Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 1, с. 17 – 22 © 2010 г. 10 января

Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнонных кристаллах

А. В. Дроздовский, М. А. Черкасский, А. Б. Устинов[1], *Н. Г. Ковшиков, Б. А. Калиникос*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197376 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 9 ноября 2009

Осуществлены эксперименты, в результате которых наблюдалось формирование светлых солитонов огибающей при импульсном возбуждении и распространении пакетов сверхвысокочастотных спиновых волн в магнитной периодической пленочной структуре – магнонном кристалле. Магнонный кристалл был изготовлен из тонкой монокристаллической пленки железо-иттриевого граната. Солитоны огибающей возбуждались на частотах, отвечающих склонам запрещенных зон спин-волнового спектра магнонного кристалла, обусловленных брэгговскими резонансами. Предложено теоретическое объяснение наблюдавшемуся явлению с помощью численного моделирования солитонного процесса на основе нелинейного уравнения Шредингера.

Одним из фундаментальных физических явлений, наблюдаемых в различных средах, являются солитоны огибающей волн различной природы – нелинейные локализованные волновые пакеты, формирующиеся при распространении импульсного возмущения в результате компенсации "размазывающего" влияния дисперсии "группирующим" действием нелинейности [1]. Солитоны огибающей могут также формироваться за счет развития собственной или индуцированной модуляционных неустойчивостей при непрерывном распространении в диспергирующей нелинейной среде волн конечной амплитуды [1, 2].

Волноведущие структуры, изготовленные из тонких магнитных пленок, в частности, из монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), являются удобным объектом как для изучения собственно нелинейных волн намагниченности (нелинейных спиновых волн), так и для изучения нелинейных волновых эффектов в диспергирующих средах вообще. Спин-система тонких магнитных пленок демонстрирует весьма богатую нелинейную динамику. Многообразие нелинейных и дисперсионных свойств сверхвысокочастотных спиновых волн (СВ) в таких пленках позволяет создавать разнообразные экспериментальные ситуации, в которых наблюдаются такие нелинейные явления, как солитоны огибающей (см., например, [2 – 8] и литературу в них), собственная [9 – 12], индуцированная [13 – 16] и связанная [17] модуляционная неустойчивость СВ, возвращаемость [18] и динамический хаос [19 – 22].

Интерес к изучению спиновых волн в магнитных периодических пленочных структурах возник сравнительно давно (см., например, [23 – 26]). В последние годы наблюдается возобновление интереса к изучению спиновых волн в периодических магнитных структурах, стимулируемого фундаментальными и прикладными исследованиями искусственных сред, в том числе магнонных кристаллов (см., например, [27 – 35]). Заметим, что подавляющее большинство как теоретических, так и экспериментальных работ, направленных на изучение свойств магнонных кристаллов (МК), посвящено *линейным* явлениям. В частности, недавно были опубликованы работы, посвященные исследованию линейных частотно-селективных свойств магнонных кристаллов, изготовленных из пленок ЖИГ [33 – 35].

В то же время *нелинейные* спин-волновые процессы, например, такие, как формирование и распространение солитонов в магнонных кристаллах, исследованы явно недостаточно. Насколько нам известно, существуют только две теоретические работы [36, 37], описывающие возможность существования "щелевых солитонов" (gap solitons) огибающей СВ в запрещенной зоне магнитных пленочных периодических волноводов и одна экспериментальная работа [38]. В работе [38] формирование солитонов огибающей осуществлялось методом *непрерывного возбуждения*. При этом механизмом генерации солитонов являлась индуцированная модуляционная неустойчивость, получаемая в режиме непрерывного двухчастотного возбуждения обратных объемных спиновых волн.

Целью настоящей работы являлось исследование возможности образования и распространения светлых солитонов огибающей *при импульсном возбуждении* пакетов спиновых волн в магнонном кристалле. В отличие от работы [38], магнонный кристалл представлял собой монокристаллическую пленку ЖИГ с

[1] e-mail: ustinov-rus@mail.ru

периодически изменяющейся толщиной, в которой возбуждались поверхностные спиновые волны. Забегая вперед, отметим, что образование светлых солитонов наблюдалось в спектральных зонах сильной дисперсии, расположенных вблизи полос заграждения, обусловленных брегговскими резонансами.

Экспериментальные образцы магнонных кристаллов изготавливались из монокристаллических пленок ЖИГ, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната, путем химического травления периодической системы канавок в пленках. Для изготовления магнонных кристаллов выбирались пленки со свободными поверхностными спинами и с малыми СВЧ потерями. Результаты, описываемые в настоящем сообщении, были получены на узком образце магнонного кристалла ("волноводе") толщиной 11.6 мкм, шириной 2 мм и длиной 55 мм. Канавки были протравлены по всей ширине "волновода" перпендикулярно его длинной оси. Вытравленные канавки имели глубину около 2 мкм, ширину 50 мкм и период 400 мкм. Ширина кривой ферромагнитного резонанса на частоте 4500 МГц пленки ЖИГ $2\Delta H$, измеренная перед ее травлением, была равна 0.6 Э.

Возбуждение и прием спин-волновых пакетов осуществлялись с помощью конструкции типа "линии задержки", показанной на рис.1, имевшей короткоза-

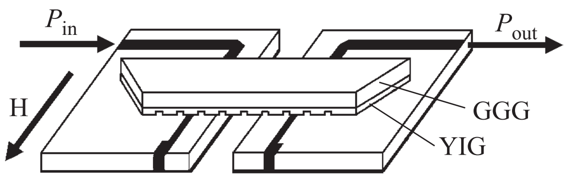

Рис.1. Эскиз экспериментального макета (GGG – гадолиний-галлиевый гранат, YIG – железо-иттриевый гранат)

мкнутые входную и выходную микрополосковые антенны длиной 2 мм и шириной 50 мкм. Расстояние между антеннами составляло 7.2 мм. Экспериментальный макет был помещен между полюсами электромагнита в однородном постоянном магнитном поле напряженностью 1206 Э. Поле было направлено в плоскости магнонного кристалла вдоль антенн спиновых волн. Таким образом, входная микрополосковая антенна возбуждала в периодической структуре волновые пакеты поверхностных спиновых волн. Основная часть энергии в силу невзаимности возбуждения волн такого типа распространялась в сторону выходной антенны. Несущие волны, уходившие в нерабочем направлении в сторону скошенного под острым углом конца МК, затухали и не оказывали влияния на результаты измерений.

Как известно, в случае пространственно неограниченных магнонных кристаллов спектр их собственных состояний $\omega(k)$ характеризуется наличием разрешенных зон, соответствующих частотам, на которых возможно распространение спиновых волн, а также запрещенных зон, на частотах которых распространение спиновых волн невозможно. Запрещенные зоны формируются за счет брегговских резонансов. В случае магнонных кристаллов, имеющих конечные размеры (как, например, в нашем случае, когда между входной и выходной антеннами помещалось 18 периодов волноведущей структуры), вместо запрещенных зон имеют место зоны с сильной дисперсией групповой скорости и высоким затуханием СВ.

Несмотря на то, что в таких зонах коэффициент передачи СВ сравнительно мал, тем не менее, в таких зонах имеет место распространение волн. Поэтому частотная зависимость коэффициента передачи спиновых волн (амплитудно-частотная характеристика) магнонного кристалла конечной длины характеризуется чередованием полос пропускания с малыми и большими потерями. Последние в дальнейшем будем называть "полосами заграждения".

Первый этап работы был посвящен изучению частотно-селективных и дисперсионных характеристик "рабочих" спиновых волн в линейном режиме их возбуждения и распространения. Геометрия экспериментального образца магнонного кристалла была выбрана из тех соображений, чтобы в его спектре пропускания наблюдалось несколько полос заграждения. Для идентификации разрешенных и запрещенных зон, в частности, их граничных частот, одновременно с экспериментальными измерениями был выполнен теоретический расчет амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) передачи и дисперсионных свойств МК. Численный расчет АЧХ проводился методом, подобным описанному в работах [25, 33 – 35], то есть с помощью аппарата матриц передачи. При этом на основании теории [39] учитывались потери на возбуждение, распространение и прием спиновых волн.

Полученные результаты в разных масштабах по оси частот приведены на рис.2a и b. На графиках сплошная кривая показывает экспериментально полученную, а штриховая кривая – рассчитанную АЧХ. Рис.2b показывает в увеличенном масштабе часть АЧХ, расположенную вблизи частот второго брегговского резонанса. Кроме того, на рис.2b штрихпунктирной кривой показана рассчитанная по экспериментальным данным зависимость дисперсионного

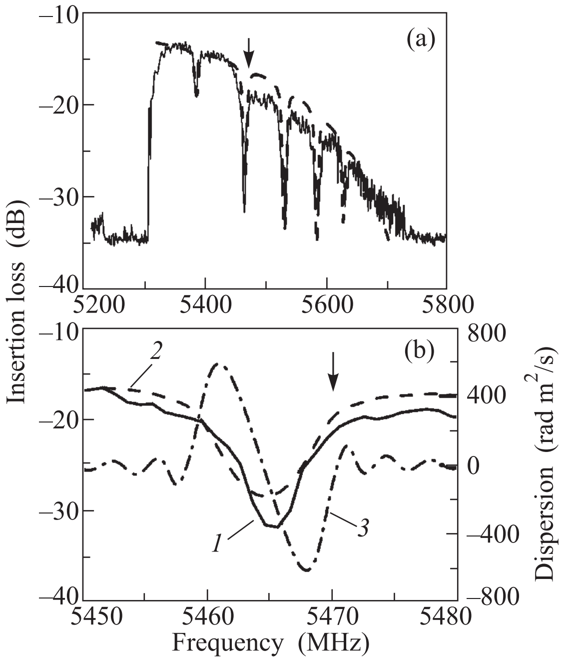

Рис.2. (a) Экспериментальная (сплошная линия) и теоретическая (штриховая линия) АЧХ магнонного кристалла. (b) Фрагменты экспериментальной (кривая *1*) и теоретической (кривая *2*) АЧХ, а также зависимость дисперсионного коэффициента СВ от частоты (кривая *3*) вблизи частоты второго брегговского резонанса

коэффициента спиновых волн $D = \partial^2\omega/\partial k^2$ от частоты.

Как ясно из рис.2a, на характеристике передачи экспериментального образца МК наблюдаются пять хорошо различимых полос заграждения. Как следует из физических соображений, которые однозначно подтверждаются выполненным расчетом, склонам полос заграждения в спин-волновом спектре отвечают зоны высокой дисперсии групповой скорости СВ. Важно отметить, что в этих спектральных зонах происходит изменение дисперсии спиновых волн не только по величине, но и по знаку (см. рис.2b). Это позволяет, варьируя несущую частоту, подбирать величину и знак дисперсионного коэффициента, необходимые для формирования солитонов желаемого типа.

На следующем этапе работы исследовалась возможность формирования светлых спин-волновых солитонов в образце МК из нелинейного спин-волнового пакета, возбуждаемого короткими СВЧ импульсами, подаваемыми на входную антенну спиновых волн. При этом систематически изменялись несущая частота, длительность и амплитуда входных импульсов. Образование солитонов было зафиксировано в трех первых полосах заграждения. Необходимо отметить, что оно всегда имело место на частотах, соответствующих правым (то есть высокочастотным) склонам полос заграждения, где групповая скорость СВ быстро возрастает с ростом частоты. Иными словами, образование светлых солитонов наблюдалось в зонах сильной положительной дисперсии. В спектральных интервалах, расположенных между полосами заграждения, в диапазоне мощностей 1–500 мВт, которые обеспечивала экспериментальная установка, образования солитонов не наблюдалось.

В качестве примера опишем образование светлых солитонов на частотах полосы заграждения, соответствующей второму брегговскому резонансу. Сначала импульсные измерения проводились в линейном режиме. Для этого на входную антенну подавались СВЧ импульсы длительностью 100–500 нс невысокой мощности, $P = 15$ мВт, на несущей частоте, лежавшей в области сравнительно слабой дисперсии. При таких условиях на выходной антенне регистрировался задержанный импульс, ослабленный по мощности, но близкий по форме к исходному импульсу. Время задержки выходного импульса определялось групповой скоростью СВ на частоте возбуждения. Затем несущая частота постепенно повышалась. По мере вхождения в область сильной дисперсии регистрируемый импульс расплывался, его амплитуда уменьшалась, а профиль импульса становился двугорбым. На центральной частоте полосы заграждения, соответствовавшей минимуму коэффициента передачи, задержанный импульс был максимально ослаблен и размыт. При переходе несущей частоты на правый склон полосы заграждения вместо двугорбого импульса наблюдался одиночный уширенный задержанный импульс, расплывшийся за счет дисперсии. На частотах справа от полосы заграждения задержанный импульс имел примерно такой же профиль, как на частотах, расположенных слева от полосы заграждения, но имел меньшую скорость.

Затем такие же измерения, то есть измерения при возрастании несущей частоты, были повторены в условиях последовательного увеличения мощности входных импульсов. При этом было обнаружено формирование светлых солитонов огибающей. Оно происходило в узком интервале входных частот, отвечающих правому склону полосы заграждения. Этот факт находится в соответствии с теоретическими представлениями, согласно которым светлые солитоны могут формироваться на тех несущих волнах, которые имеют нелинейные и дисперсионные коэффициенты разных знаков (критерий Лайтхилла [1]). При выбранной постоянной несущей частоте формирование светлых солитонов отчетливо проявлялось в нелинейном сжатии наблюдаемого импульса.

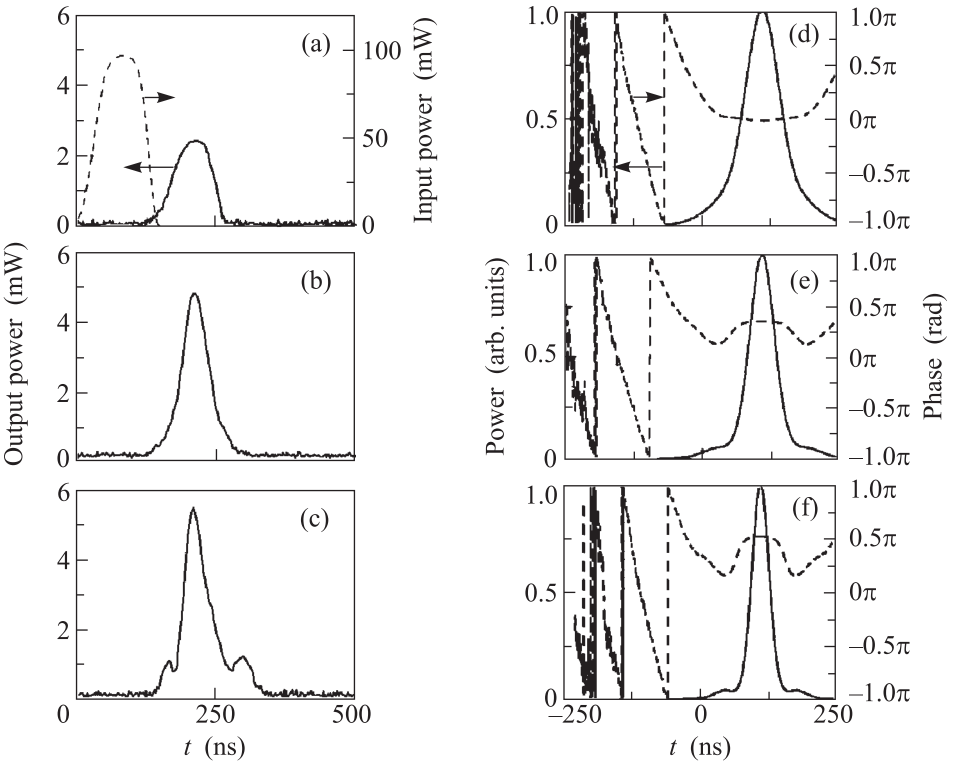

Рис.3. Слева: экспериментальные временны́е профили выходных импульсов (сплошные линии) и входного импульса (пунктирная линия) при различных уровнях мощности входного импульса: (a) 100 мВт, (b) 200 мВт и (c) 400 мВт. Справа: теоретические временны́е профили нормированной мощности (сплошные линии) и фазы (пунктирные линии) выходных импульсов, полученные при различных начальных амплитудах спин-волнового пакета $|u_0|^2$: (d) $9 \cdot 10^{-4}$, (e) $2.7 \cdot 10^{-3}$, (f) $3.8 \cdot 10^{-3}$

В качестве примера на левых графиках рис.3 сплошными линиями показаны профили выходных импульсов, записанные в практически линейном (рис.3a) и в солитонном (рис.3b и c)) режимах на несущей частоте 5470.5 МГц. Для наглядности это значение частоты отмечено на рис.2 стрелкой. На рис.3a пунктиром показан также профиль входного импульса. Как видно из рис.3a, при мощности входного сигнала 100 мВт на выходе магнонного кристалла наблюдался задержанный расплывшийся выходной импульс. При увеличении входной мощности группирующее действие нелинейности спин-системы компенсировало дисперсионное расплывание и на месте широкого выходного импульса формировался узкий пик – светлый солитон огибающей (рис.3b и c). Длительность сформировавшегося солитона огибающей $\tau_s = 55$ нс (рис.3b) оказалась в два раза меньше длительности входного импульса $\tau_{\text{in}} = 110$ нс. При дальнейшем увеличении входной мощности более 220 мВт солитон дробился.

Для того чтобы подтвердить, что экспериментально наблюдавшиеся нелинейные импульсы имеют характер солитонов, было выполнено численное моделирование. Моделирование основывалось на решении одномерного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с потерями. Использование НУШ обосновано тем, что спектральная ширина импульсов огибающей много меньше несущей частоты, то есть импульсы можно считать спектрально узкими. Нелинейное уравнение Шредингера

$$i\left(\frac{\partial u}{\partial t} + V_g \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{D}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - N|u|^2 u + i\alpha u = 0 \quad (1)$$

было записано для нормированной амплитуды спиновой волны u, определенной как $|u|^2 = |\mathbf{m}|^2/2M^2$, где $\mathbf{m}$ и M – соответственно суть переменная намагниченность и намагниченность насыщения. В уравнении (1) обозначено $V_g = \partial\omega/\partial k$ – групповая скорость СВ, $N = \partial\omega/\partial|u|^2$ – нелинейный коэффициент, α – частота релаксации.

Решение уравнения (1) осуществлялось методом сплит-степ (split-step) [40]. Начальные условия записывались как

$$u = u_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x}{V_g \cdot \tau}\right)^4\right). \quad (2)$$

Данная формула хорошо описывает форму входных экспериментальных импульсов.

Моделирование по уравнению (1) проводилось для величин групповой скорости и частоты релаксации, взятых из эксперимента, а именно, $V_g = 6.29 \cdot 10^4$ м/с и $\alpha = 10.5 \cdot 10^6$ рад/с. При этом групповая скорость V_g находилась по времени задержки выходного импульса относительно входного. Частота релаксации α определялась согласно экспериментально найденной полуширине кривой ферромагнитного резонанса ΔH пленки ЖИГ. Значения дисперсионного, $D = 7 \cdot 10^5$ рад$\cdot$м^2/с и нелинейного, $N = -1.17 \cdot 10^{10}$ рад/с, коэффициентов были рассчитаны.

Так как в настоящее время не существует теории возбуждения СВ, разработанной для пленочных магнонных кристаллов, то определение амплитуды u_0 по экспериментальной величине входной мощности не представлялось возможным. Поэтому амплитуда начального импульса, необходимая для численного решения НУШ, являлась подгоночным параметром. Ее величина находилась из условия совпадения экспериментально наблюдаемой и рассчитываемой длительностей солитона. Значения $|u_0|^2$ оказались равными $2.7 \cdot 10^{-3}$ и $3.8 \cdot 10^{-3}$ соответственно для рис.3e и f. Заметим, что такие значения являются вполне разумными и их можно было предвидеть, исходя из предыдущих исследований солитонов огибающей СВ в сплошных пленках ЖИГ [41]. Результаты моделирования показаны на правых графиках рис.3. Как видно, фаза внутри солитонного импульса постоянна во времени, что однозначно подтверждает солитонный механизм образования выходных импульсов.

В целом, результаты численного моделирования подтверждают результаты измерений и свидетельствуют в пользу солитоной природы формирования узких импульсов при распространении в магнонном кристалле интенсивных пакетов спиновых волн. Более подробные результаты численного моделирования и их сопоставление с экспериментальными данными будут опубликованы позднее.

В заключение отметим, что строгая интерпретация описанных экспериментов по образованию спин-волновых солитонов требует построения теории, учитывающей особенности спектра нелинейных поверхностных спиновых волн, а также нелинейного возбуждения бегущих спиновых волн в магнонных кристаллах.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований #08-02-00959, Президента РФ, Министерства образования и науки РФ и Немецкого научного общества DFG #436 RUS 113/644/0-1.

---

1. M. Remoissenet, *Waves Called Solitons: Concepts and experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам* / Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова, М.: Физматлит, 2005.
3. Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, А.Н. Славин, ЖЭТФ **67**, 303 (1988).
4. M. Chen, M.A. Tsankov, J.M. Nash et al., Phys. Rev. B **49**, 12773 (1994).
5. A.A. Serga, A. Andre, S.O. Demokritov et al., J. Appl. Phys. **95**, 6607 (2004).
6. R. Marcelli, S.A. Nikitov, Yu.A. Filimonov et al., IEEE Trans. on Magn. **42**, 1785 (2006).
7. Ю.К. Фетисов, К.Е. Паттон, В.Т. Сыногач, Письма в ЖЭТФ **83**, 579 (2006).
8. V.E. Demidov, U.-H. Hansen, and S.O. Demokritov, Phys. Rev. B **78**, 054410(2008).
9. Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, А.Н. Славин, Письма в ЖТФ **10**, 936 (1984).
10. M. Wu, B.A. Kalinikos, and C.E. Patton, Phys. Rev. Lett. **93**, 157207 (2004).
11. C.S. Tsai, D. Young, and S.A. Nikitov, J. Appl. Phys. **84**, 1670 (1998).
12. M. Wu, B.A. Kalinikos, L.D. Carr et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 187202 (2006).
13. В.Е. Демидов, Письма в ЖЭТФ **68**, 828 (1998).
14. J.W. Boyle, S.A. Nikitov, A.D. Boardman et al., J. Magn. Magn. Mater. **173**, 241 (1997).
15. А.О. Короткевич, С.А. Никитов, ЖЭТФ **89**, 1114 (1999).
16. Х. Беннер, Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, М.П. Костылев, Письма в ЖЭТФ **72**, 306 (2000).
17. M. Wu and B.A. Kalinikos, Phys. Rev. Lett. **101**, 027206 (2008).
18. M. Wu and C.E. Patton, Phys. Rev. Lett. **98**, 047202 (2007).
19. M. Wu, B.A. Kalinikos, and C.E. Patton, Phys. Rev. Lett. **95**, 237202 (2005).
20. Е.Н. Бегинин, С.В. Гришин, Ю.П. Шараевский, Письма в ЖЭТФ **88**, 743 (2008).
21. А.В. Кондрашов, А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос, H. Benner, Письма в ЖТФ **34**, 81 (2008).
22. M. Wu, A.M. Hagerstrom, R. Eykholt et.al., Phys. Rev. Lett. **102**, 237203 (2009).
23. C.G. Sykes, J.D. Adam, and J.H. Collins, Appl. Phys. Lett. **29**, 388 (1976).
24. R.L. Carter, J.M. Owens, C.V. Smith, Jr., and K.W. Reed, J. Appl. Phys. **53**, 2655 (1982).
25. S.R. Seshadri, J. Appl. Phys. **60**, 1758 (1986).
26. А.В. Вороненко, С.В. Герус, В.Д. Харитонов, Изв. ВУЗов: Физика **31**, №11, 76 (1988).
27. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 670 (2003).

28. A. Saib, D. Vanhoenacker-Janvier, I. Huynen et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 2378 (2003).
29. А. В. Будко, С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов и др., Радиотехника и электроника **52**, 621 (2007).
30. M. Krawczyk and H. Puszkarski, Phys. Rev. B **77**, 054437 (2008).
31. H. Xi, X. Wang, Y. Zheng, and P. J. Ryan, J. Appl. Phys. **105**, 07A502 (2009).
32. Z. Wang, V. Zhang, H. Lim et. al., Appl. Phys. Lett. **94**, 083112 (2009).
33. A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, Appl. Phys. Lett. **93**, 022508 (2009).
34. A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff et.al., J. Appl. Phys. **105**, 083906 (2009).
35. A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff et.al., Appl. Phys. Lett. **94**, 172511 (2009).
36. Niu-Nui Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, IEEE Trans. Magn. **28**, 3306 (1992).
37. Niu-Niu Chen, A. N. Slavin, and M. G. Cottam, Phys. Rev. B **47**, 8667 (1993).
38. А. Б. Устинов, Н. Ю. Григорьева, Б. А. Калиникос, Письма в ЖЭТФ **88**, 34 (2008).
39. В. Ф. Дмитриев, Б. А. Калиникос, Изв. вузов. Физика **31**, №11, 24 (1988).
40. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, пер. с англ., М.: Мир, 1996.
41. N. G. Kovshikov, B. A. Kalinikos, C. E. Patton et al., Phys. Rev. B **54**, 15210 (1996).