

05,13

## Поверхностные магнитоэлектрические спиновые волны в двуслойных периодических структурах YIG/GaAs

© А.А. Мартышкин<sup>1,2</sup>, К. Бубликов<sup>3</sup>, А.В. Садовников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

<sup>2</sup> Институт высоких технологий и перспективных материалов Дальневосточного федерального университета, Владивосток, Россия

<sup>3</sup> Институт электротехники Словацкой академии наук, 84104 Братислава, Словакия

E-mail: aamartyshkin@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 июня 2023 г.

В окончательной редакции 7 ноября 2023 г.

Принята к публикации 8 ноября 2023 г.

Исследовано распространение спиновых волн (СВ) в структуре ферромагнетик/полупроводник. На поверхности ферромагнитной пленки железо-иттриевого граната (YIG) расположен массив параллельно расположенных полупроводниковых полосок из арсенида галлия (GaAs). Методом численного моделирования проведено исследование свойств СВ, распространяющихся в намагниченной касательно структуре YIG/GaAs. Продемонстрирован эффект управляемой невязимности спин-волнового сигнала, проявляющийся в изменении продольного волнового числа при вариации величины концентрации свободных носителей заряда в полосках GaAs. Исследовано влияние концентрации свободных носителей заряда в массиве полосок GaAs на свойства СВ, распространяющихся в ферритовой пленке, в случае, когда для поперечных волновых чисел выполняется условие брэгговского резонанса. Предложенная структура может найти применение для устройств обработки сигнала на принципах магноники.

**Ключевые слова:** магноники, спиновые волны, тонкие пленки, гетероструктуры, магنونный кристалл.

DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56771.132

### 1. Введение

Магноники — одно из возможных направлений преодоления ограничений традиционной микроэлектроники, основанной на комплементарной металл-оксид-полупроводник (КМОП) [1]. Одним из путей преодоления ограничений КМОП технологий выступает использование структурированных тонкопленочных магнитных спин-волноведущих структур [2,3]. На современном этапе развития магноники речь идет о проектировании компонентов, которые могут быть объединены как самостоятельные единицы в магنونные сети [4–6] для получения функциональных устройств кодирования, передачи и обработки информации.

Спин-волновой транспорт в двуслойных структурах ферромагнетик/полупроводник представляет большой интерес [7–9]. Известно, что металлизация ферритового слоя приводит к появлению невязимных свойств СВ, проявляющихся в трансформации дисперсионных характеристик при изменении направления СВ на противоположный [10]. Полупроводниковый слой на поверхности ферромагнитной пленки подобен слою металла на ферромагнитной пленке [11] и сопровождается изменением дисперсии и спектров прохождения СВ, а также появлением невязимных эффектов [7]. В работе [12] показано, что оптически инжектированные свободные носители заряда в полупроводниковый слой позволяют

управления дисперсионными характеристиками и спектрами прохождения СВ.

Интерес последних лет к полупроводниковым/ферромагнитным гетероструктурам обусловлен развитием методов изготовления управляемых лазерным излучением наноразмерных структур [13], а также работами, в которых решена проблема выращивания тонких структурированных ферромагнитных пленок на полупроводниковых подложках [14]. Особый интерес представляют двухслойные структуры, состоящие из пленки железо-иттриевого граната (YIG), выращенного на подложке из арсенида галлия (GaAs) [15] ввиду рекордно низкого затухания спиновых волн в пленках YIG [16]. Наличие множества способов изменения скорости процессов инжекции и рекомбинации свободных носителей заряда в феррит/полупроводниковых гетероструктурах позволяет создавать реконфигурируемые устройства, основанные на магنونных принципах [17]. Так, например, на основе эффекта, индуцированного лазерным излучением изменения проводимости слоя GaAs в структуре YIG/GaAs представляется возможным создание управляемых устройств магноники, которые могут быть интегрированы с КМОП-технологиями. При этом использование магنونных кристаллов (МК), представляющих собой среды с периодическим изменением параметров, влияющих на распространение СВ, позволяет наблюдать невязимные эффекты, проявляющиеся в изменении спек-

тров СВ и пространственных распределений амплитуды поля СВ, например, в тонкой пленке пермаллоя с полосками никеля на ее поверхности [18].

Общим аналитическим подходом к изучению транспорта СВ в двухслойных структурах полупроводник/ферромагнетик является решение электромагнитной задачи на основе уравнений Максвелла [11]. Воздействие полупроводникового слоя на СВ распространяющиеся в ферромагнитном слое описывается влиянием свободных носителей зарядов в твердом теле, подчиняющихся кинетическому уравнению движения Больцмана [11,19,20]. Динамику намагниченности ферромагнетика можно описать с помощью решения во временной области уравнения движения Ландау–Лифшица. Однако для случаев, когда внутреннее магнитное поле ферромагнетика является квазистатическим и квазиоднородным, можно свести задачу к решению линейаризованного решения уравнения Ландау–Лифшица с гиротропным тензором магнитной проницаемости [11]. В общем случае для структур, содержащих гиротропные материалы, решение уравнения Максвелла не распадается на независимые магнитные и электрические волны ( $H$ - и  $E$ -типа) [11]. Это приводит к необходимости использования численных методов анализа магнитных структур в электродинамическом подходе, например, метода конечных элементов (МКЭ) [21].

Настоящая работа посвящена численному электродинамическому анализу безобменного распространения СВ в структуре, состоящей из массива полосок GaAs, расположенных на поверхности слоя YIG. Показано, что при изменении величины концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых полосках структуры YIG/GaAs в спектре образуются запрещенные зоны распространения СВ, что аналогично случаю образования запрещенных зон в магнитнокристаллических структурах. Предложенная структура может служить в качестве перестраиваемого лазерным излучением пространственно-частотного фильтра сигналов в магнитных интегральных схемах.

## 2. Исследуемая структура и численная модель

Вид двумерной расчетной ячейки для исследуемой двухслойной структуры представлен на рис. 1. Полоски GaAs нанесены параллельно друг другу на слой YIG через буферный слой  $\text{AlO}_x$  толщиной  $2\ \mu\text{m}$ . Буферный слой  $\text{AlO}_x$  используется для совместимости разных кристаллических структур YIG и GaAs при изготовлении гетероструктуры YIG/GaAs [7,15]. Толщина пленки YIG составляет  $10\ \mu\text{m}$ . Толщина полосок GaAs составляет  $1\ \mu\text{m}$  и шириной  $50\ \mu\text{m}$ . В исследуемой модели структура представлена бесконечной и однородной вдоль оси  $z$  и периодической (с периодом  $D = 200\ \mu\text{m}$ ) вдоль оси  $x$ . Структура намагничивалась тангенциально вдоль оси  $x$

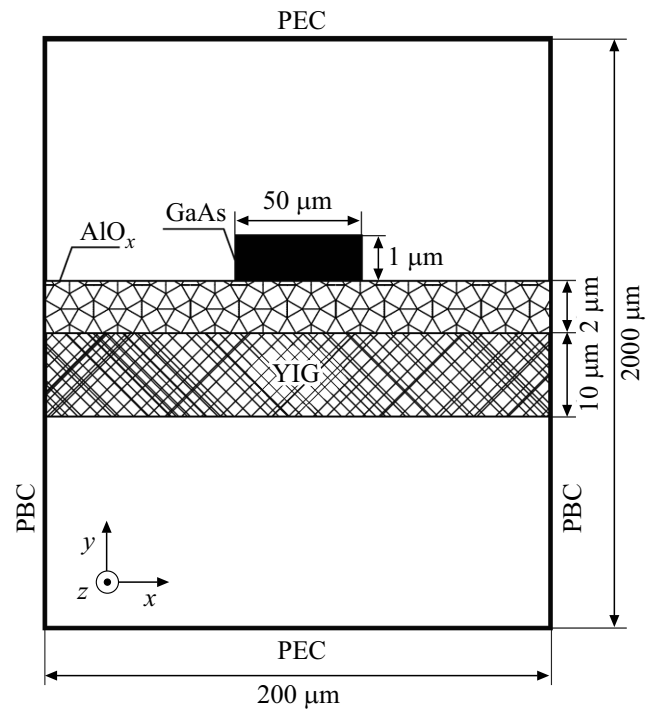


Рис. 1. Схематическое изображение ячейки одного периода исследуемой структуры при численном моделировании.

магнитным полем  $|\mathbf{H}| = 1308\ \text{Oe}$ , что обеспечивало возможность распространения СВ вдоль оси  $z$  с продольным волновым числом  $\mathbf{k}_{\parallel}$  в конфигурация Деймона–Эшбаха (ДЭ) [22]. Выбранная конфигурация структуры и магнитного поля позволяет возбуждать СВ, распространяющиеся через структуру как в положительном направлении вдоль оси  $z$  ( $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ ), когда  $\mathbf{k}_{\parallel} \uparrow \uparrow z$ , так и в отрицательном направлении вдоль оси  $z$  ( $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ ), когда  $\mathbf{k}_{\parallel} \uparrow \downarrow z$ . Распространение СВ под углом отличным от  $90^\circ$  относительно внешнего поля подмагничивания приводит к появлению компоненты волнового вектора ( $\mathbf{k}_{\perp}$ ) направленного вдоль оси  $x$ . Для плоских волн наличие компоненты  $\mathbf{k}_{\perp}$  означает, что распространение СВ через структуру происходит под углами к подмагничивающему магнитному полю, отличными от перпендикулярной ориентации, и в таком случае волновое число можно представить, как

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}. \quad (1)$$

Численная модель исследуемой структуры представлена в виде двумерной ячейки одного периода структуры вдоль направления оси  $x$  (1). На левую и правую границы расчетной ячейки наложены периодические граничные условия (periodic boundary conditions — PBC), а в качестве граничных условий для верхней и нижней границы использовался идеальный электрический проводник (perfect electric conductor — PEC). Отметим здесь, что расстояние, на котором был установлен PEC, соответствовало сходимости всех интересующих решений собственных мод СВ.

Параметры материалов задавались следующим образом. Для слоя YIG: намагниченность насыщения  $M_s = 1.39 \cdot 10^5$  G,  $\gamma = 2.8$  MHz/Oe, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 12.7$ . Для слоя  $\text{AlO}_x$ : диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 9$  [23]. Для GaAs: средняя частота столкновений электронов  $\nu_e = 0.05$  GHz, эффективная масса электрона  $m_e = 10^{-32}$  kg, диэлектрическая проницаемость кристалла  $\epsilon_d = 12.9$ , заряд электрона  $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C [24]; плотность электронов  $N_e$  рассматривалась в качестве управляющего параметра.

Для расчета собственных мод электромагнитных волн (ЭМВ) расчетной ячейки был использован метод описанный в [21]. Методом конечных элементов решено волновое уравнение Гельмгольца для вектора электрического поля  $\mathbf{E}$  [25]:

$$\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - \frac{2\pi f^2}{c_0^2} \left( \epsilon - \frac{i\sigma}{2\pi f \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где  $f$  — частота собственной моды волны,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $c_0$  — скорость света в вакууме. Свойства материала, зависящие от координат, в уравнении (2):  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость и  $\sigma$  — проводимость. Решая задачу на поиск собственных мод с помощью блоховской формы волнового решения для  $E(x, y)$  уравнения (2) и применяя граничные условия можно получить  $k_z \equiv k$  собственных значений для заданных частот  $f$ . Для исследуемой структуры интересующая форма волнового решения представляет собой ЭМВ квази-Н типа [26], при этом тензор магнитной проницаемости  $\hat{\mu}$ , описывающий гиромагнитные свойства YIG для учета безобменного характера СВ, имеет вид

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2}, \quad (4)$$

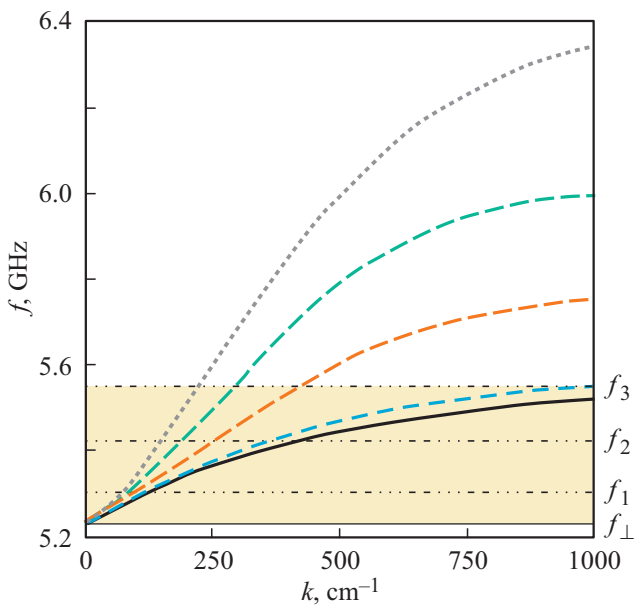
где  $f_M = 4\gamma\pi M_s = 3.8$  GHz,  $f_H = \gamma H_0 = 3.662$  GHz. Такой подход к описанию магнитных свойств твердых тел справедлив для квазиоднородно намагниченных тонких пленок и слоев без разбиения пространственной намагниченности на домены и без возможности перемагничивания. Тензор диэлектрической проницаемости, описанный в работах [11,19,20] позволяет учесть гиросвойства полупроводника и взаимодействие СВ с электронами GaAs. Предполагается, что электроны внутри GaAs (дырочные носители заряда не учитывались) подчиняются кинетическому уравнению движения Больцмана в гидродинамическом приближении.

### 3. Распространение спиновых волн в структуре YIG/GaAs

Рассмотрим случай, когда СВ распространяются вдоль полосок GaAs ( $\mathbf{k} \parallel z$ ), при этом будет учтена только продольная компонента  $\mathbf{k} \equiv \mathbf{k}_{\parallel}$ ). Согласно работам [7,27,28], можно предположить, что наша структура аналогична частично металлизированному магнитному слою. Проводящий немагнитный слой будет действовать на рассеивание СВ путем экранирования наведением электромагнитного поля, уменьшая глубину проникновения в сравнении с распространением СВ через магнитную пленку [28,29]. Согласно [11], в случае полной металлизации магнитной пленки со стороны максимума ЭМВ верхняя граница частоты СВ для случая  $k \rightarrow \infty$  смещается от экстремального значения  $f_H + f_M/2$  к  $f_H + f_M$ . Для промежуточных случаев с увеличением волнового числа максимальная частота волны достигала бы положения между значениями  $f_H + f_M/2$  и  $f_H + f_M$ . В общем случае для волн с  $\mathbf{k}_{\parallel}^+$  максимальная частота дисперсионной зависимости СВ (в интервале между  $f_H + f_M/2$  и  $f_H + f_M$ ) будет зависеть от ширины и толщины полосок GaAs, а также от свойств материала GaAs: средней частоты столкновений, эффективной массы электронов и концентрации заряда электронов, тогда зафиксировав все параметры, кроме концентрации электронного заряда, варьированием  $N_e$  можно управлять дисперсионной кривой СВ между предельными случаями „пленки YIG“ и слоя „YIG с идеальными электропроводящими полосками“.

Результаты моделирования дисперсионных зависимостей СВ с  $\mathbf{k}_{\parallel}^+$  для пленки YIG без массива полос GaAs (сплошная кривая) и для исследуемой структуры с полосами из идеального электрического проводника (пунктирная кривая) изображены на рис. 2. Поскольку моделируемый слой YIG является однородным и бесконечным вдоль осей  $x$  и  $z$ , полученная дисперсионная кривая для пленки YIG без массива полос GaAs совпадает с дисперсией моды ДЭ [22]. Желтой областью на рис. 2 отмечена полоса СВ с уже упомянутым верхним пределом  $f_H + f_M/2$ , а нижним пределом  $f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)}$  по частоте совпадающая с величиной ферромагнитного резонанса в тангенциально намагниченном ферромагнитном слое [30]. На рис. 2 продемонстрирован результат моделирования дисперсионных соотношений СВ для волн с  $\mathbf{k}_{\parallel}^+$  при различных концентрациях электронов ( $N_e = 5 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  синяя кривая,  $N_e = 2.5 \cdot 10^{17}$  cm $^{-3}$  оранжевая кривая и  $N_e = 1 \cdot 10^{18}$  cm $^{-3}$  зеленая кривая) в массиве латеральных полосок GaAs. Рост свободных носителей заряда приводит к увеличению максимума частоты СВ. В то же время значения групповых скоростей СВ в диапазоне волновых чисел ниже частотного максимума увеличиваются при росте концентрации свободных носителей зарядов  $N_e$  в GaAs.

Отметим, что для случая, когда на границах GaAs установлены граничные условия типа электрическая



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики СВ, распространяющихся вдоль направления  $z$  ( $k_{\parallel}^+$ ) пленки YIG без полосок GaAs (сплошная кривая), в случае замены полосок GaAs на PEC (пунктирная кривая), а при различной концентрации электронов в полосках GaAs:  $N_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (синяя штриховая кривая),  $N_e = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (оранжевая штриховая кривая) и  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (зеленая штриховая кривая). Полоса частот безобменных СВ выделена желтой областью (с пределами ферромагнитного резонанса в тангенциально намагниченном ферромагнитном слое  $f_0$  и  $f_H + f_M/2$ ).  $f_1 = 5.3 \text{ GHz}$ ,  $f_2 = 5.425 \text{ GHz}$  и  $f_3 = 5.55 \text{ GHz}$  обозначают частоты, на которых было моделирование различных параметров.

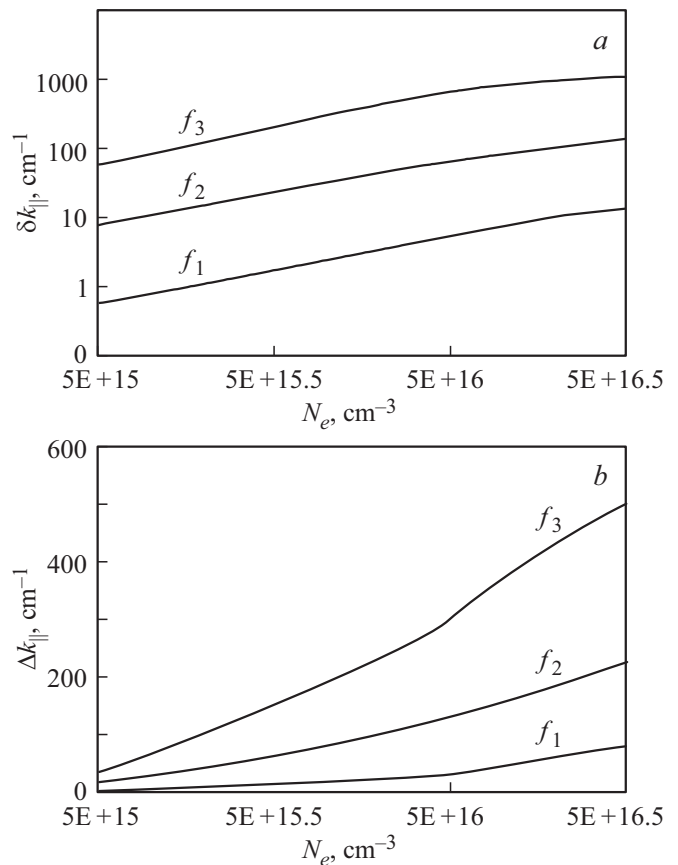
стенка бесконечной проводимости, дисперсионные соотношения для СВ  $k_{\parallel}^-$  не совпадают с результатом расчета дисперсии СВ для моды ДЭ. В то же время полученная дисперсия для пленки YIG без полос GaAs (см. рис. 2, сплошная кривая) идентична. Этот результат согласуется с моделью СВ в магнитных пленках, металлизированных со стороны, противоположной максимальной напряженности электромагнитного поля, индуцированного волной [11]. Причиной такого различия свойств СВ распространяющихся с встречно направленными волновыми векторами, является связь максимума распределения компонент ЭМВ с взаимным направлением  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$ . Для исследуемой структуры максимум распределения ЭМВ с взаимной ориентацией  $k_{\parallel}^-$  приходится на поверхность слоя YIG, обращенную в сторону, противоположную массиву полосок GaAs. Таким образом, волны  $k_{\parallel}^-$  слабо подвержены влиянию полос. Этот эффект называется невязностью [7,31] и для исследуемой структуры будет меняться с изменением концентрации электронов в GaAs.

Диапазон частот от  $f_0$  до  $f_H + f_M/2$  представляет наибольший практический интерес ввиду возможности возбуждения СВ в пленке YIG без полос

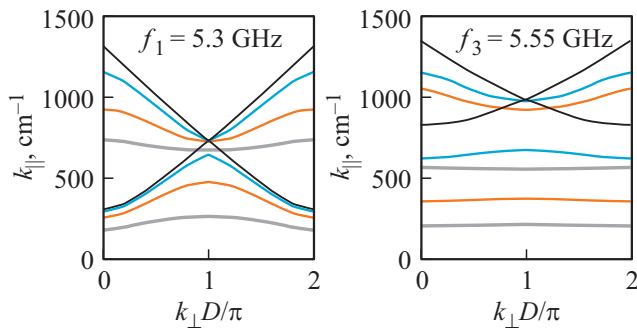
GaAs [32]. В этом диапазоне на характерных частотах  $f_1 = 5.3 \text{ GHz}$ ,  $f_2 = 5.425 \text{ GHz}$  и  $f_3 = 5.55 \text{ GHz}$ , отмеченных на рис. 2 горизонтальными штрихпунктирными линиями, был получен параметр невязности  $\delta k_{\parallel, f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$  СВ при изменении концентрации электронов в GaAs.

На рис. 3, *a* представлен рассчитанный численно параметр невязности  $\delta k_{\parallel, f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$ , который показывает разницу волновых чисел для встречно направленных СВ на заданной частоте. Видно, что значение параметра невязности растет вместе со значениями как концентрации электронов, так и частоты СВ. Спиновые волны с  $k_{\parallel}^-$  практически не подвержены влиянию GaAs, что делает невозможным определение параметра  $\delta k_{\parallel}$  за пределами полосы частот моды ДЭ.

При распространении СВ под углом к оси  $z$  (а значит, и к полоскам GaAs), другими словами, под углами, отличными от  $90^\circ$  к направлению поля  $H$ , волновой вектор СВ будет содержать как продольную, так и поперечную



**Рис. 3.** *a* — зависимости введенного параметра невязности  $\delta k_{\parallel, f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$  от концентрации электронов GaAs,  $N_e$ , на частотах  $f_1 = 5.3 \text{ GHz}$ ,  $f_2 = 5.425 \text{ GHz}$  и  $f_3 = 5.55 \text{ GHz}$ . *b* — диапазон продольных волновых чисел брэгговской запрещенной зоны  $\Delta k_{\parallel}$  при постоянном поперечном волновом числе ( $k_{\perp} D/\pi$ ) был получен как функция концентрации электронов,  $N_e$  на частотах  $f_1 = 5.3 \text{ GHz}$ ,  $f_2 = 5.425 \text{ GHz}$  и  $f_3 = 5.55 \text{ GHz}$ .



**Рис. 4.** Изочастотные зависимости  $k_{\parallel}(k_{\perp})$  СВ в исследуемой структуре представлены для частот  $f_1 = 5.3$  GHz (a) и  $f_3 = 5.55$  GHz (b). На обеих панелях изображены изочастотные зависимости для чистого слоя YIG (черные кривые), для исследуемой структуры с заменой полупроводниковых полосок на PEC (серые кривые), а также для электронной плотности полос GaAs  $N_e = 5 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  (синие кривые) и  $N_e = 2.5 \cdot 10^{17}$  cm $^{-3}$  (оранжевые кривые).

составляющие согласно уравнению (1). Фактически переход от состояния  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$  к  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$  соответствует переходу от конфигурации поверхностных спиновых волн к обратной объемной спиновой волне [11,31].

Благодаря периодичности исследуемой структуры, обеспечиваемой решеткой GaAs, возможным оказывается выполнение условий Брэгга  $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\perp} = m\pi \div D$ , где  $m$  — целое число. Это условие задает отношение между волновым вектором  $\mathbf{k}_{\perp}$  (нормально ориентированным к решетке), периодом структуры  $D$  и порядком брэгговского резонанса  $m$ . Для изучения формирования зон непрохождения в спектрах СВ для исследуемой структуры в зависимости как от концентрации электронов в полосках GaAs были получены изочастотные характеристики рис. 4. Для исследуемой модели структуры изочастоты представляют собой зависимость продольной составляющей волнового числа  $k_{\parallel}$  от поперечной составляющей волнового числа  $k_{\perp}$  на фиксированной частоте. Таким образом, каждая точка изочастотной зависимости является вектором  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}$  на заданной частоте. Для моделирования СВ с волновым вектором, имеющим ненулевую поперечную составляющую, продольная составляющая волнового числа оценивалась как функция заданной частоты и волнового числа Флоке, заданных на периодических граничных условиях. Волновое число Флоке определяло продольную составляющую волн, и на следующем шаге это значение было нормировано по зоне Бриллюэна ( $k_{\perp} D/\pi$ ). Полученные изочастотные зависимости представлены для частот  $f_1 = 5.3$  GHz (рис. 4, a) и  $f_3 = 5.55$  GHz (рис. 4, b). На рис. 4 показаны изочастотные зависимости для пленки YIG без массива полос GaAs (черные кривые), с заменой полосок на PEC (серые кривые) и для различной концентрации электронов в полосках GaAs  $N_e = 5 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  (синие кривые) и  $N_e = 2.5 \cdot 10^{17}$  cm $^{-3}$  (оранжевые кривые).

На рис. 4, a видно, что в пленке YIG без полос GaAs СВ могут распространяться во всех направлениях из-за отсутствия периодической решетки. Влияние периодической решетки усиливается с ростом концентрации электронов в полосках GaAs, что сопровождается появлением и увеличением полосы волновых векторов, при которой перенос СВ невозможен. Та же тенденция видна и на частоте  $f_3 = 5.55$  GHz (см. рис. 4, b), но рост ширины запрещенной зоны для  $k_{\parallel}$  волновых чисел наряду с увеличением концентрации электронов в полосках GaAs имеет немонотонный характер.

Для сравнения частотных зависимостей ширины запрещенной зоны  $\Delta k_{\parallel}$  (для волнового числа  $k_{\parallel}$ ) от концентрации электронов GaAs было проведено моделирование при  $k_{\perp} = \pi/D$  для частот  $f_1$ ,  $f_2$  и  $f_3$ . Результаты  $\Delta k_{\parallel}(f, N_e, k_{\perp} = \pi/D)$  (рис. 3, b), показывают увеличение  $\Delta k_{\parallel}$  по мере роста концентрации электронов в GaAs, причем рост становится более сильным и не монотонным с увеличением частоты. Полученные результаты демонстрируют возможность управления длинами волн распространения СВ в исследуемой структуре за счет изменения  $N_e$ . Отметим, что диапазон изменения концентрации электронов в GaAs, в котором изменение величины  $N_e$  приводит к существенному изменению  $\Delta k_{\parallel}$  и составляет  $5 \cdot 10^{15} \div 1 \cdot 10^{18}$  cm $^{-3}$ . В то же время изменение компоненты  $k_{\perp}$  для  $\Delta k_{\parallel}$  показывает, что в исследуемой структуре возможно управление спектром СВ.

В настоящей работе проведен анализ электродинамических характеристик в структуре, состоящей из массива полос арсенида галлия на поверхности ферромагнитной пленки железо-иттриевого граната. Путем решения электродинамической задачи методом конечных элементов показаны свойства СВ распространяющихся в предложенной структуре. Показано, что закон дисперсии для СВ имеет предельные случаи свободного слоя YIG и структуры YIG/GaAs с заменой массива полосок идеальным электрическим проводником. В этой полосе частот закон дисперсии СВ может модифицироваться изменением количества свободных носителей зарядов в полосках GaAs. В то же время между СВ со встречно направленными  $\mathbf{k}$  параллельно полоскам GaAs наблюдается эффект невязимности с ростом свободных носителей зарядов в полосках GaAs. В эксперименте изменение числа свободных носителей в полупроводниковом слое может быть реализовано методом локального лазерного облучения [12]. Таким образом, полученные в настоящей работе результаты позволяют рассматривать исследуемую структуру, как управляемую лазерным излучением пространственно-частотный фильтр спин-волновых сигналов.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РНФ (№ 23-79-30027).

**Конфликт интересов**

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

**Список литературы**

- [1] S. Thompson. *Int. Technol. J.* (Q3): **19**, 1 (1998). ISSN 1535-766X
- [2] V. Kruglyak, S. Demokritov, D. Grundler. *Magnonics J. Physics D* **43**, 264001 (2010).
- [3] S.A. Nikitov, D.V. Kalyabi, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. *Usp. Fiz. Nauk* **58**, 10 (2015).
- [4] C.S. Davies, A. Francis, A.V. Sadovnikov, S.V. Chertopalov, M.T. Bryan, S.V. Grishin, D.A. Allwood, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B* **92**, 020408 (2015).
- [5] E. Beginin, A. Sadovnikov, A.Y. Sharaevskaya, A. Stognij, S. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **112**, 122404 (2018).
- [6] A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Odincov, S. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A. Stognij, S. Nikitov. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 172411 (2016).
- [7] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, N.N. Novitski, V.K. Sakharov, Y.V. Khivintsev, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. B* **99**, 054424 (2019).
- [8] Ю.В. Гуляев, С. Никитов. *ФТТ* **25**, 2515 (1983).
- [9] A. Kindyak. *Mater. Lett.* **24**, 359 (1995).
- [10] R. De Wames, T. Wolfram. *J. Appl. Phys.* **41**, 5243 (1970).
- [11] A. Gurevich, G. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. Taylor & Francis (1996).
- [12] A. Sadovnikov, E. Beginin, S. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A. Stognij, N. Novitski, V. Sakharov, Y.V. Khivintsev, S. Nikitov. *Phys. Rev. B* **99**, 054424 (2019).
- [13] G. Gubbiotti. *Three-Dimensional Magnonics*. Jenny Stanford Publishing (2019).
- [14] A. Stognij, L. Lutsev, N. Novitskii, A. Bespalov, O. Golikova, V. Ketsko, R. Gieniusz, A. Maziewski. *J. Physics D* **48**, 485002 (2015).
- [15] L. Lutsev, A. Stognij, N. Novitskii, V. Bursian, A. Maziewski, R. Gieniusz. *J. Physics D* **51**, 355002 (2018).
- [16] Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature* **464**, 262 (2010).
- [17] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, 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. Physics: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021).
- [18] M. Mruczkiewicz, P. Graczyk, P. Lupo, A. Adeyeye, G. Gubbiotti, M. Krawczyk. *Phys. Rev. B* **96**, 104411 (2017).
- [19] A. Gurevich. *Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets*. Nauka, M. (1973).
- [20] F. Bass A. Bulgakov. *Kinetic and Electrodynamic Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor Superlattices*. Nova Science Publishers (1997).
- [21] D.M. Cook. *The theory of the electromagnetic field*. Englewood Cliffs (1975).
- [22] R.W. Damon, J. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [23] W. Li, Z. Chen, R.N. Premnath, B. Kabius, O. Auciello. *J. Appl. Phys.* **110**, 024106 (2011).
- [24] J. Blakemore. *J. Appl. Phys.* **53**, R123 (1982).
- [25] COMSOL Multiphysics and COMSOL Multiphysics Modeling Guide, 5.3: Introduction to RF Module, Stockholm, Sweden: COMSOL AB (2017).
- [26] A.V. Sadovnikov, K. Bublikov, E. Beginin, S. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *JETP Lett.* **102**, 142 (2015).
- [27] Y. Fetisov, A. Makovkin, V. Studenov. *Optically controlled microwave magnetostatic wave transmission line*, in *International Topical Meeting on Microwave Photonics. MWP'96 Technical Digest. Satellite Workshop (Cat. No 96TH8153)* (1996). P. 37–40.
- [28] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk. *J. Appl. Phys.* **115**, 113909 (2014).
- [29] H. van den Berg. *IEEE Transact. Magn.* **27**, 5480 (1991).
- [30] C. Kittel. *J. Phys. Rad.* **12**, 291 (1951).
- [31] A. Prabhakar, D.D. Stancil. *Spin waves: Theory and applications* **5**. Springer (2009).
- [32] S.N. Bajpai. *J. Appl. Phys.* **58**, 910 (1985).

Редактор Т.Н. Василевская