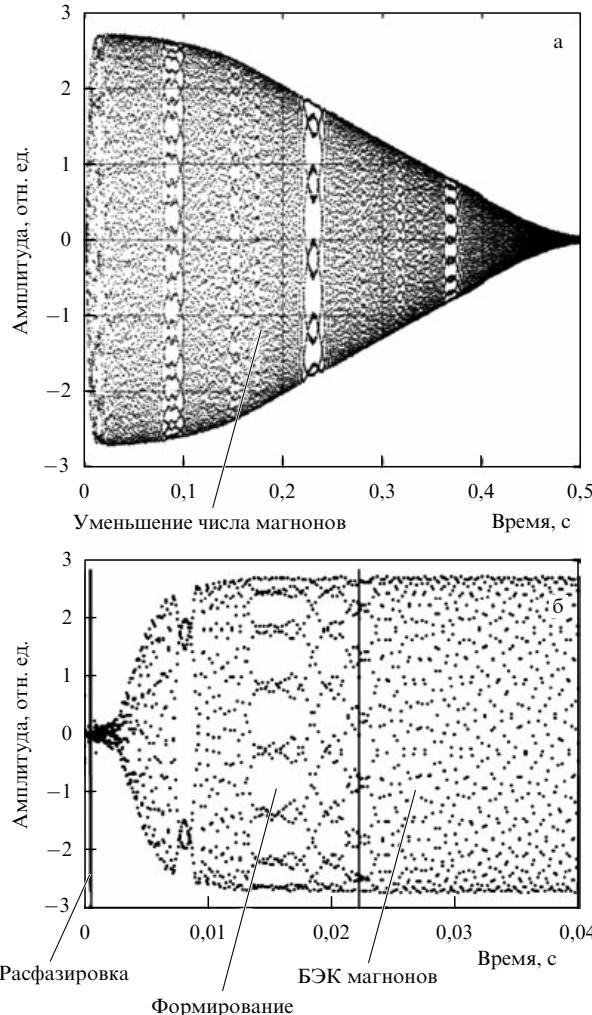


Рис. 2. (а) Стробоскопическая запись сигнала индукции, (б) начальная часть сигнала.

На рисунке 2 показана стробоскопическая цифровая запись сигнала индукции ЯМР ^3He в сильном градиенте магнитного поля, когда неоднородность магнитного поля на размерах камеры составляет 600 Гц. Видно, что сигнал индукции быстро расфазируется примерно за 2 мс. Затем в течение 10 мс происходит перенос отклонённой намагниченности в область камеры с меньшим магнитным полем, и в последующие 10 мс формируется ОПД. Отклонённую и прецессирующую намагниченность, применив преобразование Хольштейна – Примакова, можно трактовать как рождение газа долгоживущих квазичастиц — магнонов. Градиент магнитного поля для магнонов играет ту же роль, что и гравитационное поле для атомов. Градиент поля и стеки камеры создают ловушку, в которой магноны могут конденсироваться при подходящем взаимодействии между ними. То, что происходит конденсация, видно из спектрологического анализа сигнала индукции, представленного на рис. 3. При возбуждении магнонов спектральная ширина сигнала составляет 600 Гц, что соответствует неоднородности магнитного поля на размерах камеры. Через 30 мс линия схлопывается до ширины 0,5 Гц. Это соответствует конденсации спектра магнонов в 1000 раз. Такая величина конденсации никогда не наблюдалась в атомном бозе-эйнштейновском конденсате! Уширение сигнала в 0,5 Гц возникает из-за релаксации числа магнонов.

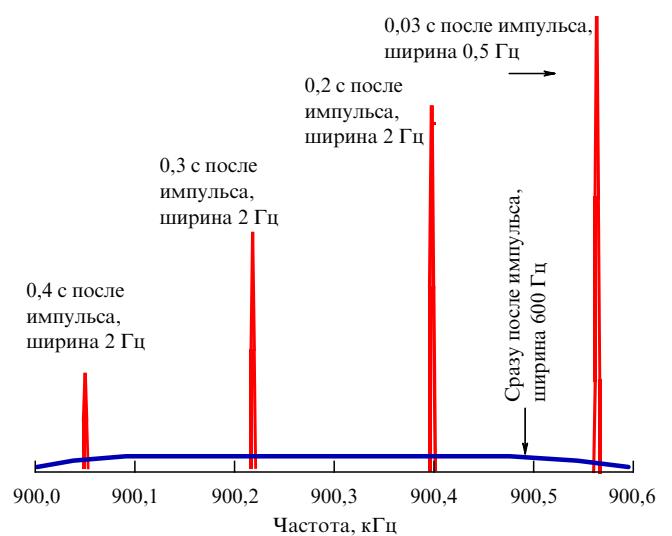


Рис. 3. Спектральная ширина сигнала ЯМР сразу после импульса и после формирования бозе-эйнштейновского конденсата магнонов.

В результате столь слабой релаксации сигнал бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) наблюдается в течение времени порядка 1 с. Не стоит забывать, что атомы в ловушке также испаряются, так что атомарный БЭК тоже обычно живёт порядка 1 с. Однако мы могли возбуждать дополнительные магноны, которые компенсировали их естественную потерю, поэтому конденсат магнонов, в отличие от атомарного БЭК, мог существовать непрерывно.

На рисунке 4 схематически показаны разные состояния атомарного газа и аналогичные состояния газа магнонов. Следует различать магнитоупорядоченное состояние, в котором образуются моды спиновых волн, и состояние с когерентной прецессией, в котором все магноны описываются единой волновой функцией, так же как и БЭК атомов. Именно первое состояние наблюдалось в экспериментах с долгоживущим сигналом индукции с малой амплитудой [15, 16]. В этих экспериментах наблюдалась стоячая спиновая волна на размерах камеры, параметры которой в точности соответствовали модам спиновых волн, детально исследованных в работе [17]. За образование мод стоячих спиновых волн отвечает градиентная энергия и граничные условия на стенах камеры. Напротив, бозе-конденсация магнонов происходит вследствие взаимодействия между магнонами. При этом сигнал ЯМР соответствует сигналу одиночного осциллятора, частота которого зависит от амплитуды. Именно эта зависимость частоты хорошо видна на рис. 3. В исследованиях [15, 16] зависимость частоты сигнала от амплитуды не наблюдалась, поэтому эти исследования не могут претендовать на наблюдение БЭК ни в виде ОПД, ни в виде Q-шара (Q-ball), свойства которого мы рассмотрим ниже.

Для описания процесса БЭК магнонов воспользуемся уравнениями Гросса – Питаевского и будем искать решение в виде волновой функции Ψ однородной прецессии:

$$\Psi = \sqrt{\frac{2S}{\hbar}} \sin \frac{\beta}{2} \exp(i\omega t + i\alpha),$$

$$S_x + iS_y = S \sin \beta \exp(i\omega t + i\alpha),$$

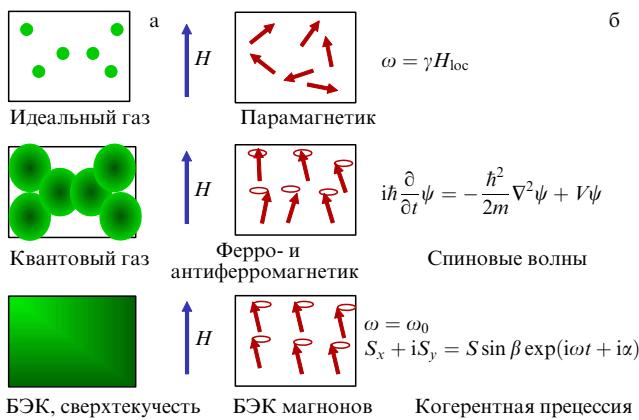


Рис. 4. Схематическое изображение состояний атомарного газа (а) и газа магнонов (б). Здесь ω — частота прецессии в локальном поле H_{loc} , γ — гиромагнитное отношение, ω_0 — единая частота прецессии.

удовлетворяющей условиям

$$\begin{aligned} \frac{\delta F}{\delta \Psi^*} &= 0, \\ F &= \int d^3r \left(\frac{|\nabla \Psi|^2}{2m_M} + (\omega_L(z) - \omega) |\Psi|^2 + F_D \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь S — величина намагниченности, S_x, S_y — её проекции на соответствующие оси координат, β — угол отклонения намагниченности, ω и α — частота и фаза прецессии магнонов соответственно.

В последнем уравнении первый член в правой части — градиентная энергия, отвечающая за спиновые волны и сверхтекущий спиновый ток, m_M — масса магнона; второй член — спектроскопическая энергия, где $\omega_L(z)$ — ларморовская частота (потенциал во внешнем магнитном поле), ω — частота прецессии магнонов (химический потенциал); F_D — диполь-дипольная энергия взаимодействия магнона с полем магнонов. Для сверхтекущего $^3\text{He-B}$ в случае, когда орбитальный момент направлен вдоль магнитного поля, а намагниченность отклонена на угол β , диполь-дипольная энергия F_D равна нулю при $\beta < 104^\circ$ и

$$F_D = \frac{8}{15} \chi \Omega_L^2 \left(\frac{|\Psi|^2}{S} - \frac{5}{4} \right)^2 \quad (2)$$

при $\beta > 104^\circ$. Здесь χ — магнитная восприимчивость, Ω_L — легеттовская частота, характеризующая интенсивность диполь-дипольного взаимодействия. На рисунке 5 показана сумма дипольной и спектроскопической энергий как функция угла отклонения намагниченности при различных значениях $\Delta\omega$ — разницы между частотой прецессии и локальной ларморовской частотой, т.е. величины динамического сдвига частоты. Этот сдвиг удобно измерять в процентах от максимально возможного сдвига, который в $^3\text{He-B}$ равен $\omega_d = \Omega_L^2/(2\omega_L)$. Магноны конденсируются при минимуме энергии, возникающем при углах отклонения порядка 104° , при частоте ЯМР, большей, чем ларморовская.

Следующим вопросом является определение частоты нелинейного ЯМР. В случае импульсного ЯМР задаётся общее число магнонов, рожденных в экспериментальной камере. Градиент магнитного поля приводит к появлению градиента фазы прецессии, а та, в свою очередь — к градиенту магнитной части параметра порядка, к сверх-

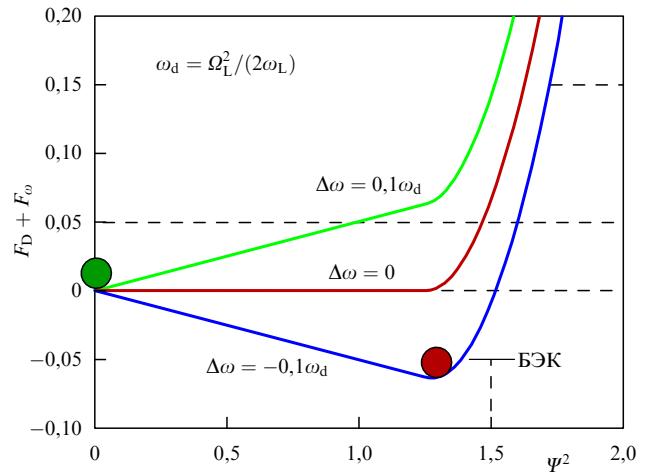


Рис. 5. Зависимость спектроскопической и дипольной энергии от плотности магнонов при положительной и отрицательной разности частот ЯМР и лармировской частоты. БЭК образуется в минимуме энергии при отклонении намагниченности на угол 104° .

текущему переносу намагниченности. Этот процесс завершается после того, как будет достигнуто равновесное распределение магнонов, соответствующее минимуму дипольной и спектроскопической энергии по всей камере. При этом система разбивается на два домена. В одном из них намагниченность направлена вдоль поля, а в другом отклонённая на 104° намагниченность прецессирует пространственно однородно (ОПД). Размеры доменов определяются общим числом магнонов, а частота прецессии определяется лармировской частотой на границе доменов. Другими словами, в импульсном ЯМР происходит бозе-энштейновская конденсация магнонов, образованных радиочастотным (РЧ) импульсом, в минимуме магнитного поля. В непрерывном ЯМР РЧ-поле задаёт частоту прецессии магнонов. Равновесное распределение магнонов соответствует образованию домена с прецессирующей намагниченностью в области камеры, где лармировская частота меньше, чем частота РЧ- поля. При этом РЧ-поле задаёт химический потенциал системы, а число магнонов подстраивается к этому потенциальному. Естественная релаксация магнонов во втором случае компенсируется рождением РЧ-полем новых магнонов. Таким образом, в отличие от атомарного БЭК, который живёт в ловушке довольно короткое время, порядка 1 с, магнитный БЭК может поддерживаться бесконечно долго [18].

Эта особенность позволяет провести целую серию экспериментов с магнитной сверхтекучестью в канале, соединяющем два бозе-энштейновских конденсата. Схема экспериментов показана на рис. 6. На две камеры, соединённые каналом, установлены два независимых ЯМР-спектрометра, хорошо экранированных друг от друга. Каждый из них формирует ОПД с частотой и фазой РЧ-накачки. Конденсат заполняет также канал между камерами, что мы могли наблюдать с помощью миниатюрных катушек, установленных на канале. Каждый спектрометр измерял величину поглощения сигнала ЯМР, который соответствовал скорости релаксации магнонов. При установлении разности фаз между спектрометрами по каналу начинал течь сверхтекущий спиновый ток, который переносил намагниченность из одной камеры в другую. Соответственно, он переносил зеема-

новскую энергию. В результате сигнал поглощения в одной камере увеличивался, а в другой — уменьшался, что позволяло нам измерять величину спинового тока. При достаточно большом токе удалось получить ситуацию, при которой в одну из камер поступало так много зеемановской энергии, что сигнал поглощения менял знак. БЭК начинал излучать РЧ-поле! Таким образом, мы создали трансформатор на сверхтекущем спиновом токе [19, 20].

На рисунке 6б показана схема экспериментальных камер, в канале между которыми установлена перетяжка с диаметром прохода 0,48 мм. Длина когерентности спиновой сверхтекучести зависит от разности частот ЯМР и лармировской частоты и может достигать 1 мм. Изменяя эту разность частот, мы смогли наблюдать классический эффект Джозефсона (сигнал 3 на рис. 6в), нелинейный эффект Джозефсона (сигналы 2 и 4) и сброс фазы (сигнал 1) [21, 22].

Наблюдались также и многие другие эффекты, подтверждающие магнитную когерентность ОПД. Например, были обнаружены и исследованы гольстоуновские моды колебаний ОПД: крутильная мода [23] и поверхностная мода [24] колебаний. Был создан и исследован также квантовый вихрь спинового сверхтока [25]. Все результаты этих экспериментов демонстрируют, что ОПД является состоянием с бозе-эйнштейновской конденсацией магнонов.

Если за образование БЭК в сверхтекущем ^3He отвечает только антиферромагнитная часть параметра порядка, то почему когерентное состояние магнонов не было открыто ранее в твердотельных магнетиках? Причина этого заключается в различных видах неустойчивости однородной прецессии и её распаде на спиновые волны с ненулевым волновым вектором \mathbf{k} . Оказалось что и в сверхтекущем ^3He при температурах $T < 0,4T_c$, где T_c — температура сверхтекущего перехода, также появляется неустойчивость однородной прецессии [26]. Эта неустойчивость сейчас объясняется двумя механизмами: взаимо-

действием прецессирующей намагниченности со стенками камеры [27–29] и анизотропией скорости спиновых волн [30]. В обоих случаях неустойчивость проявляется тогда, когда с понижением температуры уменьшается демпфирование спиновых волн и они начинают раскачиваться параметрически. При этом возникает характерная экспоненциально возрастающая кривая распада однородной прецессии, наблюдавшаяся в [26].

В сверхтекущем ^3He при более низких температурах был обнаружен новый долгоживущий сигнал индукции с малой амплитудой, длительность которого может исчисляться минутами и даже часами [31, 32]. После долгих и противоречивых исследований этот сигнал индукции был объяснён как излучение нового состояния БЭК, образующегося в ловушке, созданной текстурой орбитальной части параметра порядка [33]. Здесь мы имеем дело с моделью взаимодействия двух квантовых полей. Одно поле, без заряда, — поле орбитального момента ^3He , а другое — спиновое поле, несущее заряд. Спиновое поле концентрируется в минимуме орбитального, в результате чего минимум орбитального поля ещё больше понижается. Возникает ситуация, описанная в квантовой теории поля как Q-шар (Q-ball) [34]. Очень слабой РЧ-накачкой нам удалось возбудить магноны, соответствующие не только основному, но и возбуждённым состояниям Q-шара. Наиболее наглядно это было показано в недавних экспериментах на вращающемся криостате ядерного размагничивания в Хельсинки, в которых изменялся профиль орбитального поля и соответственно изменялись частоты возбуждённых состояний [35]. При выключении накачки магноны из возбуждённого состояния переходят в основное состояние, которое излучает сигнал индукции.

БЭК магнонов в сверхтекущем ^3He не ограничивается двумя рассмотренными здесь состояниями. Обычно в свободном $^3\text{He}-\text{A}$ орбитальное поле ориентируется попрёк магнитного поля и диполь-дипольная энергия приводит к неустойчивости однородной прецессии. В работе

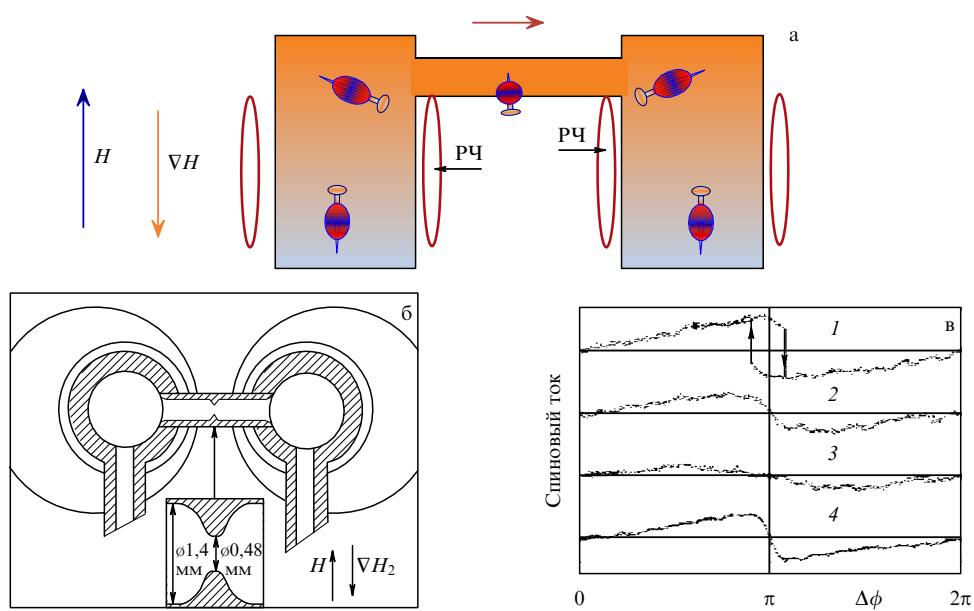


Рис. 6. (а) Схема эксперимента с двумя БЭК, соединёнными каналом. При разности фаз между ними течёт постоянный спиновый ток, при разности частот ток увеличивается, достигает критического значения и наблюдается сброс фазы; (б) перетяжка в канале, на которой наблюдался эффект Джозефсона (в).

[36] было предсказано образование БЭК магнонов в ^3He -А в случае, если удастся развернуть орбитальное поле вдоль магнитного. Недавно было обнаружено, что если ^3He -А поместить в аэрогель, сжатый вдоль поля, то анизотропия аэрогеля приводит к ориентации орбитального момента также вдоль поля [37]. В этих условиях удалось наблюдать образование однородной прецессии [38] и формирование БЭК в ^3He -А [39, 40].

Кроме того, в случае, когда орбитальный момент в ^3He -В направлен поперёк поля, в области больших углов отклонения намагниченности образуется минимум дипольной энергии, в котором может образовываться БЭК, как было предсказано в [41]. Совсем недавно формирование этого БЭК было обнаружено в Гренобле. Следует отметить, что все перечисленные БЭК образуются не только в ловушках разного типа, но и при разных видах диполь-дипольного взаимодействия. К этому следует добавить БЭК, образующийся при сильном противотоке сверхтекучей и нормальной жидкости в ^3He -В [42]. Таким образом, к настоящему времени обнаружено пять разных состояний магнитного БЭК в сверхтекучем ^3He . Следует отметить, что спиновые волны с ненулевым волновым вектором \mathbf{k} также могут образовывать БЭК, что недавно было показано в экспериментах с железо-иттриевым гранатом [43]. Более подробно со свойствами бозе-энштейновского конденсата магнонов в сверхтекучих фазах ^3He можно ознакомиться в обзора [44–46].

И наконец, вернёмся к ЯМР в магнетиках с динамическим сдвигом частоты, с рассмотрения которых мы начали статью. Зависимость частоты прецессии от угла отклонения ядерной намагниченности β в них описывается формулой $\omega = \omega_0 - \Delta \cos \beta$. Здесь ω_0 — частота ЯМР в пределе высоких температур, Δ — величина динамического сдвига частоты. Соответственно энергия сверхтонкого взаимодействия $F \sim -\Delta \sin \beta$, т.е. является вогнутой функцией. Следовательно, в них при подходящих условиях может образовываться БЭК магнонов. В наших экспериментах 1970-х годов наблюдался странный сигнал эха, частота которого соответствовала частоте возбуждающих импульсов, лежащей между ω_0 и $\omega_0 - \Delta$, а не частоте линейного ЯМР $\omega_0 - \Delta$. Это эхо мы назвали захватным. Возможно, захватное эхо и было первым наблюдением БЭК магнонов, однако это требует дальнейшей проверки. В настоящее время мы проводим исследования бозе-энштейновской конденсации магнонов в твердотельных магнетиках при поддержке Министерства образования и науки РФ (ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", грант № 02.740.11.5217).

В заключение хочу подчеркнуть, что все наши достижения были сделаны благодаря научной школе Института физических проблем и той атмосфере доверия и благожелательности, которую так хорошо умел создавать Андрей Станиславович.

Список литературы

1. Буньков Ю М, Думеш Б С, Куркин М И *Письма в ЖЭТФ* **19** 216 (1974) [Bun'kov Yu M, Dumesh B S, Kurkin M I *JETP Lett.* **19** 132 (1974)]
2. Буньков Ю М, Думеш Б С *ЖЭТФ* **68** 1161 (1975) [Bun'kov Yu M, Dumesh B S *Sov. Phys. JETP* **41** 576 (1975)]
3. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Думеш Б С *Physica B+C* **86** 1301 (1977)
4. Буньков Ю М *Письма в ЖЭТФ* **23** 271 (1976) [Bun'kov Yu M *JETP Lett.* **23** 244 (1976)]
5. Буньков Ю М, Гладков С О *ЖЭТФ* **73** 2181 (1977) [Bun'kov Yu M, Gladkov S O *Sov. Phys. JETP* **46** 1141 (1977)]
6. Буньков Ю М, Максимчук Т В *ЖЭТФ* **79** 1408 (1980) [Bun'kov Yu M, Maksimchuk T V *Sov. Phys. JETP* **52** 711 (1980)]
7. Боровик-Романов А С и др. *УФН* **142** 537 (1984) [Borovik-Romanov A S et al. *Sov. Phys. Usp.* **27** 235 (1984)]
8. Lee D M, Richardson R C, in *The Physics of Liquid and Solid Helium* Vol. 2 (Eds K M Bennemann, J B Ketterson) (New York: Wiley, 1978)
9. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма в ЖЭТФ* **39** 390 (1984) [Borovik-Romanov A S, Bun'kov Yu M, Dmitriev V V, Mukharskii Yu M *JETP Lett.* **39** 469 (1984)]
10. Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **39** 387 (1984) [Fomin I A *JETP Lett.* **39** 466 (1984)]
11. Боровик-Романов А С, Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма в ЖЭТФ* **40** 256 (1984) [Borovik-Romanov A S, Bun'kov Yu M, Dmitriev V V, Mukharskii Yu M *JETP Lett.* **40** 1033 (1984)]
12. Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **40** 260 (1984) [Fomin I A *JETP Lett.* **40** 1037 (1984)]
13. Bunkov Yu M, in *Low Temperature Physics* (Ed. A S Borovik-Romanov) (Moscow: MIR Publ., 1985) p. 132
14. Bunkov Yu M *Prog. Low Temp. Phys.* **14** 68 (1995)
15. Giannetta R W, Smith E N, Lee D M J. *Low Temp. Phys.* **45** 295 (1981)
16. Corruccini L R, Osheroff D D *Phys. Rev. B* **17** 126 (1978)
17. Masuhara N et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1168 (1984)
18. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **88** 2025 (1985) [Borovik-Romanov A S et al. *Sov. Phys. JETP* **61** 1199 (1985)]
19. Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 98 (1987) [Borovik-Romanov A S et al. *JETP Lett.* **45** 124 (1987)]
20. Боровик-Романов А С и др. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1631 (1989)
21. Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 400 (1988) [Borovik-Romanov A S et al. *JETP Lett.* **47** 478 (1988)]
22. Боровик-Романов А С и др. *J. Physique* **49** (C-8) 2067 (1988)
23. Буньков Ю М, Дмитриев В В, Мухарский Ю М *Письма в ЖЭТФ* **43** 131 (1986) [Bun'kov Yu M, Dmitriev V V, Mukharskii Yu M *JETP Lett.* **43** 168 (1986)]
24. Bunkov Yu M, Dmitriev V V, Mukharskiy Yu M *Physica B* **178** 196 (1992)
25. Borovik-Romanov A S et al. *Physica B* **165** 649 (1990)
26. Bunkov Yu M et al. *Europhys. Lett.* **8** 645 (1989)
27. Bunkov Yu M, Lvov V S, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **83** 624 (2006) [JETP Lett. **83** 530 (2006)]
28. Bunkov Yu M, Lvov V S, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **84** 349 (2006) [JETP Lett. **84** 289 (2006)]
29. Bunkov Yu M, Golo V L J. *Low Temp. Phys.* **137** 625 (2004)
30. Суровцев Е В, Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **90** 232 (2009) [Surovtsev E V, Fomin I A *JETP Lett.* **90** 211 (2009)]
31. Bunkov Yu M et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 600 (1992)
32. Bunkov Yu M et al. *Physica B* **194–196** 827 (1994)
33. Bunkov Yu M, Volovik G E *Phys. Rev. Lett.* **98** 265302 (2007)
34. Coleman S *Nucl. Phys. B* **262** 263 (1985)
35. Bunkov Yu M et al., arXiv:1002.1674
36. Bunkov Yu M, Volovik G E *Europhys. Lett.* **21** 837 (1993)
37. Kunimatsu T et al. *Письма в ЖЭТФ* **86** 244 (2007) [JETP Lett. **86** 216 (2007)]
38. Sato T et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 055301 (2008)
39. Bunkov Yu M, Volovik G E *Письма в ЖЭТФ* **89** 356 (2009) [JETP Lett. **89** 306 (2009)]
40. Hunger P, Bunkov Yu M, Collin E, Godfrin H J. *Low Temp. Phys.* **158** 129 (2010)
41. Буньков Ю М, Воловик Г Е *ЖЭТФ* **103** 1619 (1993) [Bunkov Yu M, Volovik G E *JETP* **76** 794 (1993)]
42. Dmitriev V V et al. *Phys. Rev. B* **59** 165 (1999)
43. Malomed B A et al. *Phys. Rev. B* **81** 024418 (2010)
44. Volovik G E *J. Low Temp. Phys.* **153** 266 (2008)
45. Bunkov Yu M, Volovik G E *J. Phys. Condens. Matter* **22** 164210 (2010)
46. Bunkov Yu M, Volovik G E, arXiv:1003.4889

PACS numbers: 03.75.Hh, 75.30.Ds, **75.45.+j**
 DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008n.0890

Кинетика и бозе-Эйнштейновская конденсация параметрически возбуждённых магнонов при комнатной температуре

О. Дзяпко, В.Е. Демидов, С.О. Демокритов

Основой ферромагнетизма является квантово-механическое обменное взаимодействие между спинами отдельных атомов, устанавливающее спины параллельно друг другу. Фазовый переход между пара- и ферромагнитным состоянием вещества сопровождается расходимостью длины когерентности, описывающей корреляцию продольных компонент спинов атомов, находящихся в разных точках пространства. Флуктуации на фоне такого равновесного состояния с полностью параллельными спинами обычно описывают посредством низкоэнергетических спин-волновых возбуждений, называемых магнонами. В состоянии термодинамического равновесия магноны не проявляют никакой когерентной динамики, так как при ненулевых температурах поперечные компоненты спинов остаются нескоррелированными даже в ферромагнитной фазе. Обычно магноны рассматриваются как газ элементарных возбуждений (квазичастиц), которые хорошо описываются в представлении квантовых чисел заполнения. Ранее [1] предпринимались попытки описать когерентные состояния магнонов по аналогии с когерентными состояниями фотонов [2], однако данное представление не получило дальнейшего развития и поэтому довольно редко используется для анализа экспериментальных результатов.

Бозе-Эйнштейновская конденсация (БЭК) в газе бозонов является одним из наиболее удивительных квантовых эффектов, так как она приводит к возникновению спонтанной когерентности на макроскопических масштабах. Эффект выражается в формировании коллективного квантового состояния, объединяющего макроскопическое число бозонов. Если при постоянном числе частиц N уменьшать температуру бозонного газа T или, наоборот, увеличивать число частиц при постоянной температуре, то химический потенциал μ , описывающий бозонный газ, будет возрастать, отображая изменение состояния газа. С другой стороны, из бозе-Эйнштейновской статистики следует, что μ не может быть больше, чем минимальная энергия бозонов ε_{\min} . Таким образом, условие $\mu(N, T) = \varepsilon_{\min}$ определяет критическую плотность $N_c(T)$. Если плотность частиц в газе больше, чем N_c , то наблюдается БЭК — газ частиц спонтанно разделяется на две составляющие: 1) некогерентные частицы с плотностью $N_c(T)$, распределённые по всему спектру возможных состояния бозонов; 2) когерентный ансамбль частиц, находящихся в низшем энергетическом состоянии с $\varepsilon = \varepsilon_{\min}$ [3].

При температурах, значительно меньших температуры возникновения магнитного упорядочения T_c , магноны могут рассматриваться как газ слабовзаимодействую-

ющих бозонов. Несколько групп ранее сообщали об экспериментальном наблюдении фазового перехода типа БЭК в системе магнитных возбуждений квантовых антиферромагнетиков $TlCuCl_3$ [4, 5], $CsCuCl_4$ [6, 7] и $BaCuSi_2O_6$ [8], стимулированного магнитным полем. В данных материалах наблюдается фазовый переход из немагнитного синглетного состояния в упорядоченное триплетное состояние, сопровождающийся смягчением соответствующих мод при приложении магнитного поля, достаточного для преодоления антиферромагнитного обменного взаимодействия. Наблюдаемый переход, действительно, можно интерпретировать как БЭК магнитных возбуждений. Однако возбуждения в таких системах едва ли могут считаться магнонами — квантами распространяющихся волн прецессии спинов.

Конденсация Бозе–Эйнштейна также наблюдалась в системе ядерных спинов в сверхтекучем He^3 в области температур порядка нескольких милливольтин [9]. В данных экспериментах ячейка со сверхтекучим He^3 помещалась в область сильного градиента магнитного поля. Накачка спиновой системы производилась с помощью радиочастотного электромагнитного поля на частоте ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В ЯМР-экспериментах с импульсным возбуждением вектор намагниченности ядерных спинов отклонялся под действием мощного импульса радиочастотной накачки. Затем с помощью детектирующих катушек измерялся сигнал, индуцированный прецессией суммарной намагниченности He^3 . После выключения внешней накачки происходило быстрое расфазирование суммарного индуцированного сигнала и он исчезал приблизительно через 1 мс вследствие сильного градиента магнитного поля. Однако после переходного процесса длительностью порядка 10 мс наблюдалось возникновение сигнала, соответствующего 100 %-ной когерентной прецессии суммарной намагниченности, на протяжении длительного времени, вплоть до 0,3–0,5 с. Такое поведение является прямой демонстрацией БЭК магнонов в He^3 .

Совсем недавно было обнаружено, что в системе магнонов, постоянно возбуждаемых микроволновой параметрической накачкой, при определённых условиях наблюдается значительное перенаселение нижнего энергетического состояния даже при комнатных температурах [10, 11]. Возникновение такой перенаселённости было ассоциировано с БЭК магнонов. В то же время возможность БЭК квазичастиц не является очевидной с термодинамической точки зрения [12], так как квазичастицы характеризуются конечным временем жизни, которое часто оказывается сравнимым с характерным временем, необходимым для установления в системе термодинамического равновесия. Не менее важным фактом, позволяющим судить о наличии БЭК, является когерентность между частицами, заселившими нижнее состояние [13]. Таким образом, особенно важным для ясного понимания наблюдавшегося в ранней работе [10, 11] фазового перехода является изучение кинетических процессов термализации магнитного газа и экспериментальное наблюдение спонтанной когерентности магнонов в нижнем энергетическом состоянии.

Критическая температура БЭК в слабовзаимодействующем газе бозе-частиц с заданной плотностью N определяется формулой Эйнштейна: $k_B T_c = 3,31(\hbar^2/m) N^{2/3}$. Очевидно, что данное выражение не ограничивает критическую температуру сверху. Более того, оно может

О. Дзяпко, В.Е. Демидов, С.О. Демокритов. Institut für Angewandte Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Deutschland
 E-mail: demokrit@wwu.de

быть переписано в виде $N_c^{2/3} = k_B T m / (3,31 \hbar^2)$, откуда видно, что БЭК может наблюдаться при любой температуре, в том числе комнатной, при условии достаточной плотности частиц.

Эксперименты по БЭК магнонов при комнатной температуре проводились на монокристаллических пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 5 мкм. ЖИГ ($\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$) является одним из наиболее изученных магнитных материалов. Пленки ЖИГ характеризуются очень малыми магнитными потерями, обеспечивая, таким образом, большие времена жизни магнонов в них: эти времена оказываются значительно больше характерных времён магнон-магнонного взаимодействия [14]. Данное условие является необходимым для наблюдения БЭК в системах квазичастиц, где нет строгого сохранения общего числа частиц [12]. Пленки размерами около нескольких миллиметров помещались в однородное магнитное поле $H = 700 - 1000$ Э, направленное по касательной к плоскости пленок. Возбуждение магнонов производилось посредством параллельной параметрической накачки с частотой 8,0–8,1 ГГц. Поле накачки создавалось микрополосковым резонатором шириной 25 мкм, который находился непосредственно на поверхности образца. Значение мощности накачки в импульсе изменялось от 0,1 до 6 Вт. Детальное описание процесса параметрической накачки дано в [10, 11, 13–16].

Перераспределение магнонов, инжектированных накачкой, по спектру изучалось с помощью метода мандельштам-брюлюновского рассеяния света (МБРС) с временным разрешением 10 нс в квазиобратной геометрии рассеяния [17]. Использование данной геометрии позволяет одновременно детектировать магноны с волновыми векторами \mathbf{k} , лежащими в интервале $k = \pm 2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, определяемым величиной волнового вектора рассеиваемого света. Из теории МБРС следует, что наблюдаемое в эксперименте значение интенсивности рассеянного света на данной частоте пропорционально произведению числа населенности магнонов на этой частоте и приведенной плотности состояний, учитывающей только состояния магнонного спектра, лежащие в экспериментально детектируемом интервале волновых векторов. Давая таким образом доступ к измерению временной эволюции спектрального распределения магнонов, метод МБРС позволяет исследовать кинетические и термодинамические процессы в магнонной системе. Типичное значение спектрального разрешения экспериментальной установки, ограниченное разрешением оптического спектрометра, составляло 250 МГц. При необходимости разрешение спектрометра можно было улучшить до 50 МГц, однако при этом уменьшалась чувствительность измерений [10, 11]. Детальное описание используемой экспериментальной установки можно найти в [10, 11, 15, 17].

Рисунок 1 иллюстрирует низкочастотную часть спектра магнонов в касательно намагниченной ферромагнитной пленке, вычисленную для значений параметров пленок ЖИГ, используемых в эксперименте, и магнитного поля $H = 700$ Э. Сплошными линиями показаны дисперсионные кривые, соответствующие двум граничным случаям ориентации волнового вектора магнонов \mathbf{k} по отношению к направлению постоянного магнитного поля \mathbf{H} : параллельной (так называемая обратная объемная волна) и перпендикулярной (поверхностная волна). Обе кривые сходятся в точке $k = 0$ на частоте одно-

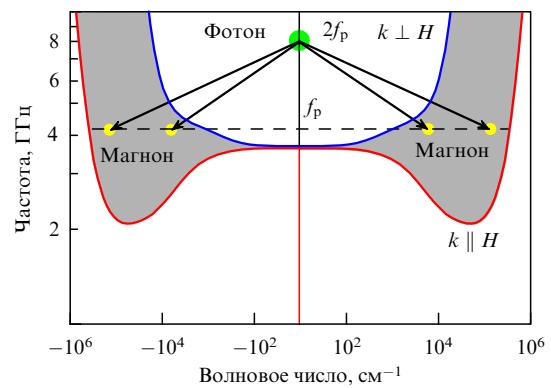


Рис. 1. Низкочастотная часть спектра магнонов в касательно намагниченной пленке ЖИГ при $H = 700$ Э. Стрелки иллюстрируют процесс параметрической накачки.

родного ферромагнитного резонанса. Состояния магнонов с волновыми векторами, направленными под промежуточными углами относительно намагниченности, заполняют область, ограниченную этими двумя кривыми. Как видно из рисунка, энергетический магнонный спектр характеризуется отличной от нуля минимальной частотой $f_{\min} = 2,10$ ГГц, которая достигается при ненулевом значении волнового вектора $k_{\min} = 3 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$ для волн, бегущих параллельно намагниченности. Частотный минимум при ненулевом значении волнового вектора является следствием конкуренции между диполь-дипольным и обменным взаимодействиями, определяющими спектр магнонов. Отметим, что значение f_{\min} меняется при изменении значения внешнего магнитного поля, в то время как, изменения толщину пленки, можно варьировать значение соответствующего волнового вектора k_{\min} .

На рисунке 1 показан также процесс параметрической накачки магнонного газа. Данный процесс может рассматриваться как рождение двух первичных магнонов микроволновым фотоном электромагнитного поля накачки. При этом значение волнового вектора рождаемых магнонов не является строго заданным. Единственным ограничением является условие, что возбужденные магноны должны иметь противоположные значения волновых векторов. В результате действия накачки спектральное распределение магнонов становится сильно неравновесным: возникает область в фазовом пространстве вблизи частоты f_p с высокой плотностью первичных магнонов, порядка $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что хотя первичные магноны и возбуждаются когерентной накачкой, сами они не являются когерентными по отношению друг к другу: два магнона возбуждаются одновременно, поэтому только сумма их фаз (а не непосредственно значения фаз отдельных магнонов) оказывается связанный с фазой микроволнового фотона накачки.

Благодаря сильному магнон-магнонному взаимодействию первичные магноны быстро перераспределяются в фазовом пространстве. Основными механизмами, ответственными за перераспределение энергии внутри магнонной системы, являются процессы двух- и четырехмагнонного рассеяния (см. [14], гл. 11). В высококачественных пленках ЖИГ доминирует процесс четырехмагнонного рассеяния. Данный процесс может рассматриваться как механизм неупругого рассеяния, поскольку его результа-

том является изменение энергий рассеиваемых магнонов. Следовательно, четырёхмагнонное рассеяние ведёт к расплыванию первично инжектированных магнонов по всему спектру, сохраняя при этом число магнонов в системе постоянным. Отметим, что процесс трёхмагнонного рассеяния, который не сохраняет число частиц, не играет значительной роли в описываемых экспериментах [15]. Параллельно с процессом перераспределения происходит вынос энергии из магнонной системы как результат взаимодействия магнонов с фононами (спин-решёточная релаксация). Ниже будет показано, что процессы рассеяния магнонов друг на друге, сохраняющие постоянным их общее число, значительно быстрее процесса спин-решёточной релаксации. В данных условиях ступенчатая накачка должна приводить к образованию газа магнонов, описываемого устойчивым квазиравновесным распределением магнонов в фазовом пространстве, которое устанавливается после некоторого переходного периода, характеризуемого временем термализации. Распределения магнонов, иллюстрирующие эволюцию магнонного газа к квазиравновесному состоянию, показаны на рис. 2 для мощности накачки 0,7 Вт. Приведён набор МБРС-спектров, измеренных при разных значениях времён задержки относительно начала импульса накачки. При нулевой задержке, $\tau = 0$, дополнительные магноны пока ещё не накачиваются в систему и наблюдаемое распределение соответствует спектру тепловых магнонов. На начальном этапе процесса накачки ($\tau = 30$ нс) распределение магнонов вблизи минимальной частоты f_{\min} никоим образом не затронуто. Однако числа заполнения магнонов в частотном интервале от 2,5 ГГц до 4 ГГц (последняя частота близка к частоте первичных магнонов) значительно возрастают. Дальнейшая эволюция спектрального распределения магнонов, представленная на рис. 2, обнаруживает насыщение населённостей магнонов. Действительно, уже при $\tau = 60$ нс числа заполнения магнонов во всём частотном диапазоне, кроме области вблизи f_{\min} , достигают насыщения. В свою очередь, плотности магнонов вблизи f_{\min} начинают возрастать при $\tau > 30$ нс и насыщаются при значительно больших значениях времён задержки, как показано на рис. 3. Наблюдаемое поведение можно представить как постепенное заселение магнонных состояний, начинающееся на частоте первичных магнонов f_p и распространяющееся в виде бегущей волны в направлении минимальной частоты f_{\min} . Последнее означает, что возрастание населённости на дне спектра возникает как результат многократного повторения отдельных событий неупругого рассеяния. Данный факт позволяет сделать очень важное промежуточное заключение: поскольку магноны вблизи f_{\min} создаются в результате многократного ряда последовательных процессов рассеяния, не сохраняющих индивидуальные фазы участвующих в них магнонов, любое возникновение когерентности между магнонами на дне спектра, наблюдаемое в эксперименте, должно быть спонтанным.

После того как населённость магнонов на дне спектра насыщается, магненный газ входит в устойчивое состояние. Сравнение наблюдавшегося распределения магнонов с распределением Бозе–Эйнштейна подтверждает, что это устойчивое состояние соответствует состоянию термодинамического квазиравновесия.

Благодаря нелинейности четырёхмагнонного рассеяния, время термализации магненного газа быстро умень-

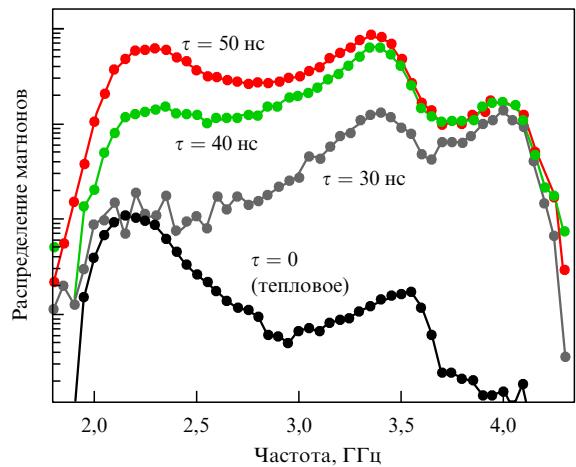


Рис. 2. Эволюция распределения магнонов после включения накачки. Примечательно постепенное заполнение магнонных состояний, начинающееся с высоких частот и распространяющееся в сторону дна спектра.

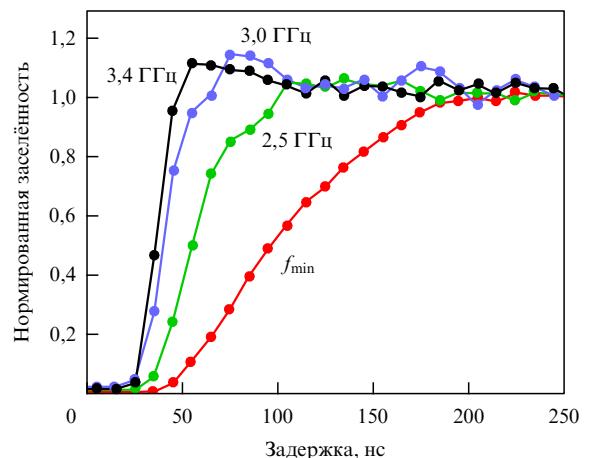


Рис. 3. Эволюция населённости магнонов на разных частотах как функция времени относительно начала импульса накачки. Чётко видно медленное, адиабатическое, изменение населённости на частоте f_{\min} .

шается с увеличением мощности накачки в области выше порогового значения 0,7 Вт, как показано на рис. 4. Как видно из рисунка, время термализации достигает порядка 50 нс при мощности накачки 1,3 Вт, что значительно меньше, чем время жизни магнонов в ЖИГ, определяемое спин-решёточной релаксацией. Заштрихованная область на рис. 4 соответствует области малых мощностей накачки, при которых полная термализация магненного газа не может быть достигнута.

После достижения магнонами квазиравновесного состояния, дальнейшее увеличение мощности накачки приводит к возрастанию плотности магнонного газа как функции времени. Как следствие, химический потенциал μ также возрастает. При использованных в экспериментах значениях мощности накачки это возрастание химического потенциала магнонного газа происходит значительно медленнее, чем процесс термализации, что позволяет рассматривать его как адиабатическое. На рисунке 5 изображены измеренные при больших временных задержках МБРС-спектры магнонов, отображающие, следовательно, квазиравновесные распределения магнонов для значений мощности накачки $P = 4$ Вт и

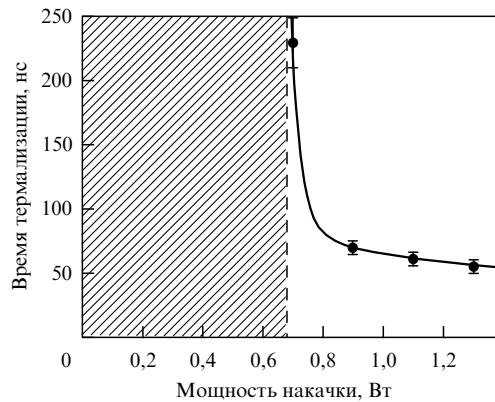


Рис. 4. Время термализации магнонного газа как функция мощности накачки. Заштрихованная область соответствует находящимся ниже порога термализации $P_{\text{th}} = 0,7$ Вт значениям мощностей, при которых устанавливающееся устойчивое состояние не является термодинамически квазиравновесным.

$P = 5,9$ Вт. Символами показаны экспериментальные данные, сплошными линиями — распределения магнонов, вычисленные на основе статистики Бозе–Эйнштейна [15] с использованием химического потенциала μ в качестве подгоночного параметра. Как видно из рис. 5а, химический потенциал возрастает со временем и достигает насыщения при $\mu/h = 2,08$ ГГц. Данное значение μ хотя и очень близко к $\varepsilon_{\min} = hf_{\min}$, но всё же меньше этой величины. Большие значения химического потенциала, очевидно, не могут быть достигнуты при данной мощности накачки, вследствие ухода магнонов из системы из-за спин-решёточной релаксации. Рисунок 5б иллюстрирует процессы, происходящие при большей мощности накачки, $P = 5,9$ Вт. При этом значении мощности химический потенциал достигает максимального значения $\mu/h = 2,10$ ГГц уже при $\tau = 300$ нс и соответственно наблюдаемое распределение может интерпретироваться как критическое распределение $n_c(f)$. Дальнейшее действие накачки ведёт к эффекту, который с полным правом

может трактоваться как БЭК магнонов: все инжектированные в дальнейшем магноны скапливаются на дне спектра, никак не влияя на значения населённостей магнонов на высших частотах. Для лучшей иллюстрации последнего утверждения на рис. 5б дополнительно изображены высокочастотные участки распределений магнонов в увеличенном масштабе. Приведённые данные указывают на то, что МБРС-спектры, наблюдаемые при $\tau > 300$ нс, не могут быть описаны с помощью простого увеличения значения температуры, входящей в выражение для функции распределения Бозе–Эйнштейна, так как большим температурам соответствуют большие числа заполнения на *всех* частотах. Таким образом, экспериментальные результаты, приведённые на рис. 5б, указывают на формирования в газе магнонов бозе-эйнштейновского конденсата.

Полезным представляется вычислить разность между распределением магнонов при некоторой задержке $\tau > 300$ нс и критическим распределением $n_c(f)$. На рисунке 5б чётко видно, что эта разность отличается от нуля только в узкой частотной области вблизи f_{\min} , причём ширина этой области определяется только частотным разрешением спектрометра. Оптические измерения с максимальным спектральным разрешением показали, что собственная ширина этой области меньше 50 МГц. Более того, микроволновые измерения показали, что эта ширина меньше 6 МГц, что соответствует высокой степени когерентности магнонов в конденсате. Данное значение ширины соответствует сужению распределения магнонов по отношению к начальному распределению более чем на шесть порядков величины, $\Delta f < 10^{-6} k_B T/h$.

Неоспоримым доказательством когерентности образующегося колективного квантового состояния магнонов могло бы стать наблюдение интерференции между двумя конденсатами. В исследуемой системе такой эксперимент может быть проведён непосредственно без каких-либо значительных дополнительных модификаций. Действительно, поскольку состоянию магнонного спектра с минимальной энергией соответствуют две

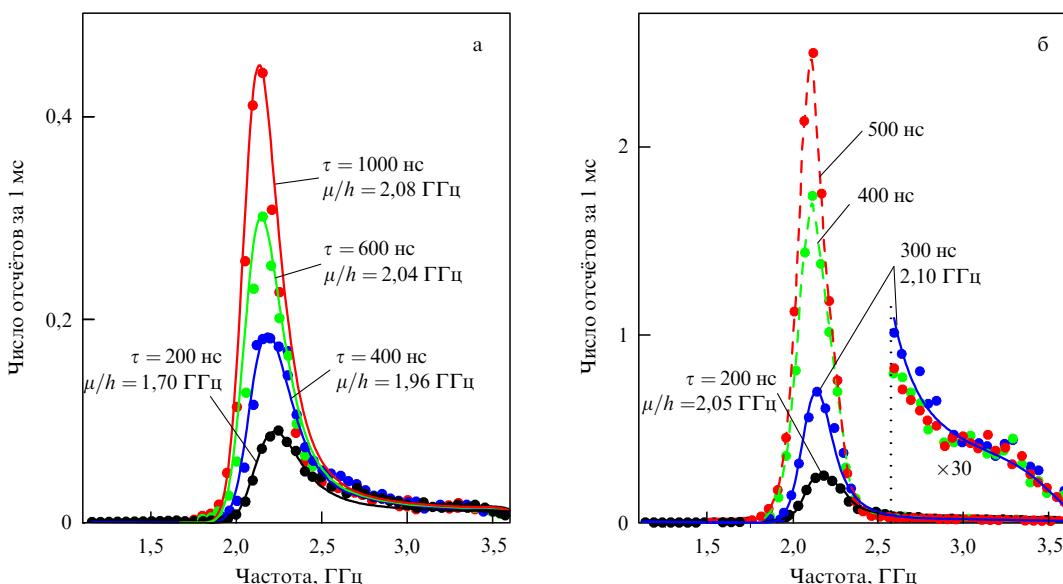


Рис. 5. (а) МБРС-спектры магнонного газа, возбуждаемого накачкой с мощностью 4 Вт, для разных времён задержки относительно времени начала импульса накачки. (б) То же, что и на рис. а, для мощности накачки 5,9 Вт. Химический потенциал достигает критического значения при задержке в 300 нс.

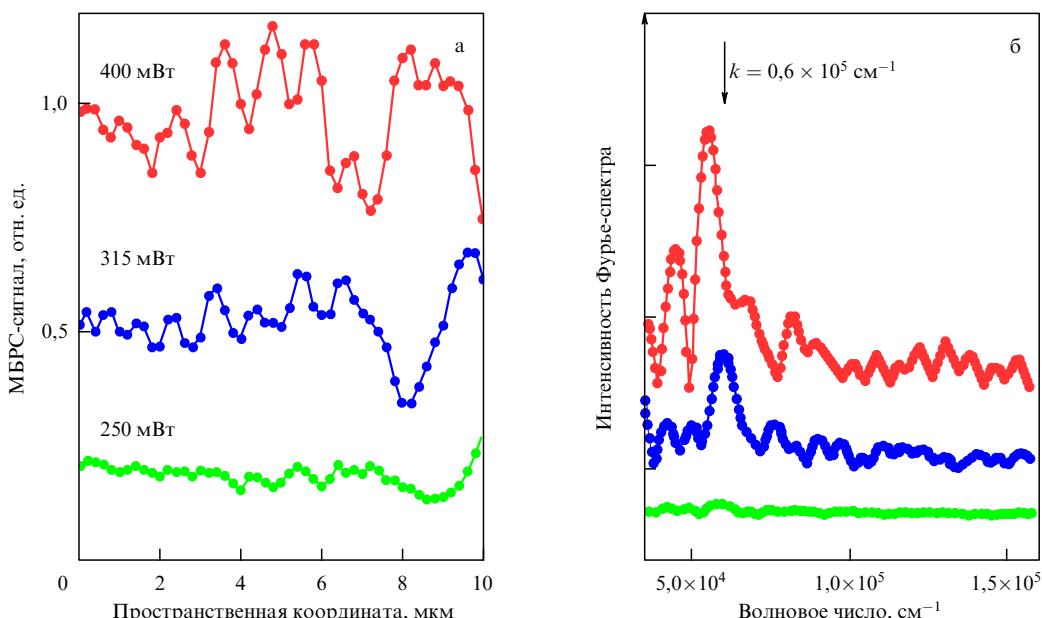


Рис. 6. (а) Пространственное распределение интенсивности МБРС-сигнала конденсата магнонов, измеренное с пространственным разрешением 250 нм. (б) Фурье-спектры пространственных профилей, представленных на рис. а. Стрелкой указано значение волнового вектора стоячей волны, полученное на основе вычислений дисперсионной зависимости магнонов.

точки фазового пространства с волновыми векторами $k_{\min} = \pm 3 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$, то и накопление магнонов происходит одновременно в этих двух точках. Следовательно, при конденсации этих магнонов происходит формирование двух конденсатов с противоположными волновыми векторами. В свою очередь, интерференция между этими двумя конденсатами должна приводить к образованию стоячей волны пространственной плотности конденсата. Рисунок 6 иллюстрирует экспериментальные профили пространственной плотности конденсата при разных мощностях накачки. Следует отметить, что, в отличие от измерений в предыдущих экспериментах, данные измерения проводились в непрерывном режиме. Действительно, поскольку начальная фаза формируемого конденсата является произвольной, то в импульсном режиме эта фаза варьировалась бы от периода к периоду, что в сумме не давало бы единой интерференционной картины. Поэтому для данного эксперимента возбуждение конденсата производилось с помощью непрерывной накачки. Для этой цели был разработан специальный резонатор накачки, который позволял избежать существенного нагрева образца. По этой же причине значения мощности накачки, необходимые для наблюдения БЭК в этих экспериментах, не соответствуют напрямую предыдущим значениям, указанным на рис. 5.

На приведённых экспериментальных профилях чётко видно появление стоячей волны, образующейся в результате интерференции двух конденсатов. Для того чтобы подчеркнуть факт формирования стоячей волны, нами были вычислены фурье-образы измеренных пространственных профилей, которые приведены на рис. 6б. Как видно из рисунка, в пространственных фурье-спектрах, соответствующих большим мощностям накачки, возникает ярко выраженная компонента с волновым вектором, хорошо согласующимся с удвоенным значением волнового вектора конденсатов. Данный факт является прямым доказательством когерентности возникающих конденсатов.

Таким образом, в данной статье приведены результаты исследования процесса термализации магнонного газа, возбуждаемого микроволновой параметрической накачкой, и перехода его к термодинамически квазиравновесному состоянию, характеризующемуся ненулевым химическим потенциалом. Показано, что при некотором критическом значении мощности накачки наступает критическое распределение магнонов и происходит их бозе-эйнштейновская конденсация. Полученные результаты находятся в полном соответствии с имеющимися представлениями о БЭК и убедительно демонстрируют существование этого квантового макроскопического эффекта при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft. С.О.Д. хотел бы отметить особенную роль А.С. Боровика-Романова в становлении его как учёного.

Список литературы

1. Rezende S M, Zagury N *Phys. Lett. A* **29** 47 (1969)
2. Glauber R J *Phys. Rev.* **131** 2766 (1963)
3. Einstein A "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases" *Sitzungsberichte Preuß. Akad. Wiss. Berlin* **1** 3 (1925)
4. Nikuni T et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5868 (2000)
5. Rüegg Ch et al. *Nature* **423** 62 (2003)
6. Coldea R et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 137203 (2002)
7. Radu T et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 127202 (2005)
8. Jaime M et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 087203 (2004)
9. Demokritov S O et al. *Nature* **443** 430 (2006)
10. Bunkov Yu M, Volovik G E *J. Low Temp. Phys.* **150** 135 (2008)
11. Volovik G E *J. Low Temp. Phys.* **153** 266 (2008)
12. Snoke D *Nature* **443** 403 (2006)
13. Demidov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 037205 (2007)
14. Sparks M *Ferromagnetic-Relaxation Theory* (New York: McGraw-Hill, 1964)
15. Dzyapko O et al. *New J. Phys.* **9** 64 (2007)
16. Demidov V E et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 047205 (2008)
17. Demokritov S O, Hillebrands B, Slavin A N *Phys. Rep.* **348** 441 (2001)
18. Cottam M G, Lockwood D J *Light Scattering in Magnetic Solids* (New York: Wiley, 1986)