

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  $\text{MnCO}_3$  и  $\text{CsMnF}_3$ . В этих антиферромагнетиках сверхтонкое поле атомов марганца приводит к сильной поляризации ядер  $^{55}\text{Mn}$ , 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  $^{55}\text{Mn}$  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  $^3\text{He}$  и ведущие низкотемпературные лаборатории мира начали проводить активные исследования этого нового сверхтекучего вещества. Динамические свойства ЯМР сверхтекучего  $^3\text{He}$  очень похожи на свойства исследованных нами систем. В  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$ . В то время Институт физических проблем плодотворно сотрудничал с низкотемпературной лабораторией Хельсинского технологического университета, в которой под руководством профессора О. Лоунасмаа велись исследования сверхтекучего  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$ .

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

Для нашего первого эксперимента со сверхтекучим  $^3\text{He}$  мы сделали почти закрытую камеру в надежде подтвердить наличие спиновой сверхтекучести в  $^3\text{He}$ -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  $^3\text{He}$ -А [10]. Таким образом, трактовка результатов предыдущих экспериментов как наблюдение спиновой сверхтекучести в  $^3\text{He}$ -А была опровергнута.

Неожиданный результат был получен нами в экспериментах с  $^3\text{He}$ -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  $104^\circ$ , 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  $^3\text{He}$ -В возможно только при углах отклонения более  $104^\circ$ , 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].

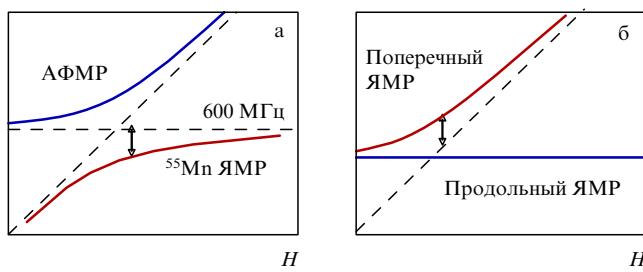


Рис. 1. (а) Схематическое изображение спектра ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и антиферромагнитного резонанса (АФМР) в  $\text{MnCO}_3$ . (б) Спектр мод ЯМР в сверхтекучем  $^3\text{He}$ . Стрелками показано изменение частоты ЯМР при отклонении ядерной намагниченности.

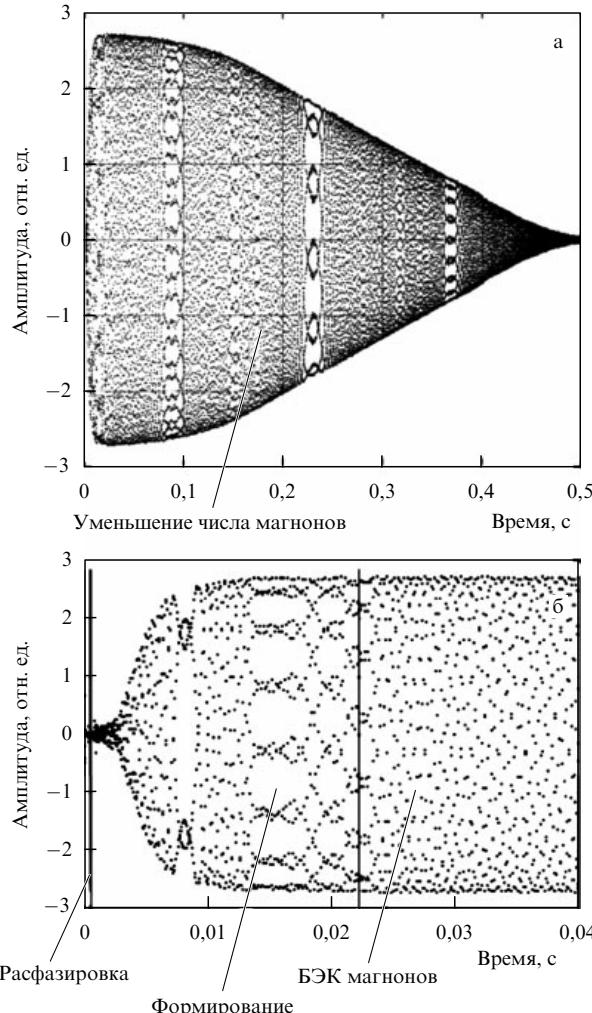


Рис. 2. (а) Стробоскопическая запись сигнала индукции, (б) начальная часть сигнала.

На рисунке 2 показана стробоскопическая цифровая запись сигнала индукции ЯМР  $^3\text{He}$  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.

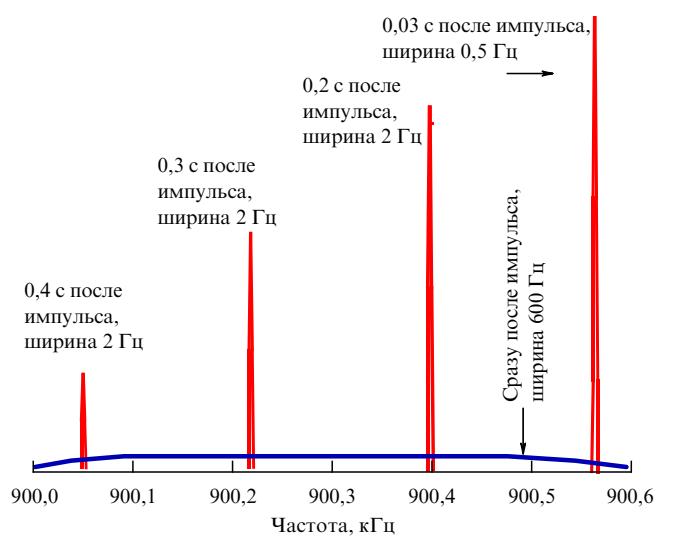


Рис. 3. Спектральная ширина сигнала ЯМР сразу после импульса и после формирования бозе-эйнштейновского конденсата магнонов.

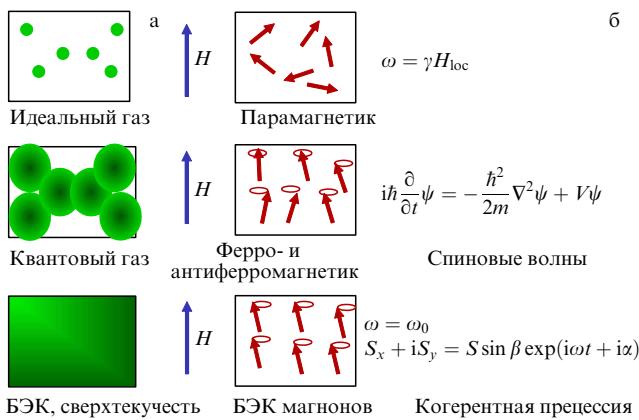
В результате столь слабой релаксации сигнал бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) наблюдается в течение времени порядка 1 с. Не стоит забывать, что атомы в ловушке также испаряются, так что атомарный БЭК тоже обычно живёт порядка 1 с. Однако мы могли возбуждать дополнительные магноны, которые компенсировали 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  $\Psi$  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  $\omega$  — частота прецессии в локальном поле  $H_{loc}$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\omega_0$  — единая частота прецессии.

удовлетворяющей условиям

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

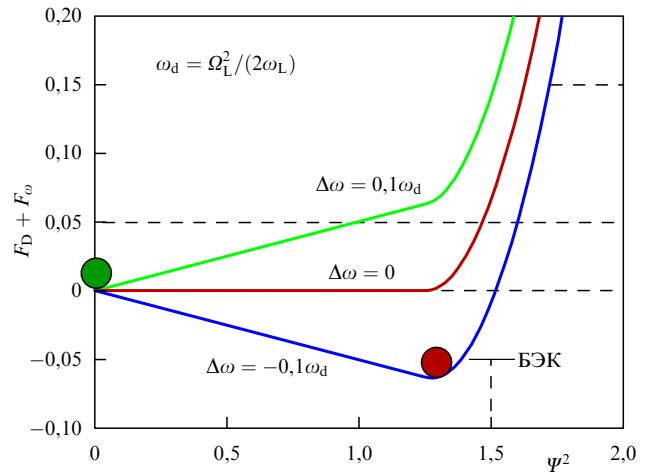
Здесь  $S$  — величина намагниченности,  $S_x, S_y$  — её проекции на соответствующие оси координат,  $\beta$  — угол отклонения намагниченности,  $\omega$  и  $\alpha$  — частота и фаза прецессии магнонов соответственно.

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  $\omega_L(z)$  — лармировская частота (потенциал во внешнем магнитном поле),  $\omega$  — 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  $\beta$ , 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  $\chi$  — магнитная восприимчивость,  $\Omega_L$  — 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 лармировской 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  $104^\circ$ , при частоте ЯМР, большей, чем лармировская.

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  $104^\circ$ .

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  $104^\circ$  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-Эйнштейновская 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-Эйнштейновских 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].

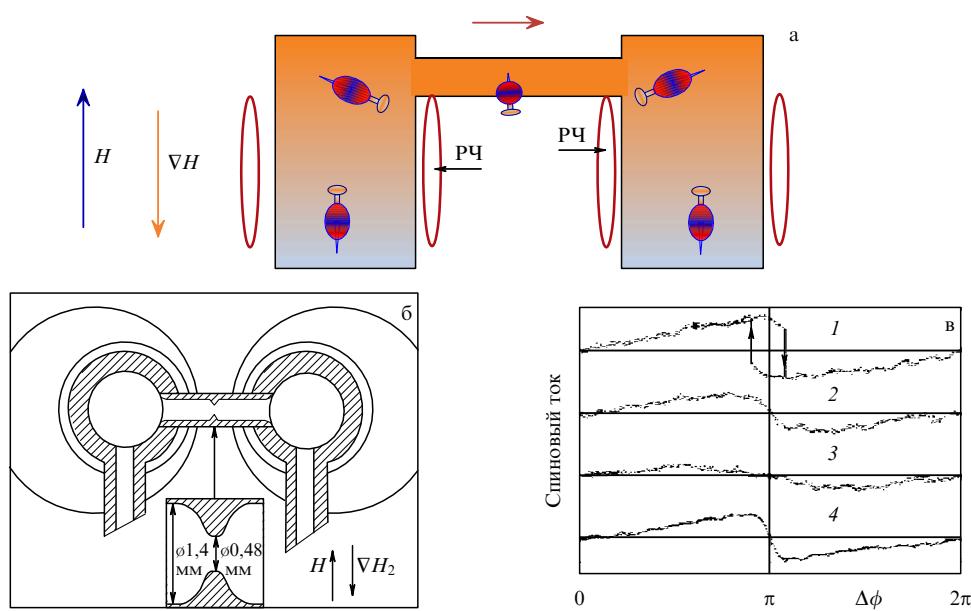
Наблюдались также и многие другие эффекты, подтверждающие магнитную когерентность ОПД. Например, были обнаружены и исследованы гольстоуновские моды колебаний ОПД: крутильная мода [23] и поверхностная мода [24] колебаний. Был создан и исследован также квантовый вихрь спинового сверхтока [25]. Все результаты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

Если за образование БЭК в сверхтекущем  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$ , 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  $^3\text{He}$  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  $^3\text{He}$ -А в случае, если удастся развернуть орбитальное поле вдоль магнитного. Недавно было обнаружено, что если  $^3\text{He}$ -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  $^3\text{He}$ -А [39, 40].

Кроме того, в случае, когда орбитальный момент в  $^3\text{He}$ -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  $^3\text{He}$ -В [42]. Таким образом, к настоящему времени обнаружено пять разных состояний магнонного БЭК в сверхтекучем  $^3\text{He}$ . 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  $^3\text{He}$  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  $\beta$  в них описывается формулой  $\omega = \omega_0 - \Delta \cos \beta$ . Здесь  $\omega_0$  — частота ЯМР в пределе высоких температур,  $\Delta$  — 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  $\omega_0$  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