

# Управление брэгговскими резонансами спиновых волн с помощью спинового тока в магнетонном кристалле с Pt полосками

М. А. Морозова<sup>1)</sup>, О. В. Матвеев<sup>+</sup>, Н. Д. Лобанов<sup>+</sup>, Д. В. Романенко<sup>+</sup>, А. М. Медников\*, С. А. Гусев<sup>×</sup>,  
Н. С. Гусев<sup>×</sup>, С. А. Никитов<sup>+°</sup>

<sup>+</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет  
имени Н. Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

\*Московский физико-технический институт, 141701, Москва, Россия

<sup>×</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>°</sup>Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 октября 2024 г.

После переработки 6 ноября 2024 г.

Принята к публикации 10 ноября 2024 г.

В работе сообщается о частотной перестройке (электрической и магнитной) брэгговского резонанса в спектре спиновых волн в магнетонном кристалле на основе пленки (100 нм) и полосок платины (Pt, 10 нм). Действие спинового тока на положение брэгговской запрещенной зоны различно при разной полярности напряжения, приложенного к платине. Напряжение положительной полярности не влияет на положение запрещенной зоны, в то время как при приложении напряжения отрицательной полярности запрещенная зона сдвигается вниз по частоте на величину порядку 5 МГц. На частотах вне запрещенной зоны в зависимости от полярности напряжения, приложенного к платине, наблюдается усиление, либо ослабление спиновой волны.

DOI: 10.31857/S0370274X24120208, EDN: KOITPG

**1. Введение.** Важной современной задачей СВЧ наноэлектроники является исследование способов управления спиновыми волнами (СВ) в ферромагнитных структурах. Одним из таких направлений исследований является магнетонная спинтроника [1–4], занимающаяся изучением взаимодействия СВ со спин-поляризованным током. Спин-поляризованный электрический ток – это направленное движение электронов, поляризованных по спину (либо “спин-вверх”, либо “спин-вниз”). В качестве одного из базовых элементов для разработки чисто спиновых информационных технологий предлагаются слоистые структуры из магнитных материалов и немагнитных проводников с сильной спин-орбитальной связью [5–11]. В таких элементах, электрический ток, протекающий в немагнитном “нормальном” металле (НМ), за счет спинового эффекта Холла приводит к генерации чисто спинового тока (СТ). Этот СТ, благодаря эффекту передачи спинового момента (*spin transfer torque*), возникающему на интерфейсе НМ/магнитный материал, может приводить к усилению (либо ослаблению) СВ в магнитном материале [5, 6, 12]. Обсуждаемое взаимодействие СВ и СТ

является интерфейсным. Оно наиболее эффективно проявляется в слоистых тонкопленочных структурах типа “ферромагнитный металл/НМ” или “ферромагнитный диэлектрик/НМ”, в случае, если металлический слой имеет большое значение угла Холла, а толщины металлических и ферромагнитных пленок сопоставимы с длиной диффузии спина и имеют значения порядка единиц/десятков нанометров [5]. В слоистых структурах, состоящих из двух слоев ферромагнитного материала, разделенных слоем НМ, СТ приводит к усилению СВ в одном слое ферромагнитного материала и ослаблению в другом [13].

Использование магнетонных кристаллов (МК) – ФП с периодической модуляцией параметров создает условия для формирования резонансов на волновых числах удовлетворяющих условию Брэгга:  $k_B = \pi/L$  ( $L$  – период структуры) [14]. На частотах брэгговских резонансов образуются запрещенные зоны (ЗЗ), т.е. полосы непропускания в спектре СВ. В таких структурах периодичность может быть создана, например, путем модуляции: геометрических размеров пленок (толщин, ширины) [15–17], параметров материала (намагниченности) [18–20], граничных условий (металлические, сегнетоэлектрические, полупроводниковые нагрузки) [21–23], внешних факторов (маг-

<sup>1)</sup>e-mail: mamorozovama@yandex.ru

нитное поле, температура) [24, 25]. В таких структурах спин-волновые резонансы наблюдаются для длин волн, удовлетворяющих условию Брэгга.

МК, созданные на основе ФП и слоев НМ рассматривались ранее в геометрии ФП железиттриевого граната (ЖИГ) с периодической модуляцией геометрических параметров (толщины и ширины), разделенных слоем НМ [26, 27]. СТ в НМ в таких структурах приводит к нарушению симметрии во времени и пространстве, а также возможности управления характеристиками ЗЗ [26–29]. В настоящей работе рассматривается МК, представляющий собой ФП ЖИГ с периодической модуляцией граничных условий в виде полосок из НМ на ее поверхности, в которых может протекать СТ. Следует ожидать, что такой МК будет являться динамическим, так как величина СТ влияет на характер периодичности и эффективность взаимодействия прямых и отраженных волны на частотах фазового синхронизма. Целью настоящей работы является исследование взаимодействия СВ в ферромагнитной среде (ЖИГ) и СТ в периодических полосках проводника с сильной спин-орбитальной связью (платина) в условиях брэгговских резонансов. Экспериментально установлена возможность электрического управления характеристиками ЗЗ СВ в ЖИГ за счет влияния СТ в платине. Для объяснения данного эффекта построена теоретическая волновая модель, описывающая дисперсионные характеристики СВ в исследуемой структуре.

**2. Эксперимент.** Для создания экспериментальных макетов использовалась монокристаллическая пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ,  $Y_3Fe_5O_{12}$ ) толщиной 100 нм (намагниченность насыщения 140 Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса 0.5 Э), выращенной методом жидкостно-фазовой эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ,  $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) толщиной 500 мкм. На поверхности ЖИГ с использованием методов оптической взрывной литографии создавалась периодическая система канавок с глубиной 10 нм и периодом  $L = 4$  мкм и полоски из платины (Pt), расположенные на столбиках ЖИГ, как показано на рис. 1а. Полоски имели толщину 10 нм, период 4 мкм, ширину 2 мкм. Изготовление волноводов осуществлялось с помощью технологий оптической литографии с использованием вспомогательных многослойных масок из металлических пленок и методов ионного и плазмохимического травления. Волноводы имели длину 90 мкм и ширину 50 мкм. Для возбуждения СВ создавались компланарные GSG антенны из золота (Au) с шириной полоска

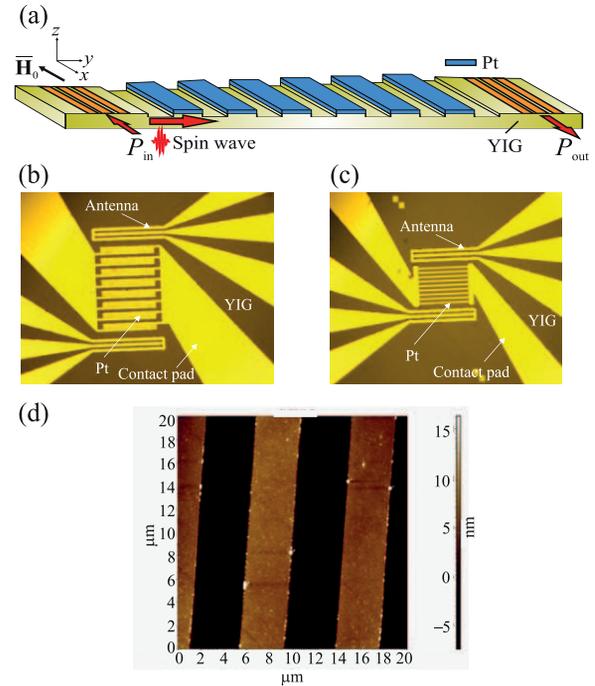


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема МК на основе пленки ЖИГ с периодической системой полосок платины. Микрофотография во вторичных электронах экспериментального макета: (b) – типа 1 и (c) – типа 2. (d) – Профиль макета типа 2, полученный с помощью атомно-силовой спектроскопии

2.5 мкм и расстоянием между полосками 2 мкм. Внешнее магнитное поле  $H_0$  прикладывалось параллельно возбуждающим антеннам в направлении оси  $x$ , так что вдоль оси  $y$  распространялись поверхностные СВ.

Для приложения управляющего напряжения к платине на поверхности ЖИГ были созданы контактные площадки из золота. При приложении напряжения к контактным площадкам в полосках платины протекает электрический ток. Созданы макеты двух типов с разным направлением электрического тока в платине. В макетах первого типа контакты для приложения напряжения к полоскам платины созданы так, что ток в платине протекает вдоль оси  $y$ , т.е. сонаправлен (либо противоположно направлен) направлению распространения СВ. Микрофотография макета типа 1, полученная в электронном микроскопе приведены на рис. 1b. В макетах второго типа ток в платине направлен вдоль оси  $x$ , т.е. перпендикулярен направлению СВ. Микрофотография макета типа 2 приведена на рис. 1c. На рисунке 1d показан профиль макета типа 2, полученный с помощью атомно-силовой микроскопии.

Исследование спектральных характеристик СВ проводилось с помощью микроволновой зондовой

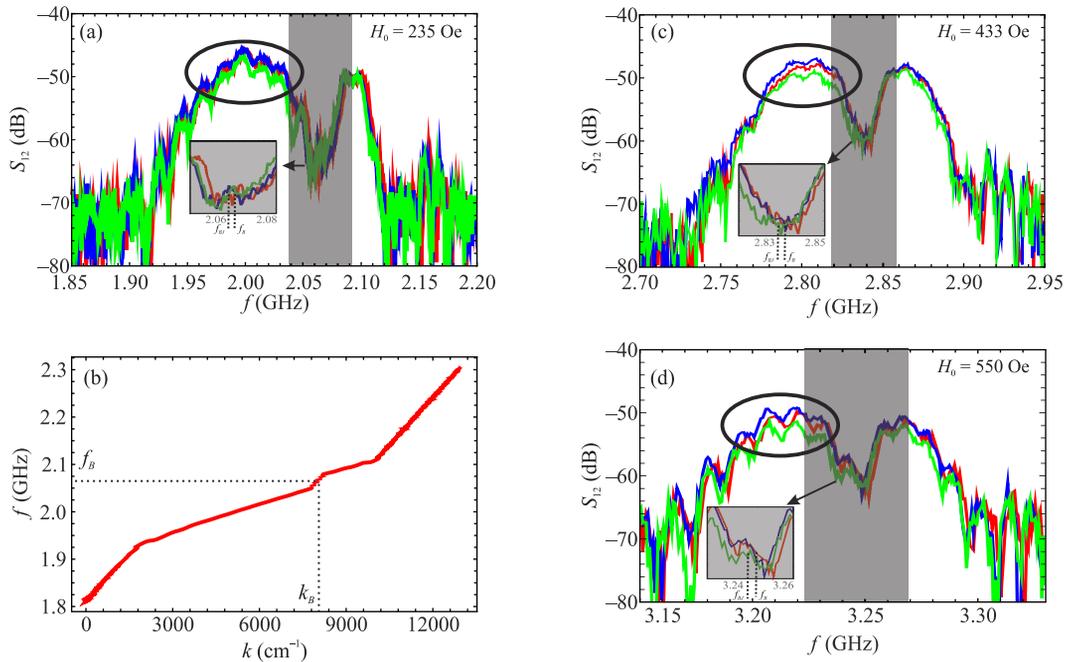


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные АЧХ СВ в макете типа 1 при входной мощности  $-30$  дБм, напряженности магнитного поля: (a)  $H_0 = 235$  Э; (c)  $H_0 = 433$  Э; (d)  $H_0 = 550$  Э и полярности электрического тока  $J = 0$  (красные кривые),  $J = 10^9$  А/м<sup>2</sup> (синие кривые),  $J = -10^9$  А/м<sup>2</sup> (зеленые кривые). (b) – Дисперсионные характеристики спиновых волн в макете типа 1 при входной мощности  $-30$  дБм, напряженности магнитного поля  $H_0 = 235$  Э

контрольно-измерительной станции, включающей четырехполюсный постоянный магнит, 2 СВЧ зонда и 2 DC зонда с держателями, систему позиционирования, микроскоп, а также векторный анализатор цепей. На рисунке 2а, б приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) и соответствующие дисперсионные характеристики СВ для макета типа 1 при разной силе тока в полосках платины, напряженности магнитного поля  $235$  Э и входной мощности  $-30$  дБм. Из рисунка 2а видно, что при  $J = 0$  (красная кривая) на частоте  $f_B = 2.067$  ГГц, отмеченной серой заливкой, наблюдается ярко выраженный минимум. На данной частоте  $f_B$  также наблюдается скачок на дисперсионной характеристике (рис. 2б), при этом волновое число совпадает с волновым числом первого брэгговского резонанса  $k_B = \pi/L = 7853$  см<sup>-1</sup>. Ширина ЗЗ на полуглубине составляет  $15$  МГц, глубина  $17$  дБм. На следующем этапе к полоскам платины прикладывалось напряжение  $U$ . Напряжение положительной полярности  $U > 0$  соответствует направлению электрического тока ( $J > 0$ ), сонаправленному с направлением распространения СВ. Из рисунка 2а видно, что при приложении к полоскам платины напряжения положительной полярности (синяя кривая) имеет место усиление СВ на величину порядка  $2$  дБм

(выделено окружностью). Что свидетельствует о влиянии СТ в платине на затухание СВ и согласуется результатами, полученными в [30, 31]. При приложении напряжения отрицательной полярности (зеленая кривая) имеет место ослабление СВ на величину порядка  $2$  дБм (выделено окружностью). Напряжение, приложенное к платине, влияет также на частотное положение ЗЗ. Видно, что при приложении напряжения, как положительной, так и отрицательной полярности ЗЗ сдвигается вниз по частоте на величину порядка  $3$  МГц и наблюдается на частоте  $f_{BJ}$ .

На рисунке 2с приведена АЧХ СВ при другом значении внешнего магнитного поля  $H_0 = 433$  Э для макета типа 1. Видно, в этом случае в зависимости от полярности напряжения, приложенного к платине, также наблюдается усиление либо ослабление СВ. Однако, действие СТ на положение ЗЗ различно при разной полярности напряжения, приложенного к платине. Напряжение положительной полярности не влияет на положение ЗЗ, в то время как при приложении напряжения отрицательной полярности ЗЗ сдвигается вниз по частоте на величину порядка  $5$  МГц. На рисунке 2д приведена АЧХ СВ при другом значении внешнего магнитного поля  $H_0 = 550$  Э для макета типа 1. Видно, при приложении напряжения

отрицательной полярности ЗЗ сдвигается также на величину порядка 3 МГц, напряжение положительной полярности не влияет на положение ЗЗ.

На рисунке 3 приведена АЧХ СВ при напряженности внешнего магнитного поля при  $H_0 = 120$  Э и входной мощности  $-15$  дБм для макета типа 2. Видно, что в этом случае СТ не приводит к усилению (либо ослаблению) СВ. Также СТ не влияет на положение ЗЗ. Данный факт свидетельствует о том, что сдвиг ЗЗ, наблюдавшийся для макета типа 1 вызван не нагревом исследуемой структуры.

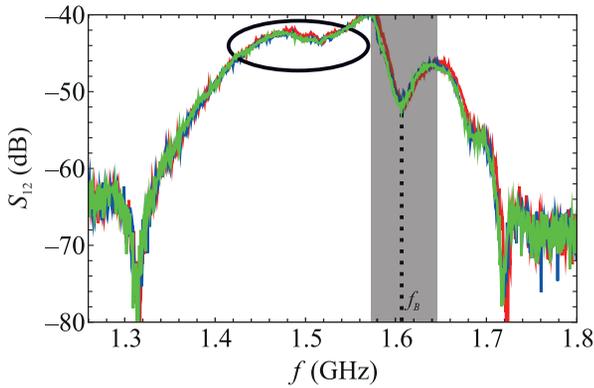


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальные АЧХ СВ при электрическом токе  $J = 0$  (красные кривые),  $J = 10^9$  А/м<sup>2</sup> (синие кривые),  $J = -10^9$  А/м<sup>2</sup> (зеленые кривые) в макете типа 2 при входной мощности  $-30$  дБм и напряженности магнитного поля  $H_0 = 120$  Э

На рисунке 4 точками показана зависимость отстройки центральной частоты ЗЗ при введении электрического тока от частоты ЗЗ и в отсутствие тока ( $\Delta f = f_B - f_{B,J}$ ) от величины и полярности электрического тока при разной напряженности магнитного поля. Видно, что при увеличении напряженности магнитного поля действие СТ при положительной и отрицательной полярности становится различным.

**3. Теория.** Динамика намагниченности в ФП, граничащей со слоем НМ, может быть описана с помощью уравнения Ландау–Лифшица–Гилберта с учетом члена Слончевского [13, 5, 6]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \frac{\mathbf{M}}{M_0} \times \left[ \alpha \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \tau \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{M} \right], \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}$  – намагниченность ФП,  $\tau = \frac{\gamma \theta_{SH} S \hbar}{2e D M_0} J_E$  – спиновый крутящий момент,  $J_E$  – плотность электрического тока,  $J_S = \theta_{SH} J_E$  – плотность СТ,  $D$  – толщина НМ,  $M_0$  – намагниченность насыщения ФП,  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение,  $e$  – заряд электрона,  $\theta_{SH}$  – угол Холла,  $\alpha$  – параметр затухания Гильберта,  $S$  – прозрачность интерфейса между НМ и

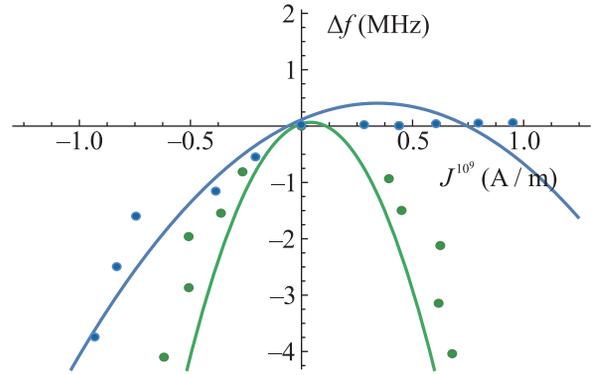


Рис. 4. (Цветной онлайн) Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) зависимости отстройки центральной частоты ЗЗ от плотности электрического тока при  $H_0 = 235$  Э (зеленый цвет),  $H_0 = 550$  Э (синий цвет)

ФП,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка. Также в соотношении (1) эффективное магнитное поле:  $\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} + \frac{2A_{ex}}{M_0} \nabla^2 \mathbf{M}$ , включающее внешнее постоянную  $\mathbf{H}_0$  и ВЧ компоненту  $\mathbf{h}$ , а также обменное взаимодействие ( $A_{ex}$  – постоянная обмена в ФП).

Исследуемая структура помещена во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное вдоль оси  $x$ , при этом в ФП вдоль оси  $y$  распространяется СВ, представляющая собой волну прецессии вектора намагниченности. Представим вектор намагниченности в виде суммы постоянной компоненты, направленной вдоль внешнего магнитного поля, и переменной ВЧ компоненты  $\mathbf{M} = \mathbf{M}^0 + \mathbf{m}$ .

Считая, что электрический ток направлен вдоль оси  $y$ , распишем соотношение (1) в проекциях на оси координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\gamma \frac{2A_{ex}}{M_0} \frac{\partial^2 m_z}{\partial y^2} + \gamma H_0 m_z - \gamma M_0 h_z + \\ &\quad + \alpha \frac{\partial m_z}{\partial t} + \tau m_y, \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= \gamma \frac{2A_{ex}}{M_0} \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} + \gamma H_0 m_y - \gamma M_0 h_y + \\ &\quad + \alpha \frac{\partial m_y}{\partial t} + \tau m_z. \end{aligned} \quad (2)$$

Введем переобозначения  $m_+ = m_z + j m_y$ ,  $m_- = m_z - j m_y$ . Переменные составляющие магнитного поля и намагниченности связаны соотношениями вида [32]:

$$\begin{aligned} h_+ &= -2\pi(m_+ - m_-) - j4\pi d \frac{\partial m_-}{\partial y}, \\ h_- &= 2\pi(m_+ - m_-). \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя (2) и (3) в (1), получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_+}{\partial t} &= j\omega_H^{\text{eff}} m_+ - j\omega_M \left( -\frac{m_+ - m_-}{2} - jd \frac{\partial m_-}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial m_-}{\partial t} &= -j\omega_H^{\text{eff}} m_- + j\omega_M \left( -\frac{m_+ - m_-}{2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega_H^{\text{eff}} = \gamma H_0 - \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial t} + j\tau$ . Для переменных намагниченностей  $m = m_z/M_0$  система (4) примет вид:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} + \omega_{\perp}^{\text{eff}2} m \pm jd \frac{\omega_M^2}{2} \frac{\partial m}{\partial y} = 0, \quad (5)$$

где “+” обозначает положительное направление распространения вдоль оси  $y$ , а “-” обозначает отрицательное направление,  $\omega_{\perp}^{\text{eff}} = \sqrt{\omega_H^{\text{eff}}(\omega_H^{\text{eff}} + \omega_M)}$ . Для структуры, состоящей из ФП с периодической системой полосок НМ с периодом  $L$  и шириной  $c$ , спиновый крутящий момент, после разложения в ряд Фурье, может быть представлен в виде периодической функции [33]:

$$\tau = \tau_0 \left( 1 + \delta_{\tau} \cos\left(\frac{\pi}{L}y\right) \right), \quad (6)$$

где  $\tau_0 = \frac{\tau c}{L}$ ,  $\delta_{\tau} = \frac{2\tau}{\pi\tau_0} \sin\left(\frac{\pi c}{L}\right)$ ,  $\delta_d = \frac{2\Delta}{\pi d_0} \sin\left(\frac{\pi c}{L}\right)$ ,  $d_0 = b + \frac{\Delta c}{L}$ .

Толщина пленки, после разложения в ряд Фурье, может быть представлена как периодическая функция [33]:

$$d = d_0 \left( 1 + \delta_d \cos\left(\frac{\pi}{L}y\right) \right), \quad (7)$$

где  $\delta_d = \frac{2\Delta}{\pi d_0} \sin\left(\frac{\pi c}{L}\right)$ ,  $d_0 = b + \frac{\Delta c}{L}$ .

Используя метод связанных волн [34], решение уравнений (5) представим в виде суммы прямых волн и волн, отраженных от периодических неоднородностей:

$$m = A \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B \exp[j(\omega t + k_{-1} y)], \quad (8)$$

где  $A$  и  $B$  – медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных волн,  $k_0$  – постоянная распространения “0” гармоники,  $k_{-1}$  относится к “-1” гармонике,  $k_0$  и  $k_{-1}$  связаны условием Брэгга:  $k_{-1} = -k_0 + 2k_B$ , где  $k_B = \pi/L$  – брэгговское волновое число.

Подставляя соотношения (6), (7) и (8) в (5), в стационарном случае можно получить систему волновых уравнений для амплитуд огибающих прямых и отраженных волн в виде:

$$\begin{cases} j\nu \frac{\partial A}{\partial y} + \eta_0^{\text{eff}} A + \kappa B = 0, \\ -j\nu \frac{\partial B}{\partial y} + \eta_{-1}^{\text{eff}} B + \kappa A = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $\kappa_{0,-1} = \delta_d \nu k_{0,-1} + j\delta_{\tau}(2\gamma H_0 + \omega_M)$ ,  $\nu = \frac{\omega_M^2 d_0}{2}$ ,  $\eta_{0,-1}^{\text{eff}} = -\omega^2 + (\omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}})^2 + \nu k_{0,-1}$ ,  $\omega_{\perp 0,-1}^{\text{eff}} = \sqrt{\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}}(\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}} + \omega_M)}$ ,  $\omega_{H_{0,-1}}^{\text{eff}} = \gamma H_0 + \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} k_{0,-1}^2 \pm j(\omega\alpha + \tau)$  – частоты, связанные с эффективным магнитным полем прямых и отраженных волн в МК, соответственно.

Полагая производные в (9) равными нулю и приравняв детерминант полученной системы к нулю, получим дисперсионное соотношение вида:

$$\begin{vmatrix} \eta_0^{\text{eff}} & \kappa \\ \kappa & \eta_{-1}^{\text{eff}} \end{vmatrix} = 0. \quad (10)$$

Диагональные компоненты  $\eta_{0,-1}^{\text{eff}}$  определителя (10), приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямой и отраженной СВ в структуре ФП/НМ [35–37]. Компоненты  $\kappa$  описывают связь между прямыми и отраженными волнами в каждом МК. При  $\kappa = 0$  (10) описывает дисперсионное соотношение для СВ в структуре без модуляции параметров [13].

При брэгговском волновом числе  $k_{0,-1} = k_B$  в отсутствие связи между прямыми и отраженными волнами ( $\kappa = 0$ ) выразим центральную частоту ЗЗ в виде:

$$\omega_B = \frac{\alpha}{2(1+\alpha^2)} (-2\tau + 2j\omega_H + j\omega_M) + \sqrt{\omega_{\perp}^2 + \nu k_B - 4\tau^2 + 4j\tau(2\omega_H + \omega_M) + \alpha^2 \omega_M^2 (2\nu k_B - 1)}, \quad (11)$$

где  $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ ,  $\omega_H = \gamma H_0 + \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} k_B^2$ . Частота  $\omega_B$  является частотой фазового синхронизма прямых и отраженных волн при  $k_{0,-1} = k_B$ .

Если СТ направлен вдоль оси  $x$ , из (1) получим следующие соотношения в проекциях на оси координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2 m_z}{\partial y^2} + \gamma H_0 m_z - \gamma M_0 h_z + \\ &\quad + \alpha \frac{\partial m_z}{\partial t} + \frac{\tau}{M_0} m_y m_z, \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} - \gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y - \\ &\quad - \alpha \frac{\partial m_y}{\partial t} - \frac{\tau}{M_0} (M_0^2 + m_y^2). \end{aligned} \quad (12)$$

Пренебрегая квадратичными членами ввиду их малости и переходя к уравнению для вектора намагниченности во вторых производных, получим уравнение, аналогичное (5) за исключением того, что в него входит частота  $\omega_H^{\text{eff}} = \gamma H_0 - \gamma \frac{2A_{\text{ex}}}{M_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial t}$ . Таким образом, в уравнениях отсутствует вклад СТ, что согласуется с экспериментом, который демонстрирует отсутствие влияния электрического тока, направленного вдоль оси  $x$  на дисперсию СВ.

На рисунке 5 представлены дисперсионные характеристики для СВ в исследуемой структуре, рассчитанные по соотношению (10). Из дисперсионной характеристики видно, формируется ЗЗ – полоса непропускания (показана синей заливкой, рис. 5а) на частоте первого брэгговского резонанса  $f_B = 2.06$  ГГц и при брэгговском волновом числе  $k_B = \pi/L = 7853$  см<sup>-1</sup>. ЗЗ формируются на частотах

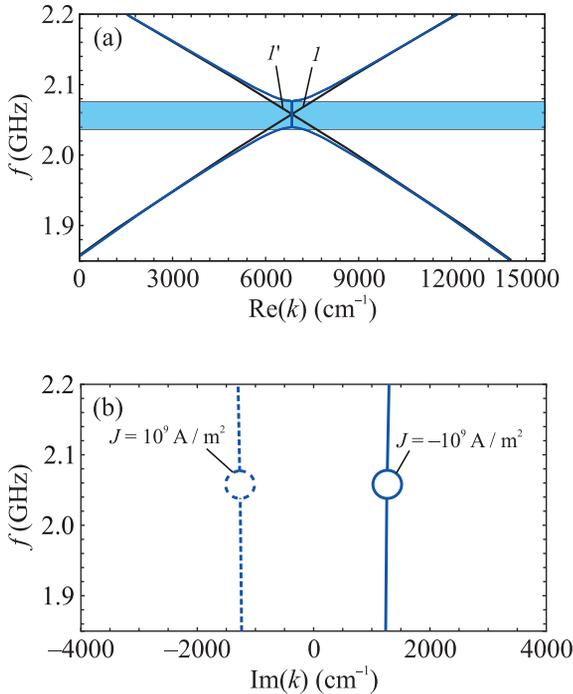


Рис. 5. (Цветной онлайн) Теоретические дисперсионные характеристики СВ при плотности тока  $J = 10^9 \text{ A/m}^2$  положительной (пунктирные кривые) и отрицательной (сплошные кривые) полярности при  $H_0 = 235 \text{ Э}$ . Зависимость от частоты: (а) –  $\text{Re}(k)$ ; (б) –  $\text{Im}(k)$ . Синяя заливка на рис. 5а обозначает область ЗЗ. Дисперсионные характеристики для прямой и отраженной СВ без связи показаны черными линиями 1 и 1' соответственно

фазового синхронизма прямой (линия 1) и отраженной СВ (линия 1', рис. 5а). В данной области частот, как видно из рис. 5б, мнимая часть волнового числа отлична от нуля, что свидетельствует о затухании СВ. Из рисунка 5б видно, что в зависимости от направления спинового тока, возможно усиление ( $\text{Im}(k) < 0$ ), либо ослабление ( $\text{Im}(k) > 0$ ) спиновой волны на частотах, лежащих, как в области ЗЗ, так и вне ЗЗ.

На рисунке 4 сплошными кривыми приведена теоретическая зависимость отстройки центральной частоты ЗЗ при введении электрического тока от частоты ЗЗ в отсутствие тока ( $\Delta f = f_B - f_{B,J}$ ), рассчитанная по соотношению (11), от величины и полярности СТ при разных значениях напряженности магнитного поля. При расчетах вводилась замена  $\tau \rightarrow \tau + \tau_0$ , где  $\tau_0$  – значение тока при котором проявляется эффект ослабления СВ, полученное из эксперимента. Видно, что при малых значениях напряженности магнитного поля наблюдается сдвиг ЗЗ вниз по частоте, как при положительной,

так и при отрицательной полярности. При увеличении напряженности магнитного поля при напряжении отрицательной полярности имеет место сдвиг ЗЗ вниз по частоте, напряжение положительной полярности слабее влияет на положение ЗЗ. Данная тенденция соответствует экспериментальной зависимости, показанной на рис. 4 точками.

Таким образом, построенная модель позволяет выявить механизм формирования ЗЗ СВ в исследуемой структуре за счет взаимодействия прямых волн и волн, отраженных от периодических неоднородностей. Зависимость частоты ЗЗ от величины и полярности СТ описывается параболой, несимметричной, относительно нулевого значения СТ, что объясняет зависимости, полученные в эксперименте.

**4. Заключение.** Таким образом, в работе установлены особенности взаимодействия СВ в слое ЖИГ и СТ в полосках из платины в условиях брэгговского резонанса. Выявлены особенности формирования ЗЗ в спектре СВ в слоистой структуре на основе ФП с периодической системой полосок из НМ. Показано, что в исследуемой структуре, за счет существования прямых и отраженных от неоднородностей СВ, выполняются условия для брэгговского резонанса. Имеет место формирование ЗЗ – полос непропускания СВ, соответствующих условиям брэгговских резонансов. СТ в НМ приводит к изменению эффективного магнитного поля в слое ЖИГ, что позволяет управлять условиями формирования и характеристиками ЗЗ. В частности, СТ позволяет осуществлять частотную перестройку ЗЗ. При малой напряженности магнитного поля (ниже 250 Э) при приложении напряжения, как положительной, так и отрицательной полярности ЗЗ сдвигается вниз по частоте на величину порядка 3 МГц. При большой напряженности магнитного поля действие СТ на положение ЗЗ различно при разной полярности напряжения, приложенного к платине. Так напряжение положительной полярности не влияет на положение ЗЗ, в то время как при приложении напряжения отрицательной полярности ЗЗ сдвигается вниз по частоте на величину порядка 5 МГц. В зависимости от направления СТ, возможно усиление, либо ослабление СВ на частотах, лежащих вне ЗЗ. Данная особенность позволяет говорить и частотно-селективном управлении ЗЗ в спектре СВ с помощью СТ. Таким образом, исследуемая структура представляет собой динамический МК, в котором введение СТ разной полярности позволяет перестраивать ЗЗ.

Практическая важность результата состоит в том, что управление ЗЗ СВ с помощью СТ, выявленное в структуре МК/НМ, отрывает возможность для

использовании такой структуры в качестве базового функционального элемента частотно-селективных СВЧ устройств с двойным (электрическим и магнитным) управлением на принципах спинтроники.

**Финансирование работы.** Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 23-79-30027, <https://rscf.ru/project/23-79-30027/>).

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. П. Г. Баранов, А. М. Калашникова, В. И. Козуб, В. Л. Коренев, Ю. Г. Кусраев, Р. В. Писарев, В. Ф. Сапега, И. А. Акимов, М. Байер, А. В. Щербаков, Д. Р. Яковлев, *Успехи физических наук* **189**(8), 849 (2019).
2. C. Felser and G. H. Fecher, *Spintronics: from materials to devices*, Springer Science & Business Media, Dordrecht (2013).
3. A. Brataas, B. van Wees, O. Klein, G. de Loubens, and M. Viret, *Phys. Rep.* **885**, 1 (2020).
4. С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков, А. Н. Славин, Ю. Н. Барабаненков, С. А. Осокин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. А. Морозова, Ю. П. Шараевский, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоцкий, В. К. Сахаров, Е. С. Павлов, *Успехи физических наук* **185**(10), 1099 (2015).
5. Y. Zhou, H. Jiao, Y.-t. Chen, G. E. Bauer, and J. Xiao, *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics B* **88**(18), 184403 (2013).
6. K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **101**(3), 036601 (2008).
7. X.-g. Wang, G.-h. Guo, and J. Berakdar, *Phys. Rev. Appl.* **15**(3), 034050 (2021).
8. K. Szulc, P. Graczyk, M. Mruczkiewicz, G. Gubbiotti, and M. Krawczyk, *Phys. Rev. Appl.* **14**(3), 034063 (2020).
9. H. Liu, D. Sun, C. Zhang, M. Groesbeck, R. Mclaughlin, and Z. V. Vardeny, *Sci. Adv.* **5**(11), eaax9144 (2019).
10. Y. V. Nikulin, M. Seleznev, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov, E. S. Pavlov, S. Vysotskii, A. V. Kozhevnikov, and Y. A. Filimonov, *Semiconductors* **54**(12), 1721 (2020).
11. V. Demidov, S. Urazhdin, G. De Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Anane, and S. Demokritov, *Phys. Rep.* **673**, 1 (2017).
12. V. Demidov, S. Urazhdin, E. Edwards, and S. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **99**(17), 172501 (2011).
13. X.-g. Wang, G.-h. Guo, and J. Berakdar, *Nat. Commun.* **11**(1), 5663 (2020).
14. A. Chumak, A. Serga, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**(24), 244001 (2017).
15. 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, and A. A. Serga, *Commun. Phys.* **3**(1), 17 (2020).
16. F. Ciubotaru, A. Chumak, N. Y. Grigoryeva, A. Serga, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**(25), 255002 (2012).
17. K. Di, H. Lim, V. Zhang, S. Ng, M. Kuok, H. Nguyen, and M. Cottam, *J. Appl. Phys.* **115**(5), 053904 (2014).
18. F. Ciubotaru, A. V. Chumak, B. Obry, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Phys. Rev.* **88**(13), 134406 (2013).
19. F. Lisiecki, J. Rychly, P. Kuświk et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Appl.* **11**(5), 054003 (2019).
20. H. Qin, G.-J. Both, S. J. Hämäläinen, L. Yao, and S. van Dijken, *Nat. Commun.* **9**(1), 5445 (2018).
21. T. Goto, K. Shimada, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue, *Phys. Rev. Appl.* **11**(1), 014033 (2019).
22. A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, A. A. Nikitin, A. A. Semenov, D. A. Bozhko, A. A. Serga, B. Hillebrands, E. Lähderanta, and B. A. Kalinikos, *Commun. Phys.* **2**(1), 137 (2019).
23. S. Choudhury, A. K. Chaurasiya, A. K. Mondal, B. Rana, K. Miura, H. Takahashi, Y. Otani, and A. Barman, *Sci. Adv.* **6**(40), eaba5457, 2020.
24. T. Langner, D. A. Bozhko, S. A. Bunyaev, G. N. Kakazei, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and V. I. Vasyuchka, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**(34), 344002 (2018).
25. M. Iwaba and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Express* **14**(7), 073002 (2021).
26. X.-g. Wang, D. Schulz, G.-h. Guo, and J. Berakdar, *Phys. Rev. Appl.* **18**(2), 024080 (2022).
27. M. Morozova, N. Lobanov, O. Matveev, and S. Nikitov, *J. Magn. Magn. Mater.* **588**, 171418 (2023).
28. N. D. Lobanov, O. V. Matveev, and M. A. Morozova, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **88**, 254 (2024).
29. O. Temnaya, A. Safin, D. Kalyabin, and S. Nikitov, *Phys. Rev. Appl.* **18**(1), 014003 (2022).
30. L. Liu, T. Moriyama, D. Ralph, and R. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **106**(3), 036601 (2011).
31. P. Pirro, T. Brächer, A. Chumak, B. Lägél, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Gönert, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **104**(1), 012402 (2014).
32. M. Morozova, N. Lobanov, O. Matveev, and S. Nikitov, *JETP Lett.* **115**(12), 742 (2022).
33. M. Morozova, A. Y. Sharaevskaya, A. Sadovnikov, S. Grishin, D. Romanenko, E. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. Nikitov, *J. Appl. Phys.* **120**(22), 223901 (2016).
34. D. Marcuse, *Light transmission optics*, Van Nostrand Reinhold Company, N.Y. (1982).

35. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шаревский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, Издательство Саратовского университета, Саратов (1993).
36. B. Kalinikos and A. Slavin, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **19**(35), 7013 (1986).
37. H. Qin, S. J. Hämäläinen, K. Arjas, J. Witteveen, and S. van Dijken, *Phys. Rev.* **98**(22), 224422 (2018).