

05,13

## Исследование оптически индуцированного формирования магنونных зон в структуре ЖИГ | периодический арсенид галлия

© К.В. Бубликов<sup>1</sup>, С.Е. Шешукова<sup>2</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>2</sup>, М. Тарајна<sup>1</sup>, D. Gregušová<sup>1</sup>, С.Н. Крылов<sup>1,2</sup>, А.И. Стогний<sup>3</sup>, С.А. Корчагин<sup>1</sup>, С.А. Никитов<sup>2,5</sup>, А.В. Садовников<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, 841 04 Slovakia

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

<sup>3</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

<sup>4</sup> Финансовый университет при Правительстве РФ, Москва, Россия

<sup>5</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: elekbubl@savba.sk

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Настоящая работа посвящена исследованию оптически индуцированного формирования зонной структуры магنونного кристалла, состоящего из ферритового микроволновода нагруженного полупроводником с периодической модуляцией толщины. Методом бриллюэновского рассеяния света продемонстрировано, что увеличение мощности лазерного излучения, освещающего полупроводниковый слой, приводит к формированию полос непропускания в спектре поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) с одновременным ростом центральной частоты этих полос. С помощью метода конечных элементов мы связали сформировавшиеся полосы непропускания с брэгговскими резонансами периодической структуры, а также оценили влияние изменения плотности электронов полупроводника на дисперсионные зависимости и взаимные свойства ПМСВ в такой структуре.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магنونика, полупроводниковая магنونика, магنونные кристаллы, слоистые структуры.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55838.32H

### 1. Введение

Магنونика — дисциплина, сформировавшаяся около десятилетия назад как развитие спинтроники и спинволновой электроники [1–4]. В отличие от связанных с процессами переноса электронов технологиями КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник), магنونика — раздел физики, рассматривающий физические процессы, связанные с генерацией, распространением и взаимодействием спиновых волн (СВ) в магнитных структурах [5,6]. В настоящее время задачей магنونики является разработка базовых элементов, способных формировать интегральные схемы и, преодолев ограничения КМОП-электроники, заменить/дополнить/расширить функциональные свойства существующих КМОП-устройств [3,7,8].

Значительный интерес для магنونики представляют магنونные кристаллы (МК) — периодические магнитные структуры, позволяющие формировать/изменять спектры проходящих через структуру СВ ввиду наличия полос непропускания [9,10]. Возможность разработки перестраиваемых МК, с изменяемой шириной и по-

ложением полос непропускания, открывает широкую перспективу для создания устройств обработки сигналов на принципах магنونики. Среди способов осуществления перестройки передаточной характеристики МК можно выделить непосредственное воздействие с целью изменения материальных характеристик магнитного микроволновода — например, путем оптического нагрева [11,12] или с использованием тока/напряжения посредством изготовленных электродов [13,14]; или опосредованное взаимодействие путем применения слоистых структур (например, с применением сегнетоэлектрического слоя [15], сверхпроводникового слоя [16], пьезоэлектрического слоя [17]).

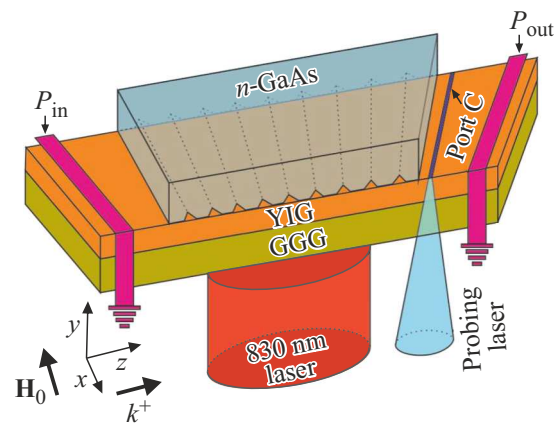
Отдельной задачей является разработка т.н. динамических магنونных структур (в т.ч. МК), в которых характерное время переключения передаточной характеристики сопоставимо с рабочей частотой устройства (GHz и THz для спиновых волн [1]). Также, при разработке перестраиваемого МК интересен подход, при котором имелась бы возможность изменять периодическую решетку в процессе работы устройства с целью расширения его функциональных свойств.

В настоящей статье мы рассматриваем возможность применения мультислоя, состоящего из железиттриевого граната (YIG) и арсенида галлия (GaAs) для создания оптически перестраиваемого магнотонного кристалла. Возможность изменения характеристик спиновых волн в структурах с полупроводниковой нагрузкой ввиду оптически индуцированного изменения носителей заряда в полупроводнике была продемонстрирована, например, в работах [18–21]. Эти эффекты качественно подобны возникновению невзаимных свойств поверхностных магнотонных волн (ПМСВ) в МК с нагрузкой в виде слоя металла [22], и в МК с периодической решеткой, сформированной металлическими полосками поверх магнотонного микроволновода [22]. Отдельно отметим высокий интерес к мультислою YIG|GaAs ввиду недавних работ о выращивании субмикронных пленках YIG на подложках арсенида галлия [19,23], что открывает потенциальные возможности интегрирования элементов магноники в имеющиеся КМОП-устройства. Также, полупроводниковый слой перспективен с точки зрения создания изменяемой в пространстве и времени периодической решетки МК путем оптического индуцирования носителей заряда. При этом скорость изменения такой периодической решетки ограничена процессами оптической генерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводниковом слое [24,25], что потенциально достаточно для разработки динамических магнотонных устройств.

Настоящая работа нацелена на исследование формирования зонной структуры магнотонного кристалла, состоящего из YIG-микроволновода, нагруженного пластиной GaAs с периодическими канавками на поверхности, ориентированной к слою YIG. При облучении лазерным светом такой полупроводниковой поверхности мы ожидали увеличения контраста периодической решетки изготовленного магнотонного кристалла (по причине увеличения концентрации носителей заряда в GaAs). В результате проведенных измерений методом бриллюэновского рассеяния света (BLS) [26], мы продемонстрировали, что рост мощности лазерного излучения, освещающего полупроводниковый слой, сопровождается формированием полос непропускания в спектре ПМСВ: частотный диапазон и поглощение увеличивались, также происходил рост центральной частоты полос. Путем численного электродинамического моделирования собственных волн модели структуры мы продемонстрировали связь формирующихся полос непропускания с брэгговскими резонансами, а изменение их частоты — с увеличением концентрации электронов в полупроводниковом слое и сопровождающимся появлением эффекта невзаимности поверхностных магнотонных волн в структуре.

## 2. Структура и численное исследование

Схема изготовленной структуры представлена на рис. 1. Магнотонный микроволновод шириной 1 mm и дли-



**Рис. 1.** Схема исследуемой структуры (пропорции не соблюдены), состоящей из пластины арсенида галлия  $n$ -типа ( $n$ -GaAs), закрепленной поверх микроволновода железиттриевого граната (YIG) на подложке галлий-гадолиниевого граната (GGG). Структура освещалась управляющим лазерным излучением (830 nm laser), центр пучка был сфокусирован на центр пластины GaAs в плоскости  $x-z$ . Входная и выходная антенны микроволновых преобразователей СВЧ-сигнала отмечены как  $P_{in}$  и  $P_{out}$  соответственно. Вдоль линии port C проводилось исследование методом манделштам-бриллюэновского рассеяния света при помощи сканирующего лазерного пучка (probing laser).

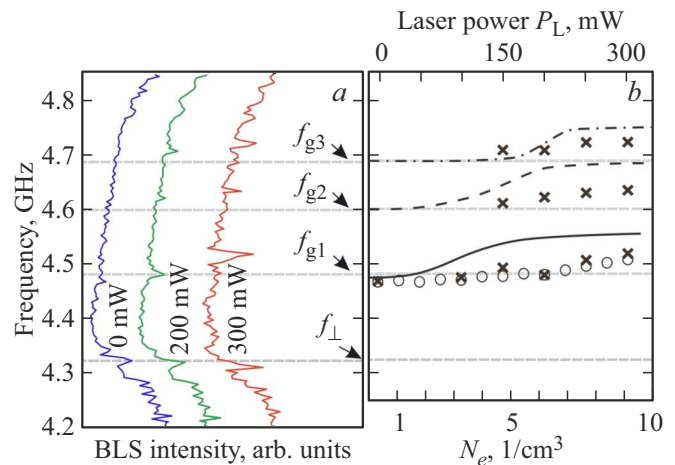
ной 20 mm был сформирован методом лазерной абляции из YIG-пленки толщиной 9  $\mu\text{m}$ , выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (GGG). Пленка YIG имела следующие параметры: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 9$ , гиромангнитное отношение  $\Upsilon = 2.8 \text{ mHz/Oe}$  [27], намагниченность насыщения  $4\pi M_S = 1750 \text{ G}$  (паспортное значение образца), ширина ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0.54 \text{ Oe}$ , измеренную на частоте 9.7 GHz (паспортное значение образца).

Поверх сформированного микроволновода была закреплена пластина арсенида галлия GaAs шириной 1 mm, толщиной 500  $\mu\text{m}$ , длиной 5 mm. Данная пластина GaAs представляла собой слой 1  $\mu\text{m}$  сильно легированного  $n$ -GaAs на поверхности 499  $\mu\text{m}$  слоя полупроводника  $n$ -типа. После изготовления 4 омических контактов на каждой стороне пластины были проведены измерения двумерного удельного сопротивления обеих сторон образца в отсутствие лазерного освещения. Это позволило определить удельную электропроводность:  $6.41 \cdot 10^{-7} \text{ S/cm}$  для слабо легированной стороны и  $1.35 \cdot 10^3 \text{ S/cm}$  для сильно легированной стороны. Пренебрегая дырочной электропроводностью образца, пары значений дрейфовая подвижность электронов,  $\mu_e$  (далее в тексте — подвижность электронов), и концентрация электронов,  $N_e$ , соответствующие измеренным величинам удельной электропроводности, подбирались, исходя из зависимости подвижности электронов в GaAs от концентрации электронов, обусловленной легирова-

нием (см. [28]). Таким образом, в отсутствие лазерного освещения, подвижность электронов и концентрация электронов для слабо легированной стороны были определены как  $N_e = 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu_e = 8400 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ , для сильно легированной стороны как  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu_e = 4000 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ , что соответствует типичным значениям для GaAs с соответствующим легированием [29,30]. На сильно легированной стороне пластины, далее обращенной к слою YIG, методом лазерной абляции с периодом  $D = 200 \mu\text{m}$  были выполнены канавки треугольного сечения глубиной  $100 \mu\text{m}$  и шириной у поверхности GaAs  $70 \mu\text{m}$ .

Для преобразования поступающего СВЧ-сигнала в спиновые волны (а также их детектирования) структура была закреплена на держателе с двумя микрополосковыми антеннами шириной  $30 \mu\text{m}$ , расположенными на расстоянии  $9 \text{ mm}$  друг от друга. Держатель с образцом был помещен в поле подмагничивания  $H_0 = 900 \text{ Oe}$ , ориентированное касательно плоскости образца и перпендикулярно распространению волн ( $\mathbf{H}_0 \parallel x$ , см. рис. 1), что обеспечивало возбуждение поверхностных магнитоэлектрических волн (т.н. конфигурация Дэймона–Эшбаха [6,27,31]). Для оптического индуцирования неравновесных носителей заряда в пластине GaAs мы использовали „управляющий лазер“ — волоконный лазер с длиной излучения  $830 \text{ nm}$ , освещающий структуру со стороны оптически прозрачных GGG и YIG. В отсутствие структуры, на таком удалении от излучателя, как при эксперименте, пятно лазера эллиптической формы имело размеры  $9 \times 6 \text{ mm}$ . Откалиброванная оптическая мощность лазерного пучка  $P_L$  варьировалась в диапазоне  $0\text{--}300 \text{ mW}$ . У авторов не было возможности получить экспериментально зависимости подвижности и концентрации носителей заряда на сторонах пластины GaAs при изменении мощности лазерного излучения. Однако ожидаемое увеличение концентрации носителей составляет в пределах 1.5 порядков относительно начального значения [24,25]. Отметим, что ввиду разницы в подвижности электронов и дырок, при воздействии лазерного излучения мы пренебрегали изменением концентрации дырок в пластине GaAs.

Измерение методом BLS [26] проводилось вдоль линии port C (см. рис. 1) с шагом в  $25 \text{ nm}$ , при этом расстояние между возбуждающей антенной и port C составляло  $7.5 \text{ mm}$ . Для измерений использовался односторонний измеряющий лазер EXLSR-532-200-CDRH с длиной волны  $532 \text{ nm}$  и мощностью излучения  $1 \text{ mW}$  (см. probing laser на рис. 1). Пучок лазера был сфокусирован на поверхности YIG и имел диаметр  $25 \mu\text{m}$ . Конфигурация измерений позволяла получать BLS-сигнал, пропорциональный тангенциальной динамической компоненте намагниченности в пленки ЖИГ в области, засвечиваемой излучением сканирующего лазера. При этом измерения проводились для ПМСВ, возбужденных входной антенной  $P_{\text{in}}$ . После интегрирования BLS-спектров, измеренных вдоль линии port C, частот-



**Рис. 2.** *a*) Частотные зависимости интенсивности BLS-сигнала в исследуемой структуре при мощности управляющего лазерного излучения  $P_L = 0, 200$  и  $300 \text{ mW}$ . Частоты для волновых чисел первых трех брэгговских резонансов ПМСВ, полученные с помощью модели Дэймона–Эшбаха (в отсутствие GaAs), отмечены как  $f_{g1}, f_{g2}$  и  $f_{g3}$ . Частота ферромагнитного резонанса, полученная из измеренного для неосвещенной структуры BLS-сигнала, отмечена  $f_{\perp}$ . *b*) Крестики: частоты первых трех брэгговских резонансов, полученные из BLS-сигнала, в зависимости от мощности лазерного излучения  $P_L$ . Кружки: частота первого брэгговского резонанса, полученная из АЧХ, в зависимости от мощности лазерного излучения  $P_L$ . Кривыми изображены зависимости частот брэгговского резонанса (сплошная — первого, пунктирная — второго, штрихпунктирная — третьего) от плотности электронов арсенида галлия ( $N_e$ ), полученные методом конечных элементов.

ные зависимости BLS-сигнала (BLS-спектры), подобные амплитудно-частотным характеристикам (АЧХ) ПМСВ, были получены.

На рис. 2, *a* представлены результаты измерений частотных зависимостей BLS-сигнала при разных мощностях  $P_L$  управляющего лазера. Пунктирная линия  $f_{\perp}$  отмечает частоту провала на спектре BLS-сигнала (измеренного при отсутствии излучения управляющего лазера), соответствующую ферромагнитному резонансу. Частотные зависимости BLS-сигнала позволяют наблюдать наличие в спектре спиновых волн чередующихся полос пропускания и непропускания (соответствующие провалам в амплитуде BLS-сигнала). Ввиду того, что полосы непропускания на BLS-спектре при  $P_L = 0 \text{ mW}$  слабо/неразличимы, мы определили ожидаемые частотные положения брэгговских резонансов для данной структуры. При этом полосы непропускания в периодических структурах связаны с брэгговскими резонансами между проходящими через структуру волнами ( $k^+$ ) и волнами, отраженными от периодической решетки ( $k^-$ ) [9]. В общем случае, формирование брэгговской запрещенной зоны происходит, когда частоты таких противоположно направленных волн оказываются равны, а волновые числа соответствуют общему условию

брэгговского резонанса

$$|k_B^-| + |k_B^+| = m \frac{2\pi}{D}, \quad (1)$$

где  $D$  — размер периода структуры,  $k_B$  — значение волнового числа брэгговского резонанса для проходящих и отраженных волн,  $m$  — порядок брэгговского резонанса (целое положительное число). В случае, если закон дисперсии оказывается инвариантен для противоположно направленных волн (невзаимность волн отсутствует),  $|k_B^-| = |k_B^+|$ , и (1) превращается в условие брэгговского резонанса для структур без невзаимности волн

$$k_B = m \frac{\pi}{D}, \quad (2)$$

где  $k_B$  — значение волнового числа брэгговского резонанса  $m$ -порядка для структур без невзаимности волн. Таким образом, если значения длин волн, соответствующих  $m$ -брэгговскому резонансу, отличаются от таковых, определенных (2), то брэгговский резонанс происходит между невзаимными волнами  $k^+$  и  $k^-$ .

Подставив значения  $k_B$  для  $m = 1, 2, 3$  (157.08, 314.159, 471.239  $\text{cm}^{-1}$  соответственно) в закон дисперсии Дэймона–Эшбаха, получим частоты  $f_{g1} = 4.482$  GHz,  $f_{g2} = 4.6$  GHz,  $f_{g3} = 4.688$  GHz, отмеченные на рис. 2.

Теперь можно предположить, что в BLS-спектре при  $P_L = 0$  провал BLS-сигнала на частоте 4.468 GHz связан с первым брэгговским резонансом в исследуемой структуре. Введем обозначение брэгговских резонансов  $m$ -го порядка, полученных из BLS-спектров, как  $bgm(P_L)$ , а их частоты, соответственно:  $f_{bgm}(P_L)$ . Значение частоты  $f_{bg1}(0) = 4.468$  GHz оказалось ниже частоты  $f_{g1}$ . Это может быть объяснено влиянием поперечного размера волноведущей структуры (по сравнению с моделью Дэймона–Эшбаха для бесконечного в плоскости слоя) и формированием спектра поперечных мод ПМСВ в распространяющемся волновом процессе [32]. Отметим, что при имеющемся отношении сигнал/шум для измеренной частотной зависимости BLS-сигнала при  $P_L = 0$  различить провалы BLS-сигнала, соответствующие брэгговским резонансам порядка выше  $m = 1$ , не представляется возможным.

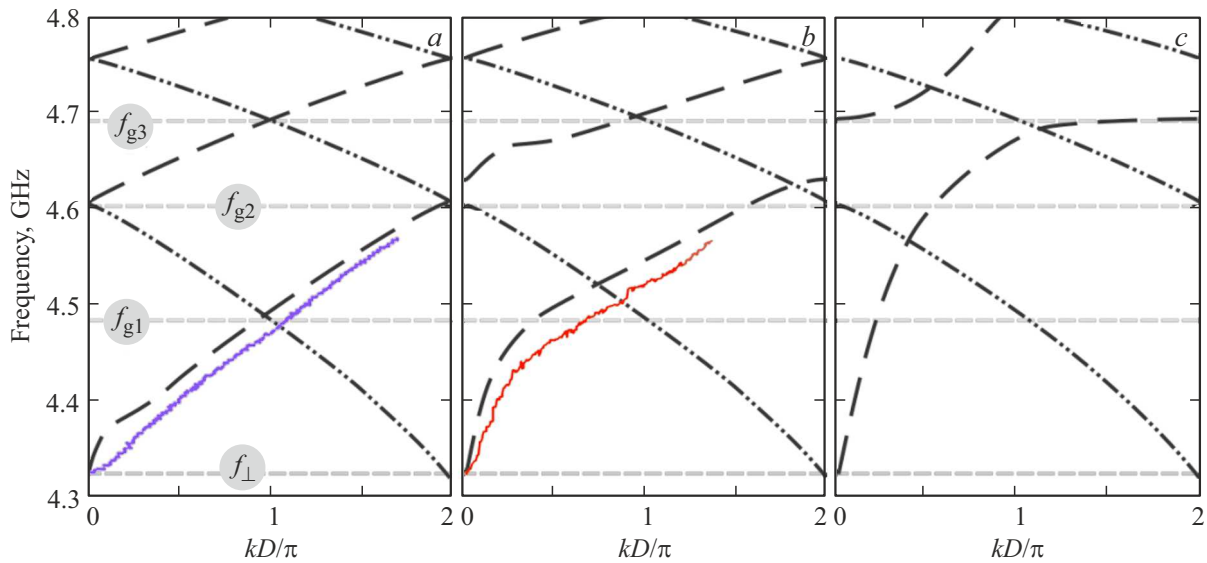
На BLS-спектре при  $P_L = 200$  mW отчетливо видны три провала вблизи частот  $f_{g1}$ ,  $f_{g2}$  и  $f_{g3}$ , будем считать их соответствующими трем брэгговским резонансам:  $f_{bg1}(200 \text{ mW}) = 4.481$  GHz,  $f_{bg2}(200 \text{ mW}) = 4.4622$  GHz,  $f_{bg3}(200 \text{ mW}) = 4.732$  GHz. При этом ширина и глубина провала  $bg1(200 \text{ mW})$  увеличились по сравнению с BLS-спектром при  $P_L = 0$ , а средняя частота этого провала выросла. Частоты провалов  $f_{bg2}(200 \text{ mW})$  и  $f_{bg3}(200 \text{ mW})$  выше значений  $f_{g2}$  и  $f_{g3}$ . При дальнейшем увеличении мощности лазерного излучения ( $P_L = 300$  mW) ширина и глубина сформировавшихся полос непропускания увеличена по сравнению со спектром при  $P_L = 200$  mW. Частота провалов  $f_{bgm}(300 \text{ mW})$  также выросла в сравнении со спектром при  $P_L = 200$  mW. Таким образом, отметим,

что три брэгговских запрещенных зоны детектируются на BLS-спектрах при  $P_L = 200$  и 300 mW. Также мы можем прийти к выводу о формировании брэгговских запрещенных зон в исследуемой структуре при росте мощности управляющего лазера. Фактически, мы экспериментально наблюдаем оптическое „включение“ полос непропускания в спектре ПМСВ.

Значения частоты провалов, соответствующих брэгговским резонансам на BLS-спектрах, построены на рис. 2, *b* (крестиками) как функция от мощности:  $f_{bgm}(P_L)$ . Из рис. 2, *b* видно, что провалы, соответствующие брэгговским резонансам  $m = 2$  и  $m = 3$ , были различимы, начиная со значения  $P_L = 150$  mW. Также стоит отметить монотонный рост частоты положения брэгговских запрещенных зон с ростом  $P_L$ .

Положение первого брэгговского резонанса при изменении  $P_L$  было также определено на амплитудно-частотных характеристиках ПМСВ исследуемой структуры, детектированных приемной антенной  $P_{out}$  (см. рис. 1). Отметим, что низкий уровень сигнала и высокая зашумленность измеренных АЧХ не позволяли детектировать провалы, соответствующие брэгговским резонансам выше, чем  $m = 1$ . Однако, ввиду частотной чувствительности брэгговского резонанса в исследуемой структуре к изменению мощности излучения управляющего лазера, детектирование частоты запрещенной зоны при  $m = 1$  было возможным. Частотная зависимость положения запрещенной зоны первого брэгговского резонанса в зависимости от мощности излучения управляющего лазера построена на рис. 2, *b* (кружками). Из сопоставления результатов определения частоты запрещенной зоны, полученных из BLS- и АЧХ-спектров, видно, что данные зависимости хорошо совпадают. Также это сравнение подтверждает правильность определения частоты брэгговского резонанса  $f_{bg1}(0)$  (из АЧХ полученное значение 4.467 GHz).

Рассмотрим дисперсионные зависимости ПМСВ в исследуемой структуре, полученные из фазочастотных характеристик, измеренных при  $P_L = 0$  и  $P_L = 300$  mW (сплошные кривые на рис. 3, *a* и *b* соответственно). В силу фактически не сформированной полосы непропускания ПМСВ для первого брэгговского резонанса в неосвещенной структуре (см. пик поглощения  $bg1(0)$  на рис. 2, *a*), характерный для полос непропускания скачок частоты при постоянном волновом числе (т.н. полочка) не различим на экспериментально полученной дисперсионной кривой при  $P_L = 0$  (с учетом отношения сигнал/шум). Однако на частоте первого брэгговского резонанса, полученного из АЧХ неосвещенной структуры (4.467 GHz), измеренная дисперсионная кривая имеет значение волнового числа, равное  $\pi/D$ . Согласно (2), мы можем считать, что при длине волны ПМСВ, соответствующей первому брэгговскому резонансу, невзаимность ПМСВ отсутствует (с точностью измерений, определивших дисперсионную кривую).



**Рис. 3.** Дисперсионные характеристики ПМСВ в исследуемой структуре: полученные экспериментально (сплошные линии), полученные методом конечных элементов для  $\mathbf{k} \uparrow \uparrow z$  (штриховые линии) и  $\mathbf{k} \downarrow z$  (штрих-пунктирные линии). *a)*  $P_L = 0 \text{ mW}$ ,  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . *b)*  $P_L = 300 \text{ mW}$ ,  $N_e = 3.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . *c)*  $N_e = 6.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Частоты для волновых чисел первых трех брэгговских резонансов ПМСВ, полученные с помощью модели Дэймона–Эшбаха (в отсутствие GaAs), отмечены как  $f_{g1}$ ,  $f_{g2}$  и  $f_{g3}$ . Частота ферромагнитного резонанса, полученная из измеренного для неосвещенной структуры BLS-сигнала, отмечена  $f_{\perp}$ .

Из работы [33] известно, что появление невязимости ПМСВ в слоистых структурах связано с толщиной скин-слоя волн за пределами магнитного слоя. Эта толщина определяется как влиянием нагрузки на экранирование электромагнитных полей волны, так и прямо пропорциональна длине волны. Таким образом, невязимость ПМСВ, согласно экспериментальной дисперсии, построенной на рис. 3, *a*, возможна лишь для  $k < \pi/D$ .

На дисперсионной кривой, полученной экспериментально при  $P_L = 300 \text{ mW}$ , частотный скачок дисперсионной кривой (на частотах вблизи значения  $f_{bg1}$ ), соответствующий первому брэгговскому резонансу, виден при  $k \approx 141.8 \text{ cm}^{-1}$ . Таким образом, мы можем сделать вывод о брэгговском резонансе между невязимыми ПМСВ; при этом невязимость волн вызвана увеличением мощности управляющего лазера. Также отметим, что смещение дисперсионной кривой в область меньших волновых чисел и более высоких частот качественно соответствует работам, посвященным распространению ПМСВ в структурах с полупроводниковой нагрузкой [18,21].

Для понимания зависимости зонной структуры магнетонного кристалла типа периодический GaAs|YIG от концентрации электронов полупроводника мы прибегли к численному моделированию методом конечных элементов. Схема моделирования была подобна работам [22,33,34] и основывалась на решении волнового уравнения Гельмгольца, в предположении, что собственные значения волнового числа квази-ТЕ волн (соответствующих в рассматриваемом частотном интервале ПМСВ) подчиняются теореме Блоха. Мы определяли значения частот собственных волн структуры при

заданных волновых числах. Рассматривался один период структуры вдоль направления  $z$ , модель предполагала однородно бесконечную структуру вдоль направления  $x$  и бесконечное количество периодов вдоль направления  $z$ . При этом магнитные свойства YIG описывались гиромангнитным тензором магнитной проницаемости  $\hat{\mu}$ , полупроводниковые свойства GaAs — компонентой тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{zz}$  (подобно работам [21,35]):

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_g + \frac{i\omega_p^2}{-\omega(i\omega + 1/\tau)}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{N_e q^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (3)$$

$\epsilon_g$  — вклад кристаллической решетки в диэлектрическую проницаемость,  $\omega$  — круговая частота,  $\omega_p$  — плазменная частота электронов полупроводника,  $\tau$  — среднее время свободного пробега электронов полупроводника,  $N_e$  — плотность электронов полупроводника,  $q$  — значение заряда электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $m_e$  — эффективная масса электрона в полупроводнике.

При численном моделировании мы рассматривали влияние лишь высоколегированного слоя арсенида галлия, расположенного на расстоянии воздушного зазора  $5 \mu\text{m}$  от поверхности YIG. При этом материальные параметры были следующими:  $\epsilon_g = 12.9$ ,  $m_e = 0.13$  от массы электрона,  $\tau = 0.296 \cdot 10^{-12} \text{ s}$  (значение определено из подвижности электронов).

Дисперсионные соотношения, полученные для собственных волн методом конечных элементов, при разных значениях концентрации электронов в арсениде галлия построены на рис. 3. При этом решения для

волн  $k^+$  построены штриховыми линиями, а для решений  $k^-$  — пунктирными. Пересечения данных решений согласно (1) определяют величины частот и волновых чисел брэгговских резонансов.

Значение концентрации электронов  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (дисперсия для данной концентрации построена на рис. 3, *a*) равно измеренному значению на неосвещенной сильно легированной стороне образца GaAs. Пересечения решений для проходящих и отраженных волн соответствуют брэгговским резонансам, определяемых (2) (резонансы для ПМСВ без невзаимности). Также отметим, что частоты брэгговских резонансов с хорошей точностью соответствуют частотам  $f_{g1}$ ,  $f_{g2}$  и  $f_{g3}$ , что объясняется бесконечным поперечным размером структуры (вдоль оси  $x$ ) в численной модели. Существенное различие в законе дисперсии для волн  $k^+$  и  $k^-$  (проявление невзаимности) наблюдаются лишь при  $k < 80 \text{ 1/см}$ , что вызвано усилением роли полупроводниковой нагрузки в экранировании электромагнитных полей ПМСВ с ростом длины волны, что согласуется с [33].

Дисперсионные характеристики, полученные численно при концентрации электронов в арсениде галлия  $N_e = 3.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  построены на рис. 3, *b*. Отметим, что для первых двух брэгговских резонансов значения волновых чисел существенно отличаются от закона (2), что говорит о резонансе между невзаимными ПМСВ. При этом закон дисперсии для волн  $k^-$  изменился пренебрежимо мало по сравнению с решением построенным на рис. 3, *a*, тогда как дисперсионная характеристика волн  $k^+$  в соответствии с результатами эксперимента сместилась в область больших частот и длин волн. Вновь, разница между численным  $k^+$  и экспериментально измеренным законами дисперсии ожидается в силу конечного размера экспериментального образца в поперечном направлении.

Дальнейшее увеличение концентрации электронов в GaAs при численном эксперименте (см. рис. 3, *c*,  $N_{Pe} = 6.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) приводит к еще большему сдвигу дисперсии волн  $k^+$  в область больших частот и меньших волновых чисел, при этом первые три брэгговских резонанса происходят между невзаимными ПМСВ. В то же время, закон дисперсии для волн обратного направления ( $k^-$ ) пренебрежимо мало изменился по сравнению с таковым при плотности электронов GaAs  $N_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (рис. 3, *a*).

Отметим, что модель не показывает формирование дисперсионных щелей, соответствующих полосам не пропускания брэгговских резонансов. Это может свидетельствовать о том, что ряд потерь не был учтен (например, потери, связанные с ускорением электронов в поле распространяющейся ПМСВ, могли быть не учтены при построении модели, базирующейся на линейном кинетическом уравнении Больцмана, дающем решение в виде тензора полупроводника  $\hat{\epsilon}$  [6,27]). В целом, ввиду постановки задачи на собственные числа в виде поиска решения частот при заданных значениях

волнового числа, рассмотреть пространственные потери (определяемые мнимой частью волнового числа) с помощью используемой модели не представляется возможным. Однако модель позволяет предсказать изменение положения брэгговских резонансов в зависимости от частоты.

Для сопоставления экспериментально полученных зависимостей  $f_{bgm}(P_L)$  с результатами численного моделирования зависимости  $f_{bgm}(N_e)$  были определены из рассчитанных численно законов дисперсии (см. кривые на рис. 2, *b*). Отметим качественное сходство роста частоты брэгговских резонансов в эксперименте и при моделировании. Однако монотонный характер зависимостей  $f_{bgm}(P_L)$  изменяется в сторону S-образных кривых  $f_{bgm}(N_e)$ . Нижний предел данной S-образной кривой обусловлен пренебрежимо малым влиянием полупроводниковой нагрузки на положение запрещенной зоны, а верхний предел обусловлен насыщением влияния данной нагрузки. Данный феномен подобен влиянию приближающегося металлического экрана на ПМСВ [6]. Также, положение полос не пропускания, соответствующих резонансам разного порядка, в модели наблюдается при разных значениях электронной плотности в GaAs. Данные различия могут быть объяснены, например, неоднородным распределением плотности электронов в эксперименте (ввиду разной интенсивности пучка лазера и сложного распределения электронов вдоль толщины образца из-за диффузии), конечной длиной пластины GaAs в исследуемом образце и неоднородным взаимодействием электромагнитного поля многомодового волнового процесса ПМСВ [32,34,36] с полупроводниковой нагрузкой.

### 3. Заключение

В результате проведенного исследования была продемонстрирована возможность оптического формирования полос не пропускания магнетонного кристалла на основе слоистой структуры YIG|GaAs. Впервые методом бриллюэновского рассеяния света был показан рост пиков поглощения ПМСВ в такой периодической структуре. При этом, путем сравнения BLS-спектров с численно рассчитанными дисперсионными характеристиками собственных волн в такой структуре, показано, что сформированные полосы не пропускания относятся к брэгговским резонансам проходящих и отраженных ПМСВ исследуемой структуры. Рост ширины полос не пропускания и усиления поглощения сигнала в них мы связываем с увеличением контраста полупроводниковой периодической решетки при усилении мощности оптического лазера, освещавшего полупроводник. Сопровождаемый рост частоты полос не пропускания связан с усилением экранированием ПМСВ при увеличении плотности электронов, индуцированных оптически, что было показано путем численных расчетов дисперсионных характеристик волн.

Настоящая работа позволяет перейти к периодическим решеткам магнанных кристаллов, созданных исключительно оптическими способами, с возможностью изменения периода во времени. Также, данная структура потенциально масштабируема в субмикронные и нанометровые размеры, с учетом имеющихся работ о выращивании подобных мультислоев.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (проект № 23-29-00610).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotozana, 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. Phys.: Condens. Matter* **33**, 41, 413001 (2021).
- [2] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 26, 264001 (2010).
- [3] S.O. Demokritov, A.N. Slavin. *Magnonics: From Fundamentals to Applications*. Springer Science & Business Media (2012).
- [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. *УФН* **185**, 10, 1099 (2015). [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, 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. *Phys. Usp.* **58**, 10, 1002 (2015).]
- [5] D.D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer Science & Business Media (2009).
- [6] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994). 462 с.
- [7] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Münzenberg. *Phys. Rep.* **507**, 4–5, 107 (2011).
- [8] A. Litvinenko, R. Khymyn, V. Tyberkevych, V. Tikhonov, A. Slavin, S. Nikitov. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 3, 034057 (2021).
- [9] M. Krawczyk, D. Grundler. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 12, 123202 (2014).
- [10] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **50**, 24, 244001 (2017).
- [11] Y.K. Fetisov, A.V. Makovkin. *J. Appl. Phys.* **79**, 8, 5721 (1996).
- [12] B. Obry, V.I. Vasyuchka, A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 19, 192406 (2012).
- [13] A.V. Chumak, T. Neumann, A.A. Serga, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. *J. Phys. D* **42**, 20, 205005 (2009).
- [14] Q. Wang, A.V. Chumak, L. Jin, H. Zhang, B. Hillebrands, Z. Zhong. *Phys. Rev. B* **95**, 13, 134433 (2017).
- [15] A.B. Ustinov, A.V. Drozdovskii, A.A. Nikitin, A.A. Semenov, D.A. Bozhko, A.A. Serga, B. Hillebrands, E. Lähderanta, B.A. Kalinikos. *Commun. Phys.* **2**, 1, 137 (2019).
- [16] O.V. Dobrovolskiy, R. Sachser, T. Brächer, T. Böttcher, V.V. Kruglyak, R.V. Vovk, V.A. Shklovskij, M. Huth, B. Hillebrands, A.V. Chumak. *Nature Phys.* **15**, 5, 477 (2019).
- [17] A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, A.A. Serdobintsev, S.E. Sheshukova, S.S. Yankin, S.A. Nikitov. *IEEE Magn. Lett.* **10**, 1, 5506405 (2019).
- [18] Y. Fetisov, A. Makovkin, V. Studenov. In: *International Topical Meeting on Microwave Photonics. MWP'96 Technical Digest. Satellite Workshop (Cat. No 96TH8153)*. IEEE (1996). P. 37–40.
- [19] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, N.N. Novitski, V.K. Sakharov, Yu.V. Khivintsev, S.A. Nikitov. *Phys. Rev. B* **99**, 5, 054424 (2019).
- [20] С.В. Елисева, Д.И. Семенов, М.М. Степанов. *ЖТФ* **78**, 10, 70 (2008). [S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov, M.M. Stepanov. *Technical Phys.* **78**, 10, 1319 (2008).]
- [21] A.S. Kindyak. *Mater. Lett.* **24**, 6, 359 (1995).
- [22] V.D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A.I. Stognij, M. Krawczyk. *Phys. Rev. B* **91**, 10, 104421 (2015).
- [23] L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, V.E. Bursian, A. Maziewski, R. Gieniusz. *J. Phys. D* **51**, 35, 355002 (2018).
- [24] F.G. Bass, A.A. Bulgakov. *Kinetic and Electrodynamic Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor Superlattices*. Nova Sci. Publishers, N.Y. (1997).
- [25] D.A. Neamen. *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*. McGraw-Hill (2003).
- [26] S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin. *Phys. Rep.* **348**, 6, 441 (2001).
- [27] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press (2020).
- [28] M. Sotoodeh, A.H. Khalid, A.A. Rezazadeh. *J. Appl. Phys.* **87**, 6, 2890 (2000).
- [29] G.E. Stillman, C.M. Wolfe, J.O. Dimmock. *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 6, 1199 (1970).
- [30] M.H. Weiler. *Semicond.. Semimet.* **16**, 119 (1981).
- [31] R.W. Damon, J.R. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 3–4, 308 (1961).
- [32] T.W. O’Keeffe, R.W. Patterson. *J. Appl. Phys.* **49**, 9, 4886 (1978).
- [33] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk. *J. Appl. Phys.* **115**, 11, 113909 (2014).
- [34] А.В. Садовников, К.В. Бубликов, Е.Н. Бегинин, С.Е. Шешукова, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов. *Письма в ЖЭТФ* **102**, 3, 167 (2015). [A.V. Sadovnikov, K.V. Bublikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *JETP Lett.* **102**, 3, 142 (2015).]
- [35] А.С. Киндяк. *ЖТФ* **69**, 6, 119 (1999).
- [36] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, K.V. Bublikov, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. *J. Appl. Phys.* **118**, 20, 203906 (2015).

Редактор Е.В. Толстякова