

УДК 534.2

ФОНОННЫЕ ТРИАДЫ БОРРОМЕО В МАГНЕТИКЕ

© 2021 г. В. В. Мошкин^{1,*}, В. Л. Преображенский^{2,**}

Представлено академиком РАН О.В. Руденко 28.05.2021 г.

Поступило 28.05.2021 г.

После доработки 28.05.2021 г.

Принято к публикации 03.06.2021 г.

Сообщаются результаты экспериментального наблюдения связанных возбуждений трех попарно не взаимодействующих фононов, два из которых относятся к непрерывному, а третий к дискретному акустическим спектрам. Связь возбуждений регистрируется по генерации обратной акустической волны в поле поперечной электромагнитной накачки в антиферромагнитном кристалле α -Fe₂O₃. Показано, что условием связи прямой и обратной фазосопряженных волн является возбуждение дополнительной акустической моды дискретного спектра подобно резонансу Фешбаха. Механизмом связи является модуляция нелинейного акустического параметра кристалла переменным магнитным полем.

Ключевые слова: трехфононные возбуждения, антиферромагнетик, поперечная накачка, фазосопряженные акустические волны, дискретная мода, резонанс Фешбаха

DOI: 10.31857/S2686740021040088

Связанные состояния трех попарно не взаимодействующих частиц, известные как состояния Ефимова [1], экспериментально реализуются и исследуются в системе ультрахолодных атомов [2]. Топологическим образом подобных состояний являются кольца Борромео, удаление одного из которых из связанной тройки разрывает связь двух других. По этой аналогии трехбозонные связанные состояния также называют и состояниями Борромео [3]. В нелинейных бозонных системах твердого тела (магнонах, фононах, поляритонах, гибридных возбуждениях) образование и исследование трехбозонных связанных состояний возможно в нормальных лабораторных условиях. Идея формирования трехбозонных связанных возбуждений в системе гибридных фононов и магнонов, предложенная профессором В.И. Ожогиним в 2007 г., была экспериментально реализована в работе [4] на объемной моде акустических колебаний в кристаллическом антиферромагнитном резонаторе α -Fe₂O₃. Выбор объекта исследования был обусловлен гигантской акустической нелинейностью антиферромагнетиков, управляемой внешним магнитным полем [5]. Теоретический анализ [4, 6] показал возможность

возникновения взрывной неустойчивости трехфононных связанных возбуждений, которая в последующем наблюдалась экспериментально на кристаллических резонаторах α -Fe₂O₃ и FeVO₃ [7, 8]. Тем не менее, продемонстрировать принадлежность исследуемых возбуждений к типу состояний Борромео в указанных экспериментах не представлялось возможным.

В настоящей работе сообщается о прямом наблюдении состояний Борромео при взаимодействии акустической моды дискретного спектра с парой встречных фононов непрерывного спектра. Выбранная схема эксперимента позволяет разделить взаимодействующие возбуждения по частоте и направлению распространения, что дает возможность селективно исключать из взаимодействия отдельные компоненты. Эффекты взаимодействия возбуждений непрерывного и дискретного спектров, известные как резонансы Фано–Фешбаха [9, 10], являются эффективным инструментом исследования в разнообразных областях физики от сверххолодных атомов до фотоники и акустики микроструктур [11–14]. В работе [15] теоретически исследована возможность использования параметрического резонанса Фешбаха для возбуждения фононных триад в магнетике в поле электромагнитной накачки. В соответствии с теоретической моделью, трехфононные связанные возбуждения возникают при выполнении условия синхронизма

$$\omega_p = \omega_k + \omega_{-k} + \Omega,$$

¹ Российский технологический университет МИРЭА, Москва, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: mvv56@inbox.ru

**E-mail: preobr@newmail.ru

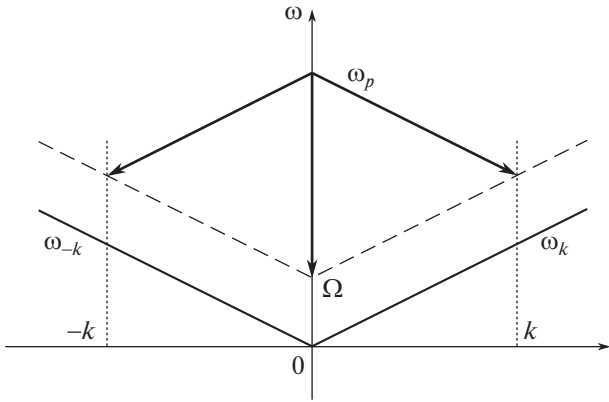


Рис. 1. Диаграмма трехфононного параметрического резонанса Фешбаха: $\omega_p = \omega_k + \omega_{-k} + \Omega$ [15].

где ω_p – частота переменного поля накачки, Ω – частота дискретной моды упругих колебаний, ω_k и ω_{-k} – частоты встречных фазосопреженных бегущих акустических волн. Условие синхронизма иллюстрируется диаграммой, представленной на рис. 1 [15].

В работе для экспериментальной реализации состояния Борромео в условиях резонанса Фешбаха использовалась пластина антиферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ с размерами $34 \times 9.3 \times 1.4$ мм, вырезанная в базисной плоскости, перпендикулярной тригональной кристаллографической оси $C_3 \parallel z$. На рис. 2 приведена схема эксперимента. Переменное магнитное поле с частотой $\omega_p/2\pi = 44$ МГц прикладывалось параллельно бинарной оси $U_2 \parallel x$ нормально к намагничивающему полю $\mathbf{H}_0 \parallel y$ (геометрия поперечной накачки).

Дискретная мода колебаний сдвига по толщине возбуждалась поперечным импульсным переменным полем с частотой $\Omega/2\pi = 1.230$ МГц с помощью катушки индуктивности. Длительность импульса выбиралась достаточной для достижения установившихся колебаний. Амплитуда колебаний моды контролировалась по сигналу U_m , наводимому в катушке колебаниями намагниченности, вызванными переменной деформацией кристалла. Пьезоэлектрический преобразователь возбуждал в кристалле импульсную сдвиговую бегущую волну с поляризацией $\mathbf{e} \parallel y$ в плоскости пластины, распространяющуюся вдоль бинарной оси. Для выполнения резонансного условия (рис. 1) частота волны выбиралась равной полуразности частот накачки и дискретной моды: $\omega_k/2\pi = 21.385$ МГц. Длительность излучаемого акустического импульса составляла 5 мкс. Тем же преобразователем регистрировалась генерируемая в процессе параметрического взаимодействия обратная волна, спектр которой обрабатывался численно. К моменту включения импульса электрического напряжения на преобразователе, импульс возбуждения дис-

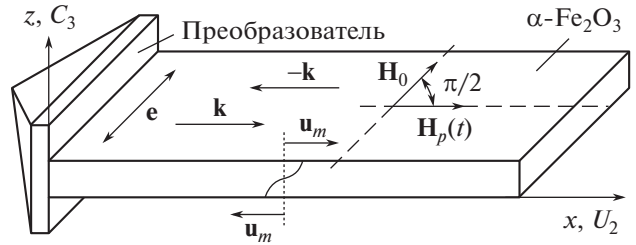


Рис. 2. Схема эксперимента. \mathbf{u}_m – вектор смещения в толщино-сдвиговой моде упругих колебаний, \mathbf{e} – вектор поляризации фазосопреженных акустических волн с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$, $H_0 = 1.3$ кЭ.

кретной моды выключался и колебания переходили в режим свободной релаксации. Время релаксации значительно превосходило время регистрации трехфононного взаимодействия. Через 5 мкс после начала возбуждения акустического импульса включался импульс электромагнитной накачки длительностью 6 мкс, амплитуда которого устанавливалась по напряжению U_p на контрольном выходе высокочастотного усилителя.

На рис. 3 приведены данные регистрации спектров обратной волны, принятой преобразователем при возбуждении и в отсутствие колебаний дискретной моды.

В отсутствие возбуждения дискретной моды или прямой акустической волны сигнал обратной волны отсутствовал.

На рис. 4 приведены характерные спектры обратной волны для двух значений амплитуды импульса накачки. Зависимости сигнала обратной волны от амплитуд накачки и дискретной моды колебаний приведены на рис. 5а, 5б.

На зависимости рис. 5б видна тенденция к насыщению сигнала обратной волны с ростом амплитуды дискретной моды, что обусловлено ограниченностью угла поворота переменной намагниченности в поле резонансных деформаций, превышающих деформации спонтанной стрикции. В то же время с ростом амплитуды накачки сигнал обратной волны монотонно и нелинейно нарастает.

Обсуждение полученных результатов проведем в сопоставлении с теоретической моделью работы [15]. В основе механизма наблюдаемого взаимодействия лежит модуляция нелинейного модуля упругости $C_{366}(\mathbf{H})$ переменным магнитным полем накачки $h_p(t)$. Энергия рассматриваемых акустических возбуждений в схеме рис. 2 имеет вид

$$\mathcal{H} = \int d\mathbf{r} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + 2C_{44} u_{xz}^2 + 2C_{66} u_{xy}^2 + \Psi_p h_p(t) u_{xz} u_{xy}^2 \right), \quad (1)$$

где \mathbf{v} – скорость упругого смещения, u_{ij} – тензор переменных деформаций, ρ – плотность кристалла, C_{ij} – линейные модули упругости, Ψ_p – ампли-

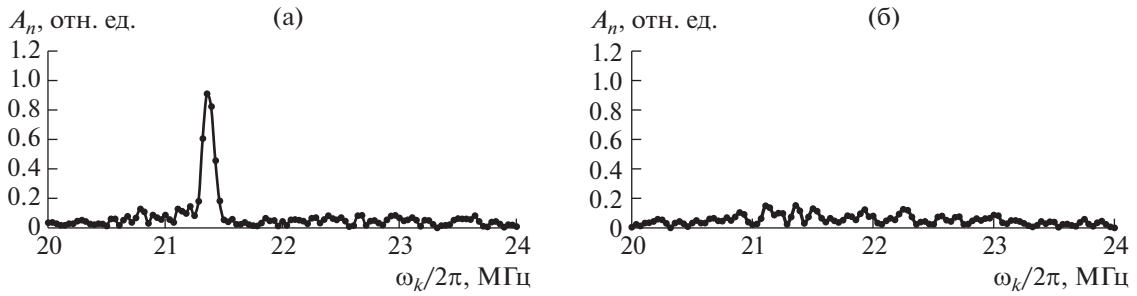


Рис. 3. Спектры обратной волны при возбуждении (а) и в отсутствие (б) колебаний толщинно-сдвиговой моды, амплитуда накачки $U_p = 1.43$ В.

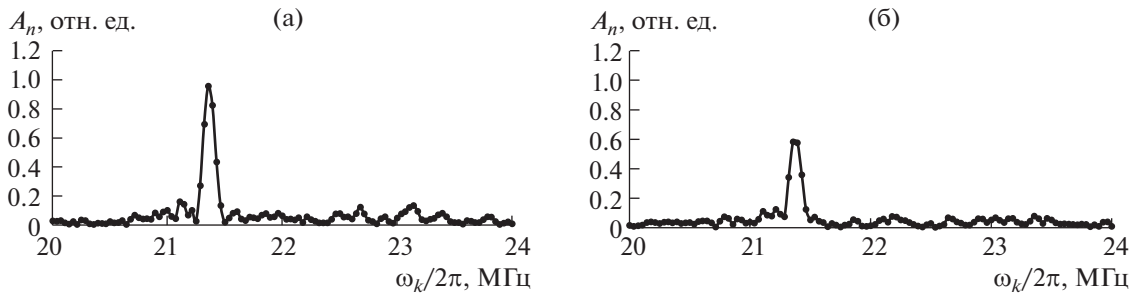


Рис. 4. Спектры обратной волны при максимальной амплитуде колебаний толщинно-сдвиговой моды и двух уровнях электромагнитной накачки: (а) $U_p = 1.53$ В, (б) $U_p = 1.0$ В.

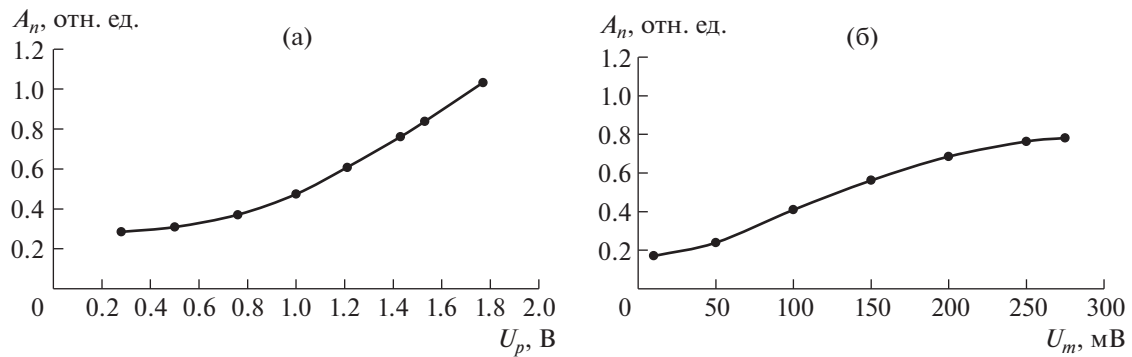


Рис. 5. Зависимость амплитуды сигнала обратной волны от амплитуды накачки U_p при $U_m = 275$ мВ (а) и напряжения U_m , индуцированного колебаниями контурно-сдвиговой моды при $U_p = 1.44$ В (б).

туда нелинейного параметрического взаимодействия:

$$\Psi_p = \frac{\partial}{\partial H_x} C_{566}(\mathbf{H}). \quad (2)$$

Зависимость амплитуды взаимодействия от напряженности намагничивающего поля приведена в [15].

Следуя подходу, развитому в работе [15], представим упругое смещение и скорость деформации в канонических переменных для непрерывных α_k и дискретной β мод с частотами ω_k и Ω соответственно:

$$\mathbf{u} = \mathbf{x} \cdot \eta(\beta + \beta^*) \cos\left(\frac{\pi}{l} z\right) + y \sum_k \xi_k (\alpha_k e^{-ikx} + \alpha_k^* e^{ikx}), \quad (3)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{x} \cdot i\Omega \eta(\beta - \beta^*) \cos\left(\frac{\pi}{l} z\right) + y \sum_k \xi_k i\omega_k (\alpha_k e^{-ikx} - \alpha_k^* e^{ikx}),$$

где l – толщина пластины,

$$\eta = \sqrt{1/\rho\Omega V}, \quad \xi_k = \sqrt{1/2\rho\omega_k V}.$$

В указанных переменных энергия системы (1) преобразуется к виду

$$\mathcal{H} = \Omega \beta^* \beta + \sum_k \omega_k \alpha_k^* \alpha_k + \mathcal{H}_{\text{int}}, \quad (4)$$

где

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = -\frac{\eta}{l} \sum_k \omega_k \frac{\Psi_p}{C_{66}} [h_0 e^{i\omega_p t} \beta^* \alpha_k^* \alpha_{-k}^* + \text{c.c.}]. \quad (5)$$

Гамильтониан взаимодействия (5) описывает процесс одновременного рождения трех связанных фононов, один из которых относится к дискретному, а два других к непрерывному спектру. Переменные α_k и β подчинены каноническим уравнениям движения:

$$\dot{\beta} = i\Omega \beta + i \frac{\partial}{\partial \beta^*} \mathcal{H}_{\text{int}}, \quad \dot{\alpha}_k = i\omega_k \alpha_k + i \frac{\partial}{\partial \alpha_k^*} \mathcal{H}_{\text{int}}. \quad (6)$$

Соответствующая система уравнений для амплитуд возбуждений $a_k = \alpha_k e^{-i\omega_k t}$, $a_{-k} = \alpha_{-k} e^{-i\omega_k t}$, $b = (\eta/l)\beta e^{-i\Omega t}$ приводится к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_k}{\partial t} &= -i\Phi_k h_0 b^* a_{-k}^* e^{i\Delta\omega_p t}, \\ \frac{\partial a_{-k}}{\partial t} &= -i\Phi_k h_0 b^* a_k^* e^{i\Delta\omega_p t}, \\ \frac{\partial b}{\partial t} &= -i \sum_k \frac{1}{2} \Phi_k h_0 a_k^* a_{-k}^* e^{i\Delta\omega_p t}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\Phi_k = 2\omega_k \Psi_p / C_{66}$ – параметр трехфононного взаимодействия, $\Delta\omega_p = \omega_p - 2\omega_k - \Omega$ – расстройка частоты накачки относительно частоты резонанса Фешбаха. Связь возбуждений наиболее эффективна в условиях резонанса $\Delta\omega_p = 0$.

Система уравнений (7) описывает динамические возбуждения типа состояний Борромео. Отсутствие одного из трех возбуждений приводит к разрыву связи двух других. Прямое экспериментальное подтверждение этого свойства у наблюдаемых параметрически связанных фононных триад иллюстрируется спектрограммами сигнала обратной волны, приведенными на рис. 3а, б.

Другой особенностью рассматриваемых возбуждений является их взрывная неустойчивость при достаточно высоких уровнях накачки [14]. Для относительно малых амплитуд волны на входе кристалла неустойчивость начинает развиваться при условии $|\Phi_k h_0 \beta_0| kL / \omega_k > \pi/2$, где L – длина активной зоны действия накачки. Формально аналогичным неравенством определяется порог неустойчивости при двухфононном процессе параметрического обращения волнового фронта. Существенное отличие состоит в том, что в данном случае пороговое условие зависит не только от амплитуды поля накачки, но и от начальной амплитуды β_0 дискретной моды. Отметим, что нелинейный рост амплитуды сигнала обратной волны с ростом амплитуды накачки на экспериментальной кривой рис. 4б указывает на близость

экспериментальных условий возбуждения к порогу трехфононной неустойчивости. Динамика системы при более высоких уровнях накачки на временах достаточно больших для развития неустойчивости требует специального экспериментального исследования.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-52-16001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Efimov V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1971. V. 12. P. 589.
2. *Kraemer T., Mark M., Waldburger P., Danzl J.G., Chin C., Engeser B., Lange A.D., Pilch K., Jaakkola A., Nügerl H.-C., Grimm R.* // Nature 440. 2006. P. 315–318. <https://doi.org/10.1038/nature04626>
3. *Faoro R., Pelle B., Zuliani A., Cheinet P., Arimondo E., Pillet P.* // Nature Comm. 2015. V. 6. P. 8173. <https://doi.org/10.1038/ncomms9173>
4. *Преображенский В.Л., Руденко В.В., Перно Ф., Ожогин В.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 5. С. 401–404.
5. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.* // Успехи физ. наук. 1988. Т. 155. № 8. С. 593–621.; J. Magn. Magn. Mater. 100 (1-3), 544–571 (1991). [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(91\)90840-7](https://doi.org/10.1016/0304-8853(91)90840-7)
6. *Preobrazhensky V., Bou Matar O., Pernod P.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 78. 046603, <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.78.046603>
7. *Yevstafiev O., Preobrazhensky V., Pernod P., Berzhansky V.* // J. Magn. and Magn. Mat. 2011. V. 323. P. 1568–1573. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2011.01.020>
8. *Yevstafiev O., Preobrazhensky V., Pernod P., Berzhansky V.* // J. Magn. and Magn. Mat. 2010. V. 322. № 6. P. 585–588. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.09.067>
9. *Fano U.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. № 6. P. 1866–1878. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1>
10. *Feshbach H.* // Ann. Phys. 1958. V. 5. № 4. P. 357–390. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90007-1](https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90007-1)
11. *Limonov M.F., Rybin M.V., Poddubny A.N., Kivshar Yu.S.* // Nat. Photonics. 2017. V. 11. P. 543–554. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.142>
12. *Chin C., Grimm R., Julienne P., and Tiesinga E.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. № 2. P. 1225–1286. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1225>
13. *Luk'yanchuk B., Zheludev N.I., Maier S.A., Halas N.J., Nordlander P., Giessen H., Chong Tow Chong* // Nature Materials. 2010. V. 9. P. 707–715. <https://doi.org/10.1038/nmat2810>
14. *Goffaux C., Sanchez-Dehesa J., Levy Yeyati A., Lambin Ph., Khelif A., Vasseur J.O., Djafari-Rouhani B.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 22. 225502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.225502>
15. *Preobrazhensky V.L., Aleshin V.V., Pernod P.* // Wave Motion. 2018. V. 81. P. 15–24. <https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2018.05.002>

BORROMEAN TRIADS OF PHONONS IN MAGNET**V. V. Moshkin^a, V. L. Preobrazhensky^b**^a *Russian Technological University MIREA, Moscow, Russian Federation*^b *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS O.V. Rudenko

It is shown that the condition for the coupling of the forward and reversed phase conjugate waves is excitation of an additional acoustic mode of the discrete spectrum, similarly to the Feshbach resonance. The mechanism of the coupling is modulation of nonlinear acoustic parameter of the crystal by alternating magnetic field.

Keywords: three-phonon excitations, antiferromagnet, transversal pumping, phase conjugate acoustic waves, discrete mode, Feshbach resonance