

## Особенности взаимодействия магنونного Бозе конденсата с акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната

А. Н. Кузмичев<sup>+</sup>, П. М. Ветошко<sup>+\*×</sup>, Г. А. Князев<sup>+</sup>, В. И. Белотелов<sup>+\*°</sup>, Ю. М. Буньков<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup>Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Москва, Россия

\*Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

×Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

°Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2020 г.

После переработки 28 октября 2020 г.

Принята к публикации 28 октября 2020 г.

Экспериментально исследовано взаимодействие бозе-эйнштейновского конденсата магненов (мБЭК) в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната с акустическими модами высокого порядка, возникающими на размерах подложки из гадолиний-галлиевого граната. Наблюдались узкие линии поглощения энергии мБЭК при совпадении частот. Получено явление минимального затухания мБЭК в условиях акустического антирезонанса, когда частота прецессии расположена ровно посередине между модами акустического резонанса. Данное открытие позволит оптимизировать времена когерентности при создании устройств на основе квантовой магنونики.

DOI: 10.31857/S1234567820230068

В настоящее время большой интерес вызывают макроскопические квантовые явления, которые могут быть использованы при создании платформ для квантовых вычислений. Недавний успех в создании фирмой Google квантового компьютера на основе сверхпроводящих кубитов [1] стимулировал поиск и других подобных систем. В частности, предполагается использовать явление спиновой сверхтекучести в качестве основы для магنونного квантового процессора [2]. Явление магنونной спиновой сверхтекучести и Бозе конденсации магненов было открыто в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$  [3–5] при сверхнизких температурах. Однако для его практического применения необходимо найти системы, в которых оно осуществимо при более высоких температурах. Образование аналогичного магنونного бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) и спиновой сверхтекучести было предсказано в системах со связанной ядерно-электронной прецессией в антиферромагнетиках [6] и обнаружено в  $\text{CsMnF}_3$  [7] и  $\text{MnCO}_3$  [8–11]. Настоящим прорывом стало обнаружение аналогичного явления в пленках железо-иттриевого граната при комнатной температуре [12–14]. Следует отметить, что это первое сверхтекучее состояние, обнаруженное при комнатной температуре. Кроме это-

го, Бозе конденсация магненов недавно была обнаружена также в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), намагниченных в плоскости. В этом случае конденсат образуют магныоны с ненулевым вектором  $k$ , для которых отсутствует положительный сдвиг частоты от плотности магненов [15–17]. Поэтому критическая скорость Ландау обращается в нуль и сверхтекучий перенос магненов невозможен.

В связи с тем, что магныоны являются квазичастицами в магнитоупорядоченных системах, их равновесная плотность определяется температурой. При этом она всегда меньше, чем концентрация, необходимая для Бозе конденсации. Однако их плотность можно существенно увеличить путем возбуждения неравновесных магненов. Критическая концентрация магненов для образования бозе-эйнштейновского конденсата (мБЭК) в различных системах может быть легко вычислена. Так для рассматриваемой здесь пленки ЖИГ, намагниченной перпендикулярно поверхности, критическая плотность магненов соответствует динамическому отклонению намагниченности на угол  $2.5^\circ$  [18]. В системе неравновесных магненов роль плотности частиц  $\mathcal{N}$  играет проекция полного спина на направление внешнего магнитного поля  $\mathcal{S}_z$  [19, 20], а роль химического потенциала играет частота прецессии

<sup>1)</sup>e-mail: y.bunkov@rqc.ru

$\omega$ . Когерентное состояние магнонов описывается формулой

$$\langle \hat{S}^+ \rangle = \mathcal{S}_x + i\mathcal{S}_y = \sqrt{\mathcal{S} - \hat{S}_z} e^{i\omega t + i\alpha}, \quad (1)$$

где  $\hat{S}^+$  – оператор рождения магнонов.

Возбуждение неравновесных магнонов приводит к уменьшению продольной намагниченности системы  $\mathcal{S}_z$  на величину, пропорциональную  $1 - \cos \beta$ , где  $\beta$  – угол динамического отклонения намагниченности в случае ее возбуждения радиочастотным (РЧ) импульсом. При малой концентрации магнонов сигнал индукции расфазирован за времена неоднородного уширения резонансной линии. Однако в случае концентрации магнонов, превышающей критическую, наблюдаются квантовые явления, заключающиеся в спонтанном фазировании магнонов и восстановлении сигнала индукции [3, 21].

Основным достоинством магнонной сверхтекучести является то, что данное состояние с отклоненной и прецессирующей намагниченностью является основным состоянием системы при заданной плотности магнонов. Поэтому его можно поддерживать непрерывно, возмещая испаряющиеся магноны внешней подкачкой. При этом новые возбужденные магноны рождаются в состоянии уже существующего Бозе конденсата [22]. Более того, частота РЧ накачки определяет химический потенциал и соответствующую плотность неравновесных магнонов [23, 24]. Сканируя частоту (или магнитное поле), возможно изменять плотность магнонов в конденсате [25]. При этом сверхтекучее состояние магнонов заполняет все пространство, в котором локальная частота меньше частоты накачки [13, 26]. Этим объясняется эффект нелинейного магнитного резонанса (*Foldover resonance*) [27], который рассматривали ранее по аналогии со свойствами нелинейного резонатора [28]. Реальные макроскопические образцы магнитоупорядоченной системы обладают пространственной неоднородностью и должны описываться как минимум набором связанных осцилляторов. Теоретический анализ реальной системы осложняется тем, что возбуждение резонанса также пространственно неоднородно, в особенности при его возбуждении полосковой линией. Именно поэтому теоретическое описание реальных экспериментальных результатов в пленках ЖИГ встретило большие проблемы [29]. Однако для описания резонанса в случае большого уровня возбуждения следует учитывать квантовые свойства магнонного Бозе конденсата.

В данном Письме мы представляем результаты исследования взаимодействия магнонного Бозе кон-

денсата с высокими модами акустических колебаний в системе подложка-ЖИГ. Эксперименты проводились на образце, состоящем из монокристаллической пленки ЖИГ толщиной 1.5 мкм и диаметром 0.5 мм, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 500 мкм. Подложка имела форму квадрата со стороной 3 мм. Постановка эксперимента представлена на рис. 1. Система полосковых ли-

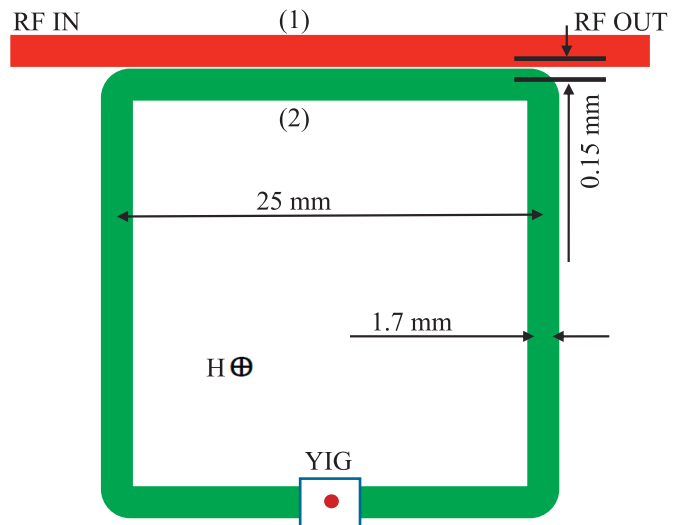


Рис. 1. (Цветной онлайн) Геометрия расположения полосковых линий. (1) – Линия возбуждения и приема сигнала; (2) – резонансный контур

ний шириной 1.7 мм располагалась на диэлектрической подложке из материала RO-4003C толщиной 0.813 мм. РЧ накачка подавалась на один конец полосковой линии (1) и сигнал снимался с ее противоположного конца. На расстоянии 0.15 мм от полоски располагался прямоугольный контур (2) из полосковой линии той же ширины со сторонами 25 мм. Этот контур играл роль резонатора с центральной частотой 1.864 ГГц и добротностью 87. На одной из сторон этого резонатора располагался образец.

РЧ накачка возбуждала магнитный резонанс в пленке ЖИГ, сигнал которого поступал в приемный тракт. При больших амплитудах РЧ накачки газ магнонов достигал плотности, достаточной для формирования Бозе конденсата. Частота прецессии зависит от плотности возбужденных магнонов, которую в случае однородной прецессии мБЭК можно записать через угол отклонения намагниченности  $\beta$  [30]:

$$\omega_N = \omega_0 - \gamma 4\pi M_0 \cos \beta, \quad (2)$$

где  $\omega_0 - \gamma 4\pi M_0$  – частота прецессии при малом возбуждении, которая определяется внешним полем и

полем размагничивания. На рисунке 2 показаны сигналы магнитного резонанса при сканировании поля вниз при разной мощности РЧ накачки, указанной на вставке. Эти сигналы являются характерными при образовании состояния магнной сверхтекучести.

Если радиочастотное (РЧ) поле возбуждает магнны локально, как в случае с полосковой линией, то эти магнны сверхтекучим током переносятся в области, где частота прецессии меньше, чем частота накачки. В результате плотность магннов увеличивается до тех пор, пока не установится единая частота прецессии во всем образце. Детально этот процесс описан в [25, 26]. Свойствами данного резонанса являются:

1. Однородная прецессия на частоте накачки, которая не зависит от мощности возбуждающего РЧ поля.

2. Угол отклонения намагниченности определяется сдвигом частоты от линейного резонанса в соответствии с формулой

$$\Delta\omega = \gamma 4\pi M_0(1 - \cos \beta) \sim \beta^2. \quad (3)$$

3. Поглощаемая мощность в случае механизма релаксации Гильберта  $W$  также пропорциональна  $\beta^2$  и равна [31]

$$W_- = \sigma \alpha_G^2 M_0^2 \sin^2 \beta \sim \beta^2, \quad (4)$$

где  $\alpha_G$  – параметр затухания Гильберта,  $M_0$  – магнитный момент системы, а  $\sigma$  – параметр спектрометра.

4. Это состояние теряет устойчивость и разрушается при условии, когда мощности РЧ накачки не хватает для компенсации испарения магннов, т.е. при критическом угле отклонения  $\beta$ , что приводит к линейной зависимости поля разрушения сигнала от сдвига частоты (поля). При этом параметр  $\alpha_G$  является коэффициентом пропорциональности между ними. Все эти особенности отчетливо проявляют себя в сигналах, показанных на рис. 2. Действительно, получаемые сигналы линейно зависят от сдвига магнитного поля и не зависят от мощности РЧ поля. Однако поле разрушения сигнала линейно зависит от подаваемой РЧ мощности. Эта зависимость показана на рис. 3. Она дает возможность измерить коэффициент затухания Гильберта и его зависимость от плотности магннов. Все эти особенности говорят о том, что нелинейный резонанс адекватно описывается моделью спиновой сверхтекучести, а не моделью одиночного нелинейного осциллятора.

Причиной написания данного Письма является весьма неожиданное наблюдение сильной зависимости релаксации магннов от частоты мБЭК.

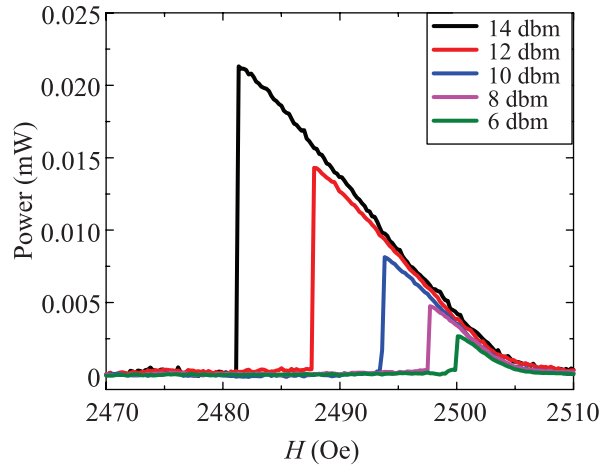


Рис. 2. (Цветной онлайн) Величина сигнала, получаемого на частоте 1.86433 ГГц при сканировании поля вниз и различной мощности РЧ накачки, указанной на вставке

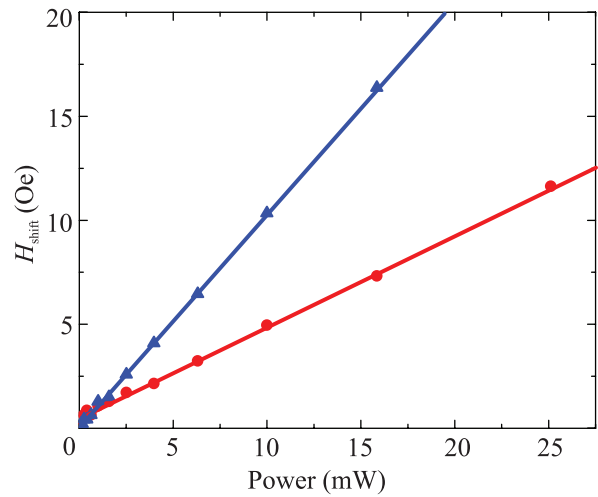


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость поля разрушения БЭК от подаваемой мощности РЧ накачки при частоте 1.86433 (треугольники) и 1.86625 (точки) ГГц

На рисунке 4 показана та же зависимость сигналов, как и на рис. 2, но при частоте РЧ возбуждения 1.86625 ГГц. Видно уменьшение более, чем в два раза величины поля, при котором БЭК разрушается и сигнал пропадает, что говорит о существенном увеличении скорости релаксации магннов.

Для более детального изучения этого эффекта мы провели частотные измерения поля разрушения мБЭК при фиксированной мощности накачки в 14 ДБм в полосковую линию. Результат этого исследования показан на рис. 5. Отчетливо видны узкие области частот, при которых мБЭК быстро разрушается (А, В, С), и фоновое значение этого поля,

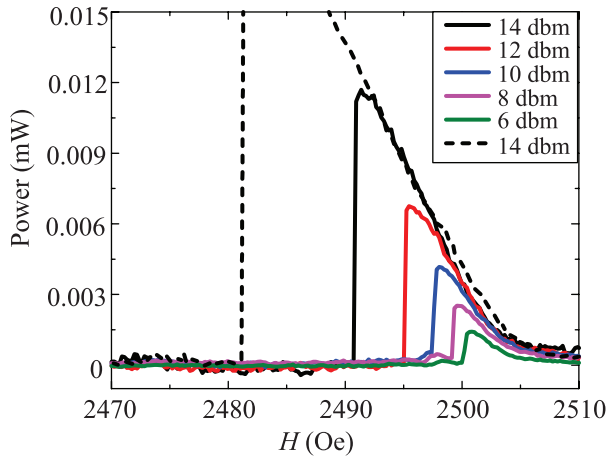


Рис. 4. (Цветной онлайн) Величина сигнала, получаемого на частоте 1.86625 ГГц при сканировании поля вниз при различной мощности РЧ накачки. Для сравнения штриховой линией показан сигнал на частоте 1.86433 ГГц при накачке в 14 ДБм (рис. 2)

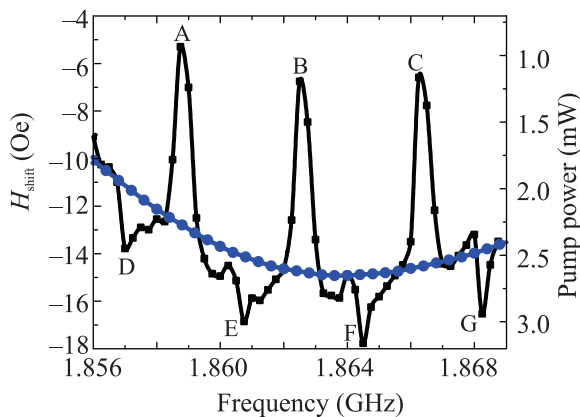


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость сдвига поля разрушения мБЭК при мощности РЧ накачки в полосковую линию 14 ДБм от частоты РЧ накачки. На фоне фонового значения сдвига поля, пропорционального изменению эффективной мощности РЧ излучения в резонаторе (пунктирная линия), видны области частот, в которых сдвиг поля достигает минимального значения (А, В, С). Они соответствуют частотам с быстрой скоростью релаксации магнов из-за пересечения с модами стоячих акустических мод. Также наблюдаются области с максимальными сдвигами поля (D, E, F, G), соответствующие замедлению релаксации магнов относительно фонового значения

пропорциональные изменению мощности РЧ накачки в резонаторе из-за его частотной характеристики. Линии поглощения на частотах 1.85875 (А), 1.86250 (В) и 1.86625 (С) можно отождествить с высокими модами акустического резонанса на толщине подложки. Расстояние между этими линиями составляет

3.75 МГц, а их ширина 0.5 МГц. Они соответствуют пятисотым модам акустического резонанса, который наблюдался в аналогичных образцах пленок ЖИГ, полученным в работе [32] при наблюдении уширения линии при линейном резонансе. В этой работе были обнаружены двадцатые моды акустического резонанса на толщине подложки с шагом по частоте 3.81 МГц и с шириной резонанса в 0.1 МГц. Таким образом, ширина этих мод в области 500-х гармоник должна была быть порядка 2.5 МГц. Обнаруженные нами линии в 5 раз уже. Сужение линий может быть связано с когерентностью магнов и, возможно, с когерентностью моды связанных фононов при их большой концентрации. Эти эффекты нуждаются в дальнейших исследованиях.

Удивление вызывает резкое увеличение сдвига поля разрушения сигнала в случае, когда частота мБЭК лежит ровно посередине между частотами акустического резонанса. На рисунке 5 отчетливо видны узкие области частот, в которых сдвиг поля максимален, а значит, затухание мБЭК минимально (D, E, F, G). Это явление, возможно, связано с эффектом Фано, резонанса с асимметричным профилем, возникающего в результате интерференции двух и более волновых процессов, т.е. увеличением или уменьшением результирующей амплитуды двух или нескольких когерентных волн при их наложении друг на друга [33]. Наблюдаемый эффект сопровождается чередованием максимумов (пучностей) и минимумов (узлов) интенсивности в пространстве. Интерференционная картина зависит от разности фаз накладываемых волн. Этот эффект ставит вопрос о когерентности не только магнов, но и связанных с ними волн фононов. Это сугубо квантовое явление, естественно, требует более внимательного теоретического исследования.

Таким образом, благодаря представленным в этом Письме экспериментальным результатам, мы можем поставить вопросы для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. А именно, о причине сужения в 5 раз ширины акустического резонанса при большой амплитуде магнанных и связанных акустических осцилляций и образование сигналов антирезонанса, которое, возможно, также связано с когерентностью не только магнов, но и фононов на толщине подложки, представляющей из себя плоскопараллельный резонатор.

Одной из ключевых проблем для квантовых процессоров является время сохранения когерентности, непосредственно связанное с временами релаксации носителей. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  это время может со-

ставлять минуты [34, 35], в то время как в одном из лучших твердотельных магнетиков – в ЖИГ оно составляет микросекунды на частотах порядка десятка ГГц и определяется затуханием Гильберта, возникающим из-за взаимодействия магненов с фононами и примесями [12]. С другой стороны, сверхтекучее состояние магненов в ЖИГ может существовать при комнатной температуре, в отличие от кубитов на основе сверхпроводимости. Именно это обстоятельство делает перспективы создания магнных кубитов весьма многообещающим направлением исследований. Выявленный в данной работе эффект антирезонанса может существенно увеличить времена когерентности магнного БЭК при разработке перспективных образцов.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант # 075-15-2019-1934.

1. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), *Nature* **574**, 505 (2019).
2. Yu. M. Bunkov, *ЖЭТФ* **158**, 24 (2020).
3. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 256 (1984).
4. И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 260 (1984).
5. Yu. M. Bunkov *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164201 (2009).
6. Yu. M. Bunkov, *Physics Uspekhi* **53**, 848 (2010).
7. 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).
8. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **106**, 677 (2017).
9. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, *Phys. Rev. B* **97**, 024425 (2018).
10. Y. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **109**, 40 (2019).
11. Yu. M. Bunkov and D. Konstantinov, *JETP Lett.* **112**, 95 (2020).
12. Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. N. Kuzmichev, G. V. Mamin, S. B. Orlynskiy, T. R. Safin, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **111**, 62 (2020).
13. П. М. Ветошко, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичев, А. А. Холин, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 313 (2020).
14. Yu. M. Bunkov, A. Farhutdinov, A. N. Kuzmichev, T. R. Safin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, arxiv.1911.03708 (2019).
15. D. A. Bozhko, A. A. Serga, P. Clausen, V. I. Vasyuchka, F. Heussner, G. A. Melkov, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, *Nature Phys.* **12**, 1057 (2016).
16. O. Dzyapko, I. Lisenkov, P. Nowik-Boltyk, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, B. Koene, A. Kirilyuk, T. Rasing, V. Tiberkevich, and A. Slavin, *Phys. Rev. B* **96**, 064438 (2017).
17. D. A. Bozhko, A. A. Serga, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, *Nat. Commun.* **10**, 2460 (2019).
18. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, *Journal MMM* **452**, 30 (2018).
19. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Phys.: Condens. Matter.* **22**, 164210 (2010).
20. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 135 (2008).
21. Y. Bunkov, *J. Low Temp. Phys.* **185**, 399 (2016).
22. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Basic Books, N.Y. (2011).
23. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Е. В. Поддьякова, О. Д. Тимофеевская, *ЖЭТФ* **96**, 956 (1989).
24. G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **153**, 266 (2008).
25. Y. Bunkov, DOI/10.1007/s00723-020-01223-z (2020).
26. Y. Bunkov, *AIP Conf. Proc.* **2241**, 020006 (2020).
27. P. W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.* **100**, 1788 (1955).
28. Y. S. Gui, A. Wirthmann, and C. Hu, *Phys. Rev. B* **80**, 184422 (2009).
29. Yu. K. Fetisov, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 4511 (1999).
30. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, A. G. Temiryazev, and M. P. Tikhomirova, *Phys. Solid State* **42**, 1062 (2000).
31. T. L. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
32. С. Н. Полулях, В. Н. Бержанский, Е. Ю. Семук, В. И. Белотелов, П. М. Ветошко, В. В. Попов, А. Н. Шапошников, А. Г. Шумилов, А. И. Чернов, *ЖЭТФ* **159** (2021), принята к печати.
33. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
34. Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault, G. R. Pickett, and S. R. Zakazov, *Physica B* **194**, 827 (1994).
35. S. Autti, Yu. M. Bunkov, V. B. Eltsov, P. J. Heikkinen, J. J. Hosio, P. Hunger, M. Krusius, and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 145303 (2012).