

05,13

Распространение спиновых волн в управляемом деформациями магнетном кристалле с пьезоэлектрическим слоем

© А.А. Грачев, А.В. Садовников

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

E-mail: stig133@gmail.com

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Рассмотрены механизмы распространения спиновых волн в магнетно-кристаллической структуре, представляющей собой магнитный микроволновод с модулируемой шириной и нагруженный пьезоэлектрическим слоем с системой электродов типа „встречные шины“. С помощью численного моделирования на основе метода конечных элементов была проведена оценка трансформации внутреннего магнитного поля в магнетном кристалле при воздействии упругих деформаций. При этом наблюдается сдвиг частотной полосы брэгговского резонанса и глубины режекции спин-волнового сигнала на частоте брэгговского резонанса при приложении электрического потенциала к электродам. Показано, что при изменении полярности электрического поля можно эффективно управлять свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в мультиферроидной структуре.

Ключевые слова: магнетика, стрейнотроника, нерегулярные структуры.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55839.34H

1. Введение

Основная идея магноники [1,2] заключается в использовании спиновых волн (СВ) или магнетонов в качестве носителей информационных сигналов в микро- и наноструктурах [3] на основе магнитоупорядоченных материалов. Использование носителей спинового тока позволит создать электронные устройства следующего поколения [4], со значительным улучшением таких параметров, как скорость передачи и энергопотребление, уменьшив пространственные размеры элементов. Спин-волновые устройства, работающие в диапазоне частот от единиц гигагерц до 10 THz, имеют длину СВ на четыре-пять порядков меньше, чем радиоволны аналогичной частоты, поэтому могут хорошо интегрироваться в современные микро- и наноразмерные электронные устройства [1,5,6]. В настоящее время железо-иттриевый гранат (ЖИГ, YIG) является магнитным материалом с самым низким параметром затухания СВ [7]. Более того, ЖИГ является одним из наиболее перспективных материалов также благодаря возможности создания наноразмерных структур и низкому потреблению энергии при распространении СВ. Это открывает широкие возможности для использования таких структур в создании энергонезависимой памяти [8], магнетных транзисторов [9], магнетной логики [10] и управляемых СВЧ-устройств, основанных на принципах диэлектрической магноники [11].

Важно отметить, что одним из механизмов управления распространением СВ является воздействие упругих деформаций на магнетные структуры [12–15]. Данный

эффект можно наблюдать, когда магнетострикционная пленка (например, ЖИГ) помещается на пьезоэлектрическую подложку — например, цирконат-титанат свинца (ЦТС) [14,16,17]. Деформация пьезоэлектрической подложки, вызванная электрическим полем, передается ферритовой пленке, в которой величина внутреннего магнитного поля в слое ЖИГ модулируется магнетострикцией. В композитных мультиферроидных структурах, состоящих из пленки ЖИГ и слоя пьезоэлектрика, оказывается возможным управлять спектром СВ с помощью изменения как магнитного, так и электрического полей [16,17]. Магнетно-кристаллические структуры являются функционально более гибкими и обладают большими возможностями для управления линейными и нелинейными характеристиками, чем регулярные спиновые волноводы [18–20]. Именно поэтому в настоящее время эффекты спиновой динамики в магнетных кристаллах активно исследуются в связи с возможностью построения на их основе широкого ряда устройств записи, хранения и обработки информации. Гораздо более сложным объектом для изучения являются регулярные волноводы с периодическим изменением ширины из-за неоднородных внутренних статических полей [21–23]. При этом в данных работах рассматривалась возможность управления спектром СВ путем добавления сегнетоэлектрического слоя или расположения проводников с током вдоль краев пленки [21,22].

В настоящей работе с помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирован эффект управления электрическим полем спектрами СВ в магнетном микроволноводе с изменяющейся шириной

с пьезоэлектрическим слоем. На основе метода конечных элементов произведена оценка влияния распределенных упругих деформаций на величину внутреннего магнитного поля в магнетонном кристалле. С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены амплитудно-частотные характеристики мультиферроидной структуры и показано частотное смещение брэгговской запрещенной зоны при изменении величины внешнего электрического поля.

2. Структура и численное исследование

Рассматриваемая структура представлена на рис. 1, *a* — это микроволновод, сформированный из пленки ЖИГ ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) толщиной $10\ \mu\text{m}$ и шириной $1\ \text{mm}$. Пленка ЖИГ выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111)), толщиной $500\ \mu\text{m}$. Намагниченность насыщения слоя ЖИГ $4\pi M_0 = 1750\ \text{G}$. Длина магнитного микроволновода составляет $L = 10\ \text{mm}$. В центральной части на длине $7\ \text{mm}$ ширина волновода модулировалась с помощью прецизионной резки треугольных областей с периодом $d = 250\ \mu\text{m}$ на глубину $200\ \mu\text{m}$. В результате в центре волновода формировался магнетонный кристалл в виде волновода с периодической модуляцией ширины и шириной регулярной части волновода $600\ \mu\text{m}$. На верхней части магнетонного кристалла расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца (ЦТС, $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.3}\text{Ti}_{0.7})\text{O}_3$) с размерами $1000 \times 7000 \times 200\ \mu\text{m}$. На нижней части ЦТС-слоя напылен титановый электрод, толщиной $100\ \text{nm}$, и с помощью метода лазерного скрайбирования сформирована система электродов типа „встречные штыри“, совпадающая с периодом треугольных областей магнетонного кристалла; увеличенная область мультиферроидной структуры показана на вставке к рис. 1, *a*. На верхней части ЦТС слоя напылен электрод из хрома, толщиной $1\ \mu\text{m}$, не оказывающий существенного влияния на распространение СВ в магнетонном кристалле. При экспериментальном исследовании магнетонный кристалл был приклеен к слою ЦТС с помощью двухкомпонентного эпоксидного тензометрического клея ТТ300 компании OMEGA на основе этил-цианоакрилата $\text{C}_6\text{H}_7\text{NO}_2$.

Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой линии передачи с микроволновыми преобразователем, шириной $30\ \mu\text{m}$ и длиной $2\ \text{mm}$. Выходной преобразователь находился на расстоянии $9\ \text{mm}$ от входного преобразователя. Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 730\ \text{Oe}$, направленное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ).

На первом этапе необходимо количественно оценить величину упругих деформаций в пьезоэлектрическом

слое при приложении к нему положительного или отрицательного напряжения к периодической системе электродов. Для этого была разработана численная модель на основе метода конечных элементов [24,25]. Сначала был выполнен расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в магнетонном кристалле. Затем полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в микромагнитном моделировании [26].

На рис. 1, *c* представлено распределение компоненты S_{xx} механических напряжений в случае приложения положительного напряжения на электроды. Распределение электростатического потенциала для данного случая показано на рис. 1, *b*. На данных рисунках приведены результаты для центральной части магнетонного кристалла, длиной $3\ \text{mm}$. Видно, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в области электродов и передается пленке ЖИГ. На вставке к рис. 1, *c* показано распределение компоненты S_{xx} механических напряжений вдоль длины магнетонного кристалла, и можно сделать вывод о том, что система электродов при приложении положительного электрического напряжения создает периодическое распределение механических деформаций вдоль длины пьезоэлектрического слоя и, как следствие, пленки ЖИГ.

Далее была произведена оценка влияния деформации пьезоэлектрического слоя на внутреннее магнитное поле магнетонного кристалла, поскольку из-за эффекта обратной магнитострикции в магнетонном кристалле изменяется внутреннее магнитное поле. При соответствующих расчетах были использованы следующие магнитоэлектрические константы для ЖИГ-пленки при комнатной температуре: $\lambda_{100} = -1.4 \cdot 10^{-6}$ и $\lambda_{111} = -2.4 \cdot 10^{-6}$, равные относительным магнитоэлектрическим удлинениям вдоль соответствующих осей x и z . На рис. 1, *d* показаны распределения внутреннего магнитного поля $|H_{\text{int}}(x)|$ вдоль длины (направление вдоль оси y) магнетонного кристалла при величине внешнего электрического поля $E = 0\ \text{kV/cm}$ (зеленая сплошная линия), $E = 10\ \text{kV/cm}$ (штриховая красная кривая) и $E = -10\ \text{kV/cm}$ (штрих-пунктирная синяя кривая). Следует сказать, что создание модуляции ширины волновода уже приводит к периодическому потенциалу внутреннего магнитного поля, но величина этих модуляций в центре по ширине магнетонного кристалла составляет порядка $0.3\ \text{Oe}$, поэтому случай $E = 0\ \text{kV/cm}$ (зеленая сплошная линия) на рис. 1, *d* соответствует прямой линии. Отметим, что слой ЦТС также является сегнетоэлектриком (величина диэлектрической проницаемости $\epsilon \approx 2000$), и при нагрузке на пленку ЖИГ образуются гибридные электромагнитные спиновые волны, оказывающие влияние на дисперсию СВ в магнетонном кристалле. В рамках настоящей работы мы учитываем влияние упругих деформаций на спиновый спектр. В случае приложения положительного

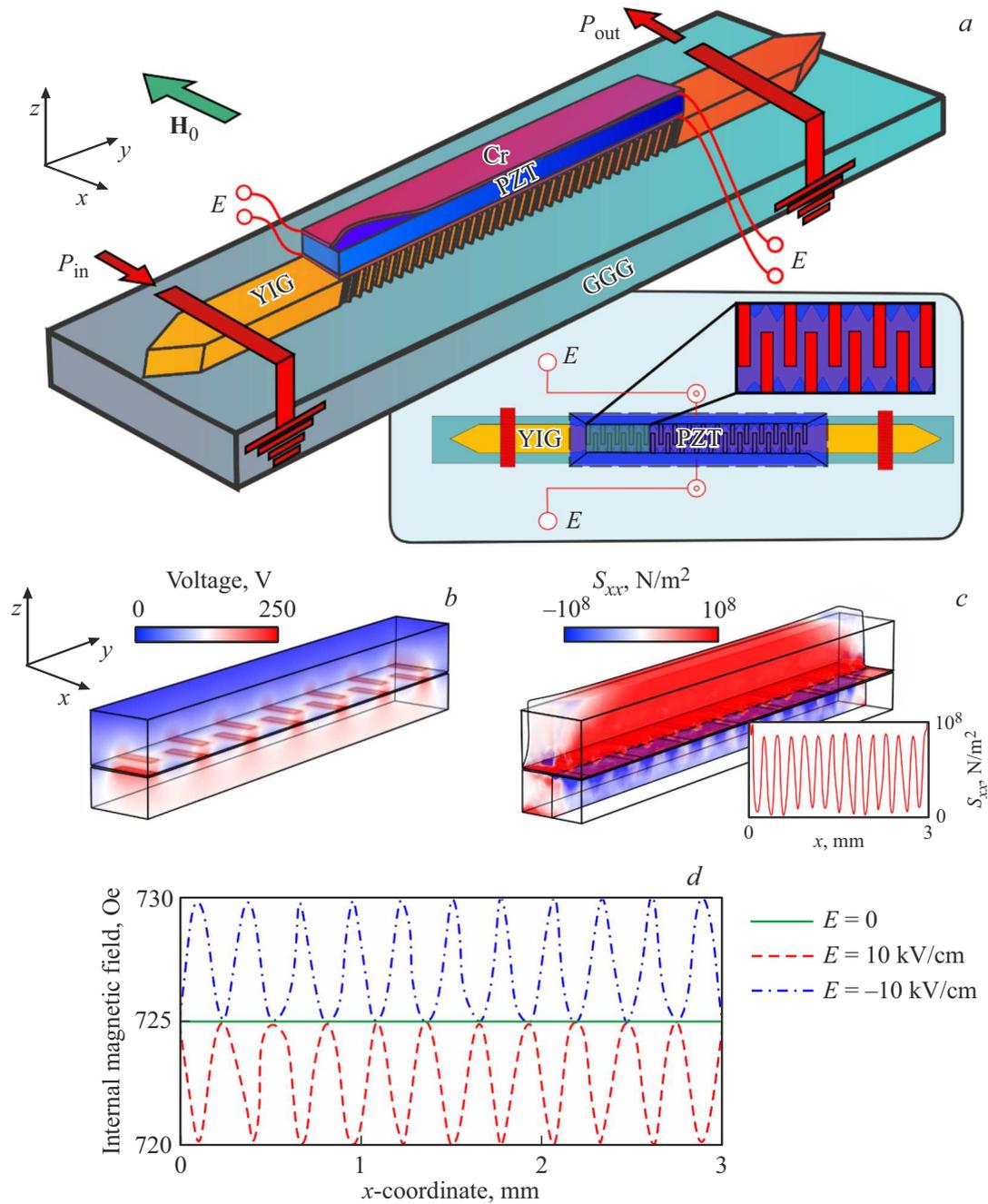


Рис. 1. a) Схема рассматриваемой структуры, состоящей из нерегулярного ЖИГ-волновода с пьезоэлектрическим слоем. Вставка внизу справа: схема подключения системы электродов к слою ЦТС. b) Распределение электростатического потенциала при приложении напряжения к электродам. c) Распределение компоненты S_{xx} механических напряжений в случае приложения положительного напряжения на электроды. d) Распределения внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$ вдоль длины магнетонного кристалла при различных величинах внешнего электрического поля $E = 0$ kV/cm (зеленая сплошная линия), $E = 10$ kV/cm (штриховая красная кривая) и $E = -10$ kV/cm (штрихпунктирная синяя кривая).

(штриховая красная кривая на рис. 1, d) или отрицательного (штрих-пунктирная синяя кривая на рис. 1, d) напряжения к системе электродов периодический потенциал распределенных упругих деформаций передается магнетонному кристаллу и образует неоднородное распределение внутреннего магнитного поля вдоль магнетонного

кристалла, совпадающее с периодом вытравленных треугольных областей на ЖИГ-микроволноводе. При этом приложение положительного электрического поля приводит к уменьшению величины внутреннего магнитного поля $|H_{int}(x)|$, а приложение отрицательного электрического поля приводит к увеличению величины $|H_{int}(x)|$.

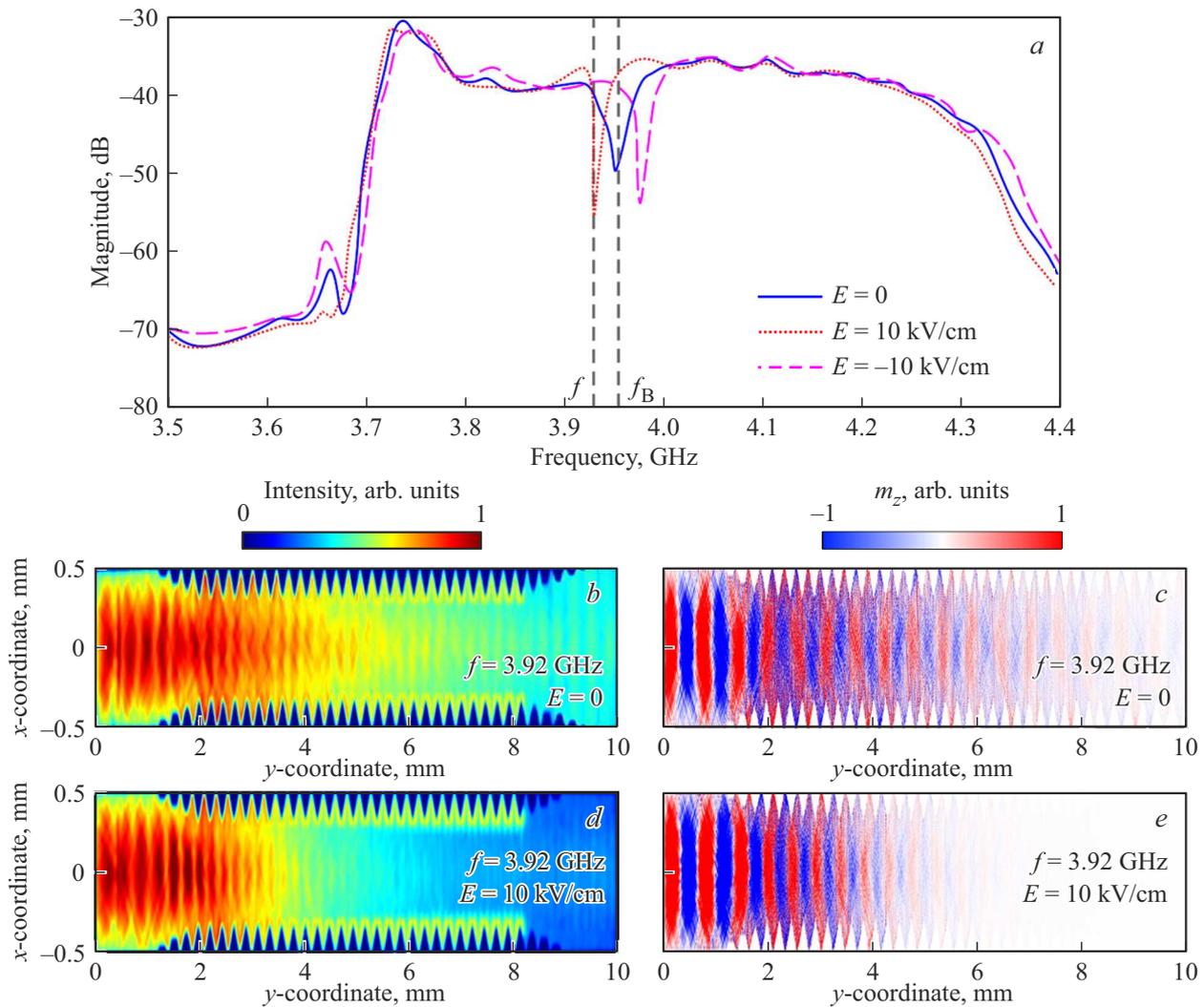


Рис. 2. а) Частотные зависимости спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$ для различных величин внешнего электрического поля, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования. б-е) Результаты микромагнитного моделирования распределения интенсивности спиновой волны (б,д) и распределение компоненты намагниченности динамической m_z (с,е) для различных величин внешнего электрического поля. Частота входного сигнала $f = 3.92$ GHz.

Данный результат далее будет использоваться в расчете спектров прохождения СВ в магнном кристалле при микромагнитном моделировании.

Поскольку теперь мы знаем изменения статического распределения магнитного поля в магнном кристалле при воздействии упругих деформаций, необходимо перейти к рассмотрению динамической задачи о генерации и распространении СВ в рассматриваемой системе. Для этих целей было использовано микромагнитное моделирование на основе метода конечных разностей во временной области. Использовался свободно распространяемый программный код `mutax`³, поддерживающий технологию параллельных вычислений CUDA. Данный метод основан на численном решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [26]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right],$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ — феноменологически введенный Гильбертом параметр затухания,

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a(E)$$

— эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ — поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} — обменное поле, $\mathbf{H}_a(E)$ — поле анизотропии, включающее учет внешнего электрического поля, $\gamma = 2.8$ MHz/Oe — гиромагнитное отношение в пленке ЖИГ. Константа обмена в пленке ЖИГ составляет $A_{\text{ex}} = 3.612$ pJ/m. Для уменьшения отражения сигнала от границ расчетной области ($y = 0$ и $y = 10$ mm) были введены области ($0 < y < 0.5$ mm и $9.5 < y < 10$ mm) с геометрически возрастающим коэффициентом α . Размер ячейки сетки был установлен на уровне $5 \times 5 \times 1$ μm^3 , чтобы исключить влияние неоднородного обмена.

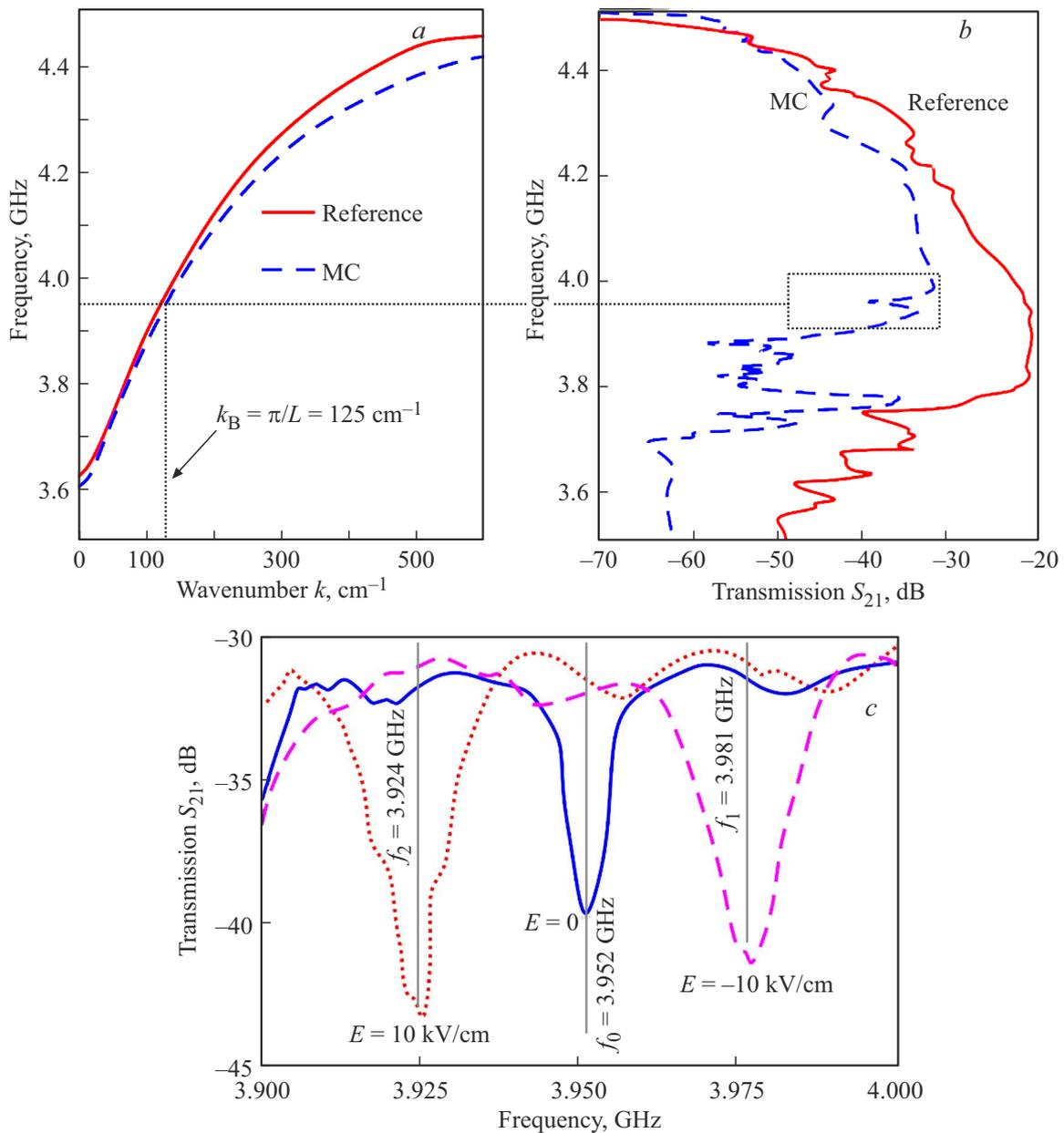


Рис. 3. *a)* Дисперсионные характеристики ПМСВ и *b)* АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) СВ, распространяющихся в регулярном магнитном микроволноводе (красные сплошные кривые) и магномном кристалле (синие штриховые кривые), измеренные с помощью векторного анализатора цепей. *с)* АЧХ коэффициента прохождения (S_{21}) СВ, распространяющихся в магномном кристалле в случае $E = 0$ кВ/см (синяя сплошная кривая), $E = 10$ кВ/см (красная пунктирная кривая) и $E = -10$ кВ/см (розовая штриховая кривая).

Был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала $P(f)$ вдоль оси x в сечении $y = 7$ мм, соответствующей области выходной антенны, обозначенной P_{out} на рис. 1, *a*. Для этого входной сигнал задавался в виде $h_z(t) = h_0 \text{sinc}(2\pi f_c t)$, где центральная частота $f_c = 7$ GHz, $h_0 = 0.1$ Ое. Затем значение динамической намагниченности $m_z(x, y, t)$ в области выходной секции P_{out} записывалось с шагом $\Delta t = 75$ fs в течение времени $T = 500$ ns. В результате чего оказывалось возможным с помощью двойного преобразования

Фурье построить частотную зависимость динамической намагниченности на выходе $P_{out}(f)$.

На рис. 2, *a* показано распределение спектральной плотности мощности в выходной секции магномного кристалла, соответствующее прохождению спиновых волн при изменении величины внешнего электрического поля, приложенному к слою пьезоэлектрика. Синяя кривая на рис. 2, *a*, построенная для случая $E = 0$ кВ/см, демонстрирует в спектре прохождения СВ ярко выраженную брэгговскую запрещенную зону с центральной

частотой $f_B = 3.95$ GHz и шириной $\Delta f = 15$ MHz. Приложение положительного электрического поля (красная кривая на рис. 2, *a*) смещает дисперсионную кривую СВ в область низких частот и, следовательно, сдвигает брэгговскую запрещенную зону в низкочастотную область, а приложение отрицательного электрического поля (розовая кривая на рис. 2, *a*) смещает брэгговскую запрещенную зону в высокочастотную область. При этом изменяется как ширина Δf , так и глубина ΔS брэгговской запрещенной зоны, в связи с трансформацией внутреннего магнитного поля. Также можно отметить, что создание дополнительной периодичности внутренним магнитным полем приводит к увеличению глубины провала мощности в области брэгговской запрещенной зоны.

Следует отметить, что воздействие упругих деформаций на спектр СВ приводит к трансформации пространственного распределения динамической намагниченности в магнетном кристалле. На рис. 2, *b–e* приведены результаты микромагнитного моделирования распределения интенсивности спиновой волны (см. рис. 2, *b* и *d*), пропорциональной величине квадрата динамической намагниченности $I(x, y) = m_y^2 + m_z^2$, и распределение компоненты намагниченности динамической m_z (см. рис. 2, *c* и *e*) на частоте входного сигнала $f = 3.92$ GHz, соответствующей режиму прохождения СВ в магнетном кристалле при $E = 0$ kV/cm (рис. 2, *b* и *c*). При приложении внешнего электрического поля $E = 10$ kV/cm (см. рис. 2, *d* и *e*) положение брэгговской запрещенной зоны смещается в низкочастотную область, и на пространственных распределениях в частотной области брэгговской запрещенной зоны наблюдается затухание СВ в магнетном кристалле.

3. Экспериментальное исследование

С помощью радиофизических измерений, на основе векторного анализатора цепей E8362C PNA, были измерены дисперсионные (см. рис. 3, *a*) и амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) (см. рис. 3, *b*) коэффициента прохождения (S_{21}) ПМСВ для регулярного магнитного микроволновода (красная сплошная кривая) шириной 1 mm и магнетного кристалла с пьезоэлектрическим слоем (синяя штриховая кривая). Сплошная синяя кривая на рис. 3, *b* показывает измеренную АЧХ для ПМСВ, в случае величины внешнего электрического поля $E = 0$ kV/cm. Видно, что на АЧХ формируется ярко выраженный провал мощности ПМСВ, связанный с брэгговской запрещенной зоной в магнетном кристалле. Частота соответствует волновому числу Брэгга $k_B = \pi/d$. Частотная ширина запрещенной зоны составляет $\Delta f = 10$ MHz на уровне -40 dB. Чтобы убедиться, что частотная область соответствует центральной частоте брэгговской запрещенной зоны, была измерена дисперсия (см. рис. 3, *a*) ПМСВ в магнетном кристалле. Далее, благодаря положительному значению прило-

женного электрического поля (см. красную пунктирную кривую на рис. 3, *c*), происходит частотное смещение дисперсионной кривой СВ и, следовательно, положения запрещенной зоны на 28 MHz (центральные частоты брэгговских запрещенных зон указаны на рис. 3, *c*). При приложении отрицательного электрического поля (см. розовую штриховую кривую на рис. 3, *c*) запрещенная зона сдвигается в низкочастотную область. Данный эффект объясняется уменьшением значения внутреннего магнитного поля, в случае положительной полярности, и уменьшением, в случае отрицательной полярности внешнего электрического поля, как и было показано с помощью численного моделирования. Следует отметить, что воздействие упругих деформаций на магнетный кристалл приводит не только к частотному сдвигу запрещенной зоны, но и к изменению ее ширины (Δf) и глубины (ΔS).

4. Заключение

Таким образом, рассмотрены механизмы распространения спиновых волн в магнетно-кристаллической структуре, представляющей собой магнетный микроволновод с модулируемой шириной, нагруженный пьезоэлектрическим слоем с решеткой из металлических электродов, период которой совпадает с периодом магнетного кристалла. С помощью численного моделирования на основе метода конечных элементов была проведена оценка трансформации внутреннего магнитного поля в магнетном кристалле за счет упругих деформаций, вызванных подачей потенциала на электроды. Показано, что подача потенциала на систему „встречные штыри“ приводит к двум эффектам. Во-первых, к изменению усредненного значения внутреннего эффективного поля в МК, что сопровождается сдвигом полосы брэгговского резонанса „вверх“ или „вниз“ по частоте в зависимости от знака электрического потенциала. Во-вторых, глубина режекции сигнала спиновых волн на частоте брэгговского резонанса при достаточно больших, но реализуемых экспериментально, величинах электрического поля на электродах увеличивается, за счет усиления глубины модуляции внутреннего эффективного поля при деформациях. Предложенный метод позволяет эффективно управлять свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в мультиферроидной структуре.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2023-0008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelmann, S. Cotofana, A. Naemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J.-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carloti, J.-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E.W. Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 41, 413001 (2021).
- [2] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 26, 264001 (2010).
- [3] Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, F. Kohl, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägél, F. Ciubotaru, C. Adelmann, C. Dubs, S.D. Cotofana, O.V. Dobrovolskiy, T. Brächer, P. Pirro, A.V. Chumak. *Nature Electron.* **3**, 12, 765 (2020).
- [4] S. Bader, S. Parkin. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 71 (2010).
- [5] A. Mahmoud, F. Ciubotaru, F. Vanderveken, A.V. Chumak, S. Hamdioui, C. Adelmann, S. Cotofana. *J. Appl. Phys.* **128**, 16, 161101 (2020).
- [6] A. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelmann, A. Adeyeye, J. Åkerman, F. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back, A. Barman, G.E.W. Bauer, M. Becherer, E.N. Beginin, V.A.S.V. Bittencourt, Y.M. Blanter, P. Bortolotti, I. Boventer, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, J.J. Carmiggelt, R.R. Cheenikundil, F. Ciubotaru, S. Cotofana, G. Csaba, O.V. Dobrovolskiy, C. Dubs, M. Elyasi, K.G. Fripp, H. Fulara, I.A. Golovchanskiy, C. Gonzalez-Ballester, P. Graczyk, D. Grundler, P. Gruszecki, G. Gubbiotti, K. Guslienko, A. Haldar, S. Hamdioui, R. Hertel, B. Hillebrands, T. Hioki, A. Houshang, C.-M. Hu, H. Huebl, M. Huth, E. Iacocca, M.B. Jungfleisch, G.N. Kakazei, A. Khitun, R. Khymyn, T. Kikkawa, M. Kläui, O. Klein, J.W. Klos, S. Knauer, S. Koraltan, M. Kostylev, M. Krawczyk, I.N. Krivorotov, V.V. Kruglyak, D. Lachance-Quirion, S. Ladak, R. Lebrun, Y. Li, M. Lindner, R. Macêdo, S. Mayr, G.A. Melkov, S. Mieszczak, Y. Nakamura, H.T. Nembach, A.A. Nikitin, S.A. Nikitov, V. Novosad, J.A. Otálora, Y. Otani, A. Papp, B. Pigeau, P. Pirro, W. Porod, F. Porrati, H. Qin, B. Rana, T. Reimann, F. Riente, O. Romero-Isart, A. Ross, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, E. Saitoh, G. Schmidt, H. Schultheiss, K. Schultheiss, A.A. Serga, S. Sharma, J.M. Shaw, D. Suess, O. Surzhenko, K. Szulc, T. Taniguchi, M. Urbánek, K. Usami, A.B. Ustinov, T. van der Sar, S. van Dijken, V.I. Vasyuchka, R. Verba, S. Viola Kusminskiy, Q. Wang, M. Weides, M. Weiler, S. Wintz, S.P. Wolski, X. Zhang. *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6, 0800172 (2022).
- [7] D.D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer Science & Business Media (2009).
- [8] A. Khitun, K.L. Wang. *J. Appl. Phys.* **110**, 3, 034306 (2011).
- [9] K. Das, F. Feringa, M. Middelkamp, B. Van Wees, I.J. Vera-Marun. *Phys. Rev. B* **101**, 5, 054436 (2020).
- [10] Q. Wang, A.V. Chumak, P. Pirro. *Nature Commun.* **12**, 2636 (2021).
- [11] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилло. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020). [S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. *Phys.—Usp.* **63**, 10, 945 (2020).]
- [12] А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. *УФН* **188**, 5, 1288 (2018). [A.A. Bukharaev, A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov, Y.K. Fetisov. *Phys.—Usp.* **61**, 5, 1175 (2018).]
- [13] B. Rana, Y. Otani. *Commun. Phys.* **2**, 90 (2019).
- [14] A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 25, 257203 (2018).
- [15] S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, A. Barman. *Appl. Phys. Rev.* **8**, 4, 041323 (2021).
- [16] A. Grachev, O. Matveev, M. Mruczkiewicz, M. Morozova, E. Beginin, S. Sheshukova, A. Sadovnikov. *Appl. Phys. Lett.* **118**, 26, 262405 (2021).
- [17] A.A. Grachev, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov. *Nanomater.* **12**, 9, 1520 (2022).
- [18] S.A. Nikitov, P. Tailhades, C.S. Tsai. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 3, 320 (2001).
- [19] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский, А.А. Климов, Ф. Тайад, Л. Пресманес, К. Бонин, Ч.С. Цай, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. *Письма в ЖЭТФ* **77**, 10, 670 (2003). [Yu.V. Gulyaev, S.A. Nikitov, L.V. Zhivotovskii, A.A. Klimov, Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C.S. Tsai, S.L. Vysotskii, Yu.A. Filimonov. *JETP Lett.* **77**, 10, 567 (2003).]
- [20] С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов. *ЖЭТФ* **128**, 3, 636 (2005). [S.L. Vysotskii, S.A. Nikitov, Yu.A. Filimonov. *JETP* **101**, 3, 547 (2005).]
- [21] А.Б. Устинов, Б.А. Калиникос. *Письма в ЖТФ* **40**, 13, 58 (2014). [A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. *Technical Phys. Lett.* **40**, 7, 568 (2014).]
- [22] А.А. Никитин, А.Б. Устинов, А.А. Семенов, А.В. Чумак, А.А. Серга, В.И. Васыучка, Е. Лähderanta, В.А. Калиникос, В. Хиллебрандс. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 10, 102405 (2015).
- [23] P. Frey, A.A. Nikitin, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, G.N. Kakazei, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos, F. Ciubotaru, A.V. Chumak, Q. Wang, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands, A.A. Serga. *Commun. Phys.* **3**, 1, 17 (2020).
- [24] P.P. Silvester, R.L. Ferrari. *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press (1996). 541 p.
- [25] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, J.Z. Zhu. *The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals*. Elsevier (2005).
- [26] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 10, 107133 (2014).

Редактор Е.В. Толстякова