

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ПАКЕТА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПСЕВДО-СПИНОВОМ КЛАПАНЕ В ПРИСУТСТВИИ СПИНОВОЙ НАКАЧКИ

А. Е. Федянин^{a*}, Н. Е. Хохлов^a, А. М. Калашникова^{a,b}

^a Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

^b Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук
125009, Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 апреля 2023 г.,
после переработки 26 июня 2023 г.
Принята к публикации 26 июня 2023 г.

Спиновая накачка и передача углового момента, т. е. эмиссия спинового тока прецессирующей намагниченностью и обратный ей процесс поглощения, играют важную роль в процессах когерентной магнитной динамики в многослойных структурах. Для ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, эти эффекты приводят к формированию динамической связи между слоями, имеющей диссипативный характер и влияющей на затухание когерентной прецессии намагниченности. Мы использовали микромагнитное моделирование для анализа влияния такой динамической связи на распространение лазерно-индуцированного пакета поверхностных магнитостатических волн (МСВ) в структуре псевдоспинового клапана, состоящей из двух ферромагнитных металлических слоев, разделенных немагнитной металлической прослойкой. Мы рассмотрели генерацию МСВ вследствие лазерно-индуцированного нагрева, приводящего к динамическим изменениям намагниченности и магнитной анизотропии, и добавили эффект динамической связи в уравнения для микромагнитного моделирования. В результате выявлено, что такая связь при определенных условиях приводит к уменьшению пространственного затухания волнового пакета, соответствующего акустической моде МСВ, формирующейся в рассмотренной структуре.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой

DOI: 10.31857/S004445102310005X
EDN: XKDJRP

1. ВВЕДЕНИЕ

Магноника, также называемая спин-волновой электроникой, изучает процессы генерации, распространения, взаимодействия и детектирования спиновых волн и их применение для обработки информации [1–5]. Значительный прогресс в изучении магнитостатических волн (МСВ) и в построении на их основе элементов магнонной логики достигнут для ряда ферро- и ферримагнитных сред. Однако в по-

следние годы в магнонике, вслед за родственной ей областью — спинтроникой, акцент смещается в сторону использования антиферромагнетиков и структур с несколькими связанными между собой магнитными слоями [3, 6]. Это обусловлено тем, что антиферромагнитные кристаллы характеризуются более сложным модовым составом магнитной динамики и, как правило, демонстрируют существенно более высокие частоты магнитных резонансов, определяемые обменным взаимодействием. Это является несомненным преимуществом для реализации высокочастотной обработки информации. Следует отметить, что работы Л. А. Прозоровой и соавторов [7–10] внесли значительный вклад в понимание эффектов, ответственных за спектры, распространение и затухание спиновых волн в большом числе ан-

* E-mail: fedianin.a.e@mail.ioffe.ru.
<http://www.ioffe.ru/ferrolab/>

тиферромагнитных кристаллов, а также в развитие методик параметрической генерации спиновых волн в таких материалах. Однако развитие антиферромагнитной магноники к настоящему времени ограничивается малым числом таких материалов, проявляющих требуемые свойства при комнатной температуре и одновременно совместимых с задачами миниатюризации и сопряжения с компонентами электроники.

С другой стороны, прогресс в технологиях роста тонких и сверхтонких пленок открыл широкие возможности для создания гетероструктур, в которых роль подрешеток антиферромагнетика играют намагниченности отдельных магнитных слоев, а связь между ними может иметь прямую или непрямую обменную, или магнитостатическую природу. Хотя такие композитные антиферромагнетики и ферромагнетики и другие многослойные структуры [11] не имеют высоких частот магнитных резонансов из-за относительно слабой связи между подрешетками, они представляют собой перспективную платформу для реализации элементов магноники, в том числе на нанометровых масштабах [12]. В отличие от собственных антиферромагнетиков, композитные антиферромагнетики и родственные структуры предоставляют возможность варьирования энергии межслоевого взаимодействия и управления взаимной ориентацией намагниченностей в широких пределах за счет разнообразных и относительно слабых внешних воздействий. Межслоевое взаимодействие и взаимная ориентация намагниченностей слоев, в свою очередь, оказывают существенное влияние на спин-волновые свойства таких структур, в том числе на модовый состав [13] и невзаимность распространения [14, 15], что активно используется для создания структур для реконфигурируемой магноники [16–18]. Особый вклад в межслоевое взаимодействие дают динамические процессы, такие как эффект спиновой накачки и передачи углового момента, т. е. эмиссии и поглощения спинового тока прецессирующей намагниченностью, соответственно [19]. Связь когерентно прецессирующих намагниченностей отдельных слоев через передачу между ними углового момента приводит к увеличению или подавлению затухания магнитной динамики [20], что может предоставить новые возможности для управления распространением спиновых волн в многослойных структурах [21, 22].

Для развития магноники важным также является совершенствование методик генерации спиновых волн для преодоления ряда ограничений, связанных с микроволновым, в т. ч. параметрическим,

возбуждением [7, 23]. Перспективной альтернативой в этом направлении является использование фемтосекундных лазерных импульсов [24–26]. Широкий частотный спектр короткого лазерного импульса в сочетании с различными нерезонансными механизмами возбуждения магнитной динамики позволяет возбуждать спиновые волны с субтерагерцовыми [27] и, потенциально, терагерцовыми частотами [28], что особенно важно для антиферромагнетиков. Возможность фокусировать одиночные фемтосекундные лазерные импульсы или их последовательности в области микронных и субмикронных размеров произвольной формы создает новые степени свободы по управлению распространением спиновых волн [24, 29–34]. Также оптическое возбуждение позволяет модифицировать дисперсию и граничные условия для спиновых волн [35, 36]. В многослойных магнитных структурах возбуждение магнитной динамики лазерными импульсами имеет ряд особенностей, непосредственно связанных с межслоевым взаимодействием [37, 38]. Однако каково его влияние на распространение лазерно-индуцированных спиновых волн, имеющих форму волновых пакетов, остается мало изученным.

В данной работе мы используем микромагнитное моделирование для анализа распространения лазерно-индуцированного пакета когерентных поверхностных МСВ в структуре из двух ферромагнитных металлических слоев, разделенных металлической немагнитной прослойкой. В таких структурах возникает динамическая связь между прецессирующими намагниченностями слоев за счет взаимной спиновой накачки и передачи углового момента. Мы предлагаем простой подход для учета этих эффектов в уравнениях для микромагнитного моделирования и, используя его, исследуем влияние динамической связи на распространение лазерно-индуцированного спин-волнового пакета. Мы показываем, что такая связь при определенных условиях приводит к частичной компенсации затухания лазерно-индуцированной акустической моды МСВ и к увеличению длины их свободного пробега.

2. РАССМАТРИВАЕМАЯ СИСТЕМА И МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

2.1. Псевдо-спиновый клапан FM/NM/FM

Для анализа мы выбрали структуру, представляющую собой псевдо-спиновый клапан и состоящую из двух слоев ферромагнитного металла FM, разделенных прослойкой NM из немагнитного металла

(рис. 1 а). Ферромагнитные слои обозначаются далее как нижний (FM^(b)) и верхний (FM^(t)). Толщины FM-слоев, намагниченности и параметры магнитной анизотропии в них предполагаются различными, как обсуждается ниже. Толщина и материал немагнитной прослойки предполагаются такими, чтобы прямое и не прямое обменные взаимодействия были пренебрежимо малы, а длина затухания спинового тока существенно превышала толщину слоя, обеспечивая динамическую связь между слоями.

Энергия анизотропии слоя ферромагнетика описывается как

$$E_A^{(i)} = K_c^{(i)} \left[m_X^{(i)2} m_Y^{(i)2} + m_X^{(i)2} m_Z^{(i)2} + m_Y^{(i)2} m_Z^{(i)2} \right] + K_u^{(i)} m_X^{(i)} m_Y^{(i)} + E_d^{(i)}, \quad (1)$$

где $i = \{t, b\}$, XYZ — система координат, связанная с кристаллографическими осями слоев. Ось Z совпадает с нормалью структуры (рис. 1 а). Первые два слагаемых отвечают за вклады кубической и одноосной анизотропии, соответственно. Слагаемое $E_d^{(i)}$ описывает анизотропию формы, приводящую к равновесной ориентации намагниченности слоев в плоскости структуры. В макроспиновом приближении

$$E_d^{(i)} = 0.5 \mu_0 M_Z^{(i)2}.$$

В микромагнитных расчетах данный вклад в энергию не описывается аналитически. Параметр магнитокристаллической кубической анизотропии $K_c^{(i)}$ определяется материалом ферромагнитного слоя. Одноосная анизотропия слоев имеет ростовую и интерфейсную природу, и величина параметра $K_u^{(i)}$ определяется как толщиной i -ого слоя, так и его интерфейсами.

Внешнее магнитное поле \mathbf{B}_{ext} приложено в плоскости структуры под углом ϕ_B к оси X. Ниже мы используем лабораторную систему координат xuz , в которой оси y и z совпадают с направлением внешнего магнитного поля и нормалью к структуре (кристаллографической осью Z), соответственно (рис. 1 а). Равновесное направление намагниченности слоя определяется эффективным полем

$$\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)} = -\partial E_A^{(i)} / \partial \mathbf{M}^{(i)} + \mathbf{B}_{\text{ext}}.$$

Различие в параметрах магнитной анизотропии приводит в общем случае к различной ориентации и величине эффективных полей $\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(t,b)}$ в двух ферромагнитных слоях. В результате, собственные частоты прецессии намагниченности $f^{(t,b)}$ в двух слоях

различны. Для установления динамической связи между слоями через спиновую накачку необходимо совпадение частот $f^{(t)} = f^{(b)}$ [38]. Влиять на выполнение этого условия можно, меняя ϕ_B , что приводит к изменению $\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)}$.

Для проведения численного анализа мы выбрали структуру, состоящую из двух слоев ферромагнитного сплава галфенола Fe_{0.81}Ga_{0.19} (FeGa), разделенных немагнитной прослойкой меди Cu. Параметры для расчета выбраны близкими к параметрам структуры, использованной ранее в экспериментах по лазерно-индуцированному возбуждению однородной прецессии намагниченности [38]. Толщины составляли 4 и 8 нм для нижнего (FeGa^(b)) и верхнего (FeGa^(t)) слоев, соответственно. Толщина прослойки Cu выбрана равной 4 нм, что позволяет исключить влияние на статические и динамические свойства структуры прямого или непрямого обменного взаимодействия. Отметим, что для многослойных структур, в которых исследуются эффекты, связанные со спиновой накачкой, характерны толщины слоев FM от одного до нескольких десятков атомарных слоев [39]. Толщина прослойки NM, в случае, если ее материал демонстрирует малое затухание спинового тока, может варьироваться в пределах от десятка до сотни атомарных слоев, не оказывая существенного влияния на наблюдаемый эффект [20]. Таким образом, выбранные параметры структуры соответствуют типичным для псевдоспиновых клапанов.

Намагниченности слоев составляют $\mu_0 M^{(b)} = 1.6$ Тл, $\mu_0 M^{(t)} = 1.7$ Тл. Параметр кубической анизотропии одинаков для обоих слоев и равен $K_c^{(b)} = K_c^{(t)} = 2.6 \cdot 10^4$ Дж/м³. В плоскости каждого слоя имеются две оси легкого намагничивания, совпадающие с осями X и Y, и две оси трудного намагничивания под углом $\pm 45^\circ$ к легким осям. Параметр одноосной анизотропии $K_u^{(i)} < 0$ для обоих слоев, что снимает эквивалентность направлений трудного намагничивания в плоскости слоев. Абсолютные величины параметров одноосной анизотропии для двух слоев различны: $K_u^{(b)} = -1.13 \cdot 10^4$ Дж/м³ и $K_u^{(t)} = -0.3 \cdot 10^4$ Дж/м³. Для структуры FeGa/Cu/FeGa, рассматриваемой в [38], различие в анизотропии слоев связано прежде всего с наличием подложки GaAs, влияющей на выращенный на ней слой FeGa^(b). Величина внешнего магнитного поля B_{ext} составляет 100 мТл.

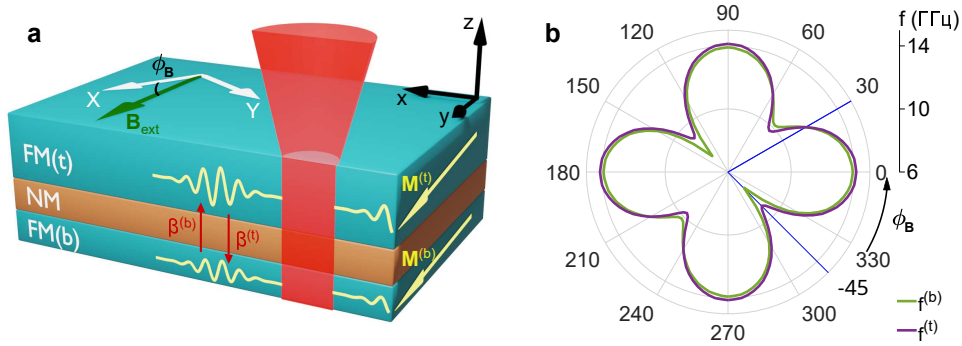


Рис. 1. *a* — Схематическое изображение процесса возбуждения МСВ лазерным импульсом в рассматриваемой структуре FM^(b)/NM/FM^(t). *b* — Зависимости частот прецессии $f^{(t,b)}$ в слоях FM^(t,b) от азимутального угла ϕ_B внешнего магнитного поля B_{ext} . Расчеты проведены для параметров, приведенных в тексте. Радиальные линии указывают направления внешнего магнитного поля $\phi_B = 30^\circ, -45^\circ$, рассматриваемые в анализе

2.2. Моделирование

Для описания генерации и распространения магнитостатических волн разработаны и успешно применяются разнообразные методы микромагнитного моделирования [40]. Однако последовательное усложнение задач, обусловленное переходом к многослойным, пространственно ограниченным и неоднородным структурам для распространения МСВ; применение отличных от традиционных, микроволновых, методов возбуждения, в т.ч. сверхбыстрых оптических; а также учет влияния на МСВ немагнитных эффектов, таких как механические напряжения, зарядовые и спиновые токи, термические градиенты, требуют модификации микромагнитных расчетов и их интеграции с другими типами численного анализа. Так, рассматриваемую нами задачу моделирования генерации и распространения лазерно-индуцированных МСВ в структуре FM/NM/FM можно разделить на три части: (i) введение в микромагнитную модель связи между магнитными FM-слоями через спиновую накачку, (ii) введение в микромагнитную модель лазерно-индуцированного возмущения магнитных параметров слоев, (iii) микромагнитное моделирование распространения спиновых волн в структуре. При этом, только часть (iii) может быть выполнена с использованием стандартных пакетов микромагнитного моделирования, которые не позволяют учитывать нестационарный и неоднородный по координате коэффициент затухания прецессии. В данной работе мы использовали свободно распространяемый пакет микромагнитного моделирования *Object Oriented MicroMagnetic Framework* (ООММФ) [41]. Для учета влияния спиновой накачки (i) нами пред-

ложен способ включения динамического взаимодействия между слоями в виде добавки к эффективному полю, учитывающей нестационарное затухание. Детально способ описан ниже. Для учета воздействия лазерного импульса (ii) введены зависящие от времени изменения магнитных параметров структуры.

2.2.1. Магнитная динамика в присутствии спиновой накачки между слоями структуры

Наличие немагнитной металлической прослойки, проводящей спиновый ток, приводит к тому, что между FM-слоями с прецессирующими намагниченностями устанавливается динамическое взаимодействие, связанное со спиновой накачкой [19, 20]. Спиновая накачка из слоя FM⁽ⁱ⁾ в прилегающий немагнитный слой дает дополнительный вклад $\beta^{(i)}$ в затухание магнитной прецессии $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)}$ [19], где $\alpha^{(i)}$ — собственный параметр затухания слоя FM⁽ⁱ⁾. Спиновый ток, инжектированный из второго слоя FM^(j) в немагнитную прослойку и далее — в слой FM⁽ⁱ⁾, также дает вклад в затухание $\beta^{(i)}$, однако этот вклад имеет знак, зависящий от разности фаз между прецессиями намагниченностей в слоях. Такая связанная прецессия намагниченностей в двух слоях описывается модифицированными уравнениями Ландау–Лифшица–Гилберта [20, 38]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}^{(i)}}{dt} = & \gamma \mathbf{B}_{eff}^{(i)} \times \mathbf{M}^{(i)} + \\ & + \frac{\alpha^{(i)} + \beta^{(i)}}{M^{(i)}} \mathbf{M}^{(i)} \times \frac{d\mathbf{M}^{(i)}}{dt} - \\ & - \frac{\beta^{(j)}}{M^{(j)}} \mathbf{M}^{(j)} \times \frac{d\mathbf{M}^{(j)}}{dt}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное соотношение, которое в рассматриваемой структуре одинаково для обоих ФМ-слоев. Таким образом, спиновая накачка приводит к возникновению динамической связи между ФМ-слоями. Возникающая связь, очевидно, зависит от расстройки частот прецессии двух слоев и поэтому может управляться, например, взаимной ориентацией намагниченностей слоев, магнитными параметрами, относительными фазами прецессии намагниченности в них.

Для слоев, между которыми существует динамическая связь через спиновую накачку, наиболее интересным является случай коллинеарной или близкой к коллинеарной ориентации равновесных намагниченностей в обоих ФМ-слоях [20, 42]. В первом приближении можно пренебречь различием ориентаций $\mathbf{M}^{(i)}$ и $\mathbf{M}^{(j)}$, если принять во внимание тот факт, что отклонения намагниченности от положения равновесия при лазерно-индуцированной прецессии в магнитных металлах, как правило, не превышают единиц градусов [43, 44]. Тогда уравнение (2) для нормированных намагниченностей слоев сводится к виду

$$\frac{d\mathbf{m}^{(i)}}{dt} = \gamma_g \left[\mathbf{B}_{\text{eff}}^{(i)} + \beta^{(j)} \frac{M^{(j)}}{M^{(i)}} \frac{d\mathbf{m}^{(j)}}{dt} \right] \times \mathbf{m}^{(i)} + \left[\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} \right] \mathbf{m}^{(i)} \times \frac{d\mathbf{m}^{(i)}}{dt}. \quad (3)$$

Таким образом, мы получаем уравнение, в котором влияние спиновой накачки за счет прилежащего слоя может быть описано как дополнительный переменный во времени вклад в эффективное поле, действующее на намагниченность в рассматриваемом слое. Запись вклада от спиновой накачки в виде переменного во времени магнитного поля позволяет включить этот эффект в расчет в стандартном пакете микромагнитного моделирования, как обсуждается ниже.

Далее для выявления влияния спиновой накачки на прецессию намагниченности и МСВ мы сравниваем два случая, отличающихся величиной спинового тока, индуцированного вследствие спиновой накачки. В обоих случаях величина эффективного затухания отдельного ФМ-слоя сохраняется, $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = \text{const}$, т. е. сохраняются собственное затухание и затухание за счет оттока углового момента в немагнитную прослойку. Однако в первом случае, когда спиновый ток проходит через слой NM, для слоя ФМ⁽ⁱ⁾ также имеется ненулевой дополнительный вклад в затухание за счет спиновой накачки из слоя ФМ^(j), $\beta^{(j)} \neq 0$. То же выполняется и для слоя ФМ^(j), т. е. для него $\beta^{(i)} \neq 0$. Во втором случае,

когда спиновый ток не проходит через слой NM, этот дополнительный вклад отсутствует, т. е. $\beta^{(j)} = 0$ для слоя ФМ⁽ⁱ⁾, и наоборот. Второй случай может быть реализован, например, для прослойки из материалов с сильной спин-орбитальной связью, таких как платина [39]. Очевидно, в последнем случае уравнение (3) сводится к уравнению Ландау–Лифшица–Гилберта с параметром затухания $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)}$ в каждом слое.

2.2.2. Лазерно-индуцированное возбуждение магнитной динамики

Для моделирования воздействия лазерных импульсов на систему мы ввели зависимость намагниченности и параметров анизотропии от времени и латеральных координат:

$$X^{(i)}(t, \mathbf{r}) = X_0^{(i)} + \Delta X^{(i)} F(t) e^{-r^2/2\sigma^2}, \quad (4)$$

где $X^{(i)} = M^{(i)}, K_{c,u}^{(i)}$, $\Delta X^{(i)}$ — максимальное лазерно-индуцированное изменение параметра $X^{(i)}$, \mathbf{r} — радиус-вектор в плоскости пленки из центра лазерного пятна, $\sqrt{2} \ln 2\sigma$ — ширина на полувысоте лазерного пятна. Время $t = 0$ соответствует моменту воздействия лазерного импульса. Длительность импульса предполагается малой по сравнению с характерными временами изучаемой магнитной динамики, задаваемыми частотой прецессии намагниченности, временем ее затухания и скоростью распространения МСВ. Лазерно-индуцированные изменения магнитных параметров также возникают на временах, существенно меньших, чем характерные временные масштабы динамики намагниченности [33, 43, 44]. Поэтому временная эволюция лазерно-индуцированного изменения параметров в нашей модели задавалась функцией

$$F(t) = \theta(t) [\exp(-t/\tau_X) - 1],$$

где $\theta(t)$ — функция Хевисайда.

В результате воздействия лазерного импульса происходит квази мгновенное изменение направления и величины эффективного поля \mathbf{B}_{eff} , и намагниченность начинает прецессировать вокруг нового направления \mathbf{B}_{eff} (см., например, обзор [45]). Релаксация магнитных параметров материала к равновесному состоянию при этом происходит существенно медленнее периода прецессии с характерным временем τ_X . Такой подход был ранее успешно применен для описания как возбуждения квази однородной прецессии намагниченности, так и генерации лазерно-индуцированных магнитостатических волн

в металлах за счет лазерно-индуцированных изменений магнитной анизотропии и намагниченности [26, 33, 46]. Как обсуждалось в [33], для случая возбуждения прецессии намагниченности в металлических пленках учет процесса релаксации изменений анизотропии дает более точные значения частоты возбуждаемой прецессии, однако не оказывает влияния на общие характеристики моделируемого процесса. При этом, особенности распространения спиновых волн за пределами возбуждающего лазерного пятна определяются преимущественно равновесными свойствами материала [47].

В расчетах степень лазерно-индуцированного размагничивания принималась равной $\Delta M^{(i)}/M^{(i)} = -0.07$, что соответствует умеренной плотности энергии в лазерном импульсе порядка единиц мДж/см², используемой в экспериментах по лазерно-индуцированным МСВ в металлах [25, 26, 47, 48]. Степень лазерно-индуцированного изменения параметров анизотропии задавалась в соответствии со степенным законом $K_c \sim M^{10}$, $K_u \sim M^3$, который с хорошей степенью точности выполняется и для случая лазерно-индуцированного нагрева [33]. Времена релаксации составляли $\tau_M = 2$ нс, $\tau_K = 0.5$ нс, что характерно для металлических пленок [33, 43, 44]. Ширина на полувысоте области возбуждения составляла $\sqrt{2 \ln 2} \sigma = 2.2$ мкм, что также соответствует типичным размерам лазерных пятен, используемых для возбуждения МСВ в металлических тонких пленках [25, 26, 47, 48].

В тонкой металлической пленке лазерно-индуцированное изменение намагниченности и анизотропии согласно уравнению (4) в пределах области порядка единиц микрометров приводит к возбуждению прецессии намагниченности в пределах этой области, а также распространению за пределы пятна пакетов МСВ [25, 26, 48]. Так, в эпитаксиальных пленках железа и галфенола с толщинами 10-20 нм на подложках GaAs успешно возбуждались поверхностные МСВ, распространявшиеся на расстояния более 10 мкм [26, 47, 49]. Обратные объемные магнитостатические волны, распространяющиеся на значительные расстояния за пределы возбуждающего пятна, не наблюдались в экспериментах по лазерно-индуцированному возбуждению в тонких металлических структурах [26, 50].

2.2.3. Микромагнитное моделирование распространения лазерно-индуцированных магнитостатических спиновых волн

Моделирование было выполнено в программном пакете ООММФ [41] в режиме TimeDriver, который численно решает уравнения Ландау–Лифшица–Гилберта. Размеры ячейки составили 40 нм вдоль осей x , y и 4 нм вдоль оси z . Латеральный размер рассчитываемой области составлял 10×10 мкм². Внешнее поле направлено вдоль оси y , что позволило выстраивать намагниченности слоев вдоль этого направления и использовать периодические граничные условия вдоль оси x , чтобы избежать эффектов, связанных с отражением поверхностной МСВ от границ в этом направлении. Границы, перпендикулярные оси y , считались свободными.

Для каждой итерации, т.е. для каждого момента времени t_n , во внешней программе проводился расчет эффективного поля спиновой накачки от слоя FM^(j), которое представляет собой добавку к эффективному полю $\mathbf{V}_{\text{eff}}^{(i)}$ (см. уравнение (3)), с учетом мгновенных ориентаций $\mathbf{M}^{(t,b)}(t_{n-1})$, рассчитанных на предыдущем шаге t_{n-1} . Также во внешней программе для каждого t_n рассчитывались текущие значения $\Delta M^{(t,b)}(t_n)$ и $\Delta K_{c,u}^{(t,b)}(t_n)$ (см. уравнение (4)). Добавка к эффективному полю и мгновенные значения намагниченности и магнитной анизотропии являлись входными данными для каждой итерации. Непосредственным результатом микромагнитного расчета являлись пространственные распределения z -компонент намагниченностей FM-слоев, а также их суммарной намагниченности $M_z^{(t)}(x, y) + M_z^{(b)}(x, y)$, полученные для разных моментов времени t_n после возбуждения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Влияние спиновой накачки на однородную прецессию в макроспиновой модели

Чтобы верифицировать применимость полученного выражения (3) для описания динамики в структуре FM/NM/FM в присутствии спиновой накачки, мы рассмотрели случай однородной прецессии, используя модель двух макроспинов. Сначала были рассчитаны частоты прецессии $f^{(b,t)}$ в двух FM-слоях в зависимости от азимутального угла ϕ_B внешнего магнитного поля $V_{\text{ext}} = 100$ мТл (рис. 1 б). Как видно, только при некоторых направлениях поля, в частности при $\phi_B = 30^\circ$, частоты прецессии для двух слоев совпадают, $f^{(b)} = f^{(t)}$. При

таком направлении поля можно ожидать проявления эффектов динамической связи. При направлении $\phi_B = -45^\circ$ отстройка частот, напротив, максимальна, и эффекты динамической связи не должны проявляться. Следует отметить, что углы $\phi_B = 30^\circ$ и -45° не соответствуют осям легкого намагничивания слоев, а значит в такой конфигурации возбуждение прецессии и МСВ лазерным импульсом эффективно [26].

Далее мы моделировали релаксацию намагниченностей слоев к равновесному направлению из положения, отклоненного от равновесного на угол $\sim 1^\circ$, численно решая уравнение (3) для двух макроспинов. Для каждой ориентации поля $\phi_B = 30^\circ$ и -45° были рассмотрены два случая. В первом случае коэффициенты затухания составляли $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = 0.016$, $\beta^{(j)} = \beta^{(i)} = 0.004$, т.е. динамическая связь между слоями присутствует. Во втором случае она отсутствует и $\alpha^{(i)} + \beta^{(i)} = 0.016$, $\beta^{(j)} = 0$. Указанные параметры $\alpha^{(i)}$, $\beta^{(i)}$ соответствуют тем, что использовались для описания эффектов спиновой накачки, наблюдавшихся экспериментально в структуре FeGa/Cu/FeGa [38].

В результате решения уравнения (3) получены временные эволюции макроспинов $\mathbf{M}^{(i)}$ в двух слоях и суммарной намагниченности структуры $\mathbf{M}^{(t)} + \mathbf{M}^{(b)}$. На рис. 2 *a, b* приведены временные зависимости эволюции z -компоненты суммарной намагниченности $M_z^{(t)} + M_z^{(b)}$, полученные для двух ориентаций магнитного поля для первого и второго случая. Как и ожидалось, наблюдается затухающая прецессия намагниченностей. В хорошем соответствии с результатами экспериментальных исследований и аналитических расчетов [38], в случае совпадения собственных частот прецессий в двух слоях ($\phi_B = 30^\circ$) наблюдается существенное уменьшение эффективного затухания. Это также видно из сравнения ширин пиков на фурье-спектрах временных сигналов (рис. 2 *c*). В то же время, эффект уменьшения пространственного затухания существенно подавлен для конфигурации $\phi_B = -45^\circ$ (рис. 2 *b, d*). Таким образом, предложенная простая модель (3) действительно позволяет адекватно описать случай однородной прецессии намагниченности в рассматриваемой системе в присутствии спиновой накачки.

3.2. Влияние спиновой накачки на распространение лазерно-индуцированного пакета поверхностных МСВ

Микромагнитное моделирование, проведенное по процедуре, описанной в разд. 2.2, показало, что из-

менение намагниченности и параметров магнитной анизотропии согласно уравнение (4) приводит к появлению динамики намагниченности в пределах области, соответствующей лазерно-индуцированному возбуждению, и за ее пределами. На рис. 3 *a, b* приведены примеры пространственного распределения суммарной амплитуды намагниченности слоев через $t = 1$ нс после возбуждения для $\phi_B = 30^\circ$ и $\phi_B = -45^\circ$, соответственно. Далее мы анализировали особенности распространения магнитного возбуждения в направлении x , т.е. перпендикулярно внешнему магнитному полю, что соответствует направлению распространения поверхностных МСВ.

Ранее было показано [15], что в равновесном спектре магнитостатических волн в структуре, аналогичной рассматриваемой, присутствуют две спиноволновые моды — акустическая и оптическая, которые формируются за счет магнитостатической связи между FM-слоями. Эти моды соответствуют синфазными и противофазными колебаниями намагниченностей в слоях. Однако оптическая мода характеризуется существенно меньшей скоростью распространения по сравнению с акустической. Анализ динамики намагниченности в отдельных слоях показывает, что распространяющаяся волна, наблюдаемая в наших расчетах, соответствует синфазным колебаниям намагниченностей обоих слоев, т.е. акустической моде МСВ. Для иллюстрации распространения МСВ в расчетах на рис. 3 *c, d* приведены временные эволюции суммарной намагниченности слоев в центре пятна возбуждения и на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики, полученные для направления поля $\phi_B = 30^\circ$. На рис. 3 *e* приведен сигнал на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики для направления поля $\phi_B = -45^\circ$. Действительно, в пределах области возбуждения наблюдается затухающая прецессия намагниченности (рис. 3 *c*), а за ее пределами — распространяющийся волновой пакет (рис. 3 *d, e*), скорость которого составляет ≈ 5 км/с.

Как и в случае макроспиновой модели, далее мы рассматриваем два случая: с присутствием и с отсутствием динамической связи между слоями. Как видно из рис. 3 *c*, при $\phi_B = 30^\circ$ в центре пятна спиновая накачка влияет на затухание прецессии, что соответствует результату, полученному в макроспиновой модели (рис. 2 *a*) и экспериментальным результатам с квази-однородным лазерно-индуцированным возбуждением [38]. За пределами области возбуждения (рис. 3 *d*) спиновая накачка, очевидно, оказывает существенное влияние на амплитуду волнового пакета при $\phi_B = 30^\circ$. Заме-

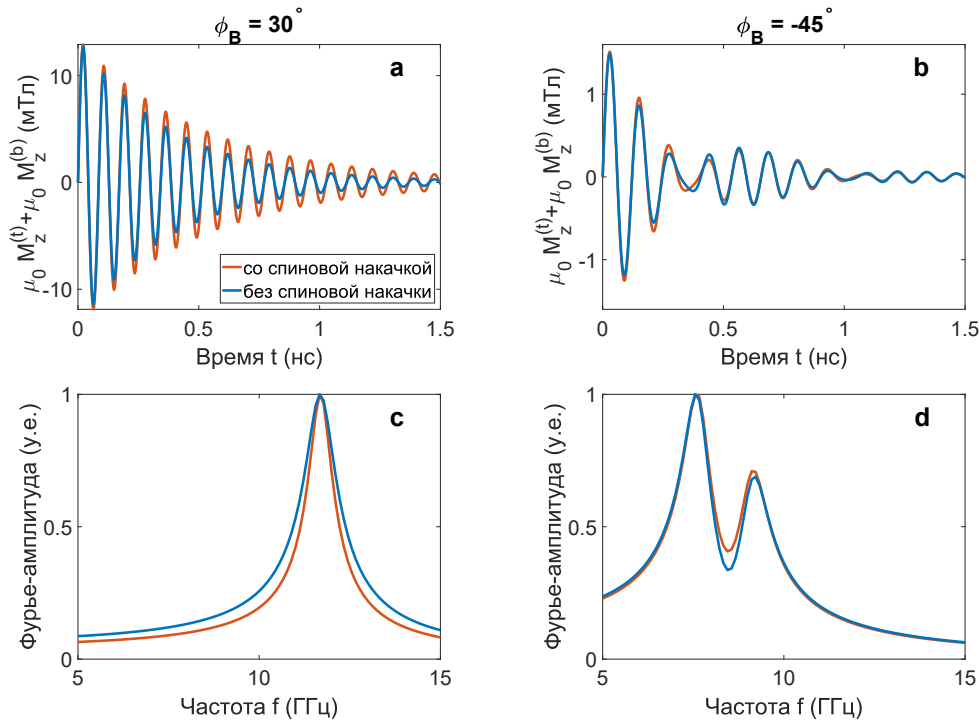


Рис. 2. *a, b* — Временная эволюция z -компоненты суммарной намагниченности слоев $\mu_0 M_z^{(t)} + \mu_0 M_z^{(b)}$, рассчитанная для направлений поля (*a*) $\phi_B = 30^\circ$ и (*b*) $\phi_B = -45^\circ$ в присутствии (красные линии) и в отсутствие (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. *c, d* — Результаты фурье-преобразований временных сигналов, приведенных на панелях (*a, b*). Расчеты выполнены в модели двух макроспинов для параметров, приведенных в тексте

тим, что распространение МСВ за пределами пятна возбуждения определяется дисперсией, задаваемой равновесными параметрами структуры [47, 49], и, поэтому, наблюдаемое изменение амплитуды волнового пакета на расстоянии от пятна возбуждения, не может быть объяснено на основе изменения дисперсии МСВ. Для численной оценки влияния спиновой накачки на распространение пакета МСВ, мы выполнили преобразования Фурье временных сигналов при разных расстояниях x от центра области возбуждения. На рис. 3 *f* приведены зависимости интегральной амплитуды фурье-спектров от расстояния x в присутствии и в отсутствие динамической связи между слоями. Длину свободного пробега L_{pr} пакета МСВ мы определяем как расстояние, на котором его интегральная амплитуда составляет e^{-1} от интегральной амплитуды на краю области возбуждения $x = 1.1$ мкм. Можно видеть, что в случае без динамической связи ($\beta^{(j)} = 0$) длина свободного пробега составляет $L_{\text{pr}} = 0.8$ мкм. При включении динамической связи ($\beta^{(j)} \neq 0$) длина распространения увеличивается приблизительно на 20 % до $L_{\text{pr}} = 0.96$ мкм. Такое изменение L_{pr} приводит, в частности, к значительному отличию в

амплитудах детектируемого пакета МСВ для случаев со спиновой накачкой и без, на расстояниях, на которых максимальное динамическое отклонение $\mu_0 M_z^{(t)} + \mu_0 M_z^{(b)}$ все еще достигает ≈ 1 мТл (рис. 3 *d*), т. е. волновой пакет все еще может детектироваться, например, оптически за счет полярного магнитооптического эффекта Керра.

В работе [38] для однородной лазерно-индуцированной прецессии намагниченности было показано, что динамическая связь, возникающая при совпадении собственных частот прецессий намагниченностей двух слоев, приводит к возникновению в спектре прецессии не только вклада с увеличенным временем затухания прецессии, но и вклада, для которого это время сокращено. Усиление затухания прецессии в присутствии спиновой накачки также наблюдалось в экспериментах по резонансному микроволновому возбуждению спиновых затворов, если намагниченности слоев изначально антипараллельны [42]. Таким образом, уменьшение длины свободного пробега лазерно-индуцированной МСВ, связанное со спиновой накачкой, должно проявляться для оптической моды, которая, однако, имеет малую групповую

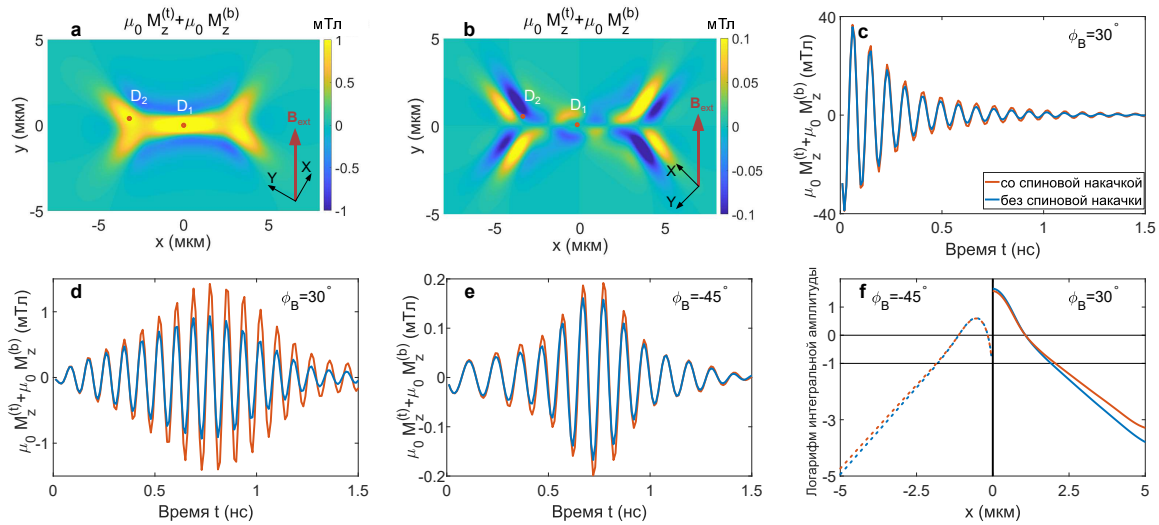


Рис. 3. *a, b* — Пространственное распределение z -компоненты суммарной намагниченности структуры $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, полученное для времени $t = 1$ нс после возбуждения магнитной динамики лазерным импульсом, сфокусированным в область 2.2 мкм с центром в $(x, y) = (0, 0)$, при направлении внешнего поля $\phi_B = 30^\circ$ (*a*) и $\phi_B = -45^\circ$ (*b*). *c, d* — Временная эволюция суммарной намагниченности $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, рассчитанная для направления поля $\phi_B = 30^\circ$ (*c*) в центре области возбуждения (точка D_1 на панели *a*) и *d* на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики (точка D_2) в присутствии (красные линии) и в отсутствие (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. *e* — Временная эволюция суммарной намагниченности $\mu_0 M_z^{(b)} + \mu_0 M_z^{(t)}$, рассчитанная для направления поля $\phi_B = -45^\circ$ на расстоянии 4 мкм в направлении ветви каустики (точка D_2) в присутствии (красные линии) и в отсутствие (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. Расчеты выполнены для параметров, приведенных в тексте. *f* — Зависимость амплитуды пакета МСВ от расстояния x для направлений поля $\phi_B = 30^\circ$ (сплошные линии) и $\phi_B = -45^\circ$ (штриховые линии) в присутствии (красные линии) и в отсутствие (синие линии) динамической связи через спиновую накачку. Горизонтальные линии отмечают амплитуду на краю пятна ($x = \pm 1.1$ мкм), принятую за единицу, и уровень e^{-1}

скорость [15] и не наблюдается в нашем численном эксперименте за пределами области возбуждения.

Анализ влияния спиновой накачки на амплитуду пакета МСВ, проведенный для случая, когда внешнее поле направлено под углом $\phi_B = -45^\circ$ (рис. 3 *b*), показал, что длина свободного пробега составляет $L_{\text{pr}} = 0.7$ мкм в отсутствие динамической связи. Следует отметить, что для случая одиночной ферромагнитной металлической пленки толщиной $10\text{--}20$ нм, длина свободного пробега лазерно-индуцированного пакета МСВ максимальна, если внешнее поле направлено вдоль одной из трудных осей [26, 47] и для слоя FeGa (20 нм) составляет 3.4 мкм [26]. То же справедливо и для спин-волновых пакетов, возбуждаемых микроволновыми методиками [51]. Мы предполагаем, что в рассматриваемой структуре уменьшение L_{pr} при $\phi_B = -45^\circ$ по сравнению с $\phi_B = 30^\circ$ может быть связано с различием собственных частот прецессии в двух слоях, что деструктивно влияет на распространение акустической моды. Как показывают наши расчеты, эффект увеличения L_{pr} от спиновой накачки в такой геометрии не превышает 5% (рис. 3 *f*) и оказывает

незначительное влияние на амплитуду пакета МСВ даже на относительно больших расстояниях от области возбуждения (рис. 3 *e*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, используя микромагнитное моделирование, что динамическая связь между двумя ферромагнитными слоями в структуре псевдоспинового клапана FM/NM/FM, осуществляемая через спиновую накачку в случае возникновения в них когерентных прецессий намагниченностей, оказывает существенное влияние на лазерно-индуцированный пакет поверхностных МСВ. Ранее было показано экспериментально, что влияние спиновой накачки проявляется в изменении времени затухания прецессии намагниченности, возбуждаемой квази-однородными лазерными импульсами или микроволновым воздействием. Мы показали, что в случае локализованного в пространстве лазерного возбуждения спин-волнового пакета это влияние состоит в изменении пространственного затухания. Динамическая связь через спиновую накачку

приводит к увеличению длины свободного пробега для акустической моды МСВ, характеризуемой синфазной прецессией намагниченностей слоев. Условием для возникновения такого эффекта, как и в случае квази-однородной прецессии, является близость собственных частот прецессии FM-слоев.

Для реалистичной структуры FeGa/Cu/FeGa мы продемонстрировали увеличение длины свободного пробега пакета акустической моды поверхностных МСВ на $\approx 20\%$, что является существенным при детектировании волн на расстояниях в несколько микрон от области возбуждения. Стоит отметить, что еще одного эффекта от спиновой накачки — увеличения пространственного затухания — в случае латерально ограниченного возбуждения не наблюдается, т.к. оно ожидается для оптической моды, имеющей малую групповую скорость и не дающей значительного вклада в распространение спин-волнового пакета на расстояние нескольких микрон.

Представленные результаты дополняют ранее полученные экспериментально и теоретически данные о спин-волновых свойствах псевдо-спиновых клапанов типа FM/NM/FM. Так, в работе [15] для структуры, аналогичной исследованной в данной работе, выявлена частотная невязанность для акустической и оптической мод равновесных магнито-статических волн, которая определяется соотношением толщин FM-слоев. Отметим, что из-за некогерентности равновесных тепловых магнонов для них не наблюдалось проявлений эффекта спиновой накачки и динамической связи. Возможность увеличения длины свободного пробега в случае пакета когерентных МСВ может, в частности, способствовать экспериментальному наблюдению эффекта частотной невязанности в случае лазерного возбуждения, что, по нашим данным, пока не было реализовано.

Благодарности. Авторы благодарят П. И. Геревенкова за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа Н.Е.Х. выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (научный проект N 22-22-00326, <https://rscf.ru/project/22-22-00326>/<https://rscf.ru/project/22-22-00326/>). А.М.К. благодарит грант Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (проект N 075-15-2022-1098)

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *Magnonics*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 260301 (2010), <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/260301>.
2. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., *Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники*, УФН **185**, 1099 (2015), <https://ufn.ru/ru/articles/2015/10/m/>.
3. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al., *The 2021 Magnonics Roadmap*, J. Phys.: Condens. Matter **33**, 413001 (2021), <https://dx.doi.org/10.1088/1361-648X/abec1a>.
4. Ph. Pirro, V. I. Vasyuchka, A. Serga, et al., *Advances in Coherent Magnonics*, Nature Rev. Mater. **6**, 1114 (2021), <https://doi.org/10.1038/s41578-021-00332-w>.
5. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al., *Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing*, IEEE Trans. Magn. **58**, 1 (2022), <https://ieeexplore.ieee.org/document/9706176>.
6. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley et al., *Antiferromagnetic Spintronics*, Nature Nanotech. **3**, 231 (2016), <https://doi.org/10.1038/nnano.2016.18>.
7. L. A. Prozorova and B. Ya. Kotyuzhanskii, *Direct Observation of the Propagation of Spin Waves in an Antiferromagnet*, Physica B+C **86-88**, 1061 (1977), [https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0378436377907975DOI:10.1016/0378-4363\(77\)90797-5](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0378436377907975DOI:10.1016/0378-4363(77)90797-5).
8. V. S. L'vov and L. A. Prozorova, *Spin Waves Above the Threshold of Parametric Excitations*, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by A. S. Borovik-Romanov and S. K. Sinha, Elsevier (1988), Vol. 22, p. 233, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978044487068150010X>.
9. Л. А. Прозорова, А. И. Смирнов, *Изменение спектра спиновых волн при взаимодействии магнонов*, ЖЭТФ **74**, 1554 (1978), <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/r/index/r/74/4/p1554?a=list>.
10. H.-A. Krug von Nidda, L. E. Svistov, and L. A. Prozorova, *Spin-Wave Resonances in Antiferromagnets*, Low Temp. Phys. **36**, 736 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3490859>.
11. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang et al., *Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers Across Cr Interlayers*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2442>.

12. E. Albisetti, S. Tacchi, R. Silvani et al., *Optically Inspired Nanomagnonics with Nonreciprocal Spin Waves in Synthetic Antiferromagnets*, Adv. Mater. **32**, 1906439 (2020), <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adma.201906439>.
13. B. Heinrich, and J. F. Cochran, *Ultrathin Metallic Magnetic Films: Magnetic Anisotropies and Exchange Interactions*, Adv. Phys. **42**, 523 (1993), <https://doi.org/10.1080/00018739300101524>.
14. R. A. Gallardo, T. Schneider, A. K. Chaurasiya et al., *Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer*, Phys. Rev. Appl. **12**, 034012 (2019), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.034012>.
15. P. I. Gerevenkov, V. D. Bessonov, V. S. Teplov et al., *Nonreciprocal Collective Magnetostatic Wave Modes in Geometrically Asymmetric Bilayer Structure with Nonmagnetic Spacer*, Nanoscale **15**, 6785 (2023), <http://dx.doi.org/10.1039/D2NR06003E>.
16. J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev et al., *Making a Reconfigurable Artificial Crystal by Ordering Bistable Magnetic Nanowires*, Phys. Rev. Lett. **104**, 207205 (2010), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.207205>.
17. M. Krawczyk and D. Grundler, *Review and Prospects of Magnonic Crystals and Devices with Reprogrammable Band Structure*, J. Phys.: Cond. Matt. **26**, 123202 (2014), <https://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>.
18. G. Gubbiotti, X. Zhou, Z. Haghshenasfard et al., *Reprogrammable Magnonic Band Structure of Layered permalloy/Cu/permalloy Nanowires*, Phys. Rev. B **97**, 134428 (2018), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.134428>.
19. Ya. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Gerrit et al., *Nonlocal Magnetization Dynamics in Ferromagnetic Heterostructures*, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005), <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.1375>.
20. B. Heinrich, Ya. Tserkovnyak, G. Woltersdorf et al., *Dynamic Exchange Coupling in Magnetic Bilayers*, Phys. Rev. Lett. **90**, 187601 (2003), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.187601>.
21. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi et al., *Transmission of Electrical Signals by Spin-Wave Interconversion in a Magnetic Insulator*, Nature **464**, 262 (2010), <https://www.nature.com/articles/nature08876>.
22. E. Padron-Hernandez, A. Azevedo, S. M. Rezende, *Amplification of Spin Waves in Yttrium Iron Garnet Films Through the Spin Hall Effect*, Appl. Phys. Lett. **99**, 192511 (2011), <https://doi.org/10.1063/1.3660586>.
23. Л. А. Прозорова, А. С. Боровик-Романов, *Пара-метрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнитном CsMnF₃*, Письма в ЖЭТФ **10**, 316 (1969), <http://jetpletters.ru/ps/656/article-0232.shtml>.
24. T. Satoh, Yu. Terui, R. Moriya et al., *Directional Control of Spin-Wave Emission by Spatially Shaped Light*, Nature Photon. **6**, 662 (2012), <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.218>.
25. Y. Au, M. Dvornik, T. Davison et al., *Direct Excitation of Propagating Spin Waves by Focused Ultrashort Optical Pulses*, Phys. Rev. Lett. **110**, 097201 (2013), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.097201>.
26. N. E. Khokhlov, P. I. Gerevenkov, L. A. Shelukhin et al., *Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Galfenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change*, Phys. Rev. Appl. **12**, 044044 (2018), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.044044>.
27. J. R. Hortensius, D. Afanasiev, M. Matthiesen et al., *Coherent Spin-Wave Transport in an Antiferromagnet*, Nature Phys. **17**, 1001 (2021), <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01290-4>.
28. F. Formisano, T. T. Gareev, D. I. Khusyainov et al., *Coherent THz Spin Dynamics in Antiferromagnets Beyond the Macrospin Approximation*, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.06996>.
29. I. V. Savochkin, M. Jäckl, V. I. Belotelov et al., *Generation of Spin Waves by a Train of fs-Laser Pulses: a Novel Approach for Tuning Magnon Wavelength*, Sci. Rep. **7**, 5668 (2017), <https://doi.org/10.1038/s41598-017-05742-x>.
30. I. Yoshimine, Y. Y. Tanaka, T. Shimura et al., *Unidirectional Control of Optically Induced Spin Waves*, Europhys. Lett. **117**, 67001 (2017), <https://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/117/67001>.
31. N. E. Khokhlov, A. E. Khramova, Ia. A. Filatov et al., *Neel Domain Wall as a Tunable Filter for Optically Excited Magnetostatic Waves*, J. Magn. Magn. Mater. **534**, 168018 (2021), <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885321002948>.

32. S. Muralidhar, R. Khymyn, A. A. Awad et al., *Femtosecond Laser Pulse Driven Caustic Spin Wave Beams*, Phys. Rev. Lett. **126**, 037204 (2021), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.037204>.
33. P. I. Gerevenkov, D. V. Kuntu, Ia. A. Filatov et al., *Effect of Magnetic Anisotropy Relaxation on Laser-Induced Magnetization Precession in Thin Gallenol Films*, Phys. Rev. Mater. **5**, 094407 (2021), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.5.094407>.
34. A. E. Khramova, M. Kobecki, I. A. Akimov et al., *Tuning the Directionality of Spin Waves Generated by Femtosecond Laser Pulses in a Garnet Film by Optically Driven Ferromagnetic Resonance*, Phys. Rev. B **107**, 064415 (2023), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.064415>.
35. M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller et al., *Optically reconfigurable magnetic materials*, Nature Phys. **11**, 487 (2015), <https://doi.org/10.1038/nphys3325>.
36. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova et al., *Route Toward Semiconductor Magnonics: Light-Induced Spin-Wave Nonreciprocity in a YIG/GaAs Structure*, Phys. Rev. B **99**, 054424 (2019), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.054424>.
37. A. J. Schellekens, K. C. Kuiper, R. R. J. C. de Wit et al., *Ultrafast Spin-Transfer Torque Driven by Femtosecond Pulsed-Laser Excitation*, Nature Commun. **5**, 4333 (2014), <https://doi.org/10.1038/ncomms5333>.
38. A. P. Danilov, A. V. Scherbakov, B. A. Glavin et al., *Optically Excited Spin Pumping Mediating Collective Magnetization Dynamics in a Spin Valve Structure*, Phys. Rev. B **98**, 060406 (2018), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.060406>.
39. P. Omelchenko and E. Montoya and E. Girt et al., *Interlayer Exchange Coupling, Spin Pumping and Spin Transport in Metallic Magnetic Single and Bilayer Structures*, JETP **131**, 113 (2020), <https://doi.org/10.1134/S1063776120070080>.
40. J. Leliaert and J. Mulkers, *Tomorrow's Micromagnetic Simulations*, J. Appl. Phys. **125**, 180901 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5093730>.
41. M. J. Donahue and D. G. Porter, *OOMMF User's Guide, Version 1.0, Tech. Rep. NISTIR 6376*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999), <https://doi.org/10.6028/NIST.IR.6376>.
42. X. Joyeux, T. Devolder, J.-V. Kim et al., *Configuration and Temperature Dependence of Magnetic Damping in Spin Valves*, J. Appl. Phys. **110**, 063915 (2011), <https://doi.org/10.1063/1.3638055>.
43. M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp et al., *All-Optical Probe of Coherent Spin Waves*, Phys. Rev. Lett. **88**, 227201 (2002), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.227201>.
44. E. Carpena, E. Mancini, D. Dazzi et al., *Ultrafast Three-Dimensional Magnetization Precession and Magnetic Anisotropy of a Photoexcited Thin Film of Iron*, Phys. Rev. B **81**, 060415 (2010), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.060415>.
45. А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов, Л. А. Шелухин и др., *Сверхбыстрое лазерно-индуцированное управление магнитной анизотропией наноструктур*, ЖТФ **91**, 1848 (2021), <https://journals.ioffe.ru/articles/51751>.
46. E. Carpena, E. Mancini, C. Dallera et al., *Three-Dimensional Magnetization Evolution and the Role of Anisotropies in Thin Fe/MgO Films: Static and Dynamic Measurements*, J. Appl. Phys. **108**, 063919 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3488639>.
47. Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, M. Wang et al., *Spectrum Evolution and Chirping of Laser-Induced Spin Wave Packets in Thin Iron Films*, Appl. Phys. Lett. **120**, 112404 (2022), <https://doi.org/10.1063/5.0077195>.
48. S. Iihama, Y. Sasaki, A. Sugihara et al., *Quantification of a Propagating Spin-Wave Packet Created by an Ultrashort Laser Pulse in a Thin Film of a Magnetic Metal*, Phys. Rev. B **94**, 020401 (2016), <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.020401>.
49. Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, M. Wang et al., *Spectrum Evolution of Magnetostatic Waves Excited Through Ultrafast Laser-Induced Heating*, J. Phys.: Confer. Ser. **1679**, 012193 (2020), <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1697/1/012193>.
50. S.-J. Yun, Ch.-G. Cho, and S.-B. Choe, *Simultaneous Excitation of Two Different Spinwave Modes by Optical Ultrafast Demagnetization*, Appl. Phys. Expr. **8**, 063009 (2015), <https://dx.doi.org/10.7567/APEX.8.063009>.
51. K. Sekiguchi, S.-W. Lee, H. Sukegawa et al., *Spin-Wave Propagation in Cubic Anisotropic Materials*, NPG Asia Mater. **9**, e392 (2017), <https://doi.org/10.1038/am.2017.87>.