

УДК 538.955

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ В ДЕФЕКТНЫХ ПЛЕНКАХ ЖИГ

В. Д. Бессонов, В. С. Теплов, А. В. Телегин

Институт физики металлов им. Мигеова УрО РАН,
620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевокой, 18

Статья поотувила в редакцию 21 октября 2019 г., после доработки – 30 октября 2019 г.

Аннотация. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света изучены особенности распространения неотражённой волны для плёнки железо-иттриевого граната с искусственно созданной дефектной структурой. Продемонстрировано, что неотражённая волна формируется на линии искусственно созданных дефектов и распространяется в объеме пленки в виде нерасходящегося пучка на расстояние больше 4 мм. Проведено сравнение распространяющейся неотраженной волны с каустической волной, созданной единичным дефектом, и поверхностной магнитостатической волной в пленке. Экспериментально подтверждено, что эффект полного неотражения спиновых волн – это линейный волновой эффект, возникающий при критической величине угла между линиями дефектов и внешним магнитным полем для заданной частоты возбуждения СВЧ-сигнала.

Ключевые слова: спиновые волны, неотраженная волна, ЖИГ, искусственные дефекты, Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние, магноника.

Abstract. The propagation of total non-reflected spin waves in a film of yttrium iron garnet with artificially created defects is studied using Brillouin light scattering. It is demonstrated that a non-reflected wave forms by the line of artificially created defects. It propagates in the film in the form of a non-diverging beam at a distance of more than 4 mm. A propagating non-reflected spin wave is compared with a caustic wave created by a single defect and a surface magnetostatic wave in the yttrium iron garnet film. It is experimentally confirmed that the effect of complete non-reflection of spin waves is a linear wave effect that occurs at a critical angle between the lines of defects and the external magnetic field for a given frequency of excitation of the

microwave signal.

Keywords: spin waves, non-reflected wave, YIG, artificial defects, Brillouin light scattering, magnonics.

Введение

Исследование спин-волновых процессов в магнетиках является одним из важнейших направлений магноники [1]. Традиционным объектом магноники выступают магнитостатические спиновые волны (МСВ) - распространяющиеся динамические элементарные возбуждения магнитной подсистемы, несущие угловой момент [2,3]. Отсутствие переноса зарядов и высокие частоты МСВ (до нескольких ТГц в АФМ [4]) делают их уникальными для построения магنونных устройств [5,6]. Одна из ключевых проблем на пути создания реальных устройств связана с затуханием МСВ. На сегодня в ГГц диапазоне вне конкуренции железоиттриевый гранат (ЖИГ) [2,3,7-9]. Однако этот материал является технологически сложным и дорогостоящим для массового производства. Поэтому продолжается поиск как новых функциональных материалов с низкими спин-волновыми потерями, так и эффективных методов компенсации затухания спиновых волн [10-13] в известных материалах. Необходимо учитывать, что реальные магнитные материалы обычно представляют собой дефектную среду для происходящих в них волновых процессов, что приводит к быстрому затуханию сигнала [14]. Однако оказалось, что те же самые дефекты, упорядоченные особым образом и ориентированные по отношению к направлению распространения МСВ, могут приводить и к эффективному увеличению длины свободного пробега волны за счет эффекта фокусировки [15]. Более 30 лет назад советскими физиками во главе с А.В. Вашковским была разработана теория неотражённой волны [16], когда волна не может отразиться от препятствия и распространяется вдоль него, сохраняя собственный волновой вектор, групповую и фазовую скорость в различных направлениях. При этом длина свободного пробега такой волны ограничена практически лишь размерами образца.

Недавно в работах [17,18] данная теория впервые получила свое экспериментальное подтверждение. В ходе исследований были выявлены и визуализированы условия взаимодействия поверхностной магнитостатической спиновой волны с линией антидотов (дефектов) в пленке ЖИГ. Было показано, что линия дефектов может использоваться в качестве границы раздела для создания эффекта полного неотражения спиновой волны согласно [16]. При критическом значении угла между линией антидотов и внешним магнитным полем образуются интенсивные пучки спиновых волн, распространяющиеся вдоль этой линии. Значение критического угла выводится из асимптотики изочастотной кривой в пространстве волновых векторов и может быть вычислено из уравнения [16]:

$$\theta_{\text{крит}} = \arcsin \frac{f + \sqrt{f^2 - f_H^2 - f_H f_M}}{f_H + f_M}, \quad (1)$$

где f - возбуждающая частота, $f_H = \gamma H$, γ - гиромагнитное отношение, H - внешнее магнитное поле, $f_M = 4\pi\gamma M_s$, M_s - намагниченность насыщения.

В тоже время остались не рассмотренными вопросы связи эффекта полного неотражения с каустическими лучами и поверхностной МСВ. В том числе вне области внимания авторов [17,18] остались особенности распространения неотражённой волны после линии дефектов.

В данной работе рассмотрены особенности распространения неотраженной волны в пленке ЖИГ вдали от линии дефектов и проведено сравнение с другими спин-волновыми процессами. Показана перспективность искусственно-созданных дефектов для управления величиной свободного пробега спиновых волн в пленках магнетиков.

1. Образцы и методика эксперимента

В качестве образцов в работе использовались пленки ЖИГ ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) толщиной 4.5 мкм, полученные жидкофазной эпитаксией на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. На поверхности пленок были вытравлены одиночные дефекты квадратной формы со стороной 60 мкм в виде линии дефектов из десяти ямок с периодом 107 мкм (Рис. 1). Для возбуждения магнитостатических спиновых

волн (МСВ) использовалась стандартная схема из измерительной ячейки с микрополосковой антенной шириной 30 мкм, соединенной с СВЧ-генератором типа Anritsu MG3694C. В эксперименте пленки помещались в систему пространственного микро-позиционирования установки МБРС в насыщающем магнитном поле 1 кЭ, ориентированном в плоскости образца (Рис.1). При этом угол между линиями дефектов в образце и антенной составлял примерно 45 градусов. Возбуждение поверхностных магнитостатических спиновых волн в пленках ЖИГ проводилось на частоте $f = 4.34$ ГГц, что удовлетворяет условиям возбуждения неотраженной волны в данной постановке эксперимента (см. формулу 1).

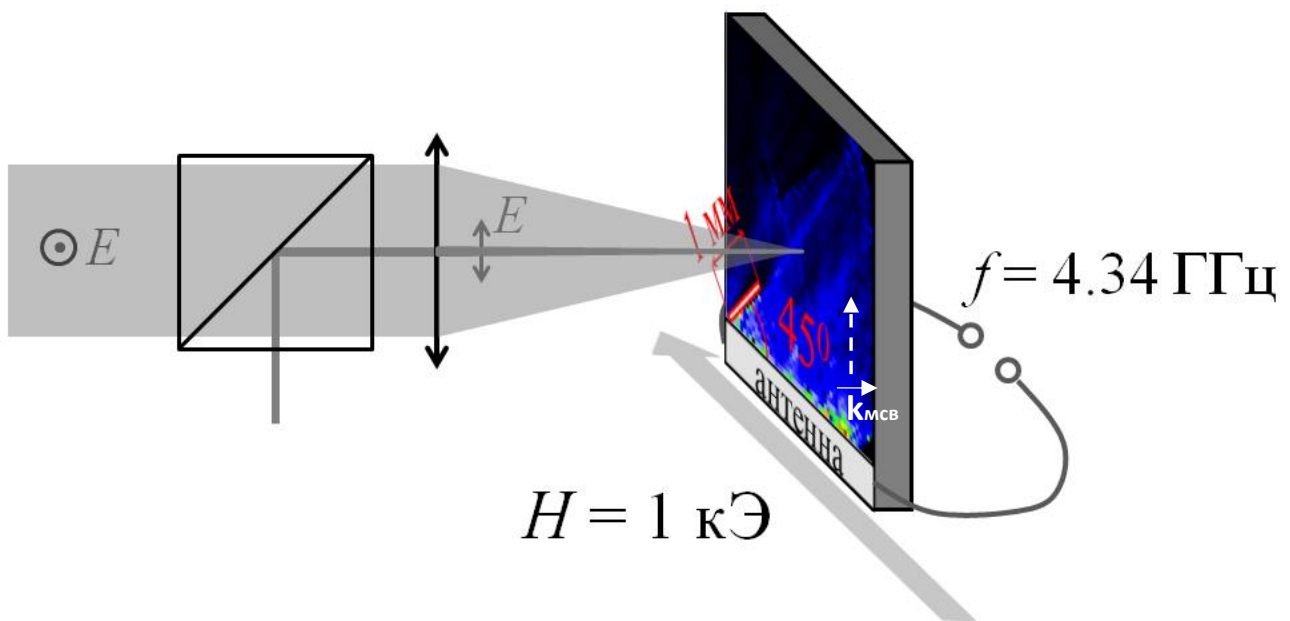


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента в геометрии Даймона-Эшбаха. Внешнее магнитное поле 1 кЭ направлено в плоскости пленки параллельно антенне и под углом 45° к линии дефектов. Красной линией отменен реальный размер и ориентация цепочки дефектов относительно возбуждающей антенны и магнитного поля в плоскости пленки. Белой стрелкой указано направление распространение возбужденных антенной МСВ в пленке.

Ввиду того, что изучаемые процессы распространения неотражённой волны происходят на масштабах порядка 1 мм, для исследования таких возбуждений необходимы локальные оптические методы, например, Мандельштам-Бриллюеновское рассеяние света (МБРС) [19]. Роль зонда

магнитного состояния материала играют процессы рассеивания фотонов на магнонах. При этом интенсивность рассеянного света оказывается прямо пропорциональна квадрату величины средней намагниченности материала в области взаимодействия пятна лазера с образцом [20]. Установки МБРС способны с высоким пространственным и частотным разрешением визуализировать процессы возбуждения, распространения и взаимодействия МСВ с намагниченным веществом [3] и тем самым оптимально подходят для изучения рассеяния спиновых волн на дефектах микронного масштаба. Динамика намагниченности в пленках ЖИГ изучалась при комнатной температуре в квазиобратной геометрии рассеяния света во внешнем поле, приложенном в плоскости пленки (геометрия Даймона-Эшбаха [21]). Оптическая схема эксперимента представлена на Рис.1. Так как свет, рассеянный на магнонах, имеет поляризацию, параллельную внешнему магнитному полю [22], для разделения падающего и рассеянного света в оптической схеме использовался поляризационный делитель в виде куба. Такая схема позволяет обеспечить непрерывность рассеянного пучка света, что увеличивает точность полученных результатов. В качестве источника света использовался одномодовый твердотельный лазер Spectra-Physics с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Интегральная мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла 1 мВт в пятне диаметром 40 мкм, что меньше уровня термических эффектов в пленке ЖИГ. Анализ спектров рассеянного света проводился с помощью шестипроходного интерферометра Фабри-Перо TFP-I компании Scientific Instruments. Сигнал регистрировался фотоэлектронным усилителем Hamamatsu H10682.

2. Результаты эксперимента и обсуждения

Как следует из геометрической оптики, проекции волнового вектора падающей и отраженной волны на плоскость зеркала должны совпадать [23]. Это же утверждение верно и для магнитостатических спиновых волн (МСВ) [24]. Согласно теории [16], при определенной критической величине угла между линией дефектов и внешним магнитным полем может возникнуть

ситуация, когда для МСВ отсутствует волновой вектор отраженной волны, то есть волна не может отразиться от дефекта при любом угле рассеяния. В этом случае МСВ должна распространяться в пучке вдоль линии дефектов [17,18]. На рис.2а продемонстрированы экспериментальные данные процесса распространения МСВ от периодического дефекта в пленке ЖИГ с линией вытравленных дефектов. Видно, что основная часть волны распространяется с минимальным затуханием вдоль линии дефектов, что согласуется с теорией [16].

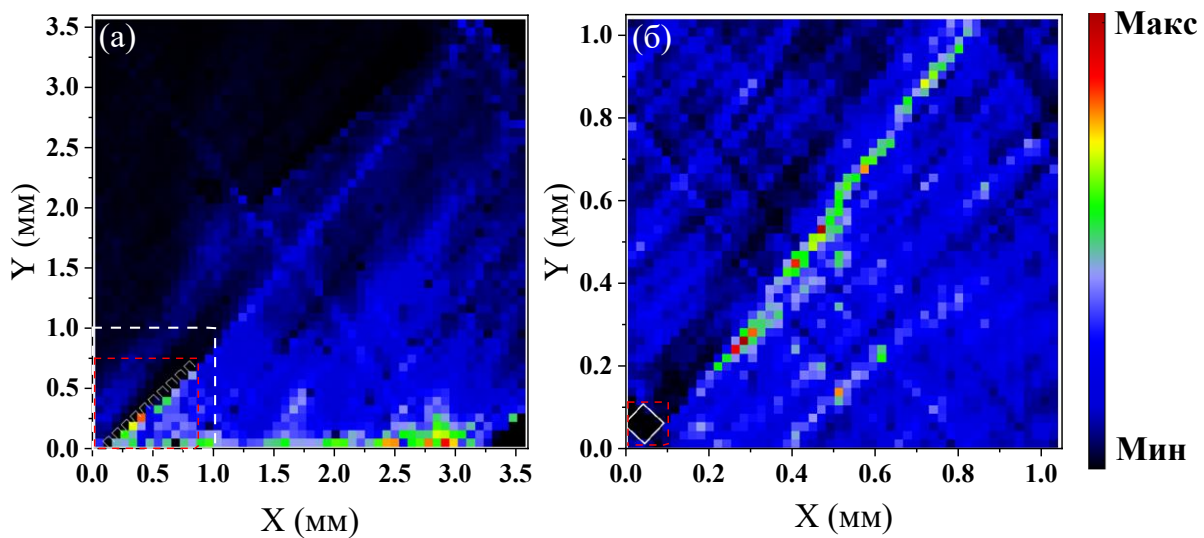


Рис. 2. Двухмерная карта нормированной интенсивности спиновых волн в пленке ЖИГ на частоте 4.34 ГГц во внешнем магнитном поле 1 кЭ: а) для неотраженной волны, возникшей на линии дефектов в виде вытравленных квадратов и распространяющейся за ней (красным пунктиром отмечена область линии дефектов, белым – область сканирования для каустической волны, для сравнения), б) для каустической волны, возбужденной на единичном дефекте (красным пунктиром отмечено место положения единичного дефекта). Антенна во всех случаях находится на оси ОХ. Дефекты изображены белыми квадратами.

В то же время имеет место процесс распространения такой неотражённой волны в объеме пленки в виде узкого хорошо сфокусированного пучка и после окончания линии дефектов. Расхождение пучка составляет менее 40 мкм на расстоянии 4 мм. Данный процесс похож на распространение каустической волны от единичного дефекта, подобно работе [18] (Рис. 2б). Однако он имеет

другую волновую природу. Так, если каустические волны существуют в широкой области частот внутри полосы распространения МСВ и содержат множество волновых векторов, соответствующих данной частоте, то неотраженная волна имеет только одну выделенную частоту, волновой вектор и фазу, которая сохраняется в процессах рассеяния и распространения в пленке. Отметим разность масштабов Рис. 2а и 2б. Значения интенсивности для неотражённой и каустической спиновых волн нормированы каждая на свой максимум и не могут здесь сравниваться напрямую. Вместе с тем, неотражённая волна после отрыва от линии дефектов с малым затуханием достигает края образца (больше 4 мм), тогда как каустическая волна, возбужденная на единичном дефекте в этом же образце, быстро затухает на длине пробега порядка 1 мм.

Рассмотрим подробнее процесс затухания прошедшей вдоль линии дефектов неотраженной волны в сравнении с каустической волной и поверхностной МСВ на одной частоте в одинаковых внешних условиях. На рис. 3 показана нормированная на свой максимум интенсивность регистрируемого оптического сигнала I_{norm} для трех типов волн в зависимости от длины пробега в пленке. Видно, что неотражённая волна имеет характерную для магнитных колебаний экспоненциальную форму кривой затухания. Соответственно, коэффициент затухания может быть оценен, исходя из уравнения:

$$I_{\text{МБРС}}(r) = \text{Exp}[\alpha r] \quad (2),$$

где $I_{\text{МБРС}}$ – интенсивность оптического сигнала МБРС, r – расстояние от источника (полосковой антенны или последнего дефекта), α – коэффициент затухания.

Определённый после подгонки коэффициент затухания неотраженной волны составляет $\alpha_{\text{НО}} = 0,1 \text{ см}^{-1}$, что существенно ниже, чем для каустической волны - $\alpha_{\text{к}} = 0,23 \text{ см}^{-1}$ и поверхностной МСВ - $\alpha_{\text{ПМСВ}} = 0,21 \text{ см}^{-1}$. Это видно и по экспериментальным данным (Рис.2): неотражённая волна распространяется на величину порядка 4 мм (в нашем случае до края образца), тогда как каустическая - около 1 мм. Для поверхностных МСВ эта разница с

неотражённой волной хотя и сохраняется, но она меньше, что, скорее всего, связано с деструктивной интерференцией различных волновых векторов внутри пучка каустической волны.

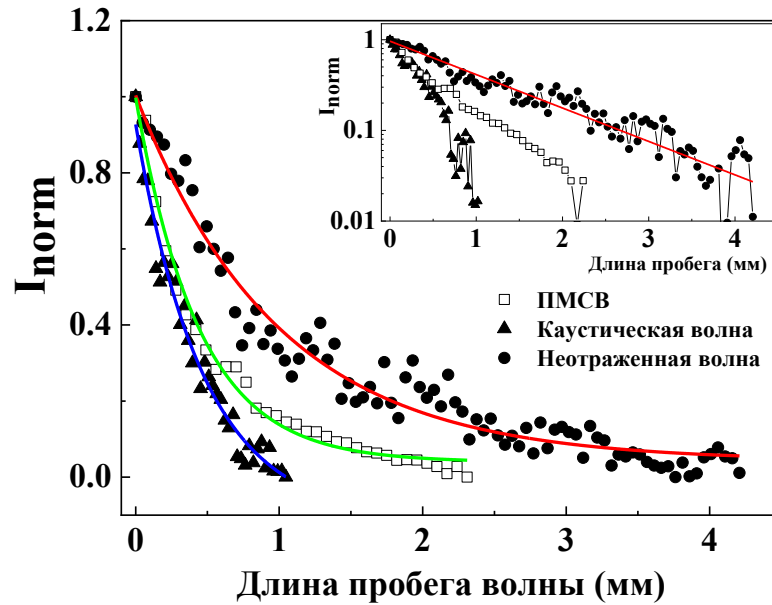


Рис. 3. Нормированная интенсивность спиновых волн I_{norm} от длины пробега для неотраженной волны (круг), каустической волны (треугольник) и поверхностной МСВ (квадрат) для частоты 4.34 ГГц во внешнем магнитном поле 1 кЭ. Красная линия – расчет по формуле (2). На вставке: те же данные в логарифмической шкале.

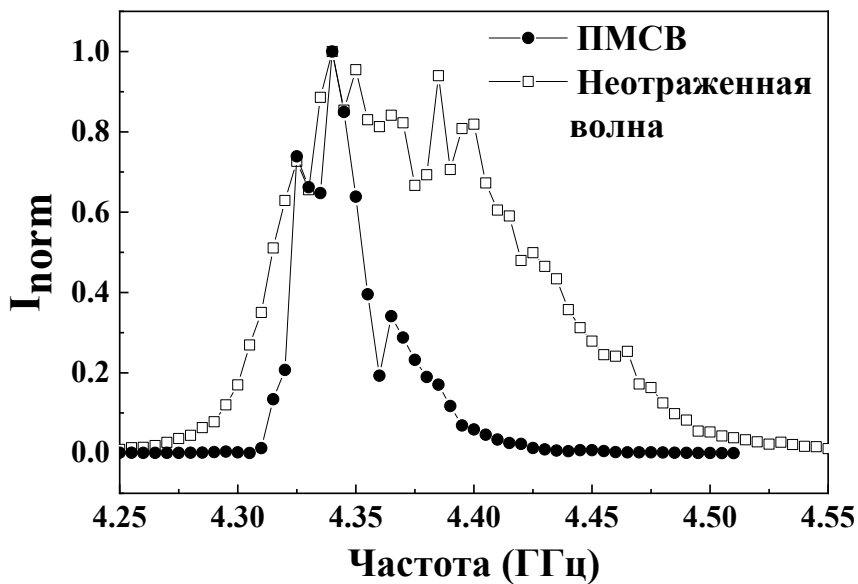


Рис. 4. Частотная зависимость (АЧХ) нормированной на максимум интенсивности спиновых волн I_{norm} : квадрат - ПМСВ, круг - неотражённая волна. АЧХ кривые получены вдали от линии дефектов.

Из амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) волн, приведённых на рис. 4, можно заметить, что поверхностная МСВ имеет характерную широкую полосу пропускания [25], тогда как неотражённая волна только одну частоту, как и предсказано теорией [16].

Наличие затянутого высокочастотного «хвоста» в АЧХ неотражённой волны объясняется каустическими волнами от единичных дефектов в линии, интенсивность которых падает с увеличением частоты. Таким образом, в АЧХ неотражённой волны есть вклад каустических волн, возбужденных на отдельных дефектах в линии, но их суммарный вклад существенно меньше, чем вклад неотражённой волны.

Из экспериментов было получено, что интенсивность неотражённой волны I_{nsw} линейно зависит от мощности возбуждающего СВЧ-сигнала от 0.01 до 0.1 мВт (Рис.5).

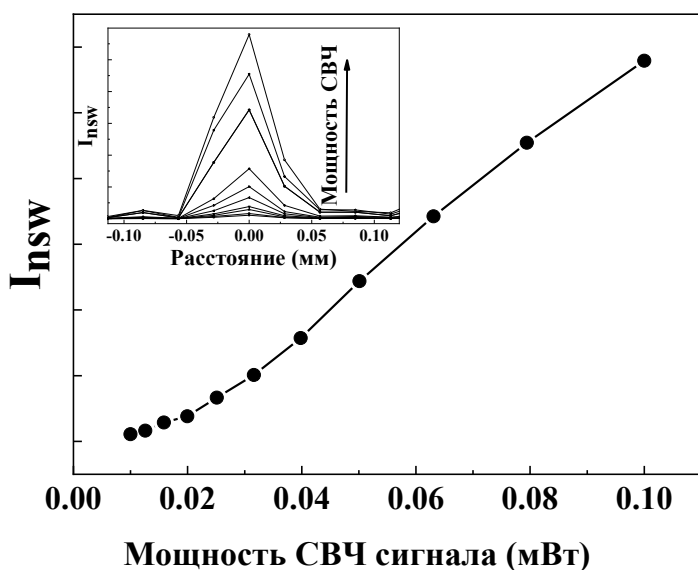


Рис. 5. Зависимость нормированной интенсивности неотраженной волны I_{nsw} от мощности возбуждающего СВЧ-поля на частоте 4.34 ГГц в поле 1 кЭ. На вставке: профиль неотраженной волны в поперечном сечении.

Из профиля неотраженной волны по ширине образца видно, что амплитуда сигнала быстро растёт с увеличением мощности, в отличие от фона. Таким образом, вкладом поверхностных МСВ, возбужденных полосковой антенной, в анализе данных по неотражённой волне также можно пренебречь.

Таким образом мы имеем дело с линейной природой эффекта неотражённой волны, связанного в первую очередь с волновыми свойствами среды, а не взаимодействием и наложением наведённых СВЧ-сигналом высокоинтенсивных колебаний (спин-волновых мод) самой магнитной подсистемы. Неотражённая волна, сформированная на дефекте, отличается по своей природе от поверхностной МСВ и каустической волны и распространяется в виде узкого не расходящегося пучка далеко за пределы формирующего ее дефекта, сохраняя свою частоту, волновой вектор и фазу.

Заключение

В данной работе рассмотрен процесс распространения неотражённой волны в пленке ЖИГ. Показано, что неотражённая волна формируется на линии дефектов и далее распространяется в виде узкого сфокусированного пучка на расстоянии, в несколько раз превышающие длину свободного пробега для возбуждающей поверхностной магнитостатической волны и каустической волны, образовавшейся на единичном дефекте. Природа прошедшей неотражённой волны, в отличие от каустической, связана с волновыми процессами в анизотропных средах и не обусловлена какими-либо нелинейными эффектами. Полученные результаты демонстрируют перспективность использования искусственно-созданных дефектов для контроля величины затухания распространяющихся спиновых волн в пленках ЖИГ.

Авторы благодарят А.И. Стогния и Р. Генюша за любезно предоставленные образцы пленок $Y_3Fe_5O_{12}$.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ для молодых ученых МК-4959.2018.2 при частичной поддержке государственного задания ФАНО России (тема "Спин" АААА-А18-118020290104-2).

Литература

1. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol.43. No.26. P.264001(14). DOI: [10.1088/0022-3727/46/13/135003](https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/13/135003)
2. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*. Саратов. Изд. СГУ. 1993. 312 с.
3. Demokritov S.O., Slavin A.N. *Magnonics: From Fundamentals to Applications*. Springer Heidelberg. 2013. 262 p.
4. White R.M., Nemanich R. J., Conyers Herring. Light scattering from magnetic excitations in orthoferrites. *Phys. Rev. B.* 1982. Vol. 25. P 1822. DOI: [10.1103/PhysRevB.25.1822](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.25.1822)
5. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. Magnon transistor for all-magnon data processing. *Nat. Comm.* 2014. No.5. P.4700. DOI: [10.1038/ncomms5700](https://doi.org/10.1038/ncomms5700)
6. Schneider T., Serga A.A., Leven B., Hillebrands B., Stamps R.L., Kostylev M.P. Realization of spin-wave logic gates. *J. Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. P. 022505. DOI: [10.1063/1.2834714](https://doi.org/10.1063/1.2834714)
7. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. *Магнитные колебания и волны*. М.: Физматлит. 1994. 464 с.
8. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. *Спиновые волны*. М.: Наука. 1967. 368 с.
9. Кобелев А.В., Швачко Ю.Н., Устинов В.В. Угловая зависимость ширины линии ФМР и анизотропия времени релаксации в феррит-гранатах ФММ. 2016. Т. 117. № 1. С. 11—18.
10. Demidov V.E., Evelt M., Bessonov V.D., Demokritov S.O., Prieto J.L., Muñoz M., Ben Youssef J., Naletov V.V., De Loubens G., Klein O., Collet M., Bortolotti P., Cros V., Anane A. Direct observation of dynamic modes excited in a magnetic insulator by pure spin current. *Scientific Report*. 2016. Vol. 6. P. 32781-32786. DOI: [10.1038/srep32781](https://doi.org/10.1038/srep32781)
11. Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. Magnonic Bandgap Control in Coupled Magnonic Crystals. *IEEE Trans. Mag.* 2014. Vol. 50, No. 11, P. 4007204. DOI: [10.1109/TMAG.2014.2321611](https://doi.org/10.1109/TMAG.2014.2321611)

12. Баталов С.В., Шагалов А.Г. Авторезонансное управление солитоном намагниченности. *ФММ*. 2010. Т. 109. № 1. С. 3-8.
13. Калиникос Б.А, Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Спин-волновые солитоны в ферромагнитных пленках. *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 10. № 15. С. 936-939.
14. Sparks M., Loudon R., and Kittel C. Ferromagnetic Relaxation. I. Theory of the Relaxation of the Uniform Precession and the Degenerate Spectrum in Insulators at Low Temperatures. *Phys. Rev.* 1961. Vol.122. P. 791.
DOI: [10.1103/PhysRev.122.791](https://doi.org/10.1103/PhysRev.122.791)
15. Demidov V.E., Demokritov S.O., Rott K., Krzysteczko P., Reiss G., Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna. *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol.91. P.252504. DOI: [10.1063/1.3231875](https://doi.org/10.1063/1.3231875)
16. Вашковский А.В., Шахназарян Д.Г. Отражение поверхностной магнитостатической волны от края магнитной пленки. *Радиотехника и электроника*. 1987. Т. 32. № 4. С. 719-723.
17. Gieniusz R., Bessonov V.D., Guzowska U., Stognii A.I., Maziewski A. An antidot array as an edge for total non-reflection of spin waves in yttrium iron garnet films. *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 104. P. 082412. . DOI: [10.1063/1.4867026](https://doi.org/10.1063/1.4867026)
18. Gieniusz R., Ulrichs H. Bessonov V.D., Guzowska U., Stognii A.I., Maziewski A. single antidot as a passive way to create caustic spin-wave beams in yttrium iron garnet film. *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol.102, P. 102409. DOI: [10.1063/1.4795293](https://doi.org/10.1063/1.4795293)
19. Demokritov, S.O.; Hillebrands B.; Slavin, A.N. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement. *Physics Reports*. 2001.Vol. 348. P. 441-489.
20. Коттам М.Г., Локвуд Д.Дж. *Рассеяние света в магнетиках*. М. Изд. Наука. 1991. 272с
21. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *J. Phys. Chem. Solids*. 1961. Vol.19. P 308. DOI: [10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5)
22. Bloembergen N., Shapiro S., Pershan P. S., and Artman J. O. Cross-Relaxation in Spin Systems. *Phys. Rev.* 1959. Vol. 114, P. 445. DOI:[10.1103/PhysRev.114.445](https://doi.org/10.1103/PhysRev.114.445)
23. Сивухин Д.В. *Общий курс физики. Оптика. т. IV*. М.: Наука. 1980. 752 с.

24. Локк Э. Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики. *УФН*. 2008. Vol.51. №4. P. 397–417.
25. Büttner O., Bauer M., Demokritov S.O., Hillebrands B. Linear and nonlinear diffraction of dipolar spin waves in yttrium iron garnet films observed by space- and time-resolved Brillouin light scattering. *Physical Review B*. 2000. Vol. 61. No. 17. P. 11576-11587. DOI: [10.1103/PhysRevB.61.11576](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.11576)

Для цитирования:

Бессонов В.Д., Теплов В.С., Телегин А.В. Особенности распространения неотраженной волны в дефектных пленках ЖИГ. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 10. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/oct19/11/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2019.10.11