

СПИНТРОНИКА И МАГНОНИКА

Быстрые и медленные электромагнитные волны в продольно намагниченном тонкопленочном ферромагнитном метаматериале <i>М.Д. Амельченко, С.В. Гришин</i>	3
Взаимная синхронизация двух спинтронных наноосцилляторов с общим слоем тяжелого металла <i>А.Р. Сафин, А.В. Андреев, С.А. Никитов</i>	7
Генерация спин-волновых многосолитонных комплексов в активном кольцевом резонаторе с управляемой дисперсией и конкурирующими нелинейностями <i>А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин</i>	9
(R,R')₂Fe₁₄V: внутренние свойства и лучшие составы для практического использования <i>Н.В. Костюченко, И.С. Терешина, D.I. Gorbunov, E.A. Tereshina-Chitrova, A.V. Andreev, M. Doerr, Г.А. Политова, А.К. Звездин</i>	13
Туннельная структура из магнитного островкового метаматериала как источник ТГц излучения на основе спин-флип переходов <i>Л.А. Фомин, Е.А. Вилков, В.Г. Криштон, Е.С. Жукова, А.В. Черных</i>	15
Дисперсионные характеристики спиновых волн в магнонном кристалле с метаповерхностью <i>Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова</i>	19
Равновесное распределение намагниченности и процессы перемагничивания в магнитоупругих наноструктурах <i>М.В. Логунов, С.А. Никитов, А.Г. Темирязов, М.П. Темиряева, S. Giordano, N. Tiercelin, P. Pernod</i>	21
Влияние эффектов самовоздействия на распространение магнитостатических волн в структурах на основе ферритовых магнонных кристаллов <i>Е.С. Павлов, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Г.М. Дудко, Ю.А. Филимонов, А.И. Стогний, R. Marcelli, С.А. Никитов</i>	23
Оптическое возбуждение спиновых токов в структурах [Пермаллой/Материал с большим спин-орбитальным взаимодействием] <i>П.В. Пенкина, П.О. Капралов, М.А. Кожяев, Дж. Ч.Э. Хуанг, А.К. Звездин, В.И. Белотелов</i>	27
Влияние топологии на спектр нормальных мод ансамблей спинтронных осцилляторов <i>А.Р. Сафин</i>	29

Особенности распространения магнитостатических волн, возбуждаемых вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии

Н.Е. Хохлов, П.И. Геревенков, Я.А. Филатов, Л.А. Шелухин, А.В. Щербаков,

A.W. Rushforth, A.M. Калашникова31

Быстрые и медленные электромагнитные волны в продольно намагниченном тонкопленочном ферромагнитном метаматериале

М.Д. Амельченко, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
amelchenko.mar@gmail.com

Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1]. Среди метаматериалов особый класс составляют, так называемые, «левые» среды, у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости одновременно имеют отрицательные значения [2]. В левой среде вектора напряженности электрического и магнитного полей совместно с волновым вектором составляют левую тройку векторов. Это приводит к распространению в такой среде обратной электромагнитной волны (ЭМВ), вектора фазовой и групповой скоростей которой направлены в противоположные стороны. В микроволновом диапазоне для создания метаматериалов в виде левых сред обычно используют периодические структуры в виде тонких металлических проволочек и разрезных кольцевых резонаторов, период следования которых является намного меньше длины ЭМВ. Периодическая система из тонких металлических проволочек позволяет создать структуру плазмонного типа, эффективная диэлектрическая проницаемость которой ϵ_{eff} может быть как положительной, так и отрицательной величиной [3]. Периодическая система из разрезных кольцевых резонаторов традиционно используется для создания искусственных магнитных сред с отрицательным значением эффективной магнитной проницаемости. Однако, помимо искусственно созданных магнитных сред, в природе существуют и естественные магнитные среды в виде ферромагнетиков, антиферромагнетиков и ферримагнетиков или ферритов, у которых при наложении внешнего постоянного магнитного поля H_0 магнитная проницаемость μ становится отрицательной [4]. Частотная область, в которой $\mu < 0$, приходится на диапазон частот существования правополяризованных медленных ЭМВ, которые, являясь волнами намагниченности, получили название магнитостатических волн. В случае продольного намагничивания, когда вектора внешнего постоянного магнитного поля и фазового фронта ЭМВ являются коллинеарными, в ферромагнетике распространяются медленные обратные объемные ЭМВ [3]. Однако указанные волны существуют в диапазоне частот, в котором $\mu < 0$, а $\epsilon > 0$. В настоящей работе показана возможность создания из ферромагнитной среды ферромагнитного метаматериала со свойствами левой среды ($\mu < 0$ и $\epsilon < 0$), в которой распространяются сильно замедленные обратные объемные ЭМВ.

На рис.1а приведено схематическое изображение анализируемого ферромагнитного метаматериала. Он представляет собой продольно намагниченный ферромагнитный слой, в котором в качестве периодической структуры используется система из тонких металлических проволочек с периодом следования T . Предполагается, что период следования структуры является намного меньше длины ЭМВ, т.е. $T \ll \lambda$. В этом случае для описания диэлектрических свойств ферромагнетика в отсутствие потерь можно ввести эффективную диэлектрическую проницаемость среды с частотной зависимостью плазмонного типа [3]:

$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

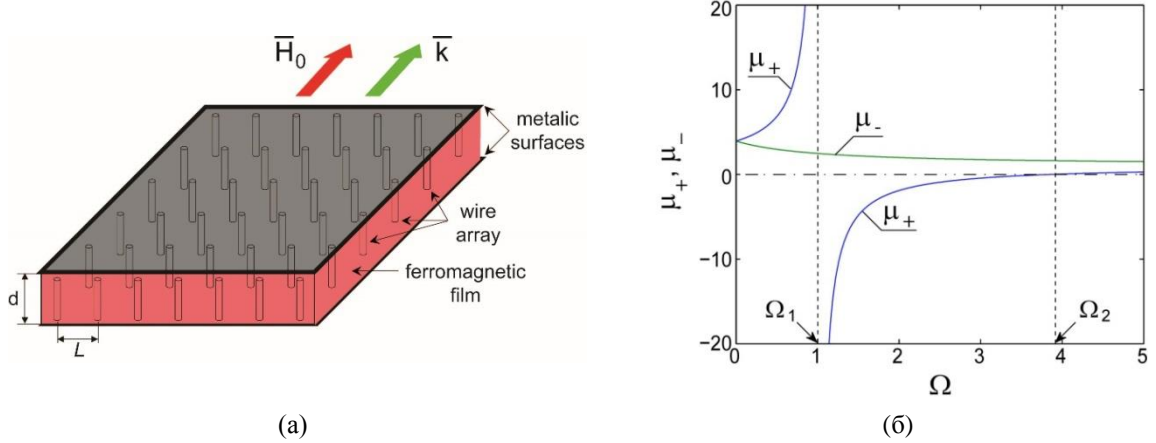


Рис.1. (а) Схематическое изображение ферромагнитного метаматериала; (б) зависимость правополяризованной компоненты μ_+ и левополяризованной компоненты μ_- тензора магнитной проницаемости от безразмерной частоты $\Omega = \omega/\omega_H$. Расчеты выполнены для $H_0=600$ Э и $4\pi M_0=1750$ Гс.

где $\omega_p = 2\pi c/T\sqrt{2\pi/[\ln(T/r)]}$ – плазменная частота, c — скорость света в вакууме, r – радиус проволоки, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – линейная частота. Из выражения (1) следует, что $\varepsilon_{eff} > 0$ при $\omega > \omega_p$ и $\varepsilon_{eff} < 0$ при $\omega < \omega_p$.

Для расчета дисперсионных характеристик (ДХ) ЭМВ, распространяющихся в продольно намагниченном ферромагнитном метаматериале, воспользуемся известным дисперсионным уравнением для продольно намагниченного ферромагнетика [5]. Данное уравнение с учетом эффективной диэлектрической проницаемости среды примет следующий вид:

$$-\mu k_z^4 - [(1 + \mu)k^2 - (\mu^2 + \mu - \mu_a^2)k_0^2 \varepsilon_{eff}]k_z^2 = k^4 - 2\mu k^2 k_0^2 \varepsilon_{eff} + (\mu^2 - \mu_a^2)k_0^4 \varepsilon_{eff}^2, \quad (2)$$

где $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная компонента тензора магнитной проницаемости, а $\mu_a = \omega_M \omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – его недиагональная компонента, $\omega_H = \gamma H_0$ – частота ферромагнитного резонанса, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ – гиромагнитное отношение, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения материала, $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме, k – продольное волновое число ЭМВ в ферромагнитном метаматериале, k_z – поперечное волновое число, вид которого находится из граничных условий.

Будем рассматривать ферромагнитный метаматериал, граничащий с обеих сторон с идеально проводящими металлическими экранами. Для продольно намагниченного полоскового волновода, полностью заполненного ферромагнетиком, такая задача была решена строго в [5]. В частности, в [5] было показано, что при продольном намагничивании в металлизированном с обеих сторон ферромагнитном слое могут распространяться как квази-ТЕ, так и квази-ТМ волны, обладающие разными значениями поперечного волнового числа. В тоже самое время при решении уравнений Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении, которое является справедливым для тонких ферромагнитных пленок, была получена функция поперечного волнового числа для квази-ТЕ волны в виде [4]:

$$k_z = n\pi/d, \quad (3)$$

где d – толщина тонкопленочного ферромагнетика, n – номер моды объемной ЭМВ.

Дисперсионное уравнение (2), с учетом (1), приводится к полиномиальному виду относительно частоты ω . Оно имеет три действительных решения, два из которых соответствуют, так называемым, быстрым объемным ЭМВ, фазовая скорость которых больше скорости света в свободном пространстве ($v_{ph} > c$), а третье решение соответствует

медленной объемной ЭМВ, фазовая скорость которой значительно меньше скорости света в свободном пространстве ($v_{ph} \ll c$).

Известно [4], что одна из двух быстрых ЭМВ является левополяризованной волной, а другая быстрая ЭМВ, совместно с медленной ЭМВ, являются правополяризованными волнами. Для право- и левополяризованных ЭМВ вводятся циркулярные компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости, которые имеют следующий вид [4]:

$$\mu_+ = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H - \omega}, \quad (4.1)$$

$$\mu_- = 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \omega}, \quad (4.2)$$

где μ_+ - правополяризованная компонента тензора $\vec{\mu}$, а μ_- - его левополяризованная компонента.

На рис.1б приведены частотные зависимости право- и левополяризованной компонент магнитной проницаемости. Из анализа результатов, представленных на рис.1б, следует, что правая циркулярная составляющая μ_+ магнитной проницаемости, связанная с правополяризованным высокочастотным магнитным полем, проходит через резонанс при $\Omega = \Omega_1 = 1$. В тоже самое время левая циркулярная составляющая μ_- через резонанс не проходит и монотонно изменяется с изменением частоты ω или магнитного поля H_0 . Кроме того, правая циркулярная составляющая проницаемости μ_+ меняет свой знак не только на частоте Ω_1 , где $\mu_+ \rightarrow \pm\infty$, но и на другой характерной частоте $\Omega_2 = 1 + \Omega_M$ (где $\Omega_M = \omega_M/\omega_H$), на которой $\mu_+ = 0$. Таким образом, высокочастотная магнитная проницаемость для правополяризованных ЭМВ больше нуля ($\mu_+ > 0$) на частотах $\Omega < 1$ и $\Omega > \Omega_2$, на которых распространяются только быстрые ЭМВ. В интервале частот $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$, где существуют медленные ЭМВ, высокочастотная магнитная проницаемость меньше нуля ($\mu_+ < 0$).

На рис.2а приведены результаты расчета ДХ быстрых и медленных объемных ЭМВ, полученных на основе решения дисперсионного уравнения (2) с учетом (3). Из представленных на рис.2а результатов расчета следует, что в обычном ферромагнетике ($f_p = 0$) ДХ медленной объемной ЭМВ существует в интервале частот $f_1 = f_H < f \leq f_3 = [f_H(f_H + f_M)]^{1/2}$. В случае ферромагнитного метаматериала, когда значение плазменной частоты является больше значения верхней границы области частот, в которой $\mu_+ < 0$ ($f_p \geq f_2 = f_H + f_M$), эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала становится отрицательной величиной ($\epsilon_{eff} < 0$) во всем интервале частот $f_1 < f < f_2$. Это приводит к формированию на указанных частотах обратной медленной ЭМВ, частота отсечки которой f_0 при $k = 0$ зависит от геометрии периодической структуры и при $T \rightarrow 0$ $f_0 \rightarrow f_2$. Таким образом, как следует из результатов, представленных на рис.2а, диапазон существования медленной объемной ЭМВ в ферромагнитном метаматериале расширяется и занимает практически весь интервал частот $f_1 < f < f_2$, в котором ферромагнитный метаматериал является левой средой. Однако, условие $T \ll \lambda$ для ферромагнитного метаматериала сильно ограничивает спектр существования медленной ЭМВ, который с учетом данного условия имеет ширину ~ 20 МГц. Что касается быстрых право- и левополяризованных ЭМВ, то, как следует из результатов, представленных на рис.2б, их частоты отсечки, находясь в терагерцовой области, определяются плазменной частотой и отстроены друг относительно друга на незначительную величину ~ 7 МГц. При этом обе частоты отсечки находятся выше частот отсечки быстрых ЭМВ, распространяющихся в обычной ферромагнитной пленке. Условие $T \ll \lambda$ также сильно ограничивает спектр быстрых ЭМВ, который имеет ширину ~ 0.5 ТГц. На вставках к обоим рисункам приведены увеличенные фрагменты ДХ медленной и быстрых ЭМВ в области частот отсечки. Видно, что при $T \ll \lambda$ медленная ЭМВ, распространяющаяся на частотах, где $\mu < 0$ и $\epsilon < 0$, имеет

аномальную отрицательную дисперсию, а обе быстрых ЭМВ, распространяющихся на частотах, где $\mu > 0$ и $\varepsilon > 0$, характеризуются положительной нормальной дисперсией.

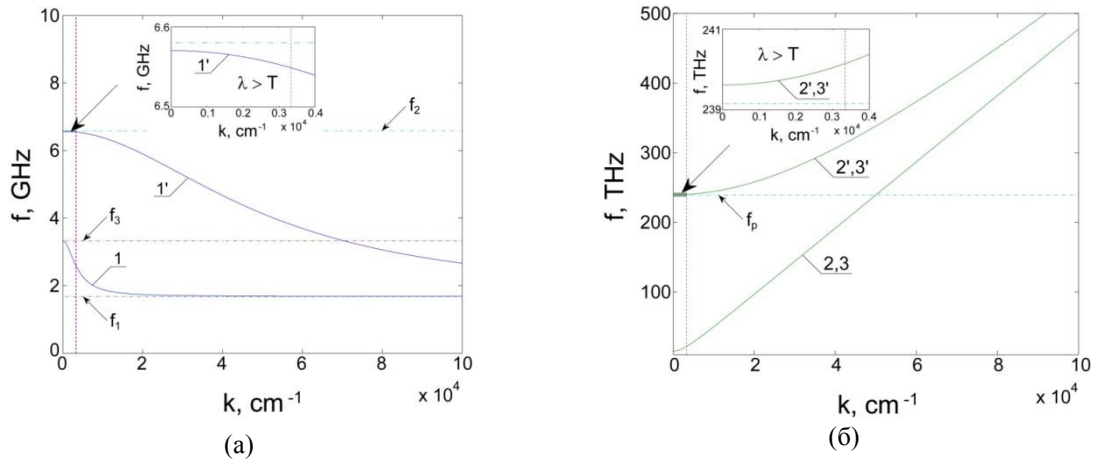


Рис.2 (а) Дисперсионные характеристики медленных (а) и быстрых (б) ЭМВ, распространяющихся в металлизированной ферромагнитной пленке (кривые 1, 2, 3) и в металлизированной пленке из ферромагнитного метаматериала (кривые 1', 2', 3'). Для расчета использовались следующие значения параметров системы: $d=10$ мкм, $H_0=600$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс, $r=1$ мкм, $T=3$ мкм и $n=1$. Пунктирной линией на (а) и (б) отмечено значение волнового числа, при котором $\lambda=T$. Штрихпунктирными линиями показаны граничные частоты f_1, f_2, f_3 спектра медленной ЭМВ и плазменная частота f_p , ограничивающая спектр быстрых ЭМВ в ферромагнитном метаматериале.

В заключение отметим, что проведенные в работе расчеты электродинамических характеристик быстрых и медленных ЭМВ дают возможность оценить перспективы использования ферромагнитных пленок для создания из них метаматериалов. В частности, при проведении численных исследований установлено, что спектр объемных быстрых и медленных ЭМВ, распространяющихся в ферромагнитном метаматериале, сдвигаясь вверх по частоте, существенно сужается. Показано также, что в микроволновом диапазоне частот, ферромагнитный метаматериал обладает свойствами левой среды, в которой распространяется обратная ЭМВ.

Работа выполнена за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 19-79-20121)

ЛИТЕРАТУРА

1. X.C. Tong "Functional metamaterials and metadevices" Springer Series in Materials Science, 2018. V. 262.
2. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517.
3. J.V. Pendry et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No 25. P. 4773.
4. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский "Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот" Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
5. А.Л. Микаэлян "Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах" М. – Л.: Госэнергоиздат, 1963.

Взаимная синхронизация двух спинтронных наноосцилляторов с общим слоем тяжелого металла

А.Р. Сафин^{1,2}, А.В. Андреев^{1,2} С.А. Никитов^{1,3}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»

³Московский физико-технический институт (Государственный университет)

sti.lex.andrew@mail.ru

Возбуждение колебаний в наноразмерных магнитных структурах за счет эффекта переноса крутильного момента вызывает в последние годы большой интерес в связи с перспективами создания миниатюрных и широко перестраиваемых микроволновых генераторов [1]. Основным недостатком таких спинтронных наноосцилляторов (или спин-трансферных наноосцилляторов - СТНО) является низкая выходная мощность генерируемых колебаний. Одним из способов увеличения мощности устройств на основе СТНО является сложение мощностей от многих синхронизированных осцилляторов [2]. Предложены различные конструкции как самих СТНО, так и механизмов связи. В настоящее время как экспериментально [2], так и теоретически [2] исследуется задача о взаимной синхронизации СТНО, связанных общим слоем тяжелого металла. Сами СТНО работают за счет спинового эффекта Холла, когда электрический ток конвертируется в спиновый в слое тяжелого металла (например, платины) и переносится в ферромагнитный слой, приводя к прецессии намагниченности в микроволновом диапазоне. Условия, при которых возникает такая прецессия, изучались в ряде работ [3]-[5]. В данной работе на основе Гамильтонова формализма [6] построена теоретическая модель, описывающая динамику намагниченности в каждом осцилляторе.

Структура двух взаимосвязанных неидентичных по размерам СТНО представлена на рис.1. Связь между ними осуществляется общим током, протекающим через слой тяжелого металла. Динамику системы будем описывать с помощью уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского для векторов намагниченности каждого СТНО $\vec{M}_{1,2}(t)$ в макроспиновом приближении [6]:

$$\frac{d\vec{M}_{1,2}}{dt} = \gamma \left[\vec{H}_{eff}^{(1,2)} \times \vec{M}_{1,2} \right] + \vec{T}_{d1,2} + \vec{T}_{s1,2}(\vec{M}_1, \vec{M}_2), \quad (1)$$

где γ - гиромангнитное отношение; $\vec{H}_{eff}^{(1,2)}$ - эффективные магнитные поля, действующие в ферромагнитных слоях СТНО, включающие внешнее магнитное поле, поле анизотропии, магнитодипольное поле и поле размагничивания; слагаемое $\vec{T}_{d1,2}$ в (1) характеризует эффективное Гильбертово затухание. Последнее слагаемое в уравнении (1) характеризует эффект переноса спина и зависит от плотности тока, проходящего через слой тяжелого металла, а также от намагниченности другого осциллятора (см. подробнее вывод в [3], [4]). От системы уравнений (1) перейдем к уравнениям относительно комплексных амплитуд [6] вида $c_{1,2} = \left(M_{1,2}^{(\xi)} - iM_{1,2}^{(\eta)} \right) / \sqrt{2M_0 \left(M_0 + M_{1,2}^{(\zeta)} \right)}$, где M_0 - намагниченность насыщения ферромагнетика, а вектор $\vec{e} = (\xi, \eta, \zeta)$ характеризует равновесное направление намагниченности. Итоговая система уравнений для $c_{1,2}$ после преобразований будут иметь вид

$$\frac{dc_{1,2}}{dt} = -i(\omega_{01,2} + N|c_{1,2}|^2)c_{1,2} - \Gamma_0(1 + Q|c_{1,2}|^2)c_{1,2} + \Gamma_s(1 - Q_s|c_{1,2}|^2)c_{1,2} + \Omega_c(c_{1,2})c_{2,1}, \quad (2)$$

где ω_0 - частота ферромагнитного резонанса; N - параметр неизохронности, характеризующий нелинейный сдвиг частоты; Γ_0, Γ_s - параметры, характеризующие линейное положительное и отрицательное затухания СТНО, соответственно; Q, Q_s - параметры, характеризующие нелинейное затухание и $\Omega_c(c_{1,2})$ - функция, характеризующая связь между осцилляторами. Решая уравнение (2) в стационарном режиме по амплитудам $|c_{1,2}|^2 = const$, можно получить фазовое уравнение Адлера относительно разности фаз $\psi = \varphi_2 - \varphi_1$ вида

$$\frac{d\psi}{dt} = \Delta\omega - K \sin(\psi + \alpha), \quad (3)$$

где $\varphi_i = \arg(c_i)$, $\Delta\omega$ - разность частот синхронизируемых колебаний, K - коэффициент, характеризующий силу связи между СТНО и α - фазовый сдвиг. Используя полученное уравнение можно найти полосу частот взаимной синхронизации двух СТНО.

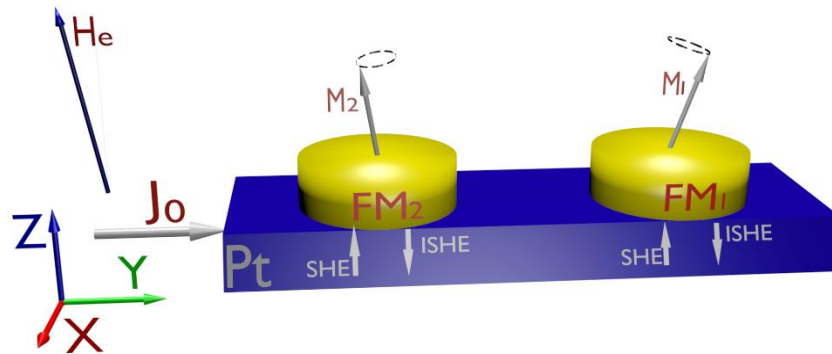


Рис. 1. Структура двух связанных спинтронных осцилляторов с общим слоем тяжелого металла.

Взаимосинхронизированные ансамбли СТНО могут быть использованы при построении синтезаторов дискретной сетки частот в диапазоне СВЧ [7], а также аппаратно реализованных нейроморфных сетей [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (Соглашение № 074-02-2018-286), грантов РФФИ № 18-29-27018, 18-37-20048, 19-29-03015, гранта Президента для молодых кандидатов наук № МК-283.2019.8.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Chen et al. // Proc. of the IEEE. 2016. V. 104. No. 10. P. 1919-1945.
2. A. Awad et al. // Nat. Phys. 2017. V. 13. P. 292-299.
3. T. Taniguchi // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 104426.
4. T. Taniguchi // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 174440.
5. Y.-T. Chen et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 144411.
6. A. Slavin, V. Tiberkevich // IEEE Trans. on Magn. 2008. V. 44. No. 7. P. 1916-1927.
7. A. Mitrofanov et al. // Journal of applied physics. 2017. V. 122. P. 123903.
8. J. Torrejon et al. // Nature. 2017. V. 547. P. 428-431.

Генерация спин-волновых многосолитонных комплексов в активном кольцевом резонаторе с управляемой дисперсией и конкурирующими нелинейностями

А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского*

bir.evstegneeva.1997@gmail.com

Многосолитонные комплексы являются связанными состояниями светлых и темных солитонов, которые активно изучаются в последние два десятилетия в нелинейной оптике [1-3], конденсации Бозе-Эйнштейна [4] и спин-волновой электронике [5,6]. Эти структуры обладают свойствами, присущими двухатомной молекуле вещества [2], и являются перспективными для применения в качестве расширенных информационных битов в системах оптической связи [3]. Светлые солитоны, содержащиеся в многосолитонных комплексах, представляют собой импульсы или волновые пучки, распространяющиеся над шумовым фоном. Амплитудный профиль светлого солитона имеет колоколообразную форму, внутри которого фаза не меняется во времени [7]. С другой стороны, темный солитон формируется в виде узкого провала на амплитудном фоне [7]. Фаза внутри такого провала может претерпеть скачок на π .

В нелинейной оптике теоретически и экспериментально изучены многосолитонные комплексы, которые образуются либо за счет управляемой дисперсии, когда оптические волокна с положительной и отрицательной дисперсией одновременно используются в цепи обратной связи лазерного резонатора с пассивной синхронизацией мод [3], либо за счет конкурирующих нелинейностей, когда оптическая среда поддерживает конкуренцию трех- и четырехволновых нелинейных взаимодействий [8]. В спин-волновой электронике большая часть теоретических и экспериментальных работ была посвящена фундаментальным светлым и темным спин-волновым солитонам огибающей [9]. Такие структуры формировались в регулярных магнотонных волноводах или в активных кольцевых резонаторах, содержащих эти волноводы. В последнем случае периодические последовательности светлых или темных спин-волновых солитонов генерировались из одиночного импульса, циркулирующего по кольцу. Фазовый сдвиг между соседними импульсами последовательности равен 2π , а их длительность составляла несколько десятков наносекунд [10, 11]. Впервые генерация многосолитонных комплексов, содержащих только светлые спин-волновые солитоны, была получена в неавтономном кольцевом резонаторе [5]. Автономная генерация темных солитонных пар была продемонстрирована в работе [12]. Первое экспериментальное наблюдение связанных состояний светлых и темных спин-волновых солитонов было получено на активном кольцевом резонаторе с пассивной синхронизацией мод, в котором поддерживалась конкуренция между трех- и четырехволновыми нелинейными спин-волновыми взаимодействиями [6]. Фазовый сдвиг между соседними импульсами многосолитонного комплекса отличался от 2π и зависел от количества циркулирующих в кольце солитонов. Однако многосолитонные комплексы, состоящие только из темных спин-волновых солитонов, здесь не наблюдались.

В настоящей работе демонстрируется автогенерация многосолитонных комплексов, состоящих только из темных спин-волновых солитонов. Для получения локализованных во времени связанных состояний в цепи обратной связи кольцевого резонатора используется нерегулярный Г-образный магнотонный волновод. Как показано в [13], Г-образный магнотонный волновод обеспечивает преобразование ширинных мод обратной объемной магнитостатической волны (ОМСВ), обладающей отрицательной дисперсией, в

ширинные моды поверхностной МСВ (ПМСВ), обладающей положительной дисперсией. Кроме того, он поддерживает как трех-, так и четырехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия.

Представленный на рис. 1 Г-образный магнетонный волновод изготовлен из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 10 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, выращенной на подложке из гадолиний галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм с использованием метода жидкофазной эпитаксии. Нерегулярный волновод имеет «входное плечо» и «выходное плечо», над которыми размещаются входной и выходной микрополосковые преобразователи. Оба преобразователя сформированы на поликоровой подложке толщиной 500 мкм, имеют ширину $w_t = 30$ мкм и длину $l_t = 1$ мм. Они используются для возбуждения и приема МСВ, распространяющихся в Г-образном волноводе. Входное и выходное плечи волновода имеют одинаковую ширину $w = 1$ мм и одинаковую длину $L = 4$ мм. Угол между ними равен $\pi/2$. Внешнее постоянное магнитное поле H_0 приложено касательно к поверхности волновода и направлено вдоль входного преобразователя. Такая конфигурация поля поддерживает распространение ПМСВ во входном плече и распространение ООМСВ в выходном плече волновода. В цепи обратной связи, помимо Г-образного волновода, используется каскад из двух транзисторных усилителей, один из которых работает в режиме насыщения выходной мощности. Уровень мощности сигнала на входе Г-образного волновода регулируется с помощью переменного аттенуатора. Генерируемый в кольце СВЧ-сигнал через направленные ответвители поступает на входы анализатора спектра и осциллографа реального времени для анализа и последующей обработки.

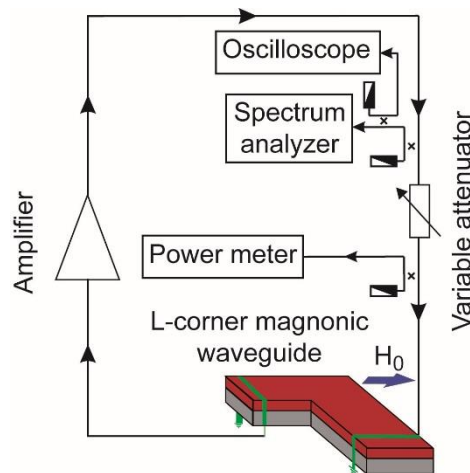


Рис. 1. Схематическое изображение генератора многосолитонных комплексов.

На рис. 2 приведены спектр мощности, временные реализации и фазовый портрет генерируемых многосолитонных комплексов при коэффициенте усиления кольца $G = 5$ дБ (где $G = K - A$, K – коэффициент усиления усилительного каскада, A – общие потери сигнала в кольце). В этом случае средняя мощность сигнала на входе Г-образного магнетонного волновода имеет значение $P = +2$ дБмВт, при котором на ПМСВ развиваются как трех-, так и четырехволновые процессы взаимодействия спиновых волн. Выходной усилитель усилительного каскада работает в режиме глубокого насыщения выходной мощности. Спектр сигнала, представленный на рис. 2а, является широкополосным и содержит сетку частот, которая генерируется вследствие четырехволновых процессов взаимодействия на частотах собственных мод кольцевого резонатора. При этом на частоте каждой кольцевой моды спектр сигнала является слегка «зашумленным» вследствие развития трехволновых процессов взаимодействия спиновых волн, что обуславливает «замазанную» структуру

фазового портрета (см. рис. 2в). Это приводит к тому, что во временной области (см. рис. 2б) на фоне амплитудного пьедестала формируются провалы длительностью $T_{d1} \approx 530$ нс, в которые вложены провалы меньшей длительности. При внимательном рассмотрении представленной на рис. 2б временной реализации на ее амплитудном фоне можно выделить два характерных широких провала с $T_{d1} \approx 530$ нс, которые повторяются с квазипериодом $T_{r1} \approx 8$ мкс, а временной интервал между ними есть $T_{r2} \approx 2$ мкс. Данные квазипериоды соответствуют частотам автомодуляции спиновых волн $f_{am1} \approx 125$ кГц и $f_{am2} \approx 500$ кГц, возникающим в спектре сигнала за счет трехволновых параметрических спин-волновых взаимодействий. В тоже самое время, как следует из результатов, представленных на рис. 2г, внутри каждого широкого провала наблюдается более тонкая структура в виде провалов гораздо меньшей длительности, количество которых может достигать порядка 20. Амплитудный профиль центрального провала из этой последовательности имеет наибольшую глубину, что соответствует наибольшему изменению фазы внутри него. Фазовый сдвиг между соседними провалами тонкой структуры отличен от 2π . Как следует из результатов, представленных на рис. 2г, длительность узких провалов имеет величину $T_{d2} \approx 3$ нс, а их период следования $T_{r01} \approx T_{r02} \approx 14$ нс определяет частотный интервал между модами спектральной сетки частот.

Таким образом, из представленных на рис. 2 результатов следует, при выбранном значении усиления кольца генерируется квазипериодическая последовательность многосолитонных комплексов, состоящих из параметрических темных солитонов (провалы большой длительности), внутри которых вложены четырехволновые солитоны ультракороткой длительности. Дальнейшее увеличение усиления кольца приводит к разрушению квазипериодической последовательности многосолитонных комплексов и к генерации солитонного газа в виде хаотических темных спин-волновых солитонов ультракороткой длительности. Необходимо отметить, что генерация квазипериодических последовательностей многосолитонных комплексов наблюдается и тогда, когда во входном плече Г-образного магнетонного волновода возбуждается ООМСВ. Однако, в этом случае уровень мощности на входе волновода на 16 дБ больше, чем в случае возбуждения во входном плече волновода ПМСВ. Данный факт указывает на то, что формирование темных солитонов происходит на ПМСВ, что подтверждается полученными ранее экспериментальными результатами по наблюдению фундаментальных темных солитонов огибающей спиновых волн [11]. Кроме того, использование в кольцевой схеме вместо Г-образного магнетонного волновода обычного (регулярного) магнетонного волновода в конфигурации ПМСВ приводит к генерации солитонного газа в виде хаотических темных спин-волновых солитонов ультракороткой длительности. Однако устойчивой генерации квазипериодической последовательности многосолитонных комплексов нам зарегистрировать здесь не удалось. По всей видимости, данный факт обусловлен отсутствием в регулярном волноводе трансформации ширинных мод ПМСВ в ООМСВ, которое присуще Г-образному волноводу.

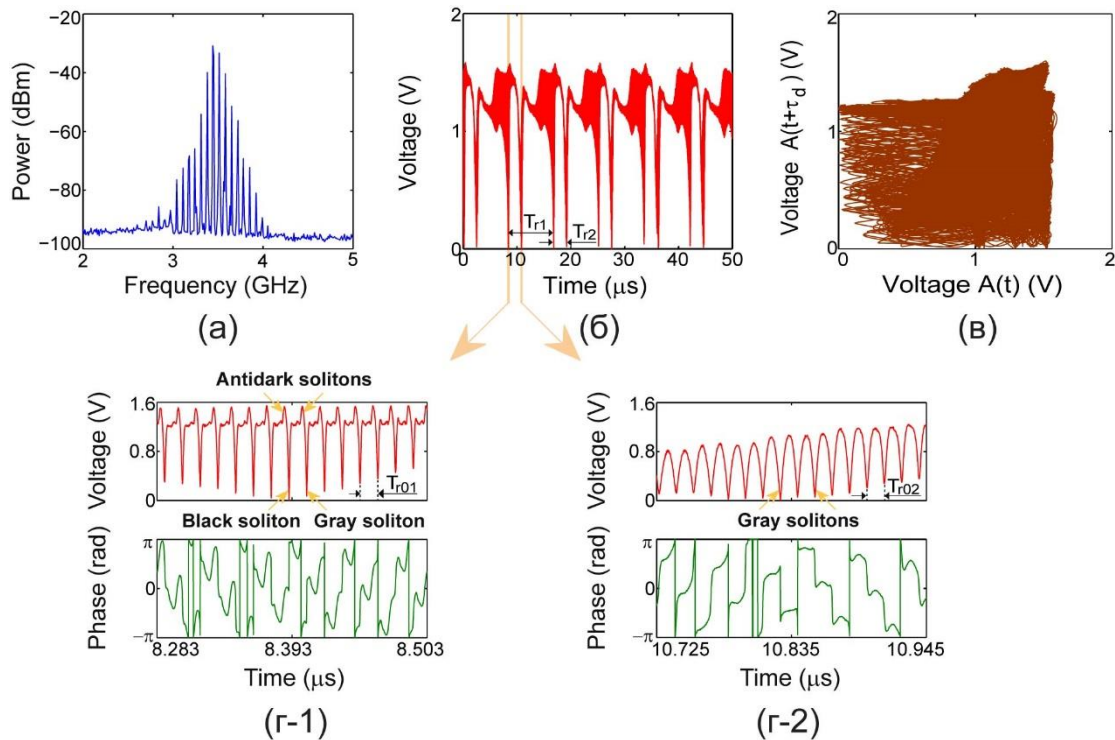


Рис. 2. Спектр мощности (а), временные реализации (б, г) и фазовый портрет (в) последовательности многосолитонных комплексов, состоящих из темных спин-волновых солитонов.

В заключении отметим, что полученные экспериментальные результаты представляют определенный научный интерес, связанный как с фундаментальными исследованиями многосолитонных комплексов в магнетике, так и с прикладными исследованиями, направленными на разработку источников ультракоротких импульсов для систем связи микроволнового диапазона частот.

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00075).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Akhmediev, A. Ankiewicz (Ed) "Dissipative solitons: from optics to biology and medicine" Berlin: Springer-Verlag, 2008.
2. M. Stratmann, T. Pögel, and F. Mitschke // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 143902.
3. P. Grelu, and N. Akhmediev // Nature Phot. 2012. V. 6. P. 84.
4. D. Yan et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 053630.
5. S.O. Demokritov et al. // Nature. 2003. V. 26. P. 159.
6. S.V. Grishin et al. // Phys. Rev. E. 2018. V. 98. P. 022209.
7. Yu. Kivshar, G. Agrawal "Optical solitons: from fibers to photonic crystals" Amsterdam: Academic Press, 2003.
8. Y.V. Kartashov et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 273902.
9. M. Wu // Solid State Phys. – 2010- Vol. 62. P. 163.
10. B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, C.E. Patton // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 4301.
11. B.A. Kalinikos, M.M. Scott, C.E. Patton // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4697.
12. Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, К.Е. Паттон // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. № 3. С. 229.
13. A.V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 060401(R).

**(R,R')₂Fe₁₄B: внутренние свойства и лучшие составы
для практического использования**

Н.В. Костюченко¹, И.С. Терешина², D.I. Gorbunov³, Е.А. Tereshina-Chitrova⁴, A.V. Andreev⁴,

М. Doerr⁵, Г.А. Политова⁶, А.К. Звездин^{1,7}

¹ *Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская область, Россия*

² *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

³ *Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314 Dresden, Germany*

⁴ *Institute of Physics CAS, Prague, Czech Republic*

⁵ *Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany*

⁶ *Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, Москва, Россия*

⁷ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

Интерметаллиды на основе Nd-Fe-B представляют потенциальный интерес для электронных устройств, двигателей и ветряных турбин благодаря своим выдающимся магнитным свойствам, таким как высокая коэрцитивность и большой максимальный энергетический продукт [1-4]. В данной работе мы теоретически и экспериментально исследовали редкоземельные интерметаллиды типа (R,R')₂Fe₁₄B, где R=Dy,Nd,Ho. Магнитное поведение изучалось в широком диапазоне магнитных полей и температур вдоль основных кристаллографических направлений. Для объяснения наблюдаемых особенностей свойств мы применили теоретический подход, ранее успешно применявшийся для редкоземельных интерметаллидов [5,6]. Из сравнения экспериментальных данных и теоретических результатов мы рассчитали параметры кристаллического поля и обменные параметры. Все магнитные свойства редкоземельных интерметаллидов (R,R')₂Fe₁₄B были успешно объяснены с помощью предложенной модели. Несмотря на то, что мы также не смогли экспериментально наблюдать полностью переход в ферромагнитное состояние в системе в полях до 60 Тл, полученные кристаллические и обменные параметры позволили нам рассчитать полный процесс намагничивания редкоземельных интерметаллидов типа (R,R')₂Fe₁₄B.

Сильные магниты востребованы не только для развития технологий, но и для энергосбережения. Одной из важных характеристик качества редкоземельных постоянных магнитов является максимальный энергетический продукт (BH)_{max}. Полученные кристаллические и обменные параметры для Dy³⁺ and Nd³⁺ позволили описать зависимость (BH)_{max} от внешнего магнитного поля и температуры в серии соединений (Nd_xDy_{1-x})₂Fe₁₄B. Выявлено, что чем больше процентное содержание диспрозия в (Nd_xDy_{1-x})₂Fe₁₄B, тем лучше магнитные свойства сохраняются при повышении температуры. В то же время замена неодима диспрозием приводит к уменьшению (BH)_{max}. Поэтому, чтобы одновременно оптимизировать магнитные и температурные свойства редкоземельных интерметаллидов, необходимо очень тщательно следить за концентрацией Dy³⁺.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) J.M.D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials, Cambridge University Press, Cambridge, England, (2010).

- 2) O. Gutfleisch, M.A. Willard, E. Brück, C.H. Chen, S.G. Sankar, J.P. Liu, Magnetic materials and devices for the 21st century: stronger, lighter, and more energy efficient, *Adv. Mater.* 23, 821-842 (2011).
- 3) J.P. Liu, in *Nanoscale magnetic materials and Application*, edited by J.P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, and D.J. Sellmyer, Springer, New York, pp. 309-335 (2009).
- 4) N. Tiercelin, Y. Dusch, S. Giordano, A. Klimov, V. Preobrazhensky, and P. Pernod, in *Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing*, edited by J. Atulashima and S. Bandyopadhyay Willey, New York, 221 (2016).
- 5) N.V. Kostyuchenko, I.S. Tereshina, D.I. Gorbunov, E.A. Tereshina-Chitrova, A.V. Andreev, M. Doerr, G.A. Politova, A.K. Zvezdin. Features of magnetization behavior in the rare-earth intermetallic compound $(\text{Nd}_{0.5}\text{Ho}_{0.5})_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. *Intermetallics*, Volume 98, Pages 139-142 (2018).
- 6) I.S. Tereshina, N.V. Kostyuchenko, E.A. Chitrova Tereshina, Y. Skourski, M. Doerr, I.A. Pelevin, A.K. Zvezdin, M. Paukov, L. Havela, H. Drulis. ThMn₁₂-type phases for magnets with low rare-earth content: Crystal-field analysis of the full magnetization process. *Scientific Reports*, 8:3595 (2018).
- 7) Y. Nakagawa, H. Hiroyoshi, M. Sagawa, S. Hirosawa, and K. Tokuhara, High-field hysteresis loop of Nd-Fe-B magnet and related materials, *IEEE transactions on magnetics*, Mag-23, no. 5, 2530 (1987).

Туннельная структура из магнитного островкового метаматериала как источник ТГц излучения на основе спин-флип переходов

Л.А. Фомин¹, Е.А. Вилков², В.Г. Криштоп¹, Е.С. Жукова³, А.В. Черных¹

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН

²Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

fomin@iptm.ru

В настоящее время магнитные наноконтакты и туннельные структуры с протекающим по ним спин-поляризованным током являются одними из интересных объектов исследований в спинтронике [1]. Спиновая инжекция током через нанокontakt или туннельный переход может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в области непосредственно позади контакта. В частности, может возникать инверсная заселенность спиновых подзон ферромагнетика, в который инжектируются неравновесные по спину горячие электроны. При этом будут иметь место излучательные спин-флип переходы электронов проводимости, которые могут быть стимулированы опосредованно через s-d-обменное взаимодействие с электромагнитной волной. Частота, излучения определяется энергией эффективного обменного расщепления спиновых подзон и лежит в терагерцовом диапазоне. Для изготовления таких контактов в основном используют литографические методы [2]. Нами предложен способ изготовления множества контактов путем выращивания островковых пленок.

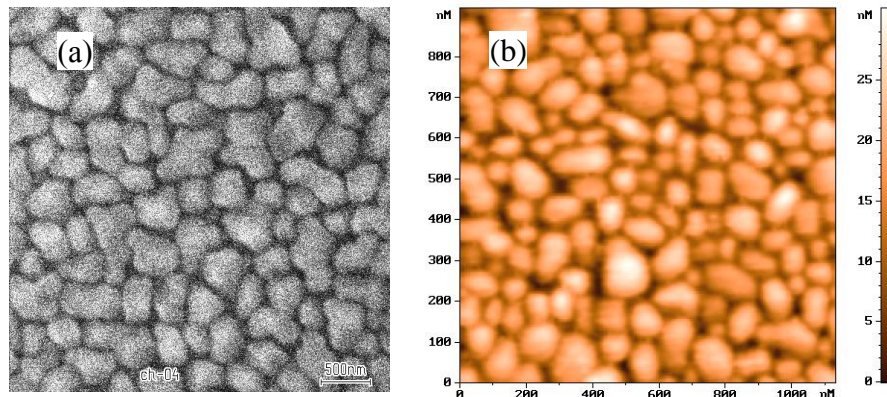


Рис. 1. СЭМ (а) и АСМ (б) изображения неперколируемых островков Fe, выращенных методом ИЛО при разных условиях роста.

В данной работе были исследованы островковые пленки из ферромагнитного металла, выращенные на подложках сапфира, с различной степенью перколяции островков, которые затем покрывались сплошной пленкой антиферромагнетика (Fe/FeMn) с большей толщиной и меньшей проводимостью. Пленки выращивались методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в сверхвысоком вакууме (10^{-9} торр). Порог перколяции островков фиксировался методом *in situ* измерений сопротивления образца. Процесс выращивания островковой пленки обрывался, не доходя до этого порога. Морфология выращенных островковых пленок исследовалась методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Изображения поверхности пленок, полученные с помощью этих методик, представлены на рис. 1.

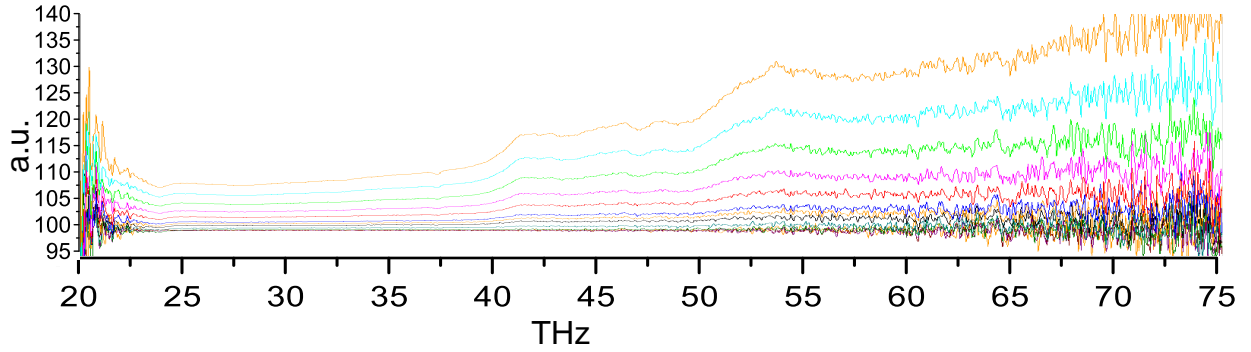


Рис. 2. Излучательный спектр островковой пленки Fe, пркрытой FeMn, нормированный на фоновый сигнал, при прикладываемых постоянных напряжениях от 0,05В до 10В.

Были проведены измерения спектров излучения для ряда образцов на основе метаматериалов на инфракрасном вакуумном Фурье-спектрометре Bruker «Vertex 80v», и получены спектры излучения различных образцов в терагерцовом диапазоне в зависимости от средней плотности тока в структурированной пленке. На рис. 2 показан спектр излучения островковой пленки Fe/FeMn, нормированный на фоновый сигнал, при подаче постоянного тока на образец. Наблюдаются пики на частотах 41, 46, 48 и 54 ТГц, интенсивность которых пропорциональна напряжению на образце, а значит плотности тока. Напряжение 10 В соответствует плотности тока 10^7 А/см². Согласно теоретическим оценкам [2, 3] при плотности тока 10^9 А/см² спин-инжекционное излучение должно превышать тепловое.

Для более глубокого понимания механизмов возникновения пиков в спектре ТГц излучения за счет формирования областей неравновесных спинов в островках рассмотрена задача об одномерной цепочке островков, разделенных туннельными барьерами. Геометрия задачи показана на рис.3.

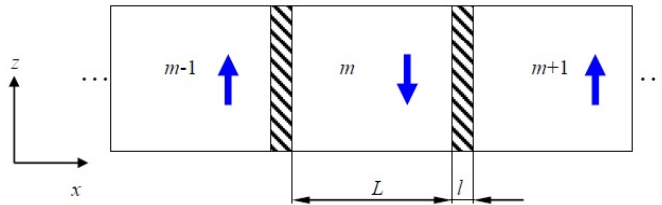


Рис.3. Модель одномерной цепочки островков.

Здесь L — длина (размер вдоль цепочки и тока) островка, l — толщина туннельной прослойки, $L \gg l$, d — толщина островковой пленки. Вектор намагниченности в отдельном островке направлен либо вверх, либо вниз вдоль оси z (эта же ось выбрана осью квантования); между собой островки упорядочены антиферромагнитно. Поток электронов проходит через туннельные барьеры слева направо (вдоль направления x). Обратным потоком электронов (справа налево) пренебрегаем, считая, что перепад напряжения на барьере велик. Из-за того, что направление намагниченности при переходе из одного островка в другой меняется на противоположное, электроны со спином вверх в островке $m-1$ становятся электронами со спином вниз по отношению к новой оси в островке m . Запишем уравнения баланса спинов:

$$dn_m^\uparrow / dt = -(n_m^\uparrow - n_{0m}^\uparrow) / \tau + (1/e)J_{m-1,m}^\uparrow - (1/e)J_{m,m+1}^\uparrow \quad (1)$$

$$dn_m^\downarrow / dt = -(n_m^\downarrow - n_{0m}^\downarrow) / \tau + (1/e)J_{m-1,m}^\downarrow - (1/e)J_{m,m+1}^\downarrow, \quad (2)$$

где τ — время спиновой релаксации, n_m^\uparrow , n_m^\downarrow — число неравновесных электронов в m -ой ячейке с направлением спина вдоль и противоположно направлению намагниченности

ячейки соответственно, $n_{0m}^{\uparrow}, n_{0m}^{\downarrow}$ — равновесное число электронов с разным направлением спина, $J_{m-1,m}^{\downarrow,\uparrow}, J_{m,m+1}^{\uparrow,\downarrow}$ — парциальные токи электронов из ячейки $m-1$ в ячейку m и из ячейки m в ячейку $m+1$ соответственно. Уравнения (1), (2) необходимо дополнить условием электронейтральности металлических островков (число электронов в металле n_0 в объеме островка сохраняется)

$$n_m^{\uparrow} + n_m^{\downarrow} = n_0 \quad (3)$$

и условием сохранения полного электрического тока J

$$J_{m-1,m}^{\downarrow} + J_{m-1,m}^{\uparrow} = J_{m,m+1}^{\uparrow} + J_{m,m+1}^{\downarrow} = J. \quad (4)$$

Введем величину спиновой поляризации

$$P_m = (n_m^{\uparrow} - n_m^{\downarrow}) / n_0 \quad (5)$$

и величину токовой спиновой поляризации

$$\chi_m = (J_{m,m+1}^{\uparrow} - J_{m,m+1}^{\downarrow}) / J. \quad (6)$$

Вычитая (2) из (1), получим связь между P_m и χ_m, χ_{m-1}

$$dP_m / dt = -2(P_m - P_{0m}) / \tau - J(-\chi_{m-1} + \chi_m) / n_0 e. \quad (7)$$

Для того, чтобы переписать уравнение (7) через измеряемые в эксперименте величины, воспользуемся формулами Ландауэра [5] для парциальных токов

$$J_{m-1,m}^{\uparrow} = G_1(\mu_m^{\uparrow} - \mu_{m-1}^{\uparrow} + eV_{m-1,m}), \quad (8)$$

$$J_{m-1,m}^{\downarrow} = G_2(\mu_m^{\downarrow} - \mu_{m-1}^{\downarrow} + eV_{m-1,m}), \quad (9)$$

$$J_{m,m+1}^{\uparrow} = G_2(\mu_{m+1}^{\uparrow} - \mu_m^{\uparrow} + eV_{m+1,m}), \quad (10)$$

$$J_{m,m+1}^{\downarrow} = G_1(\mu_{m+1}^{\downarrow} - \mu_m^{\downarrow} + eV_{m+1,m}). \quad (11)$$

Здесь $\mu_m^{\uparrow,\downarrow}, \mu_{m-1}^{\uparrow,\downarrow}, \mu_{m+1}^{\uparrow,\downarrow}$ — химические потенциалы электронов в ячейках соответствующего направления спина, $V_{m-1,m}$ и $V_{m+1,m}$ разность потенциалов границах ячейки. Также в формулах (8)–(11) введены два значения кондактанса: когда спин инжектированного электрона противоположен намагнитченности рабочей области — G_1 и когда он сонаправлен намагнитченности рабочей области — G_2 (см. рис.1). Примем также упрощение, что падение напряжение на каждой границе одинаково и равно V/N , где V — напряжение, прикладываемое ко всей ячейке, а N — общее количество ячеек.

Используя уравнения (3)–(6) и (8)–(11), перепишем формулу (7) в виде

$$dP_m / dt = -2(P_m - P_{0m}) / \tau - 2NJ(\mu_{m-1}^{\downarrow} - \mu_m^{\downarrow}) / (Ve^2 n_0). \quad (12)$$

При выводе формулы (12) было учтено равенство $eV(G_1 + G_2) / N = J$. Далее для упрощения примем, что $\Delta\mu = (\mu_{m-1}^{\downarrow} - \mu_m^{\downarrow}) \approx const$. В этом случае решение уравнения (12) имеет вид при начальном условии $P_m(0) = P_{0m}$

$$P_m(t) = \left(\frac{NJ \Delta\mu \tau}{Ve^2 n_0} \right) \text{Exp}(-2t / \tau) + P_{0m} - \frac{NJ \Delta\mu \tau}{Ve^2 n_0}. \quad (13)$$

Первый член в выражении соответствует процессам релаксации спина, третий — спиновой накачке током. Нас интересует стационарный случай, когда время $t \rightarrow \infty$, и процессы релаксации завершились. В этом случае можно получить окончательное выражение для спиновой поляризации, выразив ее через ток J . Согласно выражению (13) получим

$$P_m \approx P_{om} - \frac{N J \Delta\mu \tau}{V e^2 n_0}. \quad (14)$$

Из формулы (14) следует, что поляризация электронов в островке линейно зависит от плотности тока. При инверсной заселенности электронных уровней поляризация становится отрицательной. Максимально возможное ее значение $P_m = -P_{om}$, а величина необходимого тока для его достижения

$$J = 2P_{om} V e^2 n_0 / (\Delta\mu N \tau). \quad (15)$$

В случае туннельного барьера на каждой границе ячейки падение электрического потенциала eV/N много больше, чем скачок хим. потенциала $\Delta\mu$, который в случае терагерцовых переходов порядка обменной энергии (0.1 эВ). При $eV/\Delta\mu N \approx 10$ ток, необходимый для инверсного заселения, примерно равен 10^{-2} А, что при характерных размерах островков: диаметр — несколько десятков нанометров, высота — 10-20 нм, соответствует плотности тока 10^9 А/см², достижимой в эксперименте. Следует отметить, что для возникновения излучения не обязательно достижение инверсной населенности уровней, она нужна для создания лазера. В нашем эксперименте плотности тока были примерно на два порядка ниже данной теоретической оценки, тем не менее пики на соответствующих частотах наблюдались.

Заключение

Рассмотрена модель одномерной цепочки островков из ферромагнитного металла, разделенных туннельным диэлектриком, в условиях протекания в этой цепочке электрического тока. Оценен ток, необходимый для инверсного заселения электронных уровней. Проведены измерения спектров излучения островковых метаматериалов в терагерцовом диапазоне в зависимости от средней плотности тока. Обнаружены пики на частотах 41, 46, 48 и 54 ТГц, интенсивность которых пропорциональна плотности тока, что находится в согласии с разработанной моделью.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФ 19-19-00607.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Walowski and M. Munzenberg // J. Appl. Phys. 2016 V. 120 P. 140901.
2. V. Korenivski et al. // Europhys. Lett. 2013 V. 104 P. 27011.
3. Ю. В. Гуляев et al. // Письма в ЖЭТФ 2011 Т. 93 С. 289.
4. S. Datta "Electronic transport in mesoscopic systems" Cambridge University Press, 1995.
5. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer and S. Pinhas, Phys. Rev. B **31**, 6207(1985)

Дисперсионные характеристики спиновых волн в магнетонном кристалле с метаповерхностью

Лобанов Н.Д., Матвеев О.В., Морозова М.А.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
olymatveev@gmail.com

Метаматериалы представляют собой искусственно созданные материалы, обладающие свойствами, не встречающимися в природе. Под такими свойствами понимаются, например, наличие у материала отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, которые создаются за счет использования периодических структур. Период таких структур намного меньше длины волны, распространяющейся в метаматериале [1]. Планарные (1D или 2D) метаматериалы, называемые метаповерхностями, более просты в изготовлении, для чего могут быть использованы существующие технологии литографии и нанопечати. Исследование влияния метаповерхностей на распространение волн в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) проводилось в работах [2,3], в которых показано появление в спектре спиновых волн полос непропускания. В настоящей работе исследуется влияние метаповерхностей на распространение магнитостатических волн в магнетонном кристалле (МК) - периодической ферромагнитной структуре. В отличие от традиционных метаматериалов, период МК сопоставим с длиной спиновой волны, что приводит к образованию в спектре волн в такой структуре полос непропускания, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса [4]. Влиянию метаповерхности, расположенной вблизи МК, на формирование запрещенных зон уделено основное внимание в работе.

МК (МК-1) и метаповерхность (МК-2) представляют собой пленки ЖИГ, выращенные на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), с периодической системой канавок разного периода (рис. 1). Период МК-2 меньше периода МК-1 $L_2 \ll L_1$, таким образом, для длин волн, соответствующих условию брэгговского резонанса МК-1, МК-2 является метаповерхностью. Структура помещена во внешнее магнитное поле, направленное касательно плоскости структуры, таким образом, в структуре будут распространяться поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

Толщину каждого МК $d_{1,2}$ в направлении распространения ПМСВ можно представить в виде периодической функции [5]:

$$d_{1,2} = d_{1,2}^0 \left[1 + \delta d_{1,2} \cos\left(\frac{2\pi}{L_{1,2}} y\right) \right]. \quad (1)$$

где $d_{1,2}^0 = b_{1,2} + (a_{1,2} - b_{1,2})c_{1,2} / L_{1,2}$ - эффективная толщина МК-1 и МК-2, $\delta d_{1,2} = 2(a_{1,2} - b_{1,2}) \sin(\pi c_{1,2} / L_{1,2}) / \pi d_{1,2}^0$ - параметры, зависящие только от геометрических размеров структуры.

Уравнение движения вектора намагниченности [6] в этом случае представляют собой уравнения с периодически изменяющимися коэффициентами. Для решения таких уравнений используется подход, основанный на методе связанных волн, который заключается в том, что волны, распространяющиеся в прямом и отраженном направлениях в периодической системе, рассматриваются независимо, а периодическая структура обеспечивает их связь. Решение волновых уравнений в каждом МК можно представить в виде суммы пространственных гармоник прямой $A_{1,2}$ и отраженной $B_{1,2}$ волн в следующем виде:

$$m_{1,2}(y,t) = A_{1,2}(y,t)e^{j(\omega t - k^0 y)} + B_{1,2}(y,t)e^{j(\omega t + k_{1,2}^{-1} y)}. \quad (2)$$

где $k_{1,2}^{-1} = 2k_{1,2}^B - k^0$, $k_{1,2}^B = 2\pi / L_{1,2} = 2\pi / \lambda_{1,2}^B$, где $k_{1,2}^B$ и $\lambda_{1,2}^B$ – брэгговские постоянные распространения и длины волн, соответственно; $\omega_{1,2}^B = k_{1,2}^B V_{ph}$ – брэгговские частоты, V_{ph} – средняя фазовая скорость ПМСВ в структуре.

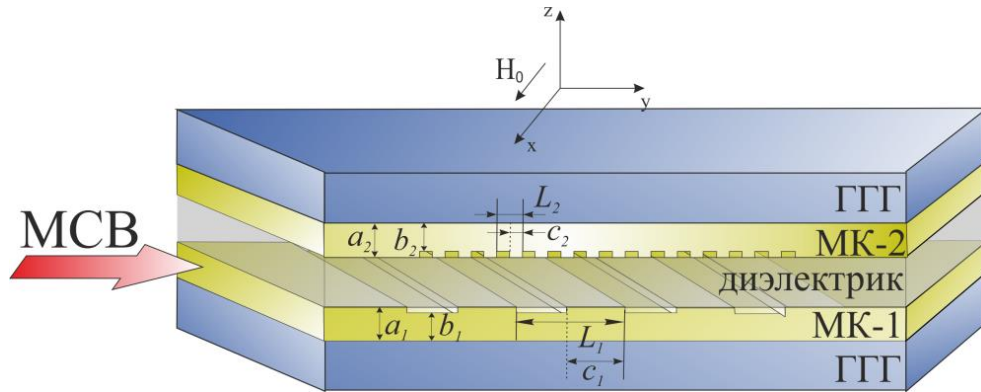


Рис. 1. Схема исследуемой структуры

Особенностью рассматриваемой связанной структуры, по сравнению с одиночным МК, является распространение на одной частоте двух волн в каждом ферромагнитном слое – симметричной и антисимметричной ПМСВ [5], различие между фазовыми скоростями которых определяется электродинамическим параметром связи. Используя волновые уравнения для движения вектора намагниченности для двух связанных однородных пленок [6], с учетом (1) и (2) получено дисперсионное уравнение для рассматриваемой структуры.

В отличие от структуры, состоящей из двух МК с одинаковыми периодами [5], в работе показано, что в случае разных периодов МК появляется дополнительный параметр связи, определяемый разницей периодов МК. Показано, что в такой структуре изменяется положение в спектре брэгговской запрещенной зоны МК-1, а также появляются дополнительные запрещенные зоны в полосе первого брэгговского резонанса.

Таким образом, показано, что использование метаповерхностей расширяет функциональные возможности устройств на базе магнетонных кристаллов, которые могут использоваться в СВЧ-электронике в качестве перестраиваемых СВЧ-фильтров, фазовращателей, линий задержки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-79-20121).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Гуляев, А.Н. Лагарьков, С.А. Никитов // Вестн. РАН. 2008. Т. 78. С. 438.
2. S. Vysotskii et al. // Acta Physica Polonica. 2018. V. 133. P. 508.
3. S.L. Vysotskii et al. // IEEE Magn. Lett. 2017. V. 8. P. 3706104.
4. С.А. Никитов и др. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1099.
5. М.А. Морозова et al. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 223901.
6. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский “Магнитостатические волны в электронике СВЧ” Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993.

Равновесное распределение намагниченности и процессы перемагничивания в магнитоупругих наноструктурах

М.В. Логунов¹, С.А. Никитов^{1,2}, А.Г. Темирязов³, М.П. Темирязева³, S. Giordano⁴, N. Tiercelin⁴, P. Pernod⁴

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Московский физико-технический институт (Государственный университет)

³Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

⁴Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology, CNRS, Centrale Lille
logunov@cplire.com

Работы в области исследования материалов и процессов в магнитных наноструктурах с управляемыми магнитоупругими свойствами активизировались в последние годы в связи перспективами создания устройств хранения и обработки информации с рекордно низкими затратами энергии [1-4]. При этом для переключения состояния элементов используются упругие напряжения, индуцируемые слоем пьезоэлектрика. Недавно теоретически продемонстрирована возможность манипулирования доменными границами в нанополосках с магнитоупругими свойствами с помощью однородных механических напряжений [5]. Интерес к исследованию движения доменов в значительной степени обусловлен разработкой устройств спинтроники с нанометровыми размерами элементов. Доменные границы рассматриваются как ключевые элементы устройств обработки информации, включая устройства энергонезависимой памяти. Такая память потенциально обеспечит значительно большую плотность записи, чем современные жёсткие диски, что совместно с высокой скоростью чтения/записи позволяет рассматривать её как возможную универсальную память. Управление положением или скоростью доменной границы в нанополосках определенной формы на пьезоэлектрических подложках возможно при нарушении симметрии магнитных состояний в одномерных ферромагнетиках. Такой подход дает необычные конфигурации доменных границ [5] и скорости доменных границ того же порядка величины, как и при воздействии магнитными полями или спин-поляризованными токами, а потребление энергии значительно уменьшается.

В данной работе проведено экспериментальное изучение равновесного распределения намагниченности и процессов перемагничивания магнитоупругих наноструктур в виде полосок постоянной или переменной ширины (рис. 1).

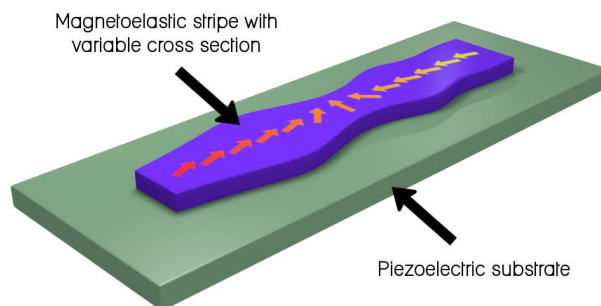


Рис. 1. Модель доменной структуры в магнитоупругой нанополоске переменной ширины.

Многослойные магнитные пленки состава TbCo₂/FeCo получены магнетронным распылением на пьезоэлектрических подложках PMN-PT с помощью установки Leybold Z550. Синтез пленок проведен в присутствии магнитного поля для формирования нужного

направления оси легкого намагничивания в плоскости многослойной пленки. Затем для экспериментального изучения распределения намагниченности, процессов перемагничивания, формирования и движения доменных границ с помощью литографии в пленках сформированы микро- и наноструктуры различной формы.

На рис. 2 приведены данные, полученные методом магнитно-силовой микроскопии, для нанополоски переменной ширины. Ширина полоски в средней части ~ 400 нм. При приложении перпендикулярно оси легкого намагничивания магнитного поля H , значительно превышающего коэрцитивную силу пленки (рис. 2, $H = \pm 680$ Э), вектор намагниченности в наноструктуре ориентируется вдоль приложенного магнитного поля. В меньших магнитных полях, в зависимости от предыстории процесса намагничивания/размагничивания наноструктуры, возможны два варианта формирования равновесной магнитной структуры – с несимметричным (рис. 2, $H = 140$ Э) или симметричным (рис. 2, $H = 40$ Э) направлением векторов намагниченности на краях нанополоски. Второй вариант близок к предложенной в [5] модели доменной структуры в магнитоупругой нанополоске переменной ширины (рис. 1).

Нарушение симметрии устойчивых состояний намагниченности в нанополоске может быть реализовано с помощью статического магнитного поля, приложенного перпендикулярно легкой оси ферромагнетика. Последующий наклон состояний допускает их манипуляцию посредством однородных механических воздействий, индуцированных приложением электрического поля к пьезоэлектрической подложке.

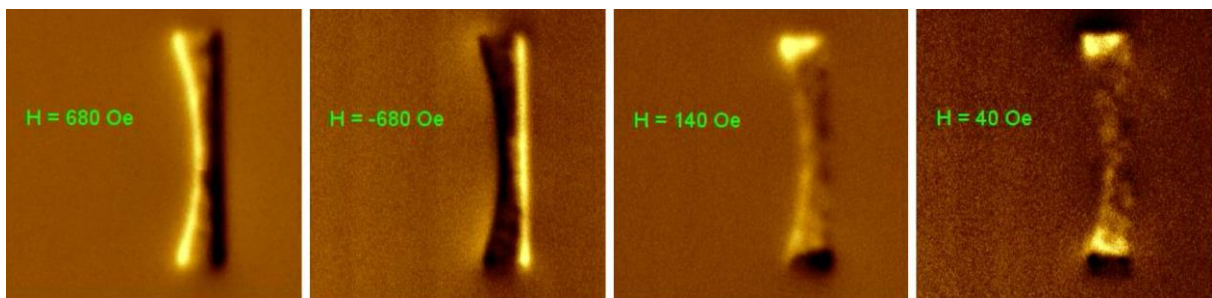


Рис. 2. Магнитная наноструктура в виде полоски переменной ширины в присутствии внешнего магнитного поля, направленного в плоскости пленки перпендикулярно длинной стороне структуры (магнитно-силовая микроскопия).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 18-52-16006, 18-29-27020) и РНФ (проект 19-19-00607).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Tiercelin et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 192507.
2. А.И. Морозов // ФТТ. 2014. V. 56. P. 833-840.
3. А.К. Biswas et al. // Nanotechnology. 2015. V. 26. P. 285201.
4. С. Si, Z. Suna, F. Liu // Nanoscale. 2016. V. 8. P. 3207-3217.
5. T. Mathurin et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 140405(R).

Влияние эффектов самовоздействия на распространение магнитоэлектрических волн в структурах на основе ферритовых магнетических кристаллов

Е.С. Павлов¹, С.Л. Высоккий², А.В. Кожевников¹, Г.М. Дудко¹, Ю.А. Филимонов^{1,2,3},
А.И. Стогний⁴, R. Marcelli⁵, С.А. Никитов^{2,6}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019 г. Саратов, Россия

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия

⁴ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Минск, Беларусь

⁵Institute for Microelectronics and Microsystems CNR-IMM, 00133 Rome, Italy

⁶ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, 125009

vysotsl@gmail.com

Нелинейные спиновые волны (СВ) в магнитных пленках активно исследуются в связи с перспективой построения устройств обработки информации на их основе [1-6]. Особый интерес вызывают магнетические кристаллы (МК) [2,6] - периодические магнитные структуры, где в спектре СВ формируются запрещенные зоны на частотах брэгговских резонансов (БР) f_B , когда оказывается выполненным условие

$$\mathbf{k}(f_B)^+ - \mathbf{k}(f_B)^- = n\mathbf{K} \quad (1)$$

где \mathbf{k}^+ и \mathbf{k}^- - соответственно, волновые вектора падающей и отраженной волн, $\mathbf{K} = \vec{e}_1 \cdot 2\pi/\Lambda$ - вектор обратной решетки, Λ — период структуры, \vec{e}_1 - единичный вектор вдоль оси решетки, $n = \pm 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. При этом в окрестности частот f_B в дисперсионной зависимости СВ $f = f(q, |\varphi|^2)$ (где φ - безразмерная комплексная амплитуда СВ) могут появиться участки, на которых выполняется критерий Лайтхилла на модуляционную неустойчивость [7]

$$\gamma \cdot \beta < 0, \quad (2)$$

где $\gamma = 2\pi\partial f/\partial|\varphi|^2$ - коэффициент нелинейности, $\beta = 2\pi\partial f/\partial k^2$ - коэффициент дисперсионного расплывания. Было показано [7-10], что эффекты самовоздействия СВ при распространении в МК на частотах, отвечающих выполнению критерия (2), могут приводить к образованию модуляционной неустойчивости и образованию солитонов СВ. С другой стороны известно, что в магнитных пленках дисперсия СВ выбором направления намагничивания [11-14] или металлизацией [15-17] может обеспечивать выполнение критерия (2) в отсутствие пространственной периодичности. Представляет интерес исследовать развитие эффектов самовоздействия СВ в МК в условиях, когда брэгговские резонансы формируются на участках дисперсионной зависимости $f = f(q, |\varphi|^2)$, где выполнен критерий (2). Цель данной работы - исследовать данную проблему для случая распространения импульсов поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в структуре магнетический кристалл-диэлектрик-металл (МК-Д-М).

Структуры магнетический кристалл-диэлектрик-металл (МК-Д-М) изготавливались на основе пленки ЖИГ, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната кристаллографической ориентации (111). Пленка имела толщину $d \approx 7,7$ мкм и характеризовалась намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750$ Гс и шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H \approx 0,4$ Э, которые типичны для

эпитаксиальных структур ЖИГ/ГГГ(111) [1,2]. С помощью ионно-лучевого травления [18] на поверхности пленки получались поверхностные периодические решетки из канавок глубиной $h \approx 1$ мкм и периодом $\Lambda \approx 8 \div 170$ мкм. Структуры размещались в макете микрополосковой линии задержки (см. рис. 1,) на входном 3 и выходном 4 преобразователях шириной $w \approx 40$ мкм, длиной 4 мкм, разнесенными на расстояние 6-8 мм. На часть поверхности МК в области между антеннами (протяженностью 5.5-7.5 мм) накладывалась прокладка 8 из слюды толщиной $t \approx 150 \div 60$ мкм, на которой размещался металлический экран 7.

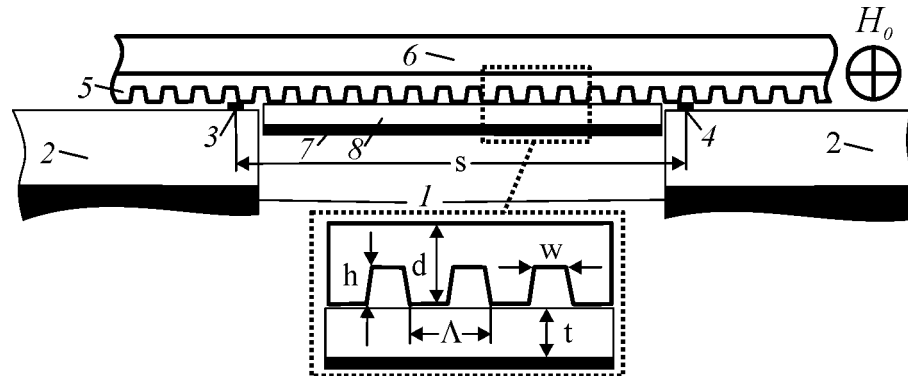


Рис. 1. Конструкция макета: 1 – корпус макета, 2 – поликорковые платы с антеннами, 3, 4 – микрополосковые антенны, 5- пленка ЖИГ, 6 – подложка из гадолиний-галлиевого граната, 7 – металлическая пластина, 8 – диэлектрическая прокладка из слюды.

Эксперименты по исследованию эффектов самовоздействия на распространение импульсов ПМСВ проводились в интервале полей $H \approx 740-1000$ Э, когда параметрические процессы первого порядка (трехмагнотные) для ПМСВ запрещены законами сохранения [19].

На рисунке 2а приведены результаты измерений коэффициентов передачи $S_{21}(f)$ и дисперсии $q(f)$ для структуры на основе МК с $\Lambda \approx 50$ мкм, $h \approx 4$ мкм и $t \approx 120$ мкм. Участок аномальной дисперсии, вызванный металлизацией структуры ΔF , перекрывается с частотной областью брэгговской щели непропускания ΔF_w .

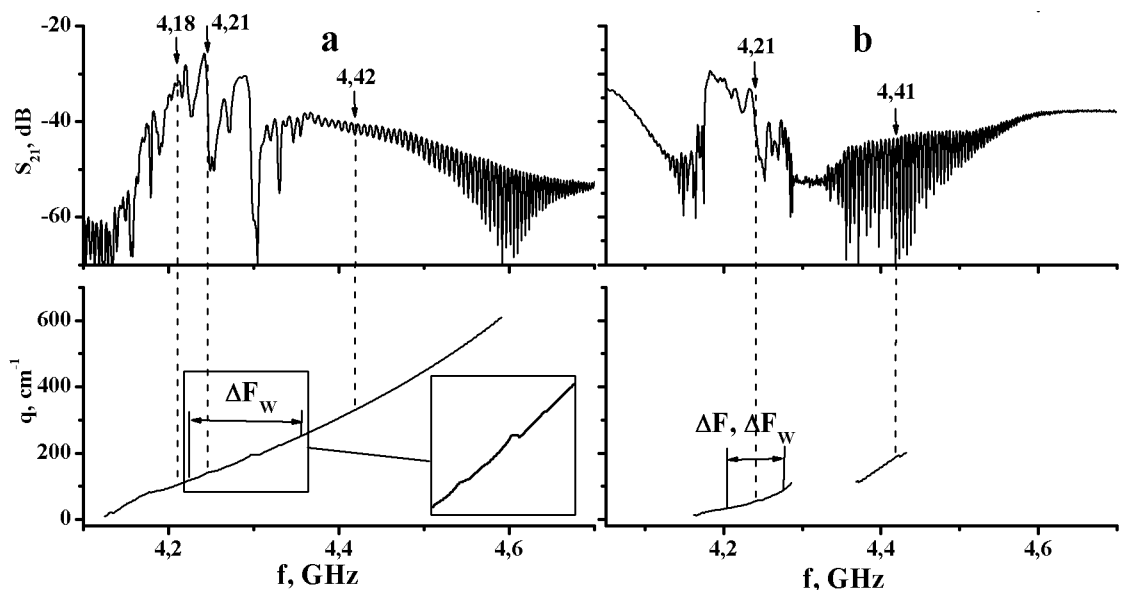


Рисунок 2. Коэффициенты передачи S_{21} и дисперсия ПМСВ для структур МК($\Lambda \approx 50$ мкм)-Д-М, МК($\Lambda \approx 8$ мкм)-Д-М (а, б, соответственно). Стрелки с числами у кривых указывают положение частот, для которых ниже приведены результаты импульсных измерений.

На рисунке 2b приведены результаты измерений $S_{21}(f)$ и $q(f)$ в металлизированном субволновом МК при $t \approx 120$ мкм. В интервале частот $\Delta F_w \approx 4.18 \div 4.3$ ГГц в АЧХ присутствуют узкополосные осцилляции, которым отвечают аномальные участки дисперсии. Такие резонансные особенности типа резонансов Фано в спектрах передачи и законе дисперсии ПМСВ в субволновых МК кристаллах наблюдались ранее и связывались с возбуждением обменных волн в МК [20].

На рис. 3 приведены осциллограммы импульсов, прошедших через структуры МК-Д-М с периодом $\Lambda \approx 50$ мкм при длительности входного импульса $\tau_{in} \approx 40$ ns. Видно, что при частотах заполнения импульса $f = 4.16$ ГГц и $f \approx 4.4$ ГГц, находящихся вне частотного интервала ΔF , с ростом мощности наблюдается уширение импульса. На частоте $f \approx 4.32$ ГГц увеличение мощности на входе приводит к сжатию импульса до $\tau \approx 14$ ns при максимальном уровне падающей мощности $P \approx 400$ мВт.

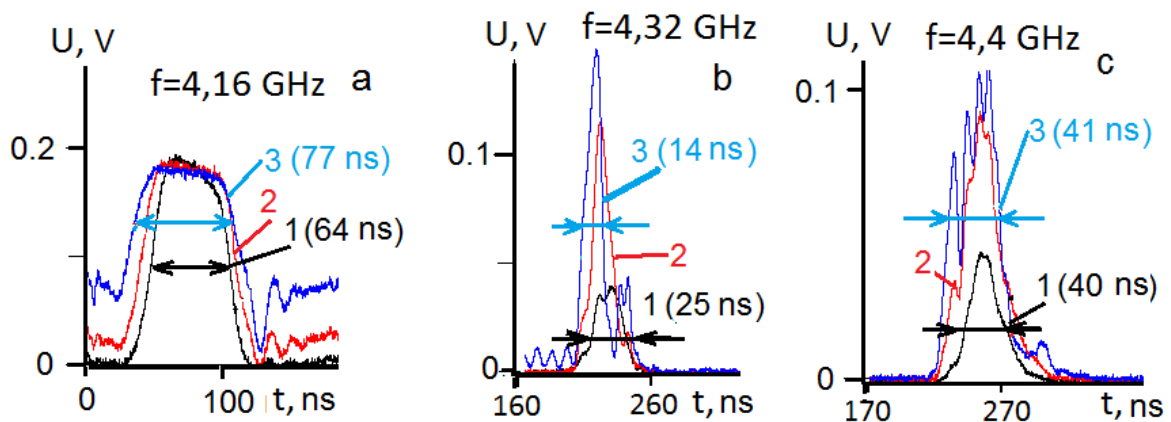


Рис. 3. Форма импульса, прошедшего через структуру МК ($\Lambda \approx 50$ мкм)-Д-М при частоте заполнения 4.16 ГГц, 4.32 ГГц и 4.4 ГГц (а, б и с, соответственно) при уровнях входной мощности 120 мВт, 300 мВт и 470 мВт (обозначены цифрами 1, 2 и 3, соответственно). Для кривых 1 и 3 указана ширина импульсов по уровню 0,5 от максимального уровня.

В случае, когда частотные области брэгговских щелей перекрываются с участком аномальной дисперсии, обусловленным металлизацией структуры, нам не удалось наблюдать обужение импульса независимо от выбора частоты его заполнения.

В структуре субволновой МК-Д-М, в дисперсионной зависимости вследствие влияния металла возникает аномальный участок ΔF шириной $\Delta F \approx 90$ МГц.

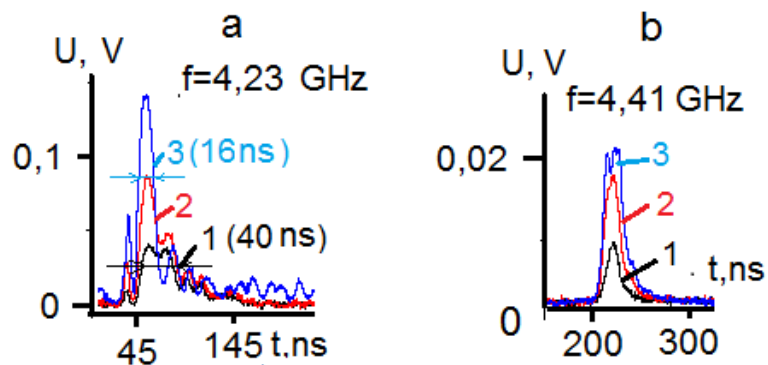


Рис. 4. Форма импульса, прошедшего через структуру субволновой МК ($\Lambda \approx 8$ мкм)-Д-М при частоте заполнения 4.23 ГГц и 4.41 ГГц (а и б, соответственно) при уровнях входной мощности 120 мВт, 300 мВт и 470 мВт (обозначены цифрами 1, 2 и 3, соответственно). Для кривых 1 и 3 указана ширина импульсов по уровню 0,5 от максимального уровня.

При этом интервалы частот ΔF и ΔF_w перекрываются. Для частоты 4.23 ГГц, находящейся в пределах полосы ΔF , с ростом мощности на входе наблюдается сжатие выходного импульса до значений $\tau \approx 16$ нс, см. рис. 4а. На частотах вне участка аномальной дисперсии ΔF рост мощности приводит к уширению импульса до значений $\tau \approx 45$ нс, см. рис. 4б. Таким образом, наличие субволновой поверхностной структуры не препятствует развитию эффектов самовоздействия, приводящих к образованию солитоноподобных импульсов на участке аномальной дисперсии в структуре МК-Д-М.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 18-57-00005-Бел, 17-07-01452 и в рамках Госзадания № 0030-2019-0013 «Спинтроника».

ЛИТЕРАТУРА

1. Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear Microwave Signal Processing: Towards a New Range of Devices. Kluwer Acad. Publ., 1996
2. Никитов С.А. и др. // УФН. 2015. Т. 185. С.1099-1128.
3. Sulymenko R., et al. // Low Temp. Phys. 2018. V.44. P 602.
<https://doi.org/10.1063/1.504142644>,
4. Sadovnikov A. V. et al. // Phys. Rev. 2017. В 96. P. 144428. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.144428
5. Chumak A. V., Serga A. A., and Hillebrands B. // Nat. Commun. 2014. V. 5, P.4700.
6. Ustinov A. B. et al. // Appl.Phys. Lett. 2010. V.96. P.142513.
7. Chen M., Slavin A.N., Cottam M.G. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 8687-8671.
8. Устинов А. Б., Дроздовский А. В., Калиникос Б. А. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012 Т. 20. Вып. 5. С. 97-111.
9. Морозова М.А. и др. // ФТТ. 2012. Т.54. Вып.8. С.1478-1486.
10. Morozova M.A., et al. // Acta Physica Polonica Series a. 2012. Vol. 121. P.1173-1176.
11. Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 2. С. 606-615.
12. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 343-347.
13. Chen M. et al. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. № 3. P. 2146.
14. Бордман А.Д., Никитов С.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 6. С. 281-282.
15. Marcelli R. et al.//IEEE Trans. On Magn. 2006. V.42. № 7. P.1785-1801.
16. Галишников А.А. и др.//Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т. 14. № 3. С. 3-33.
17. Mruczkiewicz M. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 174416.
18. Стогний А. И. и др. // ПТЭ. 2008. Т. 2. С. 162-165.
19. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
20. Vysotskii S. et al.// Acta Physica Polonica A. 2018. V.133, №.4. P.508-510.

**Оптическое возбуждение спиновых токов в структурах
[Пермаллой/Материал с большим спин-орбитальным взаимодействием].**

П.В. Пенкина^{1,2}, П.О. Капралов³, М.А. Кожаяев^{2,3}, Дж.Ч.Э. Хуанг⁴, А.К. Звездин^{1,2,3,5}, В.И. Белотелов^{3,6}

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия

³Российский квантовый центр, Россия

⁴Национальный университет Чэн Кунг, Тайвань.

⁵Московский физико-технический институт (Государственный университет), Россия

⁶Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

pvpnina@edu.hse.ru

В данной работе было рассмотрено оптическое возбуждение спиновых токов в структурах, содержащих пермаллой и материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием (рис. 1а).

При освещении образцов, находящихся в переменном магнитном поле, лазерным пучком, промодулированным низкой частотой, возникает градиент температур вдоль оси X (рис.1б). Благодаря спиновому эффекту Зеебека в пермаллое, спиновый ток начинает течь параллельно градиенту температур. А из-за обратного спинового эффекта Холла в слоях из материалов с большим спин-орбитальным взаимодействием (W, Bi₂Se₃, Ta) возникает зарядовый ток \vec{j}_c перпендикулярный спиновому току \vec{j}_s и направлению внешнего магнитного поля \vec{H} [1], определяемый формулой

$$\vec{j}_c = \frac{2e}{h} \theta_{SH} [\vec{j}_s \times \sigma], \quad (1)$$

где θ_{SH} – угол спин Холла, σ – вектор спиновой поляризации.

Также в данном случае наблюдается другой эффект с такой же симметрией – аномальный эффект Нернста [2]. Соответственно возникает электрическое поле также перпендикулярное градиенту температур ∇T и намагниченности \vec{M}

$$\vec{E}_{ANE} = S_{ANE} [\nabla T \times \vec{M}], \quad (2)$$

где S_{ANE} – коэффициент аномального эффекта Нернста.

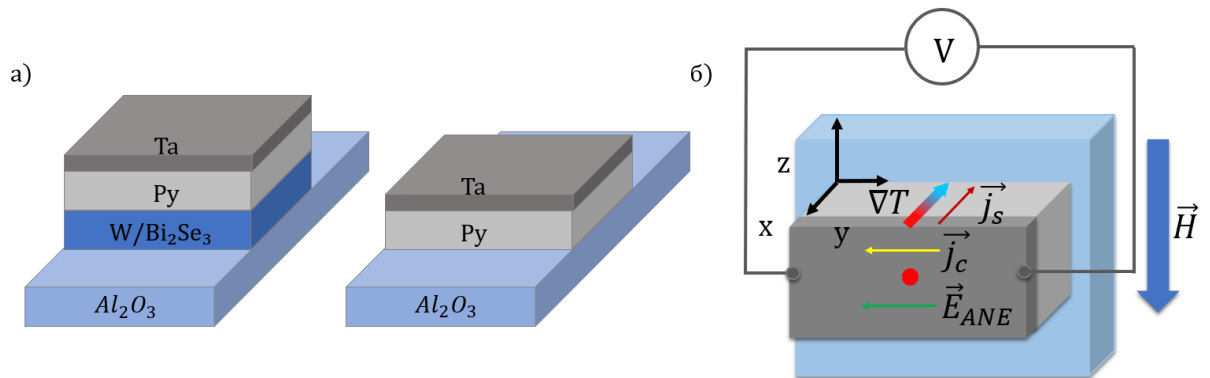


Рис. 1. а) Схематичные изображения образцов, б) принципиальная схема установки для измерения оптически индуцированного напряжения, возникающего благодаря обратному спиновому эффекту Холла и аномальному эффекту Нернста.

Следовательно, измеряемое напряжение V состоит из напряжений, создаваемых обратным спиновым эффектом Холла и аномальным эффектом Нернста.

Для изучения вкладов обратного спинового эффекта Холла и аномального эффекта Нернста в наблюдаемый сигнал мы получили величины индуцированного напряжения для набора образцов с одинаковой толщиной пермаллоя, но содержащих различные материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием – вольфрам, тантал, селенид висмута.

Также были получены зависимости величины оптически индуцированного напряжения от толщины ферромагнитного слоя.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-12-01333.

ЛИТЕРАТУРА

1. Uchida K. et al. //Nature. 2008. V. 455. No 7214. P. 778.
2. Mizuguchi M. //Japanese Journal of Applied Physics. 2018. V. 57. No 9. P. 0902A6.

Влияние топологии на спектр нормальных мод ансамблей спинтронных осцилляторов

А.Р. Сафин^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»

arsafin@gmail.com

В настоящее время ведутся активные исследования по созданию наноразмерных микроволновых генераторов с широкой перестройкой по частоте на основе спинтронники [1]. Предложены две основные конструкции таких спинтронных осцилляторов. Первая представляет собой многослойную структуру, состоящую из ферромагнетиков с закрепленной и свободной намагниченностями, а принцип действия состоит в переносе спинового момента из одного слоя в другой при протекании высокой плотности электрического тока. Вторая состоит из ферромагнитного слоя и слоя тяжелого металла, через который пропускается электрический ток. Мощность таких генераторов варьируется от единиц пиковатт до сотен микроватт. Естественным решением по увеличению мощности таких осцилляторов является сложение мощностей многих таких осцилляторов при их взаимной синхронизации.

Экспериментально наблюдалась синхронизация ансамбля из девяти спинтронных осцилляторов с простейшей линейной топологией. Вместе с тем для задачи построения нейроморфных процессоров, построенных на основе спинтронных осцилляторов, выбор топологии организации ансамбля является важным [2]. В большинстве работ по связанным магнитным наноструктурам исследуются простейшие топологии – линейки, кольца или решетки [1], [4], [5]. Теория синхронизации больших ансамблей автоколебательных систем в настоящее время находится на стадии становления, что связано с задачами исследования мозга и когнитивной деятельности, а также построения эффективных энергосетей [6], [7].

Целью данной работы является исследование вопроса влияния топологии на спектр нормальных мод и синхронизацию ансамблей спинтронных осцилляторов с разной топологией.

Уравнения движения запишем в комплексном Гамильтоновом представлении [8] для комплексной амплитуды спиновой волны (в микроспиновом, однодоменном приближении) j -ого спинтронного осциллятора

$$\frac{dc_j}{dt} = -i \frac{\partial H}{\partial c_j^*} + \Gamma_-(c_j)c_j - \Gamma_+(c_j)c_j, \quad (1)$$

где $\Gamma_{-,+}$ - нелинейная функция отрицательных и положительных потерь j -ого осциллятора, соответственно, а функция Гамильтона H имеет вид

$$H = \sum_{j=1}^N \omega_j c_j c_j^* + \sum_{\substack{k,m=1 \\ k \neq m}}^N \Omega_{km} c_k c_m^* + \sum_{j=1}^N N_j c_j c_j^* + \dots \quad (2)$$

Здесь N - количество осцилляторов в ансамбле, ω_j - парциальные частоты осцилляторов, Ω_{km} - частотная матрица связей (предполагаем локальный механизм связей, например, спиновыми волнами), N_j - коэффициенты неизохронности. Высшие приближения в (2)

учитывать не будем. Для нахождения спектра нормальных частот (мод) $\omega_{norm}(n)$ необходимо диагонализировать Гамильтониан (2).

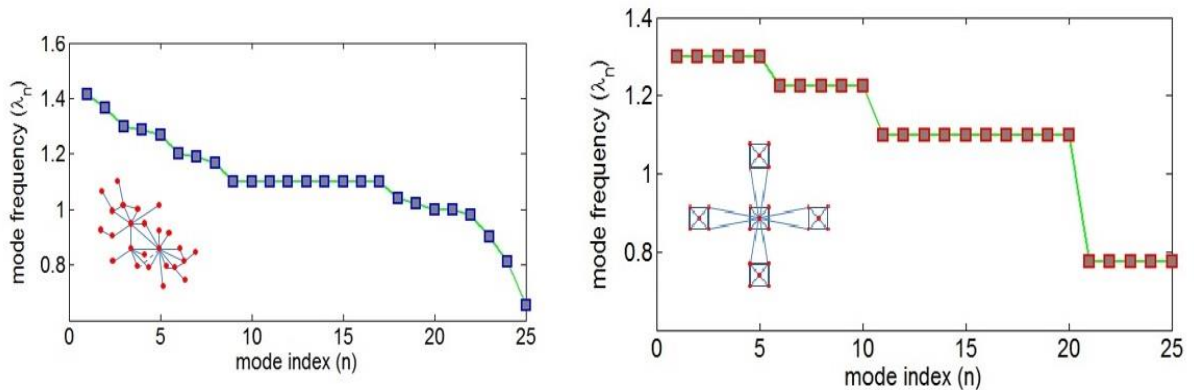


Рис. 1. Спектры нормальных мод случайно (слева) и иерархически (справа) распределенных сетей взаимосвязанных спинтронных осцилляторов.

В результате диагонализации были рассчитаны спектры нормальных мод $\lambda_n = \omega_{norm}(n) / \omega_{max}$ случайно и иерархически распределенных сетей взаимосвязанных спинтронных осцилляторов, представленные на рис.1. Как видно, иерархический ансамбль обладает гораздо большим количеством вырожденных нормальных мод (четыре «полки») по сравнению со случайно организованной сетью, в которой имеется одна широкая ступень вырождения. Поэтому для задачи взаимной синхронизации иерархически организованные ансамбли являются предпочтительными. При малой неидентичности по параметрам осцилляторов моды перестают быть вырожденными, располагаясь вблизи друг друга на частотной оси. С учетом нелинейных свойств системы могут происходить перескоки между модами, поэтому степень неидентичности необходимо ослаблять, например, увеличивая ток через систему или используя внешние корректирующие цепи.

Интересной представляется обратная задача – по спектру нормальных мод восстановить топологию ансамбля. Очевидно, что данная задача не имеет единственного решения.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания РФ № 8.8109.2017/БЧ, грантов РФФИ № 18-29-27018, 18-37-20048, 19-29-03015, гранта Президента для молодых кандидатов наук № МК-283.2019.8.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Chen et al. // Proc. of the IEEE. 2016. V. 104. No. 10. P. 1919-1945.
2. A. Awad et al. // Nat. Phys. 2017. V. 13. P. 292-299.
3. J. Torrejon et al. // Nature. 2017. V. 547. P. 428-431.
4. Osokin S.A. et al. // Journ. Of Magn. and Magn. Mat. 2018. Vol. 465. P. 519-523.
5. Safin A.R. et al. // Eur Phys. J. Appl. Phys. 2014. Vol. 67. P. 20601.
6. A. Arenas et al. // Physics Reports. 2008. V. 469. P. 93-153.
7. Dorfler F., Bullo F. // Automatica. 2014. Vol. 50. P. 1539-1564.
8. A. Slavin, V. Tiberkevich // IEEE Trans. on Magn. 2008. V. 44. No. 7. P. 1916-1927.

Особенности распространения магнитостатических волн, возбуждаемых вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии

Н.Е. Хохлов^{1,*}, П.И. Геревенков¹, Я.А. Филатов^{1,2}, Л.А. Шелухин¹, А.В. Щербаков^{1,3}, A.W. Rushforth⁴, А.М. Калашникова¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

³Technical University Dortmund, Dortmund, Germany

⁴The University of Nottingham, Nottingham, UK

[*n.e.khokhlov@mail.ioffe.ru](mailto:n.e.khokhlov@mail.ioffe.ru)

Современные цифровые технологии требуют разработки новых устройств обработки информации, сочетающих в себе быстродействие, компактность и низкое потребление энергии. Одним из перспективных подходов к выполнению этих требований является использование спинового транспорта для передачи информации и спин-волновой логики для ее обработки [1]. В свете этого генерация спиновых возбуждений под действием фемтосекундных лазерных импульсов является одним из наиболее актуальных направлений современного магнетизма [2-5]. Однако, в настоящее время спектр материалов, в которых продемонстрировано лазерно-индуцированное возбуждение спиновых волн (СВ), ограничен рядом модельных сред, таких как ферриты-гранаты, пермаллой, CoFeB, сплавы Гейслера [2-5]. В качестве возбуждающих механизмов на данный момент продемонстрированы обратные магнитооптические эффекты, сверхбыстрое размагничивание и когерентная передача энергии от фононов магнонам.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования оптического возбуждения СВ в тонких пленках ферромагнитного сплава галфенола с выраженной магнитной анизотропией в плоскости. При этом механизмом возбуждения является сверхбыстрое изменение магнитокристаллической анизотропии.

Образцами для исследований являлись эпитаксиальные пленки галфенола ($\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$) толщинами 5-20 нм, выращенные на подложке GaAs. Пленки имеют сильную кубическую и дополнительную одноосную анизотропию в плоскости [6,7].

Эксперименты проводились по схеме двуцветной оптической накачки-зондирования с фемтосекундным временным и субмикронным пространственным разрешением. Импульсы накачки и зондирования длительностью порядка 100 фс фокусировались на образце в пятна диаметром менее 2 мкм. Отраженный в обратном направлении импульс зондирования приходил на систему детектирования, состоящую из балансового детектора и синхронного усилителя, регистрирующего сигнал на частоте модуляции луча накачки. Таким образом, в эксперименте регистрировался поворот плоскости поляризации θ_K импульсов зондирования за счет полярного эффекта Керра. Время задержки t и расстояние на поверхности образца между импульсами варьировались с помощью прецизионных линейных трансляторов. Постоянное внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = 100$ мТл было направлено в плоскости пленки. Азимутальный угол φ между направлением поля и легкой осью анизотропии варьировался.

При пространственном перекрытии пятен импульсов накачки и зондирования сигнал $\theta_K(t)$ имеет форму затухающих осцилляций (рис. 1 (а), нижний график). При детектировании вне пятна накачки огибающая осцилляций $\theta_K(t)$ имеет форму волнового пакета с изменяющимся положением центра в пространстве и времени (рис.1 (а)), что свидетельствует о распространении магнитостатических волн в пленке галфенола. Однако, такое распространение наблюдалось только при сканировании перпендикулярно направлению \mathbf{H} , т.е. для поверхностных магнитостатических волн. При сканировании

параллельно \mathbf{H} , что соответствует конфигурации обратных объемных магнитостатических волн, четко выделенных волновых пакетов не наблюдалось.

Азимутальные зависимости частоты и амплитуды прецессии $\theta_K(t)$ при перекрытии пятен имеют ярко выраженную анизотропию при изменении угла φ (рис. 1(б)). Экспериментальные зависимости хорошо описываются теоретически на основе подхода Смита-Сула [8] в предположении, что возбуждающим механизмом является сверхбыстрое тепловое изменение параметров магнитокристаллической анизотропии. Также в пользу этого механизма возбуждения свидетельствует независимость параметров возбуждаемой прецессии от поляризации импульса накачки.

Вне пятна накачки поверхностные СВ распространяются с затуханием по экспоненциальному закону $A_{sw}(\Delta y) \sim \exp(-\Delta y/L)$, где Δy – расстояние от центра пятна накачки перпендикулярно \mathbf{H} , A_{sw} – амплитуда пакета СВ, L – длина распространения СВ. В эксперименте наибольшие значения L наблюдались для направлений распространения СВ вдоль осей трудного намагничивания образца ($\varphi = \pm 45^\circ$ на рис. 1(в)). При этом величина L достигает 3,4 мкм, что равно аналогичному значению для 20-нм пленки пермаллоя – модельного материала магноники [1].

Таким образом, галфенол расширяет ограниченный круг материалов, перспективных для применения в устройствах магноники [1]. Также важно отметить, что продемонстрированный в работе механизм сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии может быть реализован в материалах с различной электронной структурой [9]. Это снимает ряд ограничений, накладываемых на свойства материалов и геометрию эксперимента [2-5], которые существуют при оптическом возбуждении СВ вследствие других механизмов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00824 А).

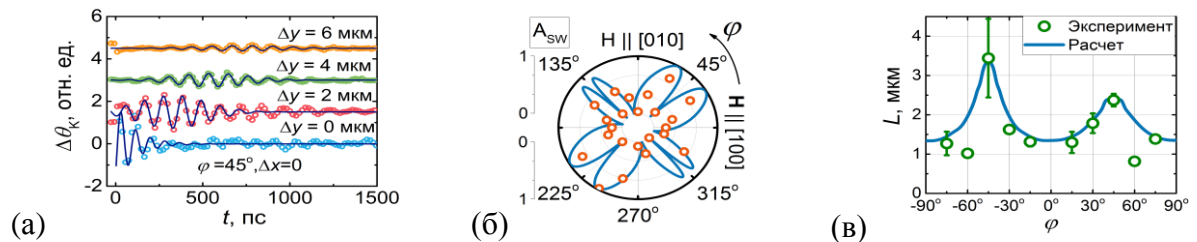


Рис. 1. (а) Временные сигналы $\theta_K(t)$ для разных расстояний между центрами пятен пампа и проба Δy . (б) Азимутальная зависимость амплитуды прецессии $\theta_K(t)$ при перекрытии пятен. (в) Азимутальная зависимость длины распространения СВ. На всех рисунках: круги – экспериментальные данные, сплошные линии – результаты теоретического расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Journal of Physics D, V. 50, 244001 (2017)
2. T. Satoh *et al.* // Nature Photonics, V.6, 662 (2012)
3. I. Chernov *et al.* // Optics letters, 42, 279 (2017)
4. A.Kamimaki, *et al.*//Phys Rev B,96,014438 (2017)
5. S.-J.Yun *et al.*//Appl Phys. Expr. 8, 063009 (2015)
6. V.N. Kats *et al.* // Phys Rev B, 93, 214422 (2016)
7. N.E. Khokhlov *et al.* // arXiv:1904.05171 (2019)
8. Iihama S. et al. // Phys Rev B 89(17) 174416 (2014)
9. L.A. Shelukhin *et al.* // Phys Rev B 97, 014422 (2018)