

Голдстоуновская мода колебаний БЭК магнонов в MnCO_3 Ю. М. Буньков⁺¹⁾, А. В. Клочков⁺, Т. Р. Сафин⁺, К. Р. Сафиуллин^{+*}, М. С. Тагиров^{+*}⁺ Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия^{*} Институт перспективных исследований, Академия наук РТ, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 23 октября 2017 г.

Методом низкочастотной фазовой модуляции радиочастотного поля возбуждена низкочастотная мода коллективных колебаний бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) квази-ядерных магнонов в антиферромагнетике с сул-накамуровским взаимодействием. Данная мода колебаний аналогична Голдстоуновской моде крутильных колебаний, наблюдавшейся в антиферромагнитном сверхтекучем $^3\text{He-B}$. Представленные результаты наглядно демонстрируют существование БЭК в данных системах.

DOI: 10.7868/S0370274X17220118

Магнитный резонанс в системах связанных ядерно-электронных колебаний в слабо-анизотропных антиферромагнетиках привлекает большой интерес на протяжении более полувека. Впервые эти системы были рассмотрены Сулом [1] и Накамуры [2] в 1958 году в рамках модели косвенного взаимодействия между ядерными спинами через упорядоченную подсистему электронных спинов. В дальнейших работах де Жена с соавторами [3] было показано, что данные системы обладают так называемым динамическим сдвигом частоты (ДСЧ) – зависимостью частоты резонанса от величины отклонения намагниченности ядер от равновесного значения. Этот эффект наиболее сильно проявляется в легкоплоскостном антиферромагнетике MnCO_3 , а также в других антиферромагнетиках, содержащих Mn. Из-за наличия сильного сверхтонкого поля частота прецессии ядер ^{55}Mn составляет порядка 600 МГц, что близко к частоте антиферромагнитного резонанса в слабом внешнем поле (порядка нескольких ГГц). В результате гибридизации частоты связанных ядерно-электронных колебаний расталкиваются и их значения зависят от проекции ядерной намагниченности на направление сверхтонкого поля. В частности, для квази-ядерной моды колебаний ДСЧ описывается уравнениями [4, 5]:

$$\omega_{\mathbf{k}}^{\text{n}}(\beta) = \omega^{\text{n}0} - \frac{\omega_{\text{p}}(\beta)}{1 + (kr_0)^2}, \quad \omega^{\text{n}0} = \gamma_{\text{n}}(H + H_{\text{hf}}^{\text{n}}), \quad (1)$$

$$\omega_{\text{p}}(\beta) = \frac{\omega^{\text{n}0} H_{\text{ex}} H_{\text{ex}}^{\text{e}} m \cos \beta}{2H(H + H_{\text{D}})M}, \quad \cos \beta = \frac{\omega_{\text{RF}} - \omega^{\text{n}0}}{\omega_{\text{p}}(0)}, \quad (2)$$

$$H_{\text{hf}}^{\text{n}} = A\gamma_{\text{n}}M, \quad H_{\text{hf}}^{\text{e}} = A\gamma_{\text{e}}m, \quad (3)$$

где γ_{n} и γ_{e} – гиромагнитное отношение ядер и электронов, $\omega^{\text{n}0}$ – несмещенная частота ЯМР в сверхтонком поле H_{hf}^{n} , ω_{RF} – частота радиочастотной (РЧ) накачки, $\omega_{\text{p}}(\beta)$ – сдвиг частоты однородных колебаний, зависящий от угла отклонения прецессирующей ядерной намагниченности β , $\omega_{\text{k}}^{\text{n}}$ – частота ядерных магнонов с волновым вектором \mathbf{k} , H – внешнее магнитное поле, A – константа сверхтонкого взаимодействия, $M \equiv |\mathbf{M}|$ и $m \equiv |\mathbf{m}|$ – электронная и ядерная намагниченности, соответственно, H_{hf}^{n} и H_{hf}^{e} – сверхтонкое поле на ядрах и электронах, H_{ex} , H_{D} – обменное поле и поле Дзялошинского в антиферромагнетике MnCO_3 . Экспериментально был обнаружен ДСЧ более 75 % от частоты линейного ЯМР [6]. Сильная зависимость частоты прецессии от угла отклонения намагниченности приводит к новым механизмам формирования спинового эха – частотному [6] и параметрическому эху [7, 8].

В 1975 году был обнаружен аналогичный ДСЧ в сверхтекучем антиферромагнетике ^3He [9], который имеет диполь-дипольную природу [10]. Исследования динамических эффектов в нелинейном ЯМР сверхтекучего ^3He привели к открытию двух новых эффектов – к обнаружению устойчивой однородной прецессии намагниченности в $^3\text{He-B}$ [11] и неустойчивой однородной прецессии в $^3\text{He-A}$ [12]. Было показано, что однородная прецессия в $^3\text{He-B}$ возникает за счет бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) магнонов. Свойства магنونного БЭК были детально исследованы в сверхтекучих антиферромагнетиках $^3\text{He-B}$ и $^3\text{He-A}$ [13]. Показано, что магنونный БЭК имеет полную аналогию с атомарным БЭК [14].

Динамические свойства квази-ядерной моды связанного ядерно-электронного резонанса в CsMnF_3 и MnCO_3 совпадают со свойствами магнитного резо-

¹⁾e-mail: yury.bunkov@neel.cnrs.fr

нанса в ${}^3\text{He-A}$. В [5, 15] было обнаружено формирование типичного сигнала БЭК при непрерывной накачке РЧ-поля и долгоживущего сигнала индукции при импульсном возбуждении [16, 17], в полной аналогии с сигналами БЭК, наблюдавшимися в ${}^3\text{He-A}$. При образовании БЭК магنونный газ конденсируется в когерентную квантовую жидкость, описываемую единой волновой функцией:

$$\Psi = M_x + iM_y = M_{\perp} e^{i\omega t + i\alpha}, M_{\perp} = M \sin \beta. \quad (4)$$

Такое когерентное состояние характеризуется собственной упругостью, которая отвечает за однородность конденсата в неоднородных внешних условиях. Отклонения от равновесного состояния приводят к колебаниям этого состояния – голдстоуновским колебаниям (ГК). В сверхтекучем ${}^3\text{He-B}$ было обнаружено две моды ГК – поверхностные [18] и крутильные колебания [19–21]. Поверхностные (гравитационные) колебания возникают на границе раздела магنونной жидкости (БЭК) и газа магнонов. Роль гравитации в этом случае играет градиент магнитного поля. Существование границы разделения жидкости и газа магнонов является уникальным свойством диполь-дипольного взаимодействия в ${}^3\text{He-B}$. Можно выделить два типа крутильных колебаний – пространственно неоднородные [19] и пространственно однородные [20, 21]. Первые были описаны теоретически в [22] и возникают при формировании БЭК после импульсного возбуждения, сопровождаются волнами сверхтекучего спинового тока вдоль магнитного поля, т.е. стоячей волной угла α в (4). Вторые возникают при относительно большой амплитуде поддерживающего РЧ-поля, которое нарушает U_1 -симметрию прецессии БЭК [23]. Они соответствуют однородным колебаниям α относительно равновесного значения в РЧ-поле.

В данной статье представлены результаты исследований голдстоуновских мод квази-ядерного БЭК в легкоплоскостном антиферромагнетике MnCO_3 при температуре 1.5 К. Образец имел форму пластины с формой, близкой к шестиграннику размером порядка 1.5 мм и толщиной 1.3 мм. В дальнейшем толщина этого образца была уменьшена до 0.7 мм. Образец помещался в резонатор типа “разрезное” кольцо [24] с резонансной частотой 547.45 МГц. Для возбуждения резонатора использовалась передающая кольцевая антенна, ось которой располагалась вдоль оси резонатора. Отклик спиновой системы поступал на приемную кольцевую антенну и далее на детектор. Детектируемый сигнал настраивался на максимум с помощью согласования связи передатчика и резонатора. В этом случае сигнал БЭК пропорционален по-

перечной компоненте ядерной намагниченности $\sin \beta$, как было показано в [16, 25]. Полное описание экспериментальной установки можно найти в [26].

Эксперименты проводились в соответствии с методикой, разработанной в [18]. Магنونный БЭК возбуждался РЧ-накачкой на частоте выше резонансной частоты в соответствующем магнитном поле на несколько МГц и регистрировался сигнал БЭК, пропорциональный $\sin \beta$. Затем включалась фазовая модуляция с амплитудой $\Delta \Theta$, частота которой сканировалась. При совпадении частоты модуляции с резонансной частотой голдстоуновской моды сигнал БЭК уменьшался. При большой амплитуде фазовой модуляции удавалось полностью разрушить БЭК [27].

На рис. 1а показано изменение амплитуды сигнала БЭК при разных амплитудах фазовой модуляции для образца толщиной 1.3 мм. Отчетливо видна резонансная линия на частоте модуляции 105–110 кГц. На врезке изображена зависимость амплитуды сигнала БЭК при увеличении амплитуды фазовой модуляции. Видно, что это возбуждение имеет порог. На рис. 1б показаны эти зависимости для того же образца, толщина которого была уменьшена до 0.7 мм. Отчетливо видно, что частота резонанса сдвинулась до 160–170 кГц.

Были проведены исследования зависимости частоты наблюдаемого резонанса от амплитуды РЧ-поля, глубины фазовой модуляции (ФМ) и частоты сигнала БЭК. При увеличении амплитуды ФМ смещение частоты резонанса составляло порядка 10%. Зависимости частоты от амплитуды РЧ-поля оказались разными для двух образцов. Если для образца толщиной 1.3 мм их можно оценить как пропорциональные H_1 , то для более тонкого образца они приближаются к $\sqrt{H_1}$. Более точные исследования этих зависимостей провести не удалось из-за малого диапазона доступных РЧ-полей [26]. Интересная зависимость была отмечена для частоты данного резонанса от разности частот БЭК и линейного резонанса. Если пересчитать частоту БЭК на равновесный угол отклонения β , то частота данного резонанса оказывается пропорциональной $\cos \beta$, как показано на рис. 2. Низкочастотное поглощение может быть объяснено наличием низкочастотной моды колебаний, которая вероятно, соответствует крутильной моде голдстоуновских колебаний. Явная зависимость частоты от толщины образца говорит о наблюдении неоднородной моды колебаний, возникающей при условии, что колебания α имеют узел на границах образца. Характерная частота этих колебаний должна быть около $\omega_G \approx C/2L$, где C – скорость спиновых волн

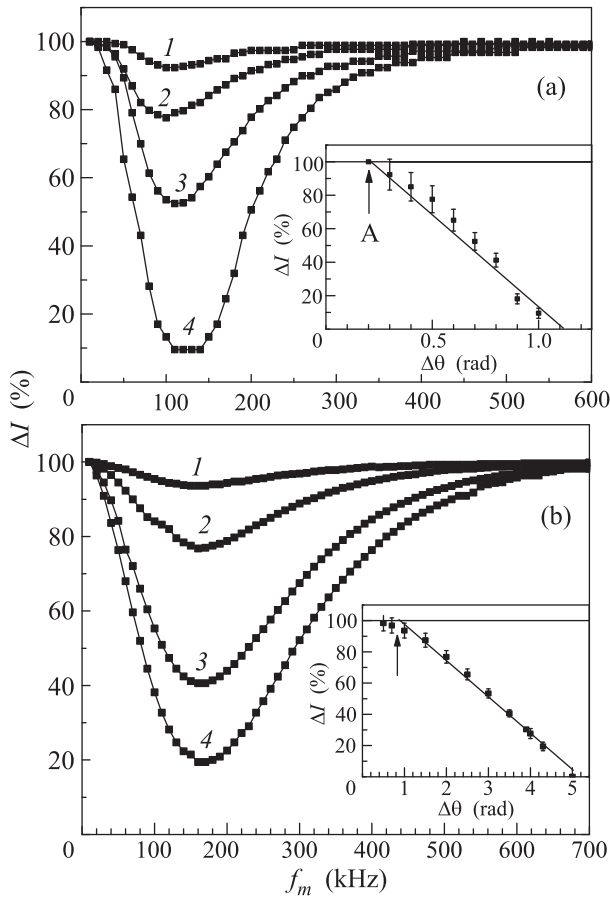


Рис. 1. Изменение амплитуды сигнала БЭК от частоты фазовой модуляции (ФМ) при различной амплитуде ФМ. На врезке – зависимость амплитуды сигнала БЭК при увеличении амплитуды ФМ. Мощность РЧ-накачки 10 мВт. (а) – Образец толщиной 1.3 мм, сдвиг частоты БЭК от линейного резонанса составляет $\Delta\omega = 36.5$ МГц. 1–4 соответствуют амплитудам ФМ, равным 0.3, 0.5, 0.7 и 1.0 рад. (б) – Образец толщиной 0.7 мм, сдвиг частоты $\Delta\omega = 36.4$ МГц (1–4 соответствуют амплитудам 1, 2, 3 и 4.5 рад)

и L – толщина образца. Скорость распространения спиновой волны при k , близком к нулю, составляет $C \approx 10^5$ см/с [28]. При толщине образца 1.3 мм частота крутильной моды голдстоуновских колебаний $\omega_m = C/2L \approx 5 \cdot 10^5$ рад/с ≈ 70 кГц, а при толщине 0.7 мм примерно равно 130 кГц, что в 1.5 раза отличается от наблюдаемой частоты резонанса. Приведенная оценка является весьма грубой и не учитывает анизотропию скорости спиновых волн. Необходимо дальнейшее теоретическое исследование данного эффекта. Однако уже сейчас можно говорить о том, что магنونный бозе-конденсат имеет упругость [16, 17], благодаря которой появляются голдстоуновские моды колебаний.

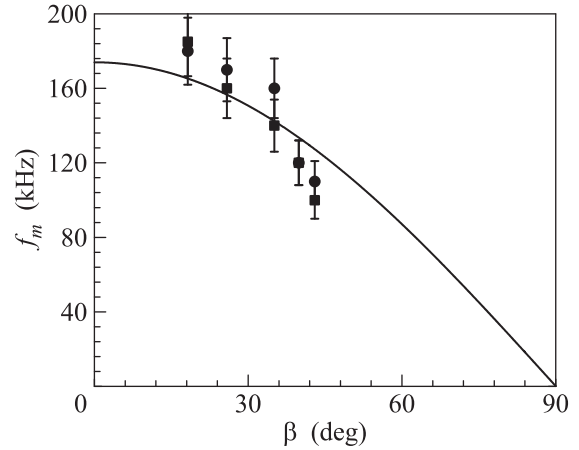


Рис. 2. Зависимость частоты резонанса от сдвига частоты, пересчитанного на угол отклонения ядерной намагниченности β . Круглыми символами показаны частоты модуляции при уменьшении сигнала БЭК на 70 % и квадратными – на 80 % от исходного значения. Сплошная линия – кривая, пропорциональная $\cos \beta$

Образование магنونного БЭК аналогично образованию атомарного БЭК с тем лишь различием, что атомарный БЭК возникает при охлаждении облака бозонов плотностью N_a до критической температуры $T_{\text{ВЕС}}$ [29]:

$$T_{\text{ВЕС}} = k_0 \frac{\hbar}{k_B m_m} N_a^{2/3}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{[\zeta(\frac{3}{2})]^{2/3}} \approx 3.31. \quad (5)$$

В то время как магنونный БЭК образуется, когда число магненов превысит критическое значение при данной температуре магнитной системы:

$$N_{\text{ВЕС}} \approx \left(\frac{k_B T_M m_m}{k_0 \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad (6)$$

где k_B – константа Больцмана, m_m – масса магненов, k_0 – константа, связанная с формированием БЭК. Увеличить число неравновесных магненов можно за счет отклонения намагниченности методами магнитного резонанса, при этом плотность магненов $N_m = m_m(1 - \cos \beta)$ может превысить критическую плотность $N_{\text{ВЕС}}$, необходимую для образования магنونного БЭК при заданной температуре системы. В случае связанной ядерно-электронной прецессии критическая концентрация магненов зависит от температуры и динамического сдвига частоты и соответствует углам отклонения менее 5° при температурах ниже 1.5 К [30].

Следующим условием образования магنونного БЭК является отталкивающее взаимодействие между магнонами. При отталкивании частота прецессии увеличивается с увеличением числа магненов.

В частности, в ^3He -А магنونный БЭК был обнаружен после переориентации орбитального момента, что привело к отталкивающему взаимодействию между магнонами [31, 32]. Было показано, что магنونный БЭК образуется после отклонения намагниченности РЧ-импульсом на угол больше критического и характеризуется образованием долгоживущего сигнала индукции, длительность которого на порядки длиннее спада сигнала индукции T_2^* , обусловленного неоднородным уширением [11, 33]. Понятие однородного уширения в принципе не пригодно к описанию систем с БЭК, так как они не описываются уравнениями Блоха. Состояние с БЭК является собственным состоянием системы, следовательно его можно получить и при помощи непрерывной накачки на частоте, соответствующей частоте БЭК (2) [34, 35].

В системе связанных ядерно-электронных колебаний процессы релаксации происходят в упорядоченной электронной подсистеме и, соответственно, описываются уравнениями Ландау–Лифшица–Гильберта [25, 36]. Другими словами, активную роль в когерентности и релаксации играет электронная антиферромагнитная подсистема. Ядерная подсистема выступает в качестве связанного маятника, роль которого сводится к изменению частоты связанной системы. Данная теория количественно описывает результаты новой серии экспериментов, проведенных на современном оборудовании при 0.7 К [25], в то время как модель на основе уравнений Блоха противоречит результатам этих экспериментов.

Совокупность экспериментальных результатов свидетельствует о том, что наблюдаемое низкочастотное поглощение можно объяснить голдстоуновской модой крутильных колебаний магنونного БЭК в связанной ядерно-электронной прецессии в двухподрешеточном твердотельном антиферромагнетике MnCO_3 . Этот результат, а также детальное соответствие других эффектов, аналогичных магنونному БЭК в сверхтекучем ^3He , подтверждают образование магنونного БЭК в данной магнитной системе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 16-12-10359).

1. H. Suhl, Phys. Rev. **109**, 606 (1958).
2. T. Nakamura, Prog. Theor. Phys. **20**, 542 (1958).
3. P. D. De Gennes, P. A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, and J. M. Winter, Phys. Rev. **129**, 1105 (1963).
4. Yu. M. Bunkov and B. S. Dumesch, Sov. Phys. JETP **68**, 1161 (1975).

5. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, V. S. L'vov, and M. S. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **108**, 177002 (2012).
6. A. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, Б. С. Думеш, М. И. Куркин, М. П. Петров, В. П. Чекмарев, УФН **142**, 537 (1984).
7. Yu. M. Bunkov, JETP Lett. **23**, 244 (1976).
8. Yu. M. Bunkov and S. O. Gladkov, Sov. Phys. JETP **73**, 2181 (1977).
9. D. D. Osheroff and L. R. Corruccini, Phys. Lett. A **51**, 447 (1975).
10. A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. **47**, 331 (1975).
11. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, JETP Lett. **40**, 1033 (1984).
12. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, JETP Lett. **39**, 469 (1984).
13. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Spin superfluidity and magnon BEC*, Chapter IV of the book "Novel Superfluids", ed. by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, Oxford University Press (2013).
14. Yu. M. Bunkov, J. Low Temp. Phys. **185**, 399 (2016).
15. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, T. R. Safin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **94**, 68 (2011).
16. M. S. Tagirov, E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, A. M. Gazizulina, L. I. Isaenko, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and S. A. Zhurkov, J. Low Temp. Phys. **175**, 167 (2014).
17. E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, A. M. Gazizulina, L. I. Isaenko, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, M. S. Tagirov, V. N. Vedenyapin, and S. A. Zhurkov, Magn. Reson. Solids **16**(3), 14302 (2014).
18. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy, and D. A. Sergatskov, Physica B **178**, 196 (1992).
19. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mukharskiy, JETP Lett. **43**, 168 (1986).
20. V. V. Dmitriev, L. V. Levitin, V. V. Zavjalov, and D. Y. Zmeev, J. Low Temp. Phys. **138**, 765 (2005).
21. M. Clovecko, E. Gazo, M. Kupka, and P. Skyba, Phys. Rev. Lett. **100**, 155301 (2008).
22. I. A. Fomin, JETP Lett. **43**, 171 (1986).
23. G. E. Volovik, JETP Lett. **87**, 639 (2008).
24. W. N. Hardy and L. A. Whitehead, Rev. Sci. Instrum. **52**, 213 (1981).
25. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, arXiv: 1703.00614 to be published (2017).
26. E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, R. M. Rakhmatullin, A. M. Sabitova, T. R. Safin, and M. S. Tagirov, Appl. Magn. Reson. **44**, 595 (2013).
27. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and M. S. Tagirov, Magn. Reson. Solids **17**(2), 15202 (2015).

28. B. Y. Kotyuzhanskii and L. A. Prozorova, JETP Lett. **54**, 1013 (1981).
29. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, arXiv:1702.00846v1 to be published (2017).
30. R. R. Gazizulin, Yu. M. Bunkov, and V. L. Safonov, JETP Lett. **102**, 766 (2015).
31. T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina, A. Matsubara, Y. Sasaki, M. Kubota, O. Ishikawa, T. Mizusaki, and Yu. M. Bunkov, JETP Lett. **86**, 216 (2007).
32. J. Elbs, Yu. M. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin, and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **100**, 215304 (2008).
33. P. Hunger, Y. M. Bunkov, E. Collin, and H. Godfrin, J. Low Temp. Phys. **158**, 219 (2010).
34. Yu. M. Bunkov, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 164201 (2009).
35. T. Sato, T. Kunimatsu, K. Izumina, A. Matsubara, M. Kubota, T. Mizusaki, and Yu. M. Bunkov, Phys. Rev. Lett. **101**, 055301 (2008).
36. M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeev, JETP Lett. **105**, 24 (2017).