

# Нелинейный параметрический распад в двухкомпонентных магнитных метаповерхностях ЖИГ/Fe

А.С. Бир, А.В. Жабова, Д.В. Романенко, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

**Аннотация:** в работе приводятся результаты экспериментального исследования двухкомпонентных магнитных метаповерхностей при повышенных уровнях мощности входного сигнала. Метаповерхности выполнены на основе диэлектрической ферритовой пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), на поверхности которой сформированы либо одномерные, либо двумерные периодические структуры из пленки ферромагнитного металла – железа (Fe). Исследования таких структур проводятся как радиофизическими методами, так и методами Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Показано, что в полосе поверхностной магнитостатической спиновой волны, бегущей в пленке ЖИГ, формируются полосы непропускания, не подчиняющиеся условию Брэгга. Они обусловлены резонансными свойствами бислоя ЖИГ/Fe. В указанных полосах непропускания при определенной амплитуде стоячей спиновой волны наблюдается параметрическое возбуждение волн на частотах, находящихся ниже «дна» спиновых волн. На основе модели продольно намагниченной бигиротропной среды, разработанной для ферромагнитных металлов, делается вывод о параметрическом возбуждении магнитозвуковых волн, дисперсионные ветви которых находятся ниже «дна» спиновых волн.

**Ключевые слова:** метаматериалы, спиновые волны, магнитозвуковые волны, бигиротропная среда

## 1. Введение

В последнее время в магنونике большой интерес вызывают исследования, связанные с управлением спин-волновым транспортом в двухкомпонентных (ДК) периодических магнитных структурах, у которых период  $T$  гораздо меньше длины волны  $\lambda$  ( $T \ll \lambda$ ) [1, 2]. Такие искусственно созданные магнитные структуры получили название магнитных метаповерхностей [1]. Это планарные реализации трехмерных метаматериалов, которые более просты в изготовлении, чем их объемные аналоги. К магнитным метаповерхностям сейчас относят и магنونные кристаллы, период которых сравним с длиной волны ( $T \sim \lambda$ ) [3]. Их частотно-избирательные свойства представляют интерес для создания различных фильтрующих устройств, а их реконфигурируемые свойства находят применение в логических схемах [4].

ДК магнитные метаповерхности состоят из двух магнетиков, один из которых может использоваться в качестве магнитной матрицы, на поверхности которой формируется периодическая структура из другого магнитного материала. Эксперименты проводились с ДК магнитными метаповерхностями, у которых матрица была выполнена из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) как микронной [2], так и нанометровой [1] толщины. Так, в [2] на поверхности ЖИГ-матрицы были сформированы 1D и 2D периодические структуры, состоящие из субволновых элементов прямоугольной/квадратной формы микронных размеров. Указанные элементы были выполнены из металлической ферромагнитной пленки пермаллоя (Pμ). Было продемонстрировано управление полосой непропускания, находящейся в спектре бегущей поверхностной магнитостатической спиновой волны (ПМСВ), при изменении ориентации внешнего постоянного магнитного поля относительно направления распространения ПМСВ.

Указанная полоса непропускания не подчинялась условию Брэгга. В [1] на поверхности ЖИГ-матрицы были сформированы 2D периодические структуры, состоящие из дисков субмикронных размеров, выполненных из ферромагнитных металлических пленок  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ , Co и Ru. Появление полосы непропускания здесь было обусловлено динамической связью между резонансом вихревого состояния в ферромагнитных нанодисках и ПМСВ, бегущей в ферритовой матрице.

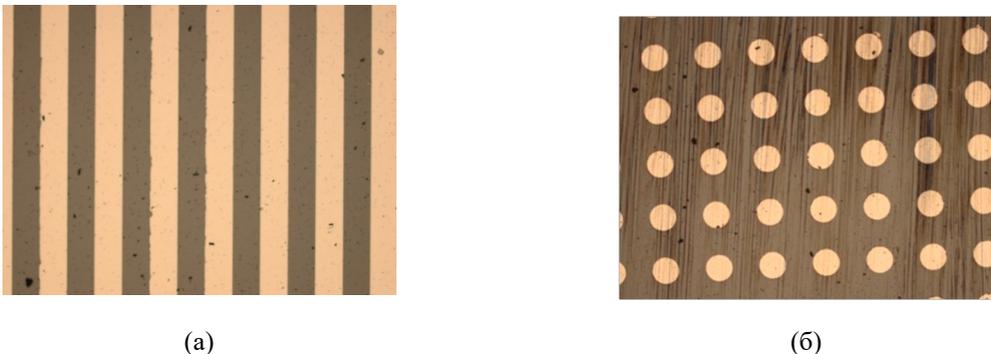
В [5] продемонстрировано формирование полосы непропускания в случае использования одиночной полоски ферромагнитного металла CoFeV или Ru. Полоса непропускания здесь являлась результатом деструктивной интерференции ПМСВ, падающей на бислой ЖИГ/CoFeV (или ЖИГ/Ru), со спиновой волной, циркулирующей внутри самого бислоя, являющегося резонатором Фабри-Перро. Однако, во всех перечисленных выше экспериментальных работах не исследовались нелинейные свойства ДК магнитных метаповерхностей при повышенных уровнях мощности.

В настоящей работе на примере ДК магнитной метаповерхности, выполненной на основе ЖИГ-матрицы микронной толщины с нанесенной на ее поверхность периодической структуры из полосок/дисков железа (Fe), исследуется явление нелинейного параметрического резонанса при повышенных уровнях мощности входного сигнала.

## 2. Линейные характеристики ДК магнитных метаповерхностей ЖИГ/Fe

Эксперименты проводились с ДК магнитными метаповерхностями, выполненными на основе диэлектрической ферритовой матрицы в виде пленки ЖИГ толщиной  $d_1=12$  мкм и намагниченностью насыщения  $4\pi M_{01}=1750$  Гс, на поверхности которой с использованием методов магнетронного напыления, жидкостного травления, оптической литографии и взрывной (*lift-off*) фотолитографии были нанесены либо 1D, либо 2D периодические структуры в виде полосок/дисков Fe толщиной  $d_2=100$  нм и намагниченностью насыщения  $4\pi M_{02}=21740$  Гс. Из пленки ЖИГ был сформирован волновод длиной 15 мм и шириной 4 мм. Периодические структуры характеризовались периодом 960 мкм и шириной/диаметром полосок/дисков 480 мкм. Фрагменты изготовленных ДК магнитных метаповерхностей приведены на рисунке 1.

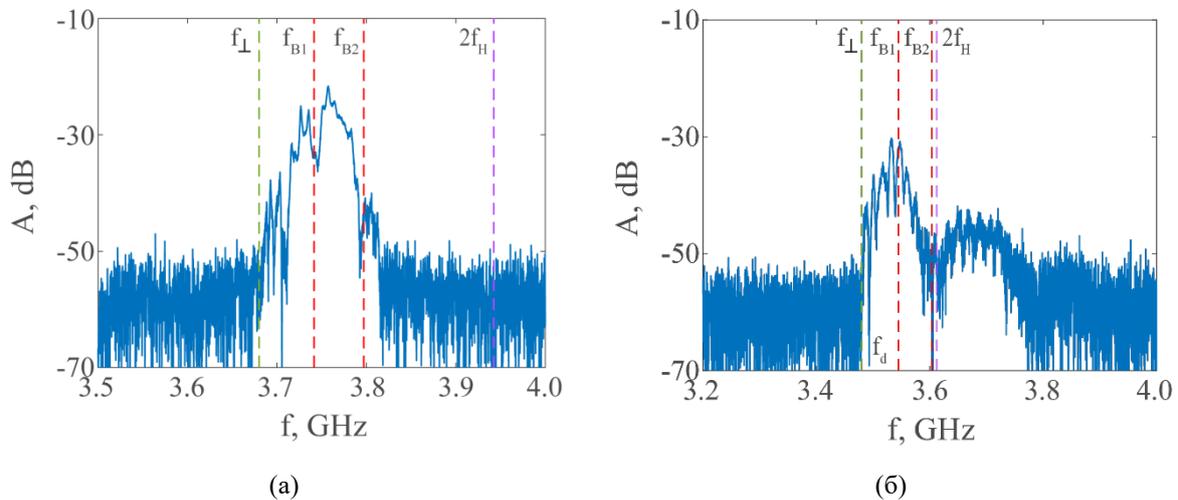
Для возбуждения и приема ПМСВ, распространяющейся в ДК магнитной метаповерхности, использовался макет микрополосковой линии передачи в конфигурации «линия задержки». Микрополосковые проводники имели ширину 30 мкм и были расположены на расстоянии 10 мм друг относительно друга. Между микрополосковыми проводниками располагалась ДК магнитная метаповерхность. Внешнее постоянное магнитное поле  $H_0$  было приложено параллельно микрополосковым проводникам и ортогонально направлению распространения МСВ.



**Рисунок 1.** Фотографии фрагментов 1D (а) и 2D (б) ДК магнитных метаповерхностей ЖИГ/Fe, полученные с оптического микроскопа.

На рисунке 2 приведены измеренные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) изготовленных 1D и 2D ДК магнитных метаповерхностей ЖИГ/Fe. Из пред-

ставленных на рисунке 2а результатов следует, что в случае 1D периодической структуры, на АЧХ спин-волновой линии передачи отчетливо наблюдаются три полосы непропускания. Две из них, более высокочастотные (отмечены на рисунке пунктирными линиями), удовлетворяют условию Брэгга ( $k_{Bn} = n\pi/T$  – брэгговское волновое число, которому соответствует частота  $f_{Bn}$ ,  $n=1, 2, 3\dots$  – номер брэгговского резонанса) для первого и второго брэгговских резонансов. Третья, более низкочастотная полоса непропускания, возникает в результате работы каждой магнитной полоски как резонатора Фабри-Перро [5]. Как следует из результатов, представленных на рисунке 2б, случае 2D периодической структуры, на АЧХ спин-волновой линии передачи количество полос непропускания возрастает. Но и здесь присутствуют полосы непропускания двух типов: одни из которых (отмечены пунктирными линиями) связаны с отражением ПМСВ от периодической структуры, а другие обусловлены резонансными свойствами магнитных микродисков. На обоих рисунках также показана удвоенная частота «дна» спиновых волн (СВ) (удвоенная частота продольного ферромагнитного резонанса (ФМР)), ниже которой трехволновый распад ПМСВ, бегущей в пленке ЖИГ, запрещен при повышенных уровнях мощности сигнала.



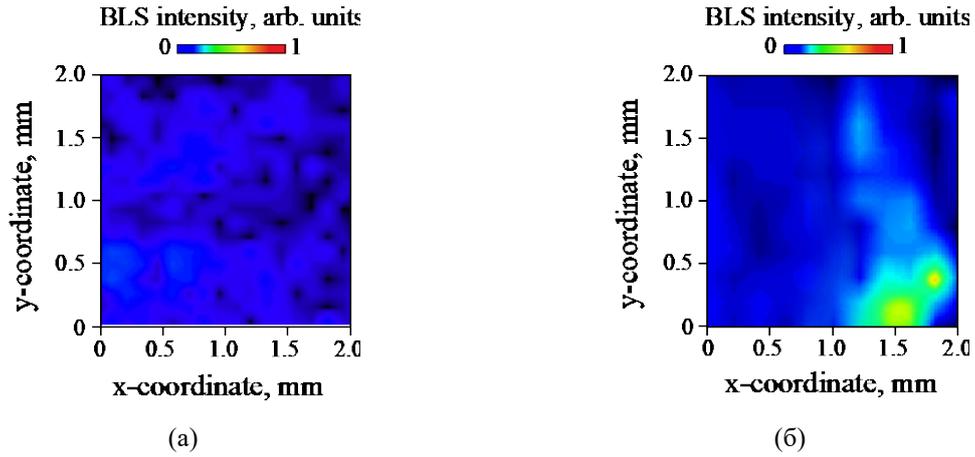
**Рисунок 2.** АЧХ 1D (а) и 2D (б) ДК магнитных метаповерхностей ЖИГ/Fe, измеренные в линейном режиме при  $H_0=704$  Э (а) и  $H_0=645$  Э (б).

### 3. Нелинейные характеристики ДК магнитных метаповерхностей ЖИГ/Fe

Исследование пространственного распределения намагниченности как на частоте ПМСВ, бегущей в ЖИГ-матрице, так и на вдвое меньших частотах (частоты параметрически возбуждаемых волн), проводилось с использованием Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС). Установка МБС состоит из шестипроходного интерферометра Фабри-Перо Scientific Instruments TFP-I и одномодового твердотельного лазера Excelsior-532 Spectra-Physics с длиной волны 532 нм, шириной линии генерации 8 МГц и диаметром сфокусированного пятна 25 мкм. Динамика намагниченности изучалась в геометрии квазиобратного рассеяния света при комнатной температуре. Для предотвращения термического нагрева измеряемого образца, мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла не более 1 мВт в пятне. На макет спин-волновой линии передачи с ДК магнитной метаповерхностью подавался СВЧ-сигнал с мощностью порядка 1 Вт, при которой наблюдалось значительное увеличение уровня потерь на частоте ПМСВ.

Параметрическое возбуждение волн при повышенных уровнях мощности ПМСВ исследовалось как на частотах брэгговских резонансов, так и в полосах непропускания, обусловленных резонансными свойствами самих элементов периодических

структур. Результаты данных исследований для 2D ДК магнитной метаповерхности приведены на рисунке 3. Видно, что, когда частота ПМСВ соответствует частоте брэгговского резонанса, параметрического возбуждения СВ в ЖИГ-матрице на частотах, находящихся ниже частоты «дна» СВ, не наблюдается. Картина меняется, если частота ПМСВ соответствует центральной частоте полосы непропускания, возникновение которой связано с резонансными свойствами ферромагнитного микродиска. В этом случае на половинной частоте, также находящейся ниже «дна» СВ, регистрируется увеличение амплитуды намагниченности. Далее мы покажем, что в последнем случае параметрически возбуждаемые волны являются магнитозвуковыми волнами (МЗВ), которые существуют в ферромагнитных металлах, описываемых моделью продольно намагниченной бигиротропной среды.



**Рисунок 3.** Карты распределения намагниченности, измеренные на 2D ДК магнитной метаповерхности ЖИГ/Fe при  $H_0=645$  Э. На (а) результаты получены на частоте  $f_{B1}/2=1770$  МГц. На (б) - на частоте  $f_{\tilde{a}}/2=1746$  МГц. Мощность сигнала на частотах  $f_{B1}$  и  $f_{\tilde{a}}$  равна 1 Вт.

#### 4. Модель бигиротропной среды для ферромагнитных металлов

Для расчета спектра электромагнитных волн (ЭМВ), существующих в намагниченных ферромагнитных металлах, используется модель бигиротропной среды: ферромагнетик с замагниченной статичной однокомпонентной (электронной) и бесстолкновительной плазмой. Для вывода дисперсионного уравнения для продольно намагниченного бигиротропного слоя в предположении существования в нем неоднородных плоских ЭМВ используются уравнения Максвелла, материальные уравнения и граничные условия в виде идеально проводящих экранов. Данное дисперсионное уравнение имеет следующий вид [6]:

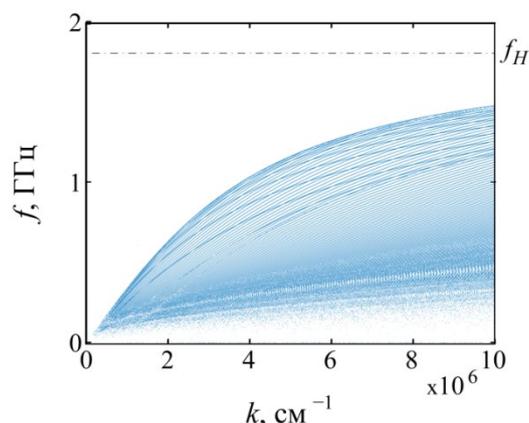
$$a_1 b_2 \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 - a_2 b_1 \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = 0,$$

$$a_1 b_2 \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 - a_2 b_1 \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 = 0,$$

где  $\alpha_1 = k_{y1} d_2 / 2$ ,  $\alpha_2 = k_{y2} d_2 / 2$ ,  $k_{y3} = -k_{y1}$ ,  $k_{y4} = -k_{y2}$ ,  $a_1 = b_1 = 1$ ,  $a_2 = \frac{kk_{y1}(g\mu - \varepsilon\mu_a)}{[k_0^2 \varepsilon \eta (\mu^2 - \mu_a^2) - \mu(k^2 \eta + k_{y1}^2 \varepsilon)]}$ ,  $b_2 = \frac{kk_{y2}(g\mu - \varepsilon\mu_a)}{[k_0^2 \varepsilon \eta (\mu^2 - \mu_a^2) - \mu(k^2 \eta + k_{y2}^2 \varepsilon)]}$ ,  $k_{y1,2,3,4} = \pm \sqrt{(A \pm \sqrt{B}) / 2\varepsilon\mu}$ ,  $A = k_0^2 [\mu(\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon \eta (\mu^2 - \mu_a^2)] - k^2 (\varepsilon + \mu \eta)$  и  $B = \{k^2 (\varepsilon + \mu \eta) - k_0^2 [\mu(\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon \eta (\mu^2 - \mu_a^2)]\}^2 + 4\varepsilon \mu \eta \{k_0^4 (g\mu - \varepsilon\mu_a)^2 - [k^2 - k_0^2 (\varepsilon \mu - g\mu_a)]^2\}$ ,  $\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ ,  $\varepsilon_f$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$  – плазменная частота электронов,  $\omega_{ce} = |eB_0| / (m_e c)$  – циклотронная частота электронов,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота,  $f$  – линейная частота,  $N$  – концентрация электронов в плазме,

$e/m_e$  – удельный заряд электрона,  $B_0$  – постоянная магнитная индукция. Для ФМ:  $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2]/(\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\mu_a = \omega_M \omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$  – частота ФМ резонанса, которая в случае бигиротропной среды равна циклотронной частоте электронов ( $\omega_H = \omega_{ce}$  – гирочастота),  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $4\pi M_0$  – намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

На рисунке 4 приведены дисперсионные характеристики МЗВ, существующих в супертонкой пленке бигиротропной среды с параметрами пермаллоя. Видно, что данные волны не имеют частотной отсечки, а их предельная частота определяется частотой ФМР при продольном намагничивании. Таким образом, стоячие СВ, которые возбуждаются в ферромагнитных дисках ПМСВ, бегущей в ЖИГ-матрице, способны участвовать в нелинейных трехволновых параметрических процессах распада и возбуждать на вдвое меньших частотах МЗВ, спектр которых находится ниже частоты ФМР при продольном намагничивании, т.е. ниже «дна» СВ.



**Рисунок 4.** Дисперсионная характеристика МЗВ, существующей в супертонкой пленке бигиротропной среды с  $d_2=100$  нм,  $N = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $4\pi M_{02}=21740$  Гс,  $\epsilon_f=16$  и  $H_0=645$  Э.

## 5. Заключение

В заключение отметим, что полученные в работе результаты могут представлять интерес при разработке фильтрующих устройств магноники и магنونной спинтроники.

Исследование выполнено за счет гранта **Российского научного фонда № 19-79-20121**, <https://rscf.ru/project/19-79-20121/>

### Список литературы

1. Yu H., Chen J., Cros V., Bortolotti P., Wang H., Guo C., Brandl F., Heimbach F., Han X., Anane A., Grundle D. Active ferromagnetic metasurface with topologically protected spin texture for spectral filters// *Adv. Funct. Mater.* – 2022. - V. 32. -P. 2203466.
2. Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Новицкий Н.Н., Дудко Г.М., Стогний А.И., Филимонов Ю.А. Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя// *ФТТ.* - 2020. - Т. 62. - № 9. - С. 1494-1498.
3. Zakeri K. Magnonic crystals: Towards terahertz frequencies// *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2020. – Vol. 32. - No 36. – P. 363001.
4. Khitun A., Bao M., Wang K.L. Magnonic logic circuits// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V. 43. – No 26. – P. 264005.
5. Qin H., Holländer R.B., Flajšman L., Hermann F., Dreyer R., Woltersdorf G., Dijken S. Nanoscale magnonic Fabry-Pérot resonator for low-loss spin-wave manipulation// *Nat. Commun.* – 2021. -V. 12. - P. 2293.
6. Микаэлян А.Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. 663 с.