

Сборник трудов
XX Всероссийской конференции
молодых ученых

Саратов,
7–8 октября 2025 г.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Саратовский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Инсти-
тута радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»

Доклады XX Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 7 – 8 октября 2025 г.)

Саратов
Издательство “Техно-Декор”
2025

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43
Н25

«Наноэлектроника, нанопотоника и нелинейная физика»: тез. докл.
XX Всерос. конф. молодых ученых.
– Саратов: Изд-во “Техно-Декор”, 2025. – 156 с.: илл.
ISBN: 978-5-908063-09-8

В сборнике опубликованы материалы XX Всероссийской конференции молодых ученых «Наноэлектроника, нанопотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фононных, магннных и плазмонных кристаллов и анализа их свойств, исследованием взаимодействия электромагнитных волн с различными средами, изучением сложных, хаотических процессов в динамических системах, применением методов нелинейной динамики в физиологии, медицинской диагностике, информационных системах, радиофизике и электронике. Для научных работников, преподавателей, аспирантов, студентов, специализирующихся в области радиофизики, электроники, оптики, физики магнитных явлений, акустоэлектроники.

Редакционная коллегия:

кандидат физ.-мат. наук Д. В. Фатеев (отв. редактор)
кандидат физ.-мат. наук А. А. Теплых (отв. секретарь)

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук Б.Д. Зайцев (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)
доктор физ.-мат. наук В.И. Пономаренко (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)
кандидат физ.-мат. наук Ю.В. Хивинцев (СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)

Конференция организована при финансовой поддержке
Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43

ISBN 978-5-908063-09-8

© Саратовский филиал ИРЭ
им. В. А. Котельникова РАН, 2025

Почетный председатель конференции

Ю. В. Гуляев, акад. РАН, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,
Москва, Россия

Председатель конференции

С. А. Никитов, акад. РАН, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,
Москва, Россия

Зам. председателя конференции

Ю. А. Филимонов, д-р физ.-мат. наук, Саратовский филиал
ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Россия

Председатель программного комитета

С. А. Никитов, акад. РАН, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,
Москва, Россия

Программный комитет

Безручко Б.П. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Вениг С.Б. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Дмитриев А.С. – ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия
Зайцев Б.Д. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Короновский А.А. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Кузнецов А.П. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Купцов П.В. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Мельников Л.А. – СГТУ им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия
Попов В.В. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Прохоров М.Д. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Сергеев В.А. – УФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Ульяновск, Россия
Смирнов В.М. – ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Фрязино, Россия
Стальмахов А.В. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Ушаков Н.М. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Шараевский Ю.П. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Яфаров Р.К. – СФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ

Васильков М.Ю. (к.т.н с.н.с. СФИРЭ им В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Наноструктурирование материалов на основе оксидов переходных металлов для сенсорных и каталитических применений»

Гришин С.В. (к.ф.-м.н. заведующий Кафедрой электроники, колебаний и волн, СГУ, Саратов) «Когерентный резонанс в микроволновых генераторах хаоса».

Жбанов А.И. (профессор, Институт науки и технологий, Кванджу, Юж. Корея) «Фуллерены, нанотрубки, биоимпеданс, микрофлюидика и биомембраны»

Купцов П.В. (д.ф.-м.н. г.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,) «Применение нейронной сети для построения по единственному скалярному временном ряду системы её динамической модели с управляющим параметром»

Свинцов Д.А. (д.ф.-м.н. зав. лаборатории оптоэлектроники двумерных материалов МФТИ, Долгопрудный) «Детекторы и источники инфракрасного и терагерцевого диапазонов на основе двумерных материалов»

Хивинцев Ю.В. (к.ф.-м.н. в.н.с. СФИРЭ им В.А. Котельникова РАН, Саратов) «Управление спектром и потоками спиновых волн за счет металлизации тонкопленочного ферритового волновода для устройств магноники»

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМЕ
COMSOL MULTIPHYSICS АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР
СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ГРАНИЦЫ**

А.Б. Адилова¹, Ю.А. Фильченкова¹, А.Г. Рожнев^{1,2}

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

²*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: AdilovaAB@sgu.ru*

Одним из приоритетных направлений в разработке современных гиротронов выступает создание мощных высокоэффективных источников излучения субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов для применения в различных областях науки и техники, включая нагрев и диагностику плазмы, технологические установки для обработки материалов, спектроскопические исследования, медицинские применения, системы связи и другие приложения [1,2]. В большинстве существующих гиротронов используются резонаторы традиционной конструкции, представляющие собой протяженный слабонеоднородный полый металлический волновод с устройством дифракционного вывода энергии. Для таких резонаторов характерно существование минимальной дифракционной добротности, определяемой соотношением длины резонатора к длине волны генерируемого излучения. Данное ограничение обусловлено тем, что частота генерации в такой конструкции близка к критической частоте рабочей моды в основной части резонатора. Наличие минимальной дифракционной добротности при фиксированной омической добротности существенно ограничивает эффективность работы гиротрона, поскольку отношение этих параметров определяет полезную выходную мощность генератора. Преодоление указанного ограничения возможно при использовании резонаторов с конструкцией, отличающейся от классической, в которых значение дифракционной добротности не столь жестко связано с длиной резонатора. Перспективным примером такой структуры является эшелетный резонатор [3,4], обладающий высокими селективными свойствами благодаря возможности управления добротностями различных мод путем варьирования параметров эшелетта. Это позволяет существенно снижать дифракционную добротность рабочей моды, что особенно важно при создании гиротронов, работающих на второй гармонике циклотронной частоты [5].

В представленной работе развит метод расчета колебаний в открытых аксиально-симметричных резонаторах, основанный на слабой формулировке уравнений электродинамики, методе конечных элементов и применении PML-слоев для ограничения расчетной области. Разработанный программный комплекс для моделирования несобственных колебаний открытых резонаторов гиротронов позволяет с высокой точностью рассчитывать их основные характеристики, включая частоты колебаний, дифракционные, омические и полные добротности, распределения полей мод, амплитуды разложения по поперечным модам волноводов сравнения, а также другие необходимые параметры.

В качестве одного из примеров был рассмотрен аксиально — симметричный эшелеттный резонатор, параметры которого взяты из работы [6]. В результате проведённого численного моделирования аксиально-симметричных мод были найдены типы колебаний эшелеттного резонатора, аналогичные продольным модам стандартного резонатора в том смысле, что распределение поля вдоль оси формируется из одного, двух и т.д. более или менее локализованных участков изменения комплексной амплитуды поля от небольшого до максимального значения и назад к небольшому значению. Это хорошо видно на рис. 1, на котором показаны с помощью цветовой заливки распределения H_z - компоненты поля для нескольких найденных мод.

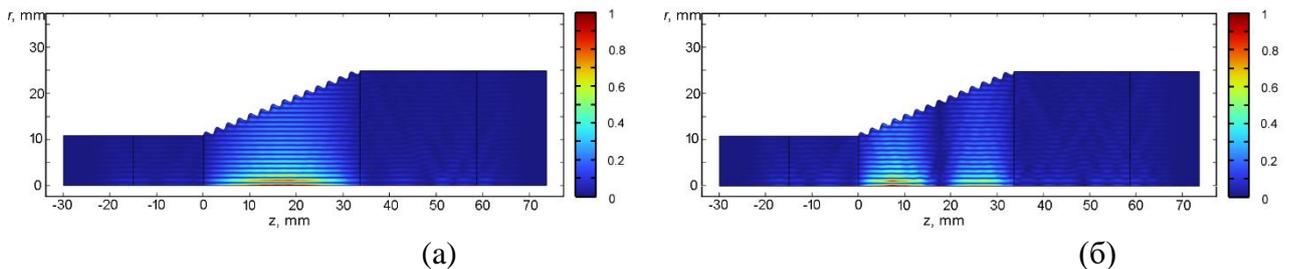


Рис. 1. Распределение H_z - компоненты для первых четырех продольных мод

С помощью предложенных методик могут быть проанализированы системы с произвольной формой образующей стенки резонатора, в том числе резонаторы нестандартного типа: со скачком диаметра, ступенчатые, эшелеттные, с диафрагмами, канавками и т. д. Единственным ограничением на геометрию выступает требование, чтобы резонатор оставался аксиально — симметричным.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-72-00128

Библиографический список

1. Kumar N., Singh U., Singh T. P., Sinha A.K. “A review on the applications of high power, high frequency microwave source: gyrotron,” J. Fusion Energy, Vol. 30, No. 4, 257-276, 2011.
2. Idehara T., Sabchevski S.P., Glyavin M., Mitsudo S. “The gyrotrons as promising radiation sources for THz Sensing and imaging,” Appl. Sci., Vol. 10, No. 3, 980, 2020.
3. Власов С.Н., Копосова Е.В., Павельев А.Б., Хижняк В.И. Гиротроны с эшелеттными резонаторами // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 6. С. 691–698.
4. Агапов Л.Н., Богданов С.Д., Венедиктов Н.П. и др. Электронная перестройка рабочей частоты гиротрона с эшелетной структурой // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 7. С. 489–493.
5. Власов С.Н., Копосова Е.В., Павельев А. Б. и др. Гиротрон с эшелеттным резонатором, работающий на второй гармонике гирочастоты // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. С. 10–12.
6. Белоусов В.И., Власов С.Н., Завольский Н.А. и др. Исследование гиротрона с эшелеттным резонатором // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 6. С. 497–506.

**ОБРАТНЫЙ СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА
В СТРУКТУРЕ ПЛЕНКА $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ - ПЛАТИНА****М.Е. Селезнев^{1,2,3}, Г.М. Амаханов^{1,3}, Ю.В. Никулин^{1,2},
С.Л. Высоцкий^{1,2}**¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*³*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
E-mail: agm.05@yandex.ru*

В геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) исследован обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ) [1] в структуре «феррит – платина», в которой вместо обычно используемых пленок железо-иттриевого граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (ЖИГ) взята пленка состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 мкм с эффективной намагниченностью насыщения $4\pi M = 1460$ Э (далее – пленка (структура) №1). Особенностью этой пленки является существование доменной структуры в интервале величин поля подмагничивания H от 0 до $H_s \approx 430$ Э, где H_s – поле насыщения (тогда как в пленках ЖИГ в зависимости от условий роста и параметров пленки H_s может меняться от ≈ 20 Э до ≈ 80 Э [2]). Целью работы является исследование ОСЭХ в структуре на основе пленки №1 в условиях существования доменной структуры и сравнение полученных результатов со случаем структуры на основе пленки ЖИГ толщиной 15 мкм, $4\pi M = 1750$ Э (пленка (структура) №2).

На поверхность вырезанных из исследуемых пленок волноводов размерами 5 x 10 мм с помощью магнетронного напыления через маску наносилась ориентированная вдоль длинной стороны волновода полоска платины толщиной 4 нм, размерами 25 мкм x 4 мм, контакты к концам которой изготавливались с помощью токопроводящего клея; регистрировалась величина напряжения U между контактами. Сопротивление полосок составляло 5,5 – 6 кОм. Исследование ОСЭХ проводилось при размещении структур в макете микрополосковой линии задержки в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

На рис. 1 (а) представлен вид частотной зависимости модуля коэффициента передачи макета для нескольких величин поля подмагничивания H со структурой №1. Кривые 1 отвечают распространению в структуре ПМСВ в насыщенной пленке, кривые 2 и 3 – синфазным и противофазным колебаниям намагниченности в доменах, соответственно, кривая 4 – спин-волновое возбуждение (СВВ), обусловленное волнами смещения доменных границ (кривая $1w$) [3, 4]. На рис. 1 (б) приведены зависимости от величины поля H низкочастотных границ f_0 частотных полос наблюдения всех типов СВВ, распространяющихся в обеих исследованных структурах, а также зависимости $U(H)$. Видно, что в структуре №2 генерация ЭДС наблюдается для всех типов СВВ, тогда как в структуре №1 – только для случая синфазных колебаний намагниченности в доменах. При этом интервал величин поля H для структуры №1 более чем на порядок превосходит аналогичный параметр для структуры №2, а абсолютные величины генерируемой ЭДС сопоставимы.

Следует добавить, что в структуре №1 на процесс инжекции спинового тока в платину может оказывать влияние наличие на поверхности пленки $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ поверхностных замыкающих доменов, отмеченное в [5].

Отметим также, что при величине входной мощности 7 дБм процесс трехмагнетонного распада приводит к ограничению коэффициента передачи ПМСВ (сравн. кривые 1 и 1_p на рис. 1 (а)) и противофазных колебаний намагниченности (кривые 3 и 3_p) в отличие от случая синфазных колебаний намагниченности (кривые 2 и 2_p).

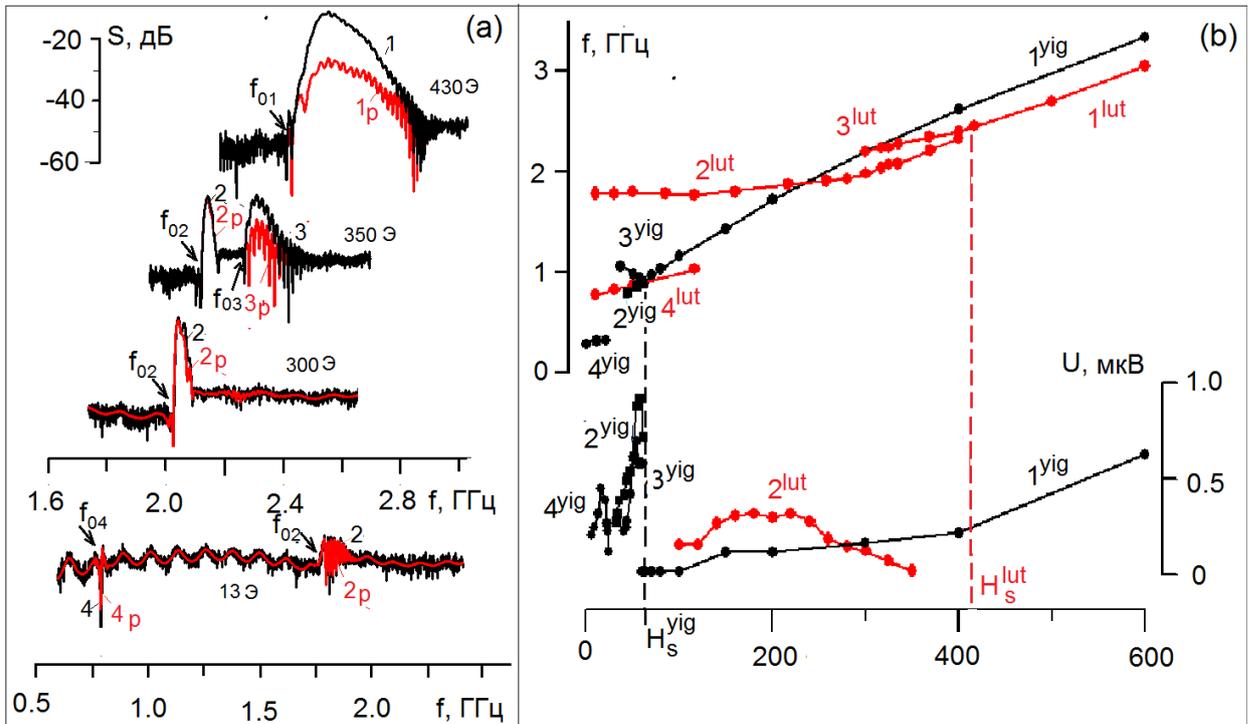


Рис. 1. (а) Частотная зависимость модуля коэффициента передачи макета линии задержки на ПМСВ с исследуемой структурой №1 для величин поля подмагничивания H , указанных у кривых, для случаев распространения ПМСВ (кривая 1), синфазных (кривая 2) и противофазных (кривая 3) колебаний намагниченности в доменах, а также волн смещения доменных границ (кривые 4). Индекс p отвечает входной мощности 7 дБм, отсутствие индекса – (-20 дБм). (б) Зависимости от величины поля H длинноволновых границ f_0 (показаны стрелками) ПМСВ (кривые 1^{yig} и 1^{lut}), синфазных (кривые 2^{yig} и 2^{lut}) и противофазных (кривые 3^{yig} и 3^{lut}) колебаний намагниченности в доменах, а также волн смещения доменных границ (кривые 4^{yig} и 4^{lut}). Индекс yig отвечает пленке $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, индекс lut – пленке $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00640.

Библиографический список

1. Dyakonov M.I., Perel V.I. // Phys. Lett. A. 1971.V. 35. P. 459.
2. Ваишковский А.В., Локк Э.Г., Щеглов В.И.// ФТТ. 1999. V. 41. P. 2034.
3. Киров С.А., Пильщиков А.И., Сырьев Н.Е.// ФТТ. 1974. V. 16. С. 3051.
4. С.А. Вызулин, С.А. Киров, Н.Е. Сырьев// РЭ, 1985. V. 30. С. 179.
5. Temiryazeva M., Matonov E., Maydykovskiy A., Temiryazev A. et al.// Magnetochemistry. 2022. V. 8. P.180.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОДНЫЕ СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА

А.А. Андреев, В.И. Гукова, И.В. Хайрушев, Р.С. Сергеев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: andreev25304@mail.ru

На современном этапе развития медицины актуальной является задача создания капсулированных форм лекарственных препаратов с дистанционно управляемым высвобождением. Известны различные внешние воздействия, приводящие к изменению проницаемости, либо разрушению оболочек капсул [1]. Среди них необходимо выделить микроволновое излучение, поскольку оно способно действовать одновременно на достаточно большое количество капсул, расположенных на значительном удалении от источника излучения, кроме того микроволновое излучение способно проникать в биоткани на глубину порядка единиц сантиметров [2, 3]. СВЧ излучение достаточно давно и успешно используется в медицине [4-6]. В связи с этим реализация возможности использования микроволнового излучения для воздействия на проницаемость оболочки микрокапсулы является актуальной и практически значимой задачей.

Для решения данной задачи необходимо создать оболочки микрокапсул, эффективно поглощающие микроволновое излучение, результатом воздействия которого было бы управляемое изменение проницаемости оболочек микрокапсул. Наиболее простым способом обеспечения чувствительности полимерных капсул к микроволновому излучению является введение в состав их оболочек неорганических частиц, поглощающих микроволновое излучение. Так, было показано, что капсулы, содержащие в оболочках наночастицы магнетита, обладают большей чувствительностью к микроволновому излучению, нежели не содержащие частиц [2, 7-8]. В связи с этим задача поиска оптимального с точки зрения поглощения СВЧ излучения состава оболочек системы «полимерная матрица – неорганические наночастицы» сводится к поиску наночастиц, обеспечивающих максимальное поглощение СВЧ излучения. По существу это означает, что введение наночастиц в оболочку микрокапсул должно приводить к увеличению мнимой компоненты диэлектрической (или магнитной) проницаемости водных суспензий этих микрокапсул. Поскольку конечным продуктом технологии является водная суспензия микрокапсул, прежде всего необходимо исследовать спектр поглощения воды в диапазоне СВЧ излучения. Таким образом, с точки зрения поиска оптимального состава микрокапсул необходимо определить комплексную диэлектрическую проницаемость воды и водных золь наночастиц, встраиваемых в оболочки капсул.

В работе были измерены зависимости КСВН и ослабления воды и водных суспензий наночастиц золота в диапазоне частот 7,8-10,2 ГГц. Измерения проводились в частях волновода, полностью заполненных исследуемыми жидкостями, с помощью установки, автоматизирующей процесс измерения спектров отражения/пропускания СВЧ излучения [9-13]. Диэлектрическая проницаемость определялась на основе сравнения теоретически рассчитанных спектров с экспериментальными [14-19].

Для оценки погрешности метода были измерены спектры отражения и вычислены значения комплексной диэлектрической проницаемости деионизованной и дистиллированной воды для участков волновода разной длины. Были проведены измерения спектров отражения и пропускания, по которым была определена диэлектрическая проницаемость водных суспензий наночастиц золота диаметром 10 нм.

Библиографический список

1. *Иноземцева О.А., Портнов С.А., Колесникова Т.А., Горин Д.А.* // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 9-10. С. 68–80.
2. *Sergeev S.A., Portnov S.A., Gorin D.A. et al.* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. Saratov, 2007. P. 653606.
3. *Горин Д.А., Шукин Д.Г., Михайлов А.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 45–50.
4. *Девятков Н.Д., Голант М.Б., Бецкий О.В.* Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. М.: Радио и связь, 1991.
5. *Бецкий О.В., Голант М.Б., Девятков Н.Д.* Миллиметровые волны в биологии. Серия Физика. – М.: Знание, 1988, № 6.
6. *Девятков Н.Д., Бецкий О.В.* Применение миллиметрового излучения низкой интенсивности в биологии и медицине. – М.: ИРЭ АН СССР, 1985.
7. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // В мире научных открытий. 2014. № 4(52). С. 148–160.
8. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Горин Д.А. и др.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сборник статей. – Саратов: Наука, 2013. С. 214–228.
9. *Брандт А.А.* Исследование диэлектриков на СВЧ. – М.: Физматгиз, 1963. 404 с.
10. *Рябов Е.А., Короневский Н.В., Зыков К.А. и др.* // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: сборник статей. – Саратов: Саратовский источник, 2019. С. 188–191.
11. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Рябов Е.А. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2019. Т. 1. С. 439–444.
12. *Рябов Е.А., Короневский Н.В., Зыков К.А. и др.* // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Техно-Декор, 2019. С. 214–216.
13. *Рябов Е.А., Короневский Н.В., Зыков К.А. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2021. Т. 1. С. 586–589.
14. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // В мире научных открытий. 2015. № 8.1(68). С. 494–506.
15. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Техно-Декор, 2015. С. 144–145.
16. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Техно-Декор, 2015. С. 146–147.
17. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Техно-Декор, 2015. С. 141–143.
18. *Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2015. Т. 1. С. 332–334.
19. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Короневский Н.В. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2018. Т. 1. С. 515–519.

ОСОБЕННОСТИ СПИН-ВОЛНОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ В МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ НАНОРАЗМЕРНОЙ ТОЛЩИНЫ

В.В. Балаева, Д.В. Романенко, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: Vkonda2000@mail.ru

Одними из ключевых структур, предлагаемых для развития элементной базы магноники и спинтроники, являются магنونные кристаллы (МК) [1-3]. МК представляют собой периодические структуры, сформированные на основе магнитных материалов и используемые для изменения свойств спиновых волн (СВ), или магнонов в МК, в устройствах обработки сигналов. Благодаря формированию запрещённых зон (ЗЗ) — полос непропускания в спектре спиновых волн — МК обладают большей функциональной гибкостью и расширенными возможностями управления характеристиками по сравнению с регулярными магнитными структурами. В настоящее время эффекты спиновой динамики в магнитных микро- и наноструктурах активно исследуются в связи с перспективой создания на их основе широкого спектра многофункциональных устройств записи, хранения и обработки информации [3-5].

В работе исследуются магنونные кристаллы из железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ) с периодической системой канавок за счёт модуляции толщины МК. Исследование особенностей распространения СВ в одиночном МК наноразмерной толщины проведено с помощью микромагнитного моделирования в среде MuMax3.

На основе дисперсионных характеристик СВ показано, что в тонком МК происходит расщепление ширинных мод на систему мод: основную (с максимальной амплитудой) и дополнительные моды, для которых появляются собственные частотные отсечки. Увеличенные фрагменты дисперсий для наблюдения моды первого порядка представлены на рис. 1. Получено, что такой параметр как отношение ширин столбика и канавки (a/b) влияет на собственные частотные отсечки расщеплённых мод, на распределение энергии в системе мод, на положение и наклон основной моды, а также на формирование запрещённых зон. Период структуры МК - $\Delta = a + b$, на рис. 1(a, b) $\Delta = 8$ мкм, на рис. 1(c, d) - $\Delta = 12$ мкм рассмотрены случаи малого и большого a/b .

На основе карт пространственного распределения намагниченности (рис. 2) получено, что существует разница в условиях распространения волн между столбиками и канавками, что вызывает фрагментацию распределения намагниченности. Изучено влияние отношения столбик/канавка на характер фрагментации распределений и их периодические свойства. На рис. 2 представлены карты намагниченности для периода $\Delta = 12$ мкм при разных a/b . Заметно, что отношение a/b качественно влияет на характер фрагментации, и было исследовано влияние параметров, таких как период структуры Δ , a/b и частота входного сигнала на количественные характеристики, такие как частота фрагментации и период огибающей сигнала (показан чёрными и красными линиями на рис. 2), интенсивность фрагментации.

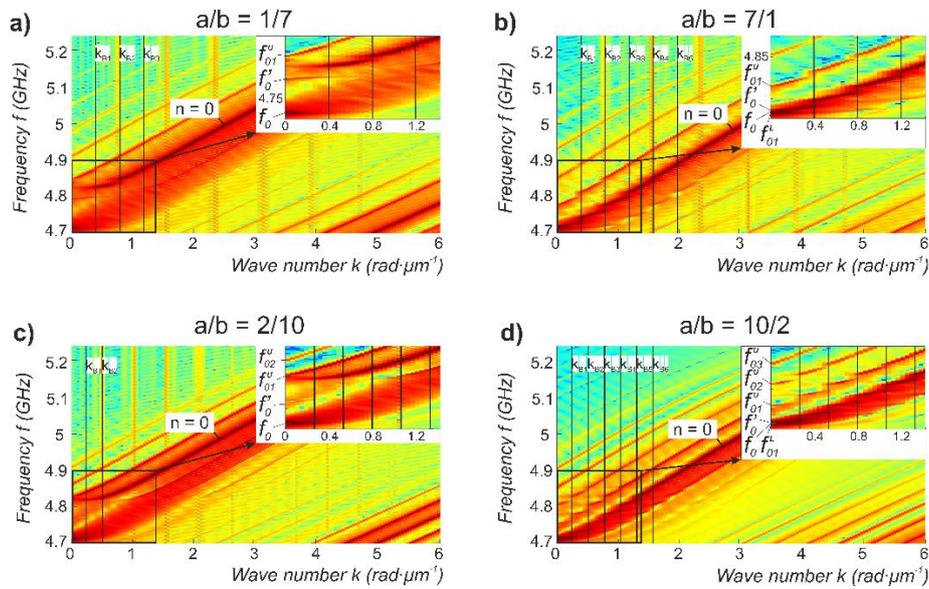


Рис. 1. Дисперсионные характеристики моды $n = 0$ при различных a/b и периодах Δ , при $w = 1$ мкм, $h = 20$ нм с обозначением ЗЗ. (а, б) $\Delta = 8$ мкм; (с, д) $\Delta = 12$ мкм.

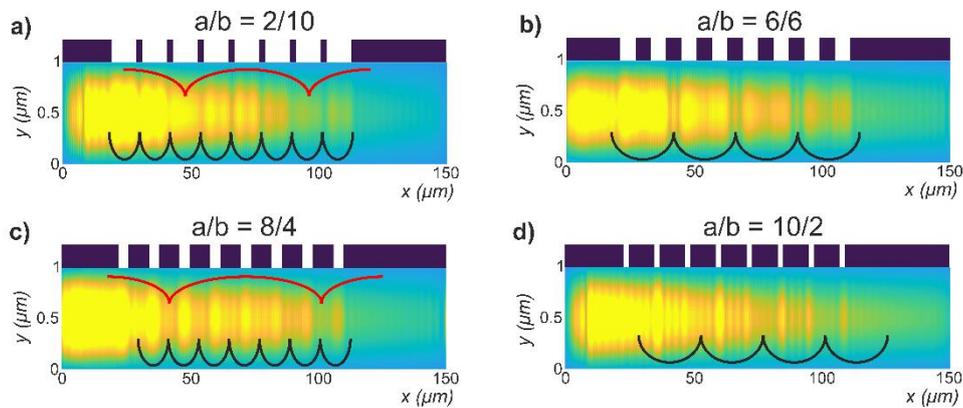


Рис. 2. Карты пространственного распределения намагниченности для МК при частоте $\nu = 4.895$ ГГц и $\Delta = 12$ мкм с разными a/b .

Работа вносит вклад в понимание фундаментальных механизмов распространения СВ и формирования сложных сигналов в наноразмерных структурах на основе МК. Полученные результаты важны для целенаправленного проектирования геометрии МК с заданными частотными фильтрующими свойствами и эффективным управлением СВ, что актуально для развития спин-волновой электроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027).

Библиографический список

1. Gulyaev Y.V., Nikitov A.A. // Doklady Physics. 2001. V. 46. P. 469.
2. Kruglyak V.V. et al. // Metamaterial. InTech, London. 2012. Chap. 14. P. 341–370.
3. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 244001.
4. Chumak A.V., Kabos P. et al. // IEEE Trans. Magn. 2022. V. 58. Art. No. 6.
5. Barman A., Gubbiotti G. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 413001.

**ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ
ЭЛЕКТРОННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ
ПЕРФОРИРОВАННОГО ГРАФЕНА С КРУГЛЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ**

П.В. Барков¹, М.М. Слепченков¹, О.Е. Глухова^{1,2}

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

²*Первый Московский государственный медицинский университет
имени И.М. Сеченова*

E-mail: barkovssu@mail.ru

Исследование электронно-энергетических свойств перфорированного графена (ПГ) представляет собой важное направление в современной науке о материалах. Перфорированный графен обладает уникальными свойствами, такими как высокая удельная поверхность и регулируемая запрещенная зона.

В данной работе в качестве объекта исследования были выбраны тонкие (толщина в один слой) пленки перфорированного графена с отверстиями почти круглой формы и диаметром, изменяющимся в диапазоне 1 - 2 нм, а также шириной шейки, изменяющейся в диапазоне 0.7 – 2 нм (рис. 1). Выбранные геометрические параметры, а также форма отверстия и толщина пленки полностью отвечают известным экспериментальным данным по синтезу перфорированного графена [1]. Выбор почти круглой формы отверстия дополнительно обусловлен тем, что ранее было показано, что пленки перфорированного графена с почти круглыми отверстиями характеризуются наибольшей энергетической щелью между валентной зоной и зоной проводимости по сравнению с пленками с отверстиями треугольной и прямоугольной формы [2]. Кроме того, пленки перфорированного графена с почти круглыми отверстиями обладают высокой механической стабильностью [3] и изотропными упругими свойствами [4].

Теоретические исследования проводились с помощью метода функционала плотности в приближении сильной связи с самосогласованным вычислением зарядов (SCC DFTB) [5], реализованного в программном пакете открытого доступа dftb+ [6]. Выбор метода SCC DFTB обусловлен возможностью исследования физических свойств материалов, супер-ячеек которые включают тысячу и более атомов различных химических элементов. Энергетику взаимодействия атомов определяет набор параметров Слейтера-Костера. В данном исследовании использовался набор параметров rbc-0-3 [7] для описания взаимодействия атомов углерода. Разбиение обратного пространства (первой зоны Бриллюэна) проводился по схеме Монкхорста – Пака с использованием сетки k-точек $4 \times 4 \times 1$.

Для построенных супер-ячеек с равновесными атомными конфигурациями были выполнены расчёты зонных энергетических диаграмм, по результатам анализа которых были определены атомные конфигурации с наибольшей величиной энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. Полученные значения величины энергетической щели для перфорированного графена со средним диаметром отверстия представлены в таблице 1.

Таблица 1. Значения величины энергетической щели от ширины шейки.

Малое отверстие			Среднее отверстие			Большое отверстие		
W_X , нм	W_Y , нм	E_{gap} , эВ	W_X , нм	W_Y , нм	E_{gap} , эВ	W_X , нм	W_Y , нм	E_{gap} , эВ
0.74	1.01	0.00	0.74	1.01	0.21	0.74	1.01	0.00
0.99	1.01	0.00	0.99	1.01	0.00	0.99	1.01	0.00
1.24	1.01	0.00	1.24	1.01	0.09	1.24	1.01	0.01
1.49	1.01	0.00	1.49	1.01	0.05	1.49	1.01	0.00
1.73	1.01	0.00	1.73	1.01	0.00	1.73	1.01	0.00
1.98	1.01	0.00	1.98	1.01	0.00	1.98	1.01	0.00
2.23	1.01	0.00	2.23	1.01	0.00	2.23	1.01	0.00
0.74	1.44	0.00	0.74	1.44	0.16	0.74	1.44	0.00
0.74	1.87	0.00	0.74	1.87	0.09	0.74	1.87	0.00
0.74	2.30	0.00	0.74	2.30	0.05	0.74	2.30	0.00

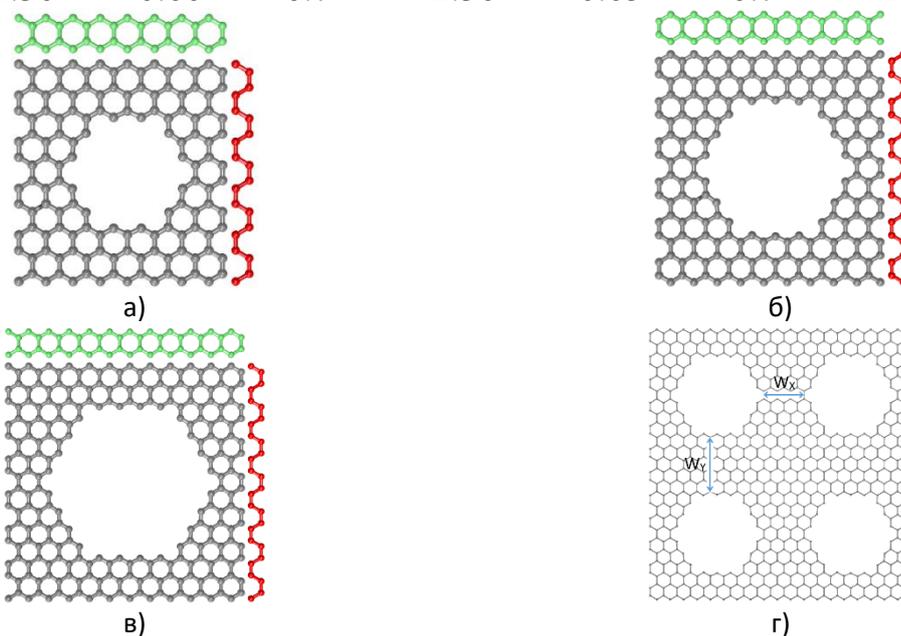


Рис. 1. а-в) Суперрешетки ПГ с различным диаметром отверстия с минимально-возможным шагом увеличения ширины шейки в направлениях «зигзаг» (красным цветом) и «кресло» (зеленым цветом); г) ширина шейки вдоль направления «зигзаг» (W_X) и вдоль направления «кресло» (W_Y).

«Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-00202, <https://rscf.ru/project/25-72-00202/>».

Библиографический список

1. Rabchinskii M. K., Ryzhkov S. A. et al. // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 6902.
2. Tang G., Zhang Z. et al. // Carbon 2014. V. 76. P. 348.
3. Winter A., Ekinici Y. et al. // 2D Materials 2019. V. 6. P. 021002.
4. Carpenter C., Christmann A.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 141911.
5. Elstner M., Porezag D. // Phys. Rev. B 1998. V. 58. pp. 7260–7268.
6. Aradi B., Hourahine B., Frauenheim Th. // J. Phys. Chem. A. 2007. V. 111. P. 5678.
7. Hourahine B., Aradi B. et al. // J. Chem. Phys. 2020. V. 152(12). P. 124101.

УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ МАССИВОВ НАНОЧАСТИЦ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

**А.А. Бурцев, В.А. Михалевский, А.В. Киселев, В.В. Ионин,
А.А. Невзоров, А.А. Лотин**

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
E-mail: murrkiss2009@yandex.ru*

Фазоизменяемые материалы (ФИМ) представляют собой соединения, обладающие несколькими стабильными при нормальных условиях фазовыми состояниями с различными свойствами (аморфное и одно или несколько кристаллических) [1, 2]. Наиболее важной особенностью этого класса материалов является способность многократно и быстро переключаться между этими состояниями через нагрев до температур фазовых переходов [1]. Различные фазовые состояния и высокий контраст их свойств позволили успешно реализовать технологии и устройства хранения данных (т. н. фазовая память) [3, 4]. Устройства фазовой памяти с электронным управлением (PCRAM) являются перспективными как для энергонезависимой памяти, так и для биоподобных вычислений [5]. В последнее время было предпринято много усилий для достижения нейроморфного поведения с помощью устройств PCRAM и выяснения соответствующего механизма работы, в частности реализации искусственных нейронов и синапсов [6].

К числу недостатков данного класса устройств можно указать: большие значения тока переключения и высокие энергии воздействия (достигают сотен милливатт). Данные недостатки связаны с необходимостью обеспечить равномерный прогрев всего материала пленки (толщины от десятков до сотен нанометров) до требуемой температуры и её последующей кристаллизации. Процесс обратного переключения требует равномерного нагрева всего объема ФИМ с его последующим быстрым охлаждением. Кроме того, можно также отметить, что кроме относительно длительного времени переключения и высоких затрат энергии, для прототипа характерно влияние теплового дрейфа сопротивления, шумы и неравномерный нагрев материала пленки, приводящий к сегрегации и деградации материала и отказом устройства [7, 8].

В представленной работе вместо пленки ФИМ предлагается применять матрицу из проводящего материала, в которую интегрированы наночастицы ФИМ ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ или GST). К настоящему времени известно, что наночастицы GST одновременно обладают более высокой скоростью роста кристаллитов по сравнению с пленками GST вблизи температуры плавления и низкой вязкостью в области низких температур [9]. По сравнению с архитектурой с элементом ФИМ в виде пленки массивы наночастиц требуют меньшей энергии и длительности времени переключения, поскольку необходимо обеспечить равномерный нагрев меньшего объема материала. Меньший объем материала обеспечивает более быструю и эффективную смену фазовых состояний. Значения тока переключения составляет около 1 мкА. Соответственно, применение наночастиц должно гарантировать более быстрое переключение (время порядка десятков наносекунд) и более длительное сохранение фазового состояния в устройстве [10]. Использование наночастиц позволяет

достичь большой гибкости и интеграции к области цифровой электроники [11]. Однако, создание периодических наноразмерных архитектур требует высокой точности технологического процесса и имеет высокую стоимость производства. Вместе с тем создать хаотический массив наночастиц гораздо проще и дешевле. Хаотические системы вносят некоторые элементы случайности в работу вычислительных систем. Такие элементы случайности могут чрезвычайно полезными для нейроморфных архитектур, ускоряя сходимость к корректному решению [12]. Также использование хаотических распределенных систем обеспечивает повышенную отказоустойчивость вычислительных элементов.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания ФГБУ «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт».

Библиографический список

1. *Raoux S., Wuttig M.* Phase Change Materials. Science and Applications. Springer Science+Business Media. 2009. 845 p.
2. *Kolobov A.V., Tominaga J.* Chalcogenides: Metastability and Phase Change Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2012. 287 p.
3. *Wuttig M., Yamada N.* //Nature materials. 2007. V. 6. №. 11. Pp. 824-832.
4. *Sarwat S.G.* //Materials science and technology. 2017. V. 33. №. 16. Pp. 1890-1906.
5. *Zhang W., Mazzarello R., Wuttig M., Ma E.* // Nat. Rev. Mater. 2019. Vol. 4. Pp. 150–168.
6. *Wang Q., Niu G., Ren W., et al.* //Advanced Electronic Materials. 2021. 7. №. 6. P. 2001241.
7. *Guo P., Sarangan A.M., Agha I.* //Applied sciences. 2019. V. 9. №.3. P. 530.
8. *Pozidis H., Papandreou N., Sebastian A., Mittelholzer T., et al.* //2012 4th IEEE International Memory Workshop. IEEE, 2012. P. 1-4.
9. *Caretta A., Casarin B., Chen B., et al.* //APL Materials. 2023. Vol. 11. P. 071117.
10. *Nezvorov A.A., Burtsev A.A., Kiselev A.V., Mikhalevsky V.A., et al.* //Journal of Computational Electronics. 2024. Vol. 23. №. 6. P. 1448-1454.
11. *Kim S., Kim N., Seo J., Park J.E., et al.* //Science Advances. 2020. Vol. 6. №. 35. P. eabb3348.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ГРАФИТИЗИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ИСКУССТВЕННОГО АЛМАЗА

Д.Н. Бухаров, Д.А. Бодунов, А.А. Кузнецов

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

E-mail: buharovdn@gmail.com

Графитизированные структуры, сформированные на поверхности искусственных CVD-алмазов материалов, являются перспективной элементной базой для разработки чувствительных элементов газовых сенсорных приборов [1], обладающих высоким быстродействием, миниатюрностью и возможностью работать в экстремальных условиях [2].

Нашей научной группой были получены образцы пластинчатых графитизированных структур на поверхности CVD-алмаза с использованием воздействия движущегося импульсного лазерного фемтосекундного источника. Варьирование скорости движения фокуса по поверхности и мощности излучения позволили синтезировать образцы с развитой поверхностью. Полученные образцы были перспективными для реализации процесса захвата молекул детектируемого газа своей чувствительной поверхностью. Таким образом, захваченные молекулы должны уменьшать заряд поверхности на определенную величину, чье изменение позволит определить тип захваченной молекулы.

Для оценки полученных экспериментально профилей графитизированных структур нами была разработана диффузионная модель их профиля. Модель была выбрана исходя из термоиндуцированного характера графитизации инициированного дефектами в CVD-алмазе [3], а также исходя из определенного сходства фрактальных размерностей. Модель была реализована в среде MATLAB в рамках имитационного подхода, представленного в наших ранних работах [4,5], когда на плоской прямоугольной расчетной области от затравочной структуры производился итерационный рост структуры по правилу клеточного автомата с окрестностью Неймана [6]. Ячейка расчетной области становилась графитизированной с заданной вероятностью в случае нахождения уже графитизированной структуры в одной из клеток ее окрестности. Вероятность графитизации определялась исходя из нормированной оценки скорости роста графитизированной структуры, определенной на основе обработки видеофайлов экспериментального синтеза структур, полученных с CCD-камеры. На рис. 1а приведено СЭМ-изображение пластинчатой графитизированной структуры, полученной в лазерном эксперименте при скорости движения фокуса 80 мм/с и мощности импульса 2 мВт. На рис. 1б приведена схема модели. На рис. 1в – результаты моделирования в случае величины вероятности графитизации 0.0125, соответствующей скорости движения фокуса из рис. 1а .

Для оценки погрешности модели проводилось сравнение средней величины фрактальной размерности огибающей профилей образца, полученного экспериментально и величины фрактальной размерности модельной структуры. Оценка величины фрактальной размерности производилась методом boxcounting [7]. Для экспериментального образца среднее значение не превосходило величину 1.39, для модельного - 1.35. Таким образом, величина относительной погрешности не превос-

ходила 2.9%, что свидетельствовало о хорошей адекватности предложенного модельного приближения. Более того, фрактальная размерность огибающей профиля образца, полученного экспериментально, достаточно близка к величине, характерной для фрактального броуновского движения (их разница не превосходит 7.9%), в рамках которого можно рассматривать термоиндуцированную графитизацию поверхности CVD-алмаза.

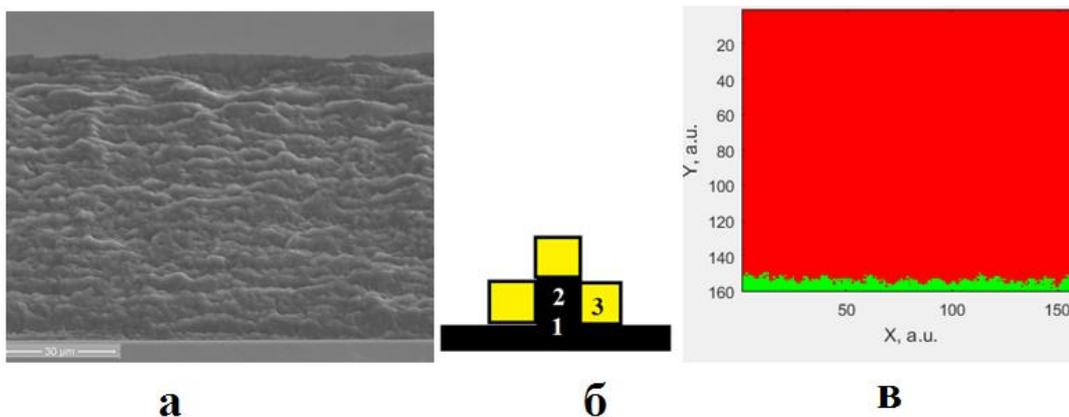


Рис. 1. (а) СЭМ-изображение графитизированной пластинчатой структуры. (б) Схема диффузионной модели: 1 – затравочная структура, от которой реализуется рост, 2- текущая ячейка, 3 – окрестность Неймана. (в) Модель профиля графитизированной пластинчатой структуры в случае вероятности графитизации 0.0125 после 100 итераций.

Таким образом, предложенная модель достаточно адекватно описывает структуры, полученные экспериментально, а сходство фрактальных размерностей позволяет надеяться на соответствие функциональных свойств, обусловленных топологией: оптических, электрофизических, а также соответствие способности захватывать молекулы газа, необходимой для чувствительных поверхностей газовых сенсоров.

Библиографический список

1. Kočí M., Kromka A.; Bouřa A.; Szabó O., Husák M. // Sensors. 2021. V. 21. Pp. 1-15.
2. Samudrala G.K., Moore S.L., Vohra Y.K. // Materials. 2015. Vol. 8. P. 2054-2061.
3. Kononenko T. V., Zavedeev E. V., Kononenko V. V. et al. // Applied Physics A. 2015. V. 119. Pp. 405-414.
4. Бухаров Д. Н., Кононенко Т. В., Кучерик А. О. // ПЖТФ.2025. №51. №1. С. 26–29.
5. Бухаров Д.Н, Самышкин В.Д., Лелекова А.Ф., и др. // ЮСНВ. 2024. № 6. С. 57-64.
6. Zaitsev D. A. // Theoretical Computer Science. 2017. Vol. 666. Pp. 21-35.
7. Foroutan-Pour K., Dutilleul P., Smith D.L. // Applied Mathematics and Computation.1999.V. 105. Pp. 195 – 210.

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ – ПОИАНИЛИН – ОДНОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

С.В. Васин¹, А.М. Низаметдинов¹, Н.П. Кузьмин^{1,2}

¹УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Ульяновский государственный технический университет

E-mail: svasin@ulireran.ru

Полианилин (ПАНИ), один из наиболее широко изученных проводящих полимеров, привлекающий внимание благодаря своей высокой электропроводности, простоте и низкой стоимости производства, а также из-за возможности его применения в антикоррозионных покрытиях, электрохромных устройствах, светодиодах, химических и биосенсорных устройствах и электродных материалах в батареях и суперконденсаторах [1-3]. В свою очередь, углеродные нанотрубки (УНТ) являются одним из наиболее широко используемых наполнителей для получения полимерных композитов, благодаря способности существенно изменять физико-химические свойства получаемых материалов []. Сочетание свойств УНТ и ПАНИ путем внедрения УНТ в микроструктуру ПАНИ позволяют создавать новые функциональные материалы с широким возможным спектром применения [4]. Однако основными проблемами, связанными с успешным использованием ПАНИ, являются его плохие механические свойства и низкая растворимость в водных и органических растворителях. Решение этих проблем возможно путем формирования композитов ПАНИ с полимерами или неорганическими материалами, обладающими лучшими механическими свойствами, стабильностью и технологичностью. В качестве такого полимера в данной работе выбран поливиниловый спирт (ПВС) известный своими отличными адгезионными, эмульгирующими и пленкообразующими свойствами, высокой прочностью на растяжение и гибкостью, а также широко используемым в качестве матрицы для создания функциональных нанокompозитных материалов с УНТ [5].

В экспериментах использовался ПВС марки 16/1 и одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) торговой марки Tuball™, производства NanoTechCenter LTD. Синтез композита ПАНИ/ОУНТ осуществлялся методом химической полимеризации анилина в соляной кислоте с использованием персульфата аммония в качестве окислителя. Углеродные нанотрубки в необходимом количестве диспергировались непосредственно с соляную кислоту с помощью ультразвука перед началом синтеза. В результате синтеза получали композит ПАНИ/ОУНТ с ПАНИ в виде эмеральдиновой соли. Затем полученный композит переводился в форму основания путем депротонирования в водном растворе аммиака. После промывки и сушки композит ПАНИ/ОУНТ растворялся в 1-Метил-2-пирролидоне и смешивался с помощью гомогенизатора в различных пропорциях с водным раствором ПВС. После этого необходимое количество раствора с различным массовым соотношением ПВС и ПАНИ/ОУНТ разливали в чашки Петри и сушили при температуре 80°C в течение 24 часов. Таким образом получались пленки нанокompозита ПВС/ПАНИ/ОУНТ толщиной 30-40 мкм для проведения электрических измерений

на постоянном и переменном токе, а также для исследования поверхностной морфологии с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM). Для оптических измерений методом вытягивания из раствора (dip coating) изготавливались полимерные пленки толщиной 1 мкм на стеклянных подложках.

Исследования с помощью оптической и растровой электронной микроскопии показали, что пленки ПВС/ПАНИ/ОУНТ имеют однородную структуру, при этом не наблюдается значительных агломераций ОУНТ, характерных в случае диспергирования ОУНТ в ПВС. Отметим, что в композитах ОУНТ/ПВС приемлемой гомогенизации ОУНТ удается добиться только в случае использования поверхностно активных веществ (ПАВ), например Triton-X100 или додецилсульфата натрия (SDS) независимо от функционализации. ПАНИ, по-видимому, выступает в данном случае в роли ПАВ, формируя нанометровый слой вокруг нанотрубки и препятствуя образованию агломераций.

Исследованы спектры пропускания пленок PVA/PANI/MWCNT в видимом и ближнем ИК-диапазонах. В видимом диапазоне в отличие от пленок ОУНТ/ПВС, демонстрирующих монотонный рост коэффициента пропускания с увеличением длины волны излучения, пленки PVA/PANI/MWCNT имеют широкий провал коэффициента пропускания с минимумом в диапазоне 700-800 нм. В ближнем ИК диапазоне наблюдается провал на длине волны 1,71 мкм, увеличивающийся с увеличением концентрации ПАНИ в композите.

Измерения проводимости пленок на переменном токе показали, что частотная зависимость проводимости имеет вид, характерный для поляризованных диэлектриков, а именно, с увеличением частоты наблюдается заметное увеличение проводимости. Проводимость на всех частотах монотонно возрастает с ростом концентрации УНТ, независимо от концентрации ПАНИ, поскольку при синтезе пленок используется непротононированная форма ПАНИ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН (FFWZ-2025-0010).

Библиографический список

1. Dhand C. et al. // Biosens Bioelectron. 2011. V. 26, N 6. P. 2811.
2. Li D. et al. // Advanced Materials. 2018. V. 30, N 10. P. 1704738.
3. Лобов И.А., Несов С.Н., Давлеткильдеев Н.А. // ФТТ, 2024. Т. 66, №. 12. С. 2125.
4. Oueiny C., Berlioz S., Perrin F.X. // Prog. Polym. Sci., 2014. V. 39, N 4. P. 707.
5. Васин С.В., Сергеев В.А. // ФТТ. 2024. Т. 66, № 12. С. 2102.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ СИЛЫ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ ВАН ДЕР ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ШУМОВ

А.М. Вахлаева¹, Е.С. Дубинкина¹, Ю.М. Ишбулатов^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: vakhlaeva.anna@gmail.com

Оценка силы направленной связи может применяться для решения широкого круга задач биомедицины, таких как фундаментальные исследования вегетативной системы, диагностика заболеваний сердечно-сосудистой системы человека и исследования активности коры головного мозга [1]. Сигналы биологической природы обладают сложной структурой и отличаются высокой нестационарностью, что накладывает ряд ограничений на методы оценки силы направленной связи [2]. В частности, методы должны быть применимы к коротким временным рядам и демонстрировать устойчивость к измерительным шумам. Разработка методов оценки силы направленной связи, основанных на применении искусственных нейронных сетей (ИНС), является перспективным направлением исследований, так как искусственные нейронные сети зарекомендовали себя при анализе временных рядов [3].

Для тестирования эффективности методов оценки силы направленной связи, основанных на применении ИНС, при работе с короткими, от 6 до 14 периодов, зашумленными временными рядами была выбрана система двух однонаправленно связанных осциллятора ван дер Поля (1):

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} - (\mu_1(1-x)^2) \frac{dx}{dt} + (1-0.5\Delta)x = 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} - (\mu_2(1-y)^2) \frac{dy}{dt} + (1+0.5\Delta)y + e(y-x) = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где $\mu = 2$ — коэффициент нелинейности, Δ — относительная частотная расстройка осцилляторов, параметр изменялся от -1 до 1.5 с шагом 0.02, e — коэффициент инерционной связи, изменялся от 0 до 0.5 с шагом 0.005. В исследование включались наборы параметров системы, при которых режима синхронизации между осцилляторами не наблюдалось. Для решения уравнения применялся метод Эйлера с шагом интегрирования 1/250, для работы с ИНС сигнал перебирался с частотой дискретизации 10 Гц. Периоды сигналов при указанных параметрах изменялись от 5 до 12 с. При исследовании влияния измерительного шума на точность методов применялся белый гауссовский шум, уровень шума оценивался относительно дисперсии незашумленного сигнала.

В исследовании проводилось сопоставление методов оценки направленной связи, основанных на применении ИНС трех типов: полносвязной (FNC), сверточной (CNN) и рекуррентной (RNN). В качестве метрики для оценки точности работы методов применялась средняя абсолютная ошибка (MAE).

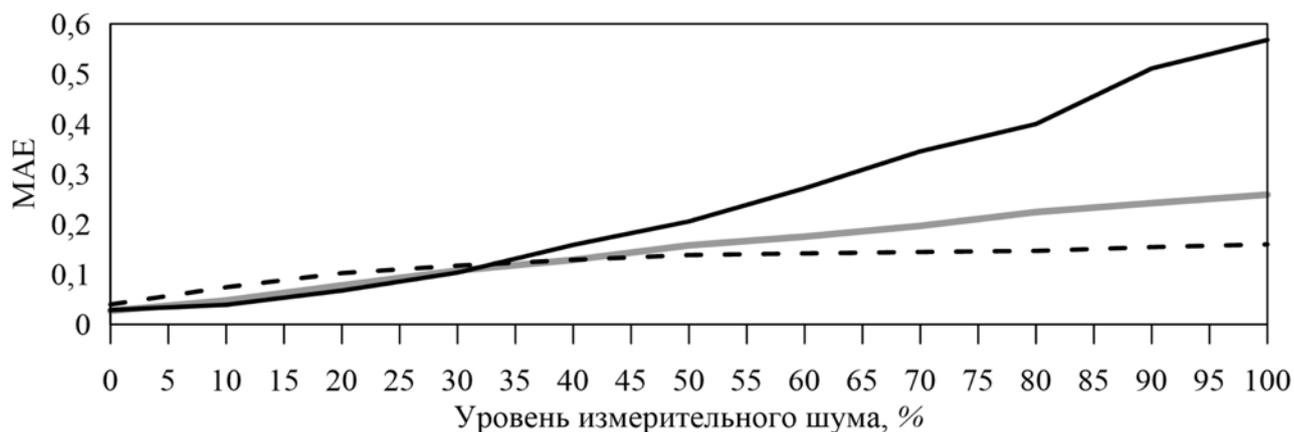


Рис. 1 Зависимость MAE оценки однонаправленной связи с помощью ИНС от уровня измерительного шума. Черная сплошная линия соответствует CNN, черная пунктирная — RNN, серая сплошная линия — FNN.

Наибольшую устойчивость к измерительному шуму до 100% продемонстрировал метод, основанный на применении RNN. При работе с временными рядами в присутствии измерительного шума до 30%, наименьшую среднюю абсолютную ошибку продемонстрировал метод, основанный на применении CNN, однако при работе с сигналами с более высоким уровнем измерительного шума средняя абсолютная ошибка метода значительно возрастает.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 25–72–00158.

Библиографический список

1. *Dhamala M., Rangarajan G., Ding M.* // *NeuroImage*. V.41(2). 2008. P. 354-362. DOI: 10.1016/j.neuroimage.2008.02.020.
2. *Silchenko A.N., Adamchic I., Pawelczyk N., Hauptmann C., Maarouf M., Sturm V., Tass P. A.* // *Journal of Neuroscience Methods*. V. 191(1). 2010. P. 32-44. DOI: 10.1016/j.jneumeth.2010.06.004.
3. *Rosol M., Młyńczak M., Cybulski G.* // *Computer Methods and Programs in Biomedicine*. Volume 216. 2022. V. 106669. DOI: 10.1016/j.cmpb.2022.106669.

ИНКАПСУЛЯЦИЯ МОДЕЛЬНОГО ВЕЩЕСТВА В КОМПОЗИЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН ПОЛИКАПРОЛАКТОНА И МИКРОЧАСТИЦ ВАТЕРИТА

И.С. Великанов, Н.В. Короневский, Р.С. Сергеев, Б.В. Сергеева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ainsellsoigo@gmail.com

Композитный материал представляет собой структуру из двух компонентных фаз – матрицы и наполнителя, в качестве которого могут быть использованы квантовые точки (КТ). Применением веществ-контейнеров для адсорбирования КТ можно достичь равномерного распределения КТ в материале [1], что важно для ряда задач. Одним из таких веществ являются сферические частицы карбоната кальция полиморфной модификации ватерит.

Нашей научной группой ведется разработка композиционного материала [2-4] на основе нановолокон поликапролактона [5-9], микрочастиц ватерита (CaCO_3) [10-16] и наночастиц магнетита (Fe_3O_4) [8, 17-21]. Простота синтеза магнетита дает возможность его использования в качестве модельного аналога КТ. Разрабатываемый материал потенциально имеет способность к адсорбции и управляемому высвобождению загруженных в его структуру веществ.

Целью данного исследования является изучение возможности загрузки модельного вещества на примере родамина Б (RhB) и фталоцианина в композиционный материал на основе минерализованных микрочастицами карбоната кальция (ватерита) нановолокон поликапролактона (ПКЛ), содержащих и не содержащих наночастицы магнетита.

Были подготовлены три типа образцов площадью $2,25 \text{ см}^2$: полимерный каркас из нановолокон ПКЛ; композиционный материал на основе волокон ПКЛ и микрочастиц CaCO_3 , содержащий и не содержащий наночастицы Fe_3O_4 . Диаметр волокон ПКЛ составлял $100 \pm 50 \text{ нм}$, концентрация коллоидного раствора наночастиц магнетита $1,8 \text{ мг/мл}$, диаметр частиц $6 \pm 1 \text{ нм}$.

Инкапсуляция модельного вещества осуществлялась из раствора с концентрацией $0,2 \text{ мкг/мл}$ методом адсорбции, индуцированной замораживанием [22]. Микропробирку с 2 мл раствора RhB/фталоцианина и композиционным материалом площадью 2 см^2 выдерживали в морозильной камере (-18°C) в течение часа. После размораживания при комнатной температуре образец извлекался из пробирки, супернатант сохранялся для дальнейших измерений. Перед промыванием и сушкой (15 минут при 45°C) образца от него отделялся фрагмент площадью $0,2 \text{ см}^2$ для проведения СЭМ исследований (растровый электронный микроскоп Mira II LMU фирмы «TESCAN»).

Количество загруженного в образцы красителя определялось методом спектрофотометрии (спектрофотометр ClarioStar, BMG Labtech (Германия)). Наличие и концентрация родамина Б и фталоцианина определялись по характерному пику поглощения при длине волны 542 нм для RhB [23] и 679 нм для фталоцианина [24].

Результаты исследования показали, что родамин Б загружается как в полимерные волокна, так и в композиционный материал, однако в последний адсорбируется в

1,5 раза больше красителя. Загруженная в композитный материал масса фталоцианина в 2 раза больше массы красителя, адсорбированного чистыми волокнами поликапролактона. Наличие наночастиц магнетита в композитном материале, не оказывает влияния на массу загруженного красителя (родамина Б и фталоцианина).

С помощью СЭМ было исследовано влияние загрузки родамина Б на морфологию структур, для этого были получены СЭМ-изображения каждого образца до внедрения модельного красителя и после. Показано, что родамин Б не оказывает негативного влияния на морфологию поверхности и модифицированного, и немодифицированного наночастицами магнетита образцов композитного материала.

Библиографический список

1. *Иноземцева О.А. и др.* // Успехи химии. 2015. Т. 84. № 3. С. 251–274.
2. *Короневский Н.В. и др.* // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2023. Т. 23(2). С. 179–187.
3. *Koronevskiy N.V. et al.* // Izvestiya of Saratov University. Physics. 2022. Vol. 22(1). P. 62–71.
4. *Короневский Н.В. и др.* Способ минерализации органических волокон поликапролактона микрочастицами карбоната кальция. Патент № 2761321 РФ. № 2021101913; Опубл. 07.12.2021, Бюл. № 34.
5. *Короневский Н.В. и др.* // Перспективные материалы. 2025. № 5.
6. *Сергеев С.А.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2017. Т. 1. С. 155–159.
7. *Сергеев С.А.* // НННФ: тезисы докладов. Саратов: Техно-Декор, 2017. С. 249–251.
8. *Короневский Н.В.* // Актуальные вопросы биомедицинской инженерии: VII Всеросс. конф. Саратов: СГТУ, 2018. С. 38–42.
9. *Сергеев С.А. и др.* // Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Саратов: Техно-Декор, 2018. С. 76.
10. *Volodkin D.V. et al.* // Angew. Chem., Int. Ed. 2010. Vol. 49. P. 9258–9261.
11. *Volodkin D.* // Adv. Colloid Interface Sci. 2014. Vol. 207. P. 306–324.
12. *Fakhrullin R.F. et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces. 2009. Vol. 1(9). P. 1847–1851.
13. *Sukhorukov G.B. et al.* // Journal of Materials Chemistry. 2004. Vol. 14(14). P. 2073–2081.
14. *Сергеева А.С. и др.* // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов. Казань: ИП Синяев Д.Н., 2013. С. 142–144.
15. *Сергеев С.А. и др.* // В мире научных открытий. 2014. № 4(52). С. 148–160.
16. *Сергеев Р.С. и др.* // Наноматериалы и нанотехнологии: проблемы и перспективы. Москва: Прондо. 2014. С. 275–283.
17. *Fajarah F. et al.* // Adv. Adv. Powder Technol. 2012. Vol. 23. P. 328–333.
18. *Сергеев С.А. и др.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии. Саратов: Наука, 2013. С. 214–228.
19. *Gorin D.A.* // Technical Physics Letters. 2006. Vol. 32(1). P. 70–72.
20. *Sergeev S.A. et al.* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. Saratov, 2007. P. 653606.
21. *Короневский Н.В. и др.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2023. Т. 1. С. 642–646.
22. *Saveleva M.S. et al.* // Materials Science and Engineering. 2018. Vol. 85. P. 57–67.
23. *Ковыришина А.А. и др.* // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Химия. Биология. Экология. 2024. № 24 (1). С. 15–27.
24. *Якубовская Р.И. и др.* // Российский химический журнал. 2013. Т. 57(2). С. 10–30.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В КРЕСТООБРАЗНОЙ ПЛЁНКЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С МАССИВОМ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА НА ПОВЕРХНОСТИ

Ф.Е. Гаранин¹, А.В. Садовников¹, М.В. Ломова¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: garaninfedorwork@mail.ru

В последнее время интенсивно развивается новое направление спинтроники—магنونика [1, 2], в которой информация передаётся не за счёт движения спин-поляризованных электронов, а посредством спиновых волн (СВ). Такой подход позволяет реализовывать широкий спектр функциональных устройств для обработки сигналов на основе магнонных технологий.

Особое внимание в современных исследованиях уделяется применению магнитных материалов в биомедицине. Магнитные наночастицы, в частности магнетит (Fe_3O_4), активно используются благодаря своим уникальным свойствам: высокой сорбционной ёмкости, способности к дистанционному управлению внешним магнитным полем, а также хорошей контрастности в магнитно-резонансной томографии (МРТ). Помимо диагностических задач, они находят применение в системах целевой доставки лекарственных препаратов.

В качестве основного магнитного материала для формирования волноведущих структур в данной работе используются тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ), отличающиеся рекордно низким уровнем затухания спиновых волн, в том числе при нанометровых толщинах [3]. Исследуемая структура представляет собой плёнку ЖИГ крестообразной формы, на которую нанесены наночастицы магнетита.

Конфигурация микроволновода представляет собой двухслойную систему. Нижний слой – это плёнка ЖИГ размерами $4 \text{ мм} \times 500 \text{ мкм}$ и толщиной 10 мкм . На верхнем слое, в центральной области структуры, периодически (с шагом $d = 10 \text{ мкм}$) расположены цилиндрические наночастицы магнетита диаметром 10 мкм и толщиной 10 мкм (см. рис. 1).

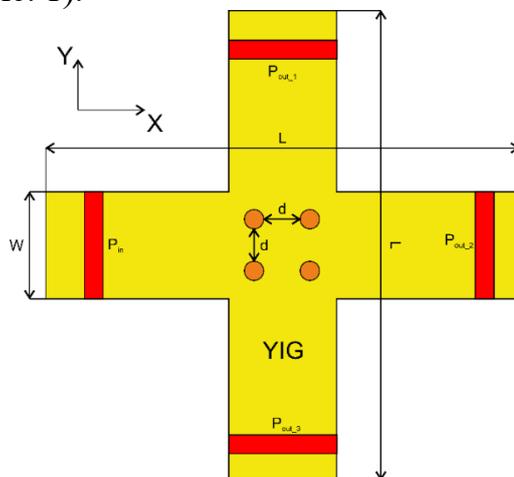


Рис. 1. Схематическое изображение системы трех микроволноводов с изменяющейся шириной, расположенных параллельно с зазором d

Для анализа динамики спиновых волн была проведена микромагнитная симуляция с использованием программного пакета MuMax3 [4]. Пространство структуры было дискретизировано на численную сетку, в узлах которой решалось уравнение Ландау–Лифшица с затуханием Гильберта [5, 6]. Моделирование проводилось в режиме возбуждения поверхностной магнитостатической спиновой волны (ПМСВ). Внешнее магнитное поле $H_0 = 1200$ Э прикладывалось вдоль оси Y , как в положительном, так и в отрицательном направлении, что позволяло исследовать влияние ориентации поля на распространение спиновых волн.

Система имеет четыре порта: один входной (P_{in}) и три выходных (P_{out_1} , P_{out_2} , P_{out_3}). Входной порт шириной 30 мкм служит для возбуждения СВЧ-сигнала, а выходные порты – для регистрации распространяющихся спиновых волн.

Гибридные квантовые системы, объединяющие магنونные, микроволновые, оптические и механические компоненты, демонстрируют выдающиеся характеристики: широкий диапазон частотной перестройки, минимальные потери на магнитное затухание, усиленное взаимодействие между подсистемами, высокую нелинейность и внутреннюю невзаимность. Эти свойства делают такие системы не только перспективными для создания новых устройств, но и мощным инструментом для исследования взаимодействия магнитных материалов с окружающей средой.

В результате численного моделирования была исследована крестообразная магنونная структура с наночастицами магнетита. Показано, что направление внешнего магнитного поля существенно влияет на распространение спиновых волн, что открывает возможность использования данной системы в качестве управляемого магнитным полем фильтра СВЧ-сигналов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23–13–00373).

Библиографический список

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. No 26. P. 264001.
2. *Sander D., Valenzuela S. O., Makarov D., et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. No 36. P. 363001.
3. *Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V.* // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
4. *Vansteenkiste A.* The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. V. 4. P. 107133.
5. *Landau L., Lifshitz E.* // Phys Z Sowj. 1935. V. 8. P. 153.
6. *Gilbert T.L., Kelly J.M.* // AIEE. 1955. P. 253.

НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ СПИНОВЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ ТРЕХ ЛАТЕРАЛЬНО СВЯЗАННЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ

Ф.Е. Гаранин¹, В.А. Губанов¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: garaninfedorwork@mail.ru

В последние годы активно развивается направление магноники [1, 2], посвящённое исследованию процессов переноса магнитного момента (спина электрона) вместо традиционного переноса электрического заряда. Это открывает новые перспективы для использования спиновых волн (СВ) в элементной базе устройств обработки, передачи и хранения информации. Одним из перспективных подходов является создание нерегулярных магнитных структур, в частности, волноводов с переменной шириной. В качестве материала для таких структур широко применяются тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ), отличающиеся исключительно низким уровнем затухания спиновых волн, в том числе при нанометровых толщинах [3]. Современные технологии создания ЖИГ-плёнок включают жидкофазную эпитаксию, лазерное напыление и ионно-вакуумное распыление.

Исследуемая система представляет собой три параллельных волновода трапециевидной формы с изменяющейся шириной и фиксированным межволноводным зазором d . Каждый волновод выполнен из ЖИГ-плёнки толщиной $t = 10$ мкм. Геометрические параметры структуры: длина волноводов $L = 7000$ мкм, ширина широкой части $W_0 = 50$ мкм, ширина узкой части $W_1 = 200$ мкм, ширина зазора между волноводами $d = 40$ мкм (см. рис. 1).

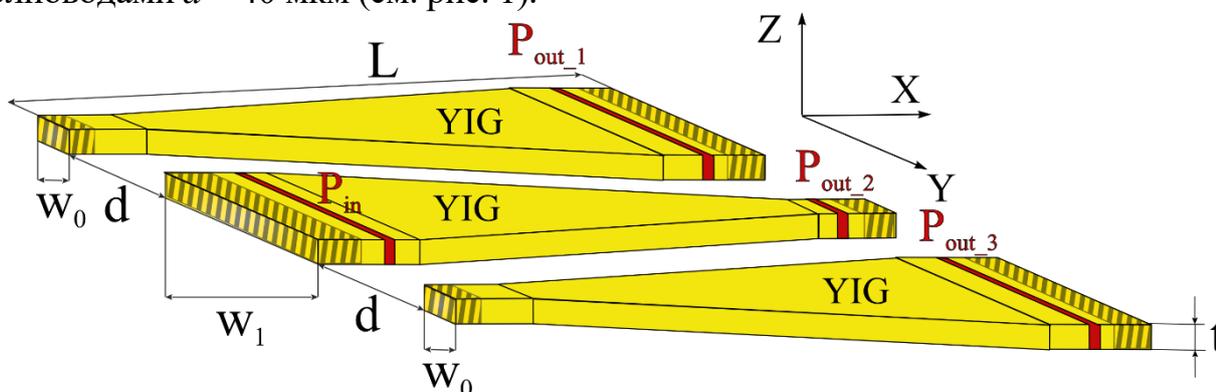


Рис. 1. Схематическое изображение системы трех микроволноводов с изменяющейся шириной, расположенных параллельно с зазором d

Для анализа распространения спиновых волн была проведена микромагнитная симуляция с использованием программного пакета MuMax3 [4]. В рамках модели пространство структуры дискретизировалось на численную сетку, в узлах которой решалось уравнение Ландау–Лифшица с затуханием Гильберта (ЛЛГ) [5, 6]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_s(x,y)} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, $\alpha = 10^{-5}$ – параметр затухания пленки ЖИГ, $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{demag} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_a$ – эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_{demag} – поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} – обменное поле, \mathbf{H}_a – поле анизотропии, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение.

В микромагнитном моделировании создавались условия для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором внешнее магнитное поле H_0 прилагалось вдоль оси Y . Величина внешнего магнитного поля H_0 составляла 1200 Э.

Рассматриваемая система волноведущих структур обладает 4 портами. Порт P_{in} , расположенный в начале среднего микроволновода, выступал в роли входной антенны, на которой возбуждался СВЧ сигнал. Порты P_{out_1} , расположенный в конце верхнего микроволновода, P_{out_2} расположенный в конце среднего микроволновода и P_{out_3} , расположенный в конце нижнего микроволновода, выступали приемниками распространяющихся спиновых волн.

Для минимизации отражений спиновых волн от границ расчётной области на краях структуры (обозначены на рис. 1 штриховкой) были введены поглощающие слои с экспоненциально возрастающим коэффициентом затухания α [7].

В результате численного моделирования исследована динамика спиновых волн в системе трёх латерально связанных микроволноводов. Полученные данные свидетельствуют о потенциальной применимости данной структуры в качестве направленного ответвителя СВЧ-сигналов, что делает её перспективным элементом для устройств обработки информации в рамках магноники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

Библиографический список

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. No 26. P. 264001.
2. *Sander D., Valenzuela S. O., Makarov D., et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. No 36. P. 363001.
3. *Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V.* // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
4. *Vansteenkiste A.* The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. V. 4. P. 107133.
5. *Landau L., Lifshitz E.* // Phys Z Sowj. 1935. V. 8. P. 153.
6. *Gilbert T.L., Kelly J.M.* //AIEE. 1955. P. 253.
7. *Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A.* // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. V. 450. P. 34.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДИАФРАГМ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В.И. Гукова, А.А. Андреев, С.В. Середич, Е.А. Рябов

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: nikusha9003@gmail.ru*

Полосовые фильтры активно изучаются в связи с их ключевой ролью в современных радиочастотных и микроволновых системах [1-10]. Благодаря способности избирательно пропускать сигналы в заданном диапазоне частот, они находят широкое применение в радиолокации, технике СВЧ и др. [11-15].

В данной работе исследуются периодические структуры – симметричные диафрагмы с диэлектрическим слоем (текстолитом) в волноводе сечением 23×10 мм, толщина каждой диафрагмы 1 мм, расстояние между диафрагмами в случае двух, трех и четырех диафрагм 20 мм. Ширина зазора для емкостной и индуктивной диафрагм 3 и 15 мм соответственно. Значения диэлектрической проницаемости текстолита варьировались от 1 до 10. Численное моделирование проводилось с использованием пакета openEMS.

На рисунке 1 представлены спектр коэффициента отражения для периодических структур из одной, двух, трех и четырех емкостных диафрагм с диэлектрическим слоем $\epsilon = 5$. В случае одной диафрагмы пики полосы пропускания отсутствуют, при добавлении диафрагм наблюдается их появление: для двух диафрагм один пик, для трех – два, для четырех – три.

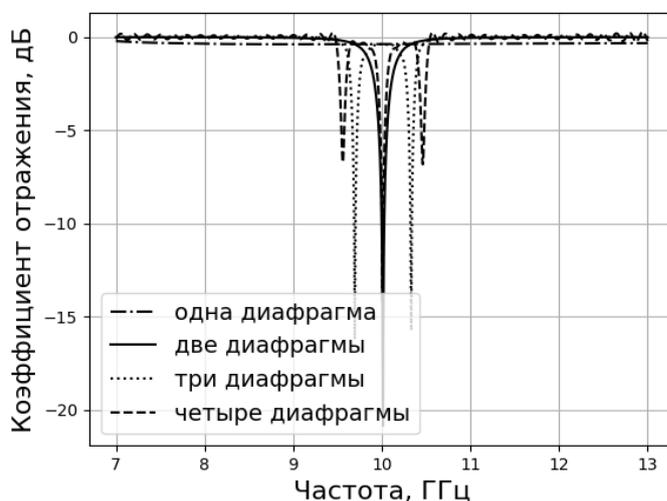


Рис. 1. Спектр коэффициента отражения с периодическими структурами из одной или нескольких емкостных диафрагм, диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon = 5$.

На рисунке 2 представлены спектры коэффициента отражения для четырех емкостных (рис. 2, а) и индуктивных (рис. 2, б) диафрагм соответственно. Можно заметить, что при увеличении значения диэлектрической проницаемости подложки, минимумы смещаются в область более низких частот. При $\epsilon = 5$ наиболее выраженный минимум попадает в значение частоты 10 ГГц, что свидетельствует о том, что такой полосовой фильтр работает наиболее близко к ожидаемому результату.

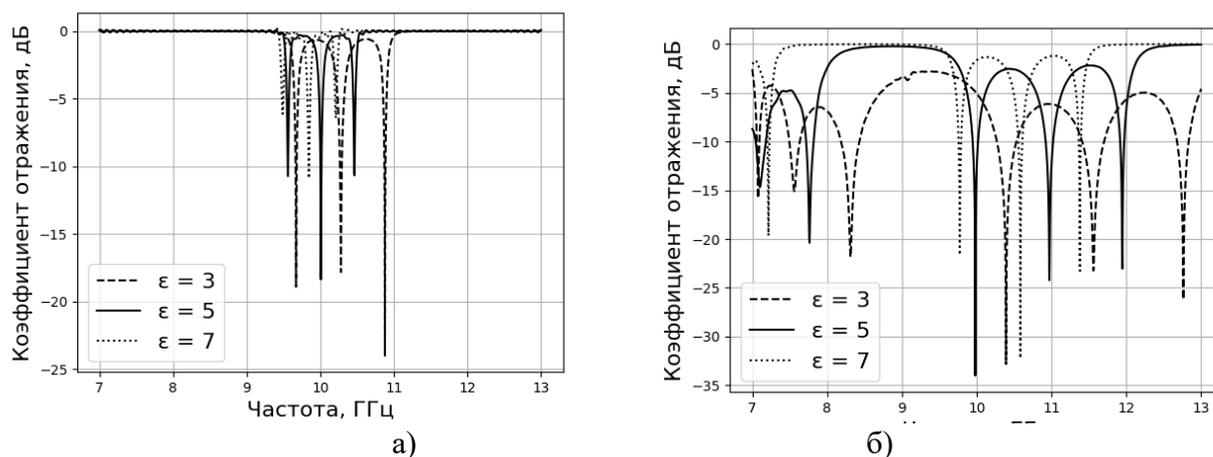


Рис. 2. Спектр коэффициента отражения с периодическими структурами из четырех емкостных (а) и индуктивных (б) диафрагм.

Библиографический список

1. Белоцерковский Г.Б. Основы радиотехники. М., 1969. С. 158–160.
2. Нельдихин Д.В., Булатова Е.Г. // Вектор развития: сборник докладов инженерных чтений. Саратов, 2025. С. 59–64.
3. Середич С.В. и др. // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: сборник статей. – Саратов: Саратовский источник, 2025. С. 337–341.
4. Рябов Е.А. и др. // Russian Technological Journal. 2025. Т. 13, № 3. С. 84–91.
5. Михайлов А.И., Рябов Е.А., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2022. Т. 25(3). С. 29–35.
6. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2020. 192 с.
7. Михайлов А.И., Стецюра С.В., Сергеев С.А. Лабораторный практикум по физике полупроводниковых приборов. – Саратов: Колледж, 2002. 72 с.
8. Рябов Е.А., Михайлов А.И., Соколов С.Н., Сергеев С.А. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Техно-Декор, 2020. С. 223–224.
9. Ищенко Е.А., Пастернак Ю.Г., Пендюрин В.А. и др. // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2022. Т. 18, № 3. С. 57–60.
10. Копылова Н.А., Копылов А.Ф. // Научный форум: Технические и физико-математические науки: Сборник статей по материалам III международной заочной научно-практической конференции. – М., 2017. С. 27–36.
11. Атаханов Н.А., Сатунова Е.С., Сафроничева В.С., Степанов А.Б. // 73-я Всероссийская научно-техническая конференция: сб. трудов. – С-Пб., 2018. С. 66–67.
12. Шаронина И.С., Шлыкова О.А. // Молодой исследователь: вызовы и перспективы: сб. статей. Т 22 (47). 2017. С. 106–109.
13. Куулар Ш.В., Хажибекон Р.Р. // Шарыгинские чтения: Всероссийская научная конференция ведущих научных школ в области радиолокации, радионавигации и радиоэлектронных систем передачи информации. 2019. Т. 1(1). С. 170–176.
14. Зикий А.Н., Зламан П.Н., Власенко Д.В. и др. // Электротехнические и информационные комплексы и системы. 2014. Т. 10, № 3. С. 50–54.
15. Зубов Н.Е., Микрин Е.А., Рябченко В.Н., Тимаков С.Н. // Известия Российской академии наук. Теория и системы управления. 2012. № 4. С. 88.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО С СИНАПСОМ, ОСУЩЕСТВЛЯЮЩИМ ИНТЕГРИРОВАНИЕ ВХОДНОГО СИГНАЛА

Д.М. Ежов¹, М.Д. Прохоров², В.И. Пономаренко^{1,2}, А.В. Курбако^{1,2}

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

²*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: ezhovdmitryi@yandex.ru*

Исследование спайковых нейронных сетей вызывает интерес у специалистов из различных областей науки [1]. Эти сети используют биологически реалистичные модели нейронов, которые способны генерировать спайки, имитируя активность реальных нейронов [2]. Наиболее известные модели включают «накопление–сброс», Ходжкина–Хаксли, Моррис–Лекара и другие. Классические модели, такие как Ходжкина–Хаксли и ФитцХью–Нагумо, воспроизводят только спайки, в то время как модель Хиндмарша–Роуза может генерировать бёрсты.

Динамика спайковых нейронных сетей зависит от узловых элементов и структуры связей между нейронами, где важную роль играют синапсы [2]. Химические синапсы могут быть возбуждающими или тормозными, а для моделирования пластичности синаптических связей используются мемристивные связи [3] и временная зависимость спайков [4]. В последние годы спайковые нейронные сети активно применяются в задачах классификации сигналов [5], распознавания изображений [6, 7] и управления роботами [8]. Особое внимание уделяется радиотехнической реализации нейронов и их связей. Нейроподобный генератор ФитцХью–Нагумо является простым в реализации, но нейронные сети на его основе плохо обучаются. Это создает потребность в модификации осциллятора, позволяющей улучшить обучение и реализацию в экспериментах.

В данной работе предлагается такая модификация осциллятора ФитцХью–Нагумо (1), которая способна по-разному реагировать не только на изменение амплитуды входящего воздействия, но и на изменение ширины входных сигналов. Такая модель обладает более разнообразной динамикой, чем обычная модель осциллятора ФитцХью–Нагумо и может, например, сгенерировать несколько спайков в ответ на единичное воздействие. Кроме того, используя такую модель можно относительно легко реализовать обучающуюся спайковую нейронную сеть в радиофизическом эксперименте.

$$\begin{aligned}\varepsilon \dot{u}(t) &= u(t) - \frac{u(t)^3}{3} - v(t), \\ \dot{v}(t) &= u(t) + a(t), \\ \tau \dot{a}(t) &= a_{rest} - a(t) + I_e(t) - I_i(t).\end{aligned}\tag{1}$$

В этом уравнении $u(t)$ описывает динамику мембранного потенциала нейрона, $v(t)$ отвечает за восстановление потенциала покоя, ε — параметр временных масштабов, τ — постоянная времени, a_{rest} — пороговый параметр в состоянии равновесия. $I_e(t)$ и $I_i(t)$ — внешние токи, представляющие собой прямоугольные импульсы с амплитудами A_e и A_i и длительностями w_e и w_i соответственно.

При поступлении спайка от пресинаптического нейрона на возбуждающий синапс возникает импульс $I_e(t)$, который снижает пороговый параметр $a(t)$. Если $a(t)$ становится меньше 1, осциллятор (1) генерирует спайк. При поступлении спайка на подавляющий синапс возникает импульс $I_i(t)$, который увеличивает $a(t)$ и препятствует генерации спайка осциллятором (1).

Структурная схема предложенной модели представлена на рисунке 1:

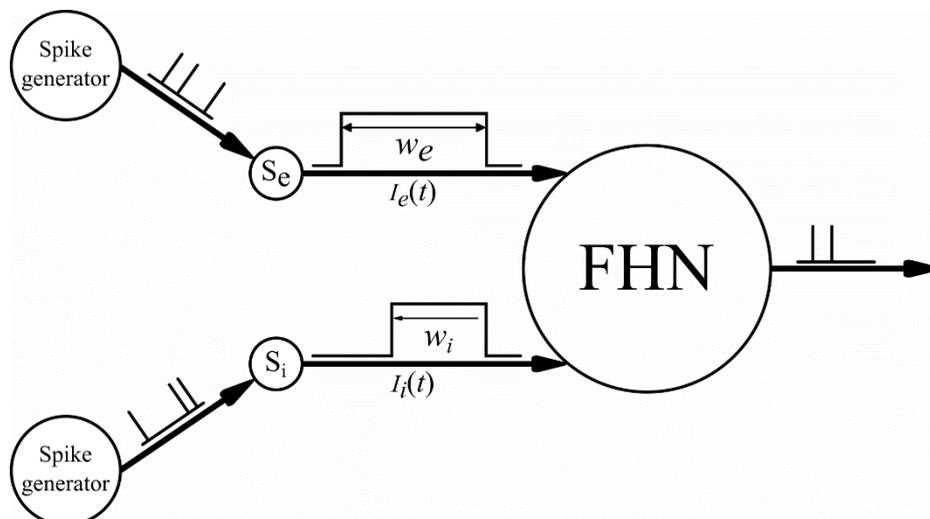


Рис. 1. Схематическое изображение нейродобного осциллятора ФитцХью–Нагумо (FHN) под действием внешних импульсов $I_e(t)$ и $I_i(t)$. S_e и S_i — возбуждающий и подавляющий синапсы, соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00103.

Библиографический список

1. Yamazaki K., Vo-Ho V.-K., Bulsara D., Le N. // Brain Sciences. 2022. V. 12. I. 7. P. 863
2. Дмитричев А. С., Касаткин Д. В., Клиньшов В. В. и др. // Известия вузов. ПНД. 2018. Т. 26 № 4. С. 5–58.
3. Xu Y., Jia Y., Ma J. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2017. V. 104. P. 435–442
4. Markram H., Gerstner W., Sjöström P. J. // Front. Synaptic Neurosci. 2012. V. 4. 2.
5. Sboev A., Vlasov D., Rybka R. et al. // Procedia Computer Science. 2018. V. 123. P. 494–500.
6. Diehl P.U., Cook M. // Front. Comput. Neurosci. 2015. Vol. 9. 99.
7. Kurbako A. V., Ezhov D. M., Ponomarenko V. I., Prokhorov M. D. // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2025.
8. Lobov S. A., Mikhaylov A. N., Shamshin M. et al. // Front. Neurosci. 2020. V. 14. 88.

ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТАЯ ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА ТИПА ПЕТЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

И.А. Емелин^{1,2}, П.Д. Шалаев¹, А.Ю. Мирошниченко²

¹АО «Научно-производственное предприятие «Алмаз».

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.,
E-mail: ilya.emelin.1337@mail.ru

Сложность задач, которые необходимо решать при разработке конструкций и технологии всех основных узлов мощных ламп бегущей волны непрерывного действия миллиметрового диапазона длин волн (далее – миллиметровых ЛБВ), многократно возрастает из-за особенностей конструкций их замедляющих систем (ЗС). Эти особенности, с уменьшением длин волн усиливаемых сигналов, затрудняющие создание надёжных миллиметровых ЛБВ, вызваны необходимостью уменьшать поперечные размеры волноведущих частей ЗС и пролётных каналов для электронных потоков в ЗС, чтобы обеспечить нужную структуру электромагнитных волн и получить приемлемые значения сопротивления связи в области взаимодействия этих волн с электронными потоками. Эти принципиальные сложности характерны для всех известных типов ЗС. При этом, кроме технологических проблем обеспечения стабильности производства годных по заданным техническим характеристикам сложных мелкогабаритных узлов, ухудшаются условия решения задач обеспечения надёжности узлов ЛБВ и, прежде всего, её ЗС. В миллиметровом диапазоне возрастает удельная тепловая нагрузка на детали ЗС как из-за уменьшения их размеров, так и из-за роста СВЧ-потерь и мощности токооседания из электронных потоков в пролётных каналах ЗС. При этом и условия отвода тепла от деталей ЗС и особенно от поверхности пролётных каналов ухудшаются, хотя и в разной степени для разных типов (конструкций) ЗС.

Предпочтительными в плане решения упомянутых проблем признаны ЗС типа петляющий волновод, как цельнометаллические и наиболее простые конструкции. В ЗС, выполненных в виде петляющего волновода, за счёт монолитности конструкции, обеспечивается более эффективная передача тепла от внутренних рабочих поверхностей к внешней поверхности их корпуса, по сравнению с ЗС, содержащими для теплоотвода промежуточные конструктивные элементы.

В течение последних 20 лет исследования ЛБВ с ЗС типа петляющий волновод работы были направлены на создание однолучевых конструкций и носили в основном характер теоретических исследований [1, 2]. В настоящее время, предлагаются различные конструкторские и технологические решения для многолучевых ЛБВ с ЗС типа петляющий волновод, применение которых должно обеспечить увеличение уровня выходной мощности усилителей СВЧ-сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн [3-5].

В работе проведен краткий обзор и оценка эффективности работы, существующих конструкций ЛБВ с ЗС типа петляющий волновод в миллиметровом диапазоне длин волн. Дана краткая характеристика конструкции многолучевой ЛБВ, отличающейся от известных аналогов увеличенной длиной прямолинейных участков петляющего волновода (больше четверти длины рабочей электромагнитной волны

в волноводе) [6]. Увеличение длины этих участков ЗС позволяет соответственно увеличить в них количество пролётных каналов и электронных потоков в ЛБВ. Техническим результатом является увеличение выходной мощности, КПД и коэффициента усиления ЛБВ миллиметрового диапазона. Рассмотрены конструкторские и технологические варианты исполнения ЗС предложенного типа. Выполнен сравнительный анализ технологичности этих вариантов в условиях производства ЛБВ, работающих в разных поддиапазонах миллиметрового диапазона длин волн.

Библиографический список

1. *Na Y.H., Chung S.W., Choi J.J.* Analysis of a broadband Q band folded waveguide traveling-wave tube //IEEE Transactions on Plasma Science. – 2002. – Т. 30. – №. 3. – С. 1017-1023.
2. *Booske J.H. et al.* Accurate parametric modeling of folded waveguide circuits for millimeter-wave traveling wave tubes // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2005. – Т. 52. – №. 5. – С. 685-694.
3. *Liu W, Li K., Wang Y., Cao M.* Investigation of high-frequency characteristics of beam-wave interaction system of terahertz two-beam folded waveguide // Proc. 16th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015). Beijing, China. April 27-29. 2015. P4.40 si0262.
4. *Yan S.M., Su W., Wang Y.J.* Analysis of D-band fundamental mode multi-beam folded waveguide TWT // Proc. 16th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015). Beijing, China. April 27-29. 2015. P4.25 si0064.
5. *Yan S.M., Su W., Xu A., Wang Y.J.* Analysis of higher order mode multi-beam folded waveguide TWT // Proc. 16th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015). Beijing, China. April 27-29. 2015. P4.24 si0063.
6. *Шалаев П.Д.* Пат. 2726906 Российская Федерация, МПК H01J 23/24. Волноводная замедляющая система ЛБВ О-типа /заявитель и патентообладатель АО «НПП «Алмаз». - № 2019131788; заявл. 08.10.2019; опубл. 16.07.2020, Бюл. № 20, С. 1-13.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШИРИНЫ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДА НА СПЕКТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБРАТНЫХ ОБЪЁМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

П.А. Жиронкин¹, К.Е. Жумабекова¹, А.А. Манышева¹,
А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: karinazuma09@gmail.com

Исследование характера распространяющихся спиновых волн (СВ) в ограниченных ферритовых структурах представляет большой интерес ввиду возможности использования микро- и наноразмерных волноведущих элементов для межсоединений магنونных устройств [1, 2, 3, 4]. При распространении СВ в ферритовых микроволноводах (МВ) важным с практической точки зрения является рассмотрение мод двух основных типов: обратных объёмных (ООМСВ) и поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). Дисперсия СВ определяется диполь-дипольным взаимодействием, анизотропией и граничными условиями с точки зрения электродинамического рассмотрения волнового процесса в МВ. Управление типом возбуждаемой моды и её параметрами путём вариации ширины волновода является эффективным методом создания элементов межсоединений в магنونных сетях, позволяющих осуществлять пространственно-частотную селекцию сигналов [?].

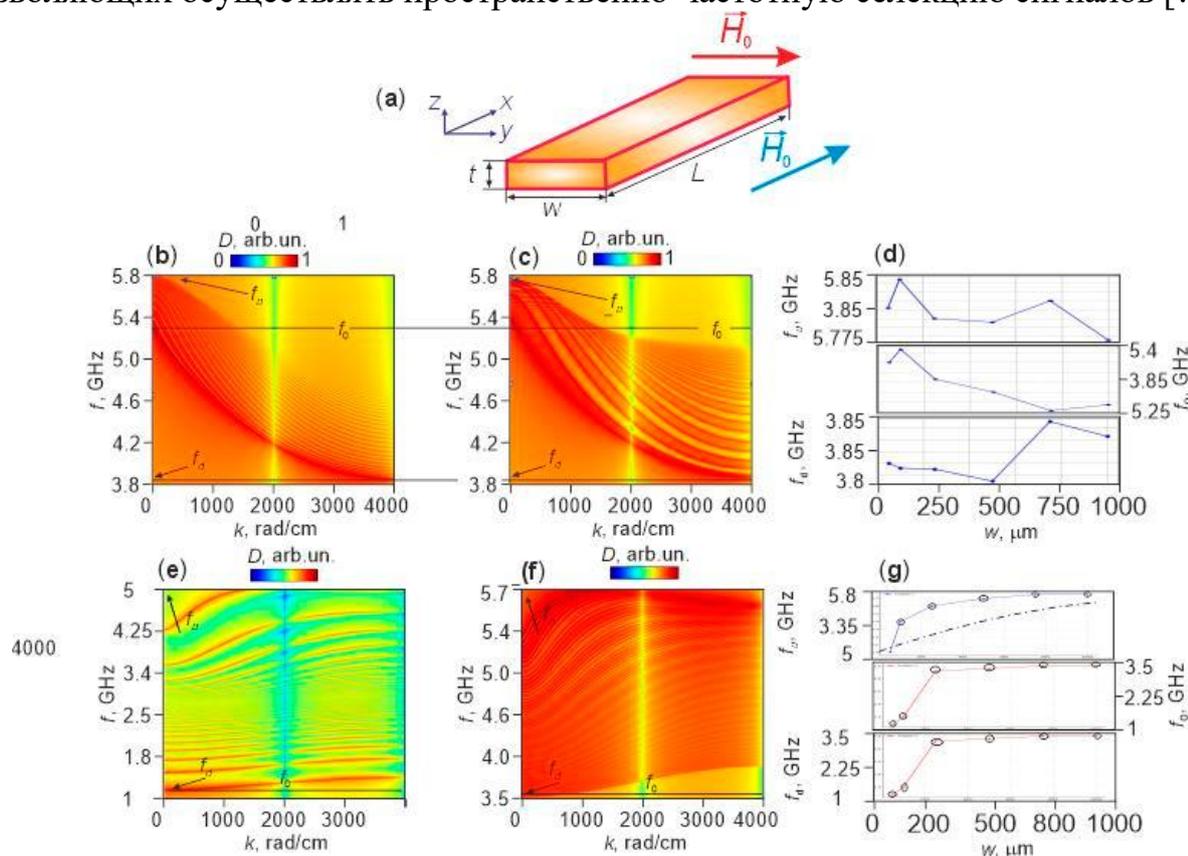


Рис. 1: (а) Схематическое изображение исследуемой структуры МВ; дисперсионные характеристики ООМСВ при $w = 1000$ мкм (b) и $w = 50$ мкм (c); для случая ПМСВ при $w = 1000$ мкм (e) и $w = 50$ мкм (f); зависимость характерных частот f_a, f_b, f_u от ширины для ООМСВ (d) и ПМСВ (g).

В настоящей работе методом микромагнитного моделирования (ММ) в программном пакете MuMax3 [5] исследовался прямоугольный ЖИГ МВ (рис.1а) длиной $L = 4000$ мкм, толщиной $t = 10$ мкм и ширина w которого варьировалась от 10 до 1000 мкм. Рассмотрено влияние ориентации и величины внешнего магнитного H_0 поля на дисперсионные характеристики СВ. На рис.1b и рис.1c приведены результаты расчета спектра собственных мод ООМСВ для значений $w = 1000$ мкм и $w = 50$ мкм, соответственно. Основное внимание уделено изучению особенностей распространения спиновых волн в частотном диапазоне 3.8-5.8 ГГц. Можно отметить, что помимо изменения межмодового расстояния при уменьшении ширины МВ увеличивается значение верхней частоты отсечки f_0 фундаментальной (первой "ширинной") моды, увеличивается значение верхней f_u и нижней f_d граничных частот спектра СВ. На рис.1d приведена зависимость характерных частот f_d, f_0, f_u от ширины для ООМСВ. Поскольку величина статического внутреннего поля незначительно меняется при намагничивании вдоль оси x , основной вклад в увеличении верхней частоты отсечки f_0 фундаментальной моды вносит эффект динамического размагничивания [6].

На рис.1e и рис.1f приведены результаты расчета спектра собственных мод ПМСВ для значений $w = 1000$ мкм и $w = 50$ мкм, соответственно. Видна полоса существования дипольных волн, при этом важно отметить, что при расчете методом ММ учитывается неоднородное распределение внутреннего магнитного поля, которое приводит к двум интересным эффектам. Во-первых, величина внутреннего поля на оси МВ для случая ПМСВ ниже величины H_0 , ввиду размагничивания в направлении "короткой оси" y волновода. Это приводит к уменьшению значения нижней частоты отсечки f_0 фундаментальной (первой "ширинной") моды. Также, эффекты динамического размагничивания приводят к уменьшению частоты f_0 [6]. Во-вторых, можно отметить изменение значений верхней f_u и нижней f_d граничных частот спектра СВ (см. рис.1g). Таким образом, в работе выявлены взаимосвязи между геометрией МВ, параметрами внешнего поля и особенностями распространения СВ. Это открывает новые возможности для создания магнетонных логических элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (No 23-79-30027).

Библиографический список

1. *Flebus B. et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2024. – Т.36. – №.36. – С.363501.*
2. *Barman A. et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – Т.33. – №.41. – С.413001.*
3. *Odintsov S.A., et al. // Physical Review Applied. – 2024. – Т.22. – №.1. – С.014042.*
4. *Martyshkin A.A., et al. // Applied Physics Letters. – 2024. – Т.124. – №.9.*
5. *Vansteenkiste A. et al. // AIP Advances. 2014. Vol.4. No.10. p.107133.*
6. *R. W. Patterson, T. W. O'Keefe // AIP Conf. Proc. 1976. 34, 271–273.*

НОВЫЕ КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ПРОХОЖДЕНИЯ ТЕСТА ШЕСТИМИНУТНОЙ ХОДЬБЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЭКГ/ФПГ

М.О. Журавлёв^{1,2}, А.Е. Руннова¹, Н.С. Акимова¹, Л.Е. Коньшина¹,
Е.П. Емельянова¹

¹Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

В современном мировом сообществе бремя сердечно-сосудистых заболеваний (ССЗ) остается чрезвычайно высоким. В структуре причин заболеваемости и смертности населения ССЗ уже в течение многих десятилетий неизменно сохраняются на первом месте [1]. Безусловно, в этой связи следует отметить и сложившуюся в последние годы некоторую тенденция к изменению данной ситуации. Так, в некоторых развитых европейских странах смертность по причине ССЗ снизилась настолько, что уступила свои лидирующие позиции летальности от онкологической патологии. Однако пока это скорее исключение, затрагивающее лишь небольшой процент населения земного шара [2]. Кроме того, на подобную благоприятную тенденцию в значительной степени негативно повлияла пандемия новой коронавирусной инфекции (COVID-19), которая не только явилась фактически новым патогенетическим фактором роста сердечно-сосудистой смертности, но и повсеместно ограничила доступность кардиологической помощи для пациентов [3].

Результаты эпидемиологических исследований показывают, что снижение эффективности лечения и профилактики ССЗ приводят к значимому увеличению как показателей летальности, так и количества госпитализаций. Так, например, данные Российских регистров пациентов с хронической сердечной недостаточностью (ХСН) свидетельствуют об увеличении риска острой декомпенсации сердечной недостаточности при отсутствии на амбулаторном этапе адекватной базисной терапии сердечной недостаточности и/или использования низких доз ингибиторов ангиотензин-превращающего фермента/блокаторов рецепторов ангиотензина и бета-блокаторов, их недостаточной последующей аптитрации под контролем артериального давления (АД) и частоты сердечных сокращений (ЧСС), что является чрезвычайно важным в прогностическом плане для подобных пациентов [4]. Напротив, высокая приверженность пациентов к лечению и правильно подобранная терапия ассоциированы со снижением смертности от ССЗ от 23% до 47%. Эффективны в этом отношении и профилактические мероприятия, например, такие, как отсутствие вредных привычек, активный образ жизни и здоровое питание (от 44% до 60% снижение риска) [5]. Как правило, значительная роль первичной диагностики и последующего ведения ССЗ принадлежит первичному звену здравоохранения. В связи с этим особенно актуальной в практической медицине является проблема диагностики начальных стадий сердечно-сосудистых расстройств на амбулаторном этапе. Одним из методов, которые могли бы быть весьма полезными при проведении подобного скрининга, является тест шестиминутной ходьбы (Т6МХ) [6].

В данной работе рассматривается возможность дополнить стандартные критерии оценки при проведении Т6МХ: дистанция, пройденная пациентом за время

проведения теста, скорость восстановления частоты сердечных сокращений (ЧСС), артериального давления (АД) и шкала Борга. В качестве дополнительных критериев при проведении Т6МХ предлагается использовать результаты численного анализа сигналов электрокардиограммы (ЭКГ) и фотоплетизмограммы (ФПГ), зарегистрированных до, после и во время проведения теста. Стоит отметить, что данные сигналы из-за особенностей проведения Т6МХ будут весьма сильно подвержены шумовым эффектам, что в свою очередь, значительно затрудняет их анализ стандартными методами оценки таких сигналов. В данном случае для численной обработки сигналов был использован подход на основе анализа частотных паттернов и скелета энергии непрерывной вейвлетного преобразования [7]. Показана возможность детектирования зависимости ЧСС от времени на всем временном интервале проведения Т6МХ, что позволяет более детально оценить и проследить, каким образом ведет себя данная зависимость у пациента во время теста, кроме этого, есть возможность оценить математические законы, по которым восстанавливается ЧСС и как меняется ЧСС во время проведения активной фазы теста. Кроме этого, на основе частотного анализа сигналов ЭКГ/ФПГ получается детектировать частоту шага пациента во время активной фазы теста. Таким образом, применение современных методов численного анализа экспериментальных сигналов во время проведения Т6МХ, открывает новые перспективы для более детальной диагностики состояния сердечно-сосудистой системы пациентов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минздрава России «Разработка портативного программно-аппаратного комплекса для дистанционного мониторинга функции сердечно-сосудистой системы, а также автоматизации теста с 6-минутной ходьбой у пациентов с хроническими неинфекционными заболеваниями» № 056-03-2024-071 от 24.01.2024.

Библиографический список

1. Бойцов С.А., и др. Российский кардиологический журнал. 2023. Т. 28. №5. С. 5452.
2. Townsend N, et al. Nat Rev Cardiol. 2022. V. 19. № 2. Pp. 133-143.
3. Бойцов С.А. Кардиологический вестник. 2021. Т. 16. № 1. С. 5-9.
4. Агеев Ф.Т., др. Кардиологический вестник. 2023. Т. 18. № 2. С. 29-34.
5. Mach F, et al. Eur Heart J. 2020. V. 41. № 1. Pp. 111-188.
6. Agarwala P., Salzman S.H. Chest. 2020. V. 157. № 3. Pp. 603-611.
7. Simonyan M. et al. // The European Physical Journal Special Topics. 2023. V. 232. №. 5. Pp. 595-603.

ОСОБЕННОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЕРДЕЧНОГО РИТМА У ПАЦИЕНТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЗАБОЛЕВАНИЯМИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ

М.О. Журавлёв^{1,2}, А.Е. Руннова¹, Н.С. Акимова¹, Л.Е. Коньшина¹,
Е.П. Емельянова¹

¹Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет

имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

В последние годы во всем мире увеличивается количество смертей, связанных с хроническими и сердечно-сосудистыми заболеваниями (ССЗ). ССЗ – это заболевания, поражающие кровеносные сосуды и сердце, такие как ишемическая болезнь сердца. К сердечным патологиям причисляют сердечную недостаточность, кардиомиопатию, ревматические поражения сердца, инсульт, инфаркт и аритмии. Одной из ключевых задач современной медицины являются постоянный контроль сердечного ритма и своевременное выявление различных патологий в работе сердечно-сосудистой системы. Согласно экспериментальным работам [1, 2], регулярный мониторинг и детальный анализ сигналов электрокардиограммы (ЭКГ) способствуют более точной диагностике, эффективному контролю и профилактике многих болезней сердечно-сосудистой системы. Таким образом, сегодня наблюдение за физиологическими сигналами сердечно-сосудистой системы представляет собой весьма важную задачу, направленную на своевременное выявление, контроль и предупреждение патологий. Основными физиологическими параметрами, используемыми для оценки состояния сердечно-сосудистой системы, остаются частота сердечных сокращений (ЧСС) и вариабельность сердечного ритма (ВСР), отражающими регуляцию вегетативной нервной системы и общее самочувствие. Сегодня традиционным способом анализа ЧСС и ВСР является выделение из записей ЭКГ времени появления высшей точки R в QRS - комплексе на электрокардиограмме (ЭКГ). В настоящее время разработано значительное число алгоритмов для определения местоположения комплекса QRS и определения состояния пациентов, сердечной деятельности, аритмии и вариабельности сердечного ритма (ВСР) [3–5]. Как правило, большинство методов опирается на детектирование R-зубца, такая концепция весьма проста в реализации и быстродействена. Однако, при нарушениях в работе сердечно-сосудистой системы, в частности, в случаях аритмии, R-зубец может деформироваться, изменяя свою выраженность и форму от цикла к циклу сердечного сокращения, что в свою очередь сделает невозможным использование классического подхода к анализу ЧСС и ВСР. Современные достижения в области нелинейной динамики создают новые перспективы для решения классических задач более точными и эффективными методами. В частности, разработанный подход колебательных паттернов [6, 7] – модификация традиционного частотно-временного анализа – предлагает элегантное решение для анализа вариабельности сердечного ритма (ВСР).

В данной работе рассматривается возможность использования нового подхода для выделения ЧСС и ВСР из сигналов ЭКГ на основе использования концепции

частотных паттернов на примере общедоступной базы данных «MIT-BIH Arrhythmia Database» [8]. Данная база данных состоит из 48 получасовых фрагментов двухканальных 24-часовых записей ЭКГ, содержащие примеры редких, но клинически важных аритмий: предсердная экстрасистола, нормальная экстрасистола, желудочковая экстрасистола, желудочковая тахикардия. Было проведено тестирование чувствительности метода на основе анализа частотных паттернов для детектирования различных нарушений сердечного ритма, его устойчивость при выделении ЧСС и ВСР к артефактам на ЭКГ сигналах. В результате установлено, что оптимальная чувствительность данной методики для детектирования различного рода нарушений в сердечно-сосудистой системе достигается при оценке второй и третьей гармоники сердечного ритма. Отметим, что такой эффект позволяет не только отслеживать патологии в сердечно-сосудистой системе, но и из-за особенностей непрерывного вейвлетного преобразования [9], которое является основой используемой методики частотных паттернов, существенно сократить машинное время, необходимое для выделения сердечного ритма.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минздрава России «Разработка аппаратно-программного комплекса для неинвазивного мониторинга и прогнозирования декомпенсации кровообращения у пациентов с хронической сердечной недостаточностью» № 056-03-2025-083 от 21.01.2025.

Библиографический список

1. *Hassan M. F., et al.* // Proceedings of the 2019 3rd International Conference on Computational Biology and Bioinformatics. 2019. Pp. 76-79.
2. *Bsoul M., et al.* // IEEE transactions on information technology in biomedicine. 2010. V. 15 (3). Pp. 416-427.
3. *Pan J., et al.* IEEE transactions on biomedical engineering. 2007. №. 3. Pp. 230-236.
4. *Kohler B. U., et al.* IEEE Engineering in Medicine and biology Magazine. 2002. V. 21. №. 1. Pp. 42-57.
5. *Zong W., et al.* Computers in Cardiology, 2003. IEEE, 2003. Pp. 737-740.
6. *Runnova A. et al.* // Scientific reports. 2021. V. 11(1) P. 18505.
7. *Simonyan M. et al.* // The European Physical Journal Special Topics. 2023. V. 232. №. 5. Pp. 595-603.
8. *Moody G. B., et al.* IEEE engineering in medicine and biology magazine. 2001. V. 20. №. 3. Pp. 45-50.
9. *Hramov A. E. et al.* Wavelets in neuroscience. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015.

СТРУКТУРНО-ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НЕСКОЛЬКИХ ВНОВЬ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ХРОМЕНОПИРИДИНОВ, РЕАЛИЗОВАННЫХ В ВИДЕ ТАУТОМЕРНЫХ СМЕСЕЙ

И.В. Ивлиева(Перетокина), А.А. Мещерякова, Л.М. Бабков,
В.В. Сорокин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, г. Саратов, РФ
E-mail: Irine09@yandex.ru

С целью продолжения изучения новых систем ряда хроменого ряда нами были проведены реакции 2-(2-амино-6-*R*-3-циано-4Н-хромен-4-ил)малононитрила и амида цианоуксусной кислоты нами была получены хроменопиридины: таутомерная смесь 2-(4-амино-1-циано-5-имино-1,3,5,10b-тетрагидро-2Н-хромено[3,4-с]пиридин-2-илиден)-2-цианоацетамида (1a) и 2-циано-2-(4,5-диамино-1-циано-1,10b-дигидро-2Н-хромен[3,4-с]пиридин-2-илиден)ацетамида (1b) и таутомерная смесь 2-циано-2-(4,5-диамино-9-бром-1-циано-1,10b-дигидро-2Н-хромено[3,4-с]пиридин-2-илиден)ацетамида (2a) и 2-(5-амино-9-бром-1-циано-4-имино-1,3,4,10b-тетрагидро-2Н-хромено[3,4-с]пиридин-2-илиден)-2-цианацетамида (2b). Установить строение подобных поли(гетеро)ароматических систем весьма затруднительно. В данной ситуации эту проблему можно разрешить на основе методов квантовой химии и спектроскопии. Высокий уровень развития современных методов построения структурно-динамических моделей позволяет установить строение молекулы и рассчитать ее колебательный спектр.

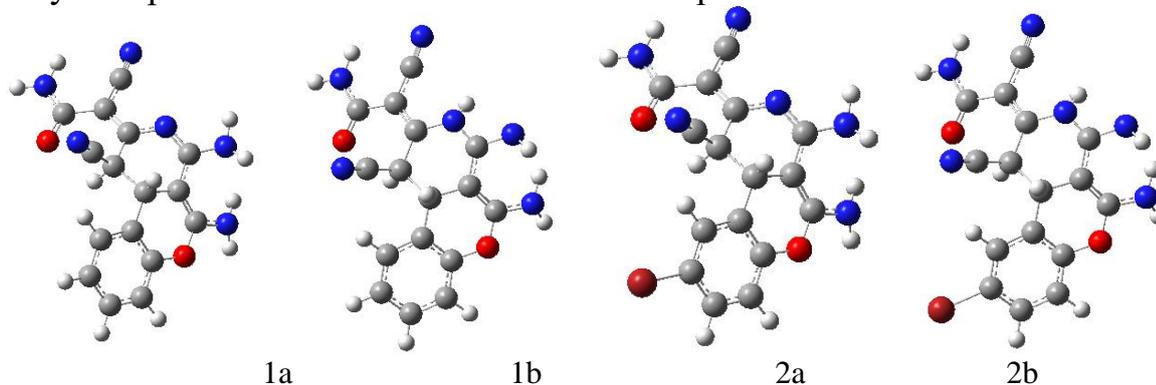


Рис. 1. Геометрическое строение молекул 1a, 1b, 2a, 2b

ИК спектры записывали на Фурье-спектрометре ФСМ 1201 (Россия) в таблетках KBr. Спектры ЯМР ^1H , ^{13}C , HSQC $^1\text{H}/^{13}\text{C}$, COSY $^1\text{H}/^1\text{H}$, HMBC $^1\text{H}/^{13}\text{C}$ записывали на спектрометре Varian (США) 400 МГц (400 МГц – ^1H) и 100 МГц (100 МГц – ^{13}C) в CDCl_3 , $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$, $\text{C}_2\text{D}_6\text{OS}$, внутренний стандарт ТМС. Элементный анализ выполняли на автоматическом CHNS-анализаторе VarioMICROcube (Германия). Температуру плавления определяли в открытом капилляре. Контроль за протеканием реакций осуществляли с помощью ТСХ; элюент гексан–этилацетат–хлороформ, 2:2:1; пластины FlukaSilicagel/TLC cards 254 нм проявляли в УФ-свете и в парах йода. Контроль за температурой осуществляли с помощью оптоволоконного температурного сенсора, мощность – 630 Вт.

Целью нашей работы было построение структурно-динамических моделей соединений, установление структуры и получение ИК спектров - и интерпретация на этой основе ИК спектра смеси таутомеров.

Методом теории функционала плотности B3LYP/6-31g(d) [1,2], реализованным в программном пакете GAUSSIAN'03 [3] проведено моделирование геометрической структуры и ИК спектров соединений в гармоническом приближении. Рассчитаны геометрические параметры исследуемых соединений (рис.1).

Таким образом, установлена структура соединений, составляющих смеси исследуемых веществ и рассчитаны их ИК спектры. Подтверждено их наличие в смеси, установлена их идентификация по спектрально-структурным признакам. Дана интерпретация измеренных ИК спектров.

Библиографический список

1. *Кон В.* // УФН. 2002. Т.172, №3. С. 336.
2. *Попл Дж. А.* // УФН. 2002, Т.172, №3. С. 349.
3. *Frisch J., Trucks G.W., Schlegel H.B.* Gaussian03, Revision B.03; Gaussian, Inc., Pittsburgh PA. 2003. 302 p.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕАВТОНОМНОЙ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ СРЕДНЕГО АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ПО ЗАШУМЛЁННЫМ ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ

**Ю.М. Ишбулатов^{1,2}, О.С. Тарасова³, А.С. Боровик⁴, А.М. Вахлаева²,
Б.П. Безручко^{1,2}, А.С. Караваяев^{1,2}**

¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

³*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*

⁴*Институт медико-биологических проблем РАН*

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Автономная регуляция кровообращения играет ключевую роль в поддержании гомеостаза [1]. Обширный пласт работа показал целесообразность и практическую пользу от рассмотрения этой системы виде генератора с отрицательной запаздывающей обратной связью [2, 3], который демонстрирует устойчивые периодические колебания с частотой 0.1 Гц. Данная система связана с дыхательной системой, в простейшем случае дыхание может быть рассмотрено как внешнее воздействие:

$$\varepsilon \dot{M}(t) = -M(t) + \alpha \operatorname{th}(\beta(M(t-\tau) + \gamma \dot{M}(t-\tau))) + kR(t), \quad (1)$$

где M – динамическая переменная, соответствующая среднему артериальному давлению, $\tau = 3.6$ секунды – время запаздывания в петле обратной связи, инерционность $\varepsilon = 2$; $\alpha = -1.65$, $\beta = 1$, $\gamma = 0.03$ – параметры нелинейной функции; $k = 0.25$ – коэффициент отражающий воздействие сигнала дыхания $R(t)$. В качестве сигнала дыхания использовался экспериментальный сигнал, зарегистрированный тензометрическим датчиком, затем обработанный полосовым фильтром. Модель (1) опирается на экспериментальные результаты [4], нами в модель был добавлен гистерезис сигмоидальной передаточной функции, так же наблюдаемый экспериментально, и воздействие дыхания. Уравнение решалось методом Эйлера с шагом интегрирования 0.001 секунды. Параметры модельного уравнения (1) обладают физиологическим значением, и решение задачи их реконструкции по экспериментальным временным рядам среднего артериального давления представляет значительный интерес для медицинской диагностики.

Реконструкция осуществлялась модификацией метода [5] и может быть разбита на два этапа. На первом этапе дыхание полностью исключалось из рассмотрения. Анализируемый временной ряд обрабатывался гребенчатым фильтром, пропускал основную частоту автоколебаний системы и её 3-ю гармонику и подавлял частоты, соответствующие дыханию. Временной ряд проецировался в пространство с координатами $[\varepsilon \dot{M}(t) + M(t); M(t - \tau') + \gamma \dot{M}(t - \tau')]$, где ε' , τ' , γ' – пробные значения параметров ε , τ , γ . Далее проводился прямой перебор данных параметров с параллельным наблюдением длины ломаной линии, соединяющей точки проекции. В случае полного соответствия пробных и истинных параметров, проекция приобретала вид нелинейной функции, а длительность ломанной становилась ми-

нимальной. Затем нелинейная функция вида $y(x) = \alpha \text{th}(\beta'x)$ подгонялась к полученной проекции методом наименьших квадратов, с целью оценить параметры α и β .

Вторым этапом была реконструкция параметра k . Процесс реконструкции качественно повторял процесс реконструкции параметров ε , τ , γ , и заключался в проектировании временного ряда в пространство $[\hat{\varepsilon}\dot{M}(t) + M(t) + k'R(t); M(t - \hat{\tau}) + \hat{\gamma}\dot{M}(t - \hat{\tau})]$, $\hat{\varepsilon}, \hat{\tau}, \hat{\gamma}$ - значения параметров реконструированные на предшествующем этапе, k' - пробное значение параметра. Использовался временной ряд, обработанный полосовым фильтром, который пропускал частоты, соответствующие дыханию.

Метод тестировался на временных рядах уравнения (1), сгенерированных в присутствии измерительных шумов и цветных шумов в динамике, которые передавали спектральные характеристики шумов в реальных кардиологических сигналах. Ошибка оценки наиболее важного параметра τ не превышала 5% при измерительных шумах до 5% и шумах в динамике до 50%. Уровень шума оценивался как отношение дисперсии шума к дисперсии не зашумленного сигнала. При этом реконструкция производилась по участкам временного ряда длительностью три периода колебаний с последующим усреднением по временному ряду.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00241

Библиографический список

1. Scott-Solomon E., Boehm E., Kuruvilla R. // Nat. Rev. Neurosci. 2021. V. 22(11). P. 685.
2. Prokhorov M.D., Karavaev A.S., Ishbulatov Yu.M. et al. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103(4). P. 042404.
3. Ишбулатов Ю.М., Караваев А.С., Пономаренко В.И. и др. // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2015. Т. 15(2), С. 32.
4. Ringwood J.V., Malpass S.C. // Am J Physiol Regul Integr Comp Physiol. 2001. V. 280(4). R1105.
5. Караваев А.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27(10). С. 43.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ В РЕЖИМЕ МИКРОПЛАЗМЕННОГО ПРОБОЯ

А.А. Казанков^{1,2}

¹Ульяновский филиал ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН

²Ульяновский государственный технический университет

E-mail: kazanaa1992@mail.ru

Микроплазменный пробой - это локальное явление, происходящее в областях р-п-перехода полупроводникового прибора (ППП) при приложении обратного напряжения выше порогового. Он сопровождается импульсами лавинного тока через структуру и может приводить к возникновению импульсного оптического излучения. Оптическое излучение микроплазм (МП) обусловлено рекомбинацией носителей заряда, а также переходами между локализованными состояниями, связанными с дефектами кристаллической решётки. Данное излучение носит флуктуирующий характер и содержит информацию о генерационно-рекомбинационных процессах в дефектных областях р-п переходов, что делает возможным его использование для анализа дефектов, неоднородностей и процессов деградации в приборе.

Люминесценция, возникающая в режиме МП-пробоя, обнаружена в различных классах ППП: светодиодах [1, 2], фотодиодах (в том числе на основе нитрида галлия) [3], транзисторах [4] и др., выполненных по различным технологиям и на основе разнообразных материалов.

Для экспериментального исследования флуктуаций люминесценции отдельных МП и их связи с пространственным распределением дефектов в ППП-структурах авторами разработана измерительная установка, позволяющая регистрировать излучение локальных областей кристалла ППП в режиме МП пробоя видеокамерой с высоким пространственным и спектральным разрешением с частотой 20 кадров в секунду, подробно описанная в работе [5].

В качестве объектов исследования выбраны серийно выпускаемые мощные InGaN/GaN зеленые XREGRN-L1-0000-00P01 и синие XREBLU-L1-0000-00K01 светодиоды, а также AlGaIn/GaN фотодиоды GUVА-T11GD-L и кремниевые транзисторы КТ504 и КТ819. При исследовании транзисторных структур образное смещение прикладывалось к переходу база – эмиттер.

Методика измерения характеристик излучения МП заключалась в следующем. На исследуемый ППП подается обратное напряжение в диапазоне от 8 до 30 В (от 100 до 200 В для фотодиодных структур) ступенчато с шагом 7,3 мВ (50 мВ для фотодиодных структур) до тех пор, пока видеокамера не зафиксировала начало МП-пробоя. После появления стабильного МП пробоя электрический режим ППП фиксировался и выполнялся захват серии изображений отдельной МП с частотой 20 кадров в секунду. Обработка изображений осуществлялась в программе, написанной в интерактивной среде вычислений МАТЛАВ. На основе полученных данных формировались временные ряды дискретных значений интенсивности излучения (флуктуаций во времени). Далее путем Фурье-преобразования временных рядов рассчитывались спектры флуктуаций интенсивности излучения МП диапазоне

частот от 0,04 до 10 Гц. Установлено, что для всех исследованных образцов приборов спектры флуктуации оптического излучения МП имеют вид $S(f) \sim 1/f^{\gamma}$ во всем диапазоне исследуемых длин волн излучения.

Для каждого исследованного образца был определён показатель степени спектра γ , характеризующий спектр оптического шума. Полученные значения γ представлены в сводной таблице 1.

Таблица 1

Тип полупроводникового прибора	Режим поддержания МП пробоя		Значение показателя степени γ спектра флуктуаций
	Обратное напряжение, Uобр (В)	Обратный ток, Iобр (мкА)	
XREGRN-L1-0000-00P01	от 19 до 23	от 2 до 10	от 0,9 до 0,76
XREBLU-L1-0000-00K01	от 20 до 23	от 2 до 10	≈ 0.8
KT504	от 10 до 12	от 10 до 120	от 1,1 до 1
KT819	от 9 до 12	от 200 до 1200	
GUVA-T11GD-L	от 145 до 155		$\approx 0,9$

В данной работе рассмотрены особенности и режимы возникновения МП пробоя и флуктуаций оптического излучения, возникающие в различных полупроводниковых структурах. Установлено, что как интенсивность, так и спектральные свойства излучения существенно зависят от типа ППП структуры и от обратного тока (при увеличении обратного тока значение показателя γ уменьшается). Полученные экспериментальные результаты подтверждают наличие устойчивой взаимосвязи между параметрами флуктуаций оптического излучения и электрическими условиями пробоя, что открывает возможности для разработки методик неразрушающего контроля и диагностики полупроводниковых приборов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН (FFWZ-2025-0001).

Библиографический список

1. Bercha A., Sakowski K., Muziol G., et al. // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 21(5). P. 054030.
2. Власенко А.И., Киселюк М.П., Ляшенко О.В. // Журнал прикладной спектроскопии. – 2013. – Т. 80, № 1. – С. 121–127.
3. Cao J., Cai Q., You H., Shao P., Wang J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2023 V. 123(12). P. 121109.
4. Kim T., Kim G., Cho M.-K., et al. // Sensors. 2024. V. 24 (22). P 7130.
5. Sergeev V., Radaev O., Frolov I., Kazankov A. // IEEE proceedings of ITNT 2024. P. 10582328.

ГРАФЕНОПОДОБНЫЕ ПЛЕНКИ КАК ОСНОВА ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ СОРБЦИОННОЙ ДЕТЕКЦИИ ГАЗОВ

В.С. Климин

ООО «Маннер»

E-mail: klimin.v.s@mail.ru

Графен сохраняет статус исключительно перспективного функционального материала для микроэлектроники как в текущих разработках, так и в прогнозах на будущее [1,2]. Его применение в нанoeлектронике открывает широкие возможности для создания множества устройств, включая транзисторы нового поколения, эффективные светодиоды, гибкие дисплейные технологии и высокочувствительные сенсорные системы [3,4]. Материал демонстрирует выдающиеся характеристики, особенно востребованные в газовой детекции: экстремальная чувствительность поверхности, минимальное электрическое сопротивление и высокая поверхностная реакционная способность позиционируют его как идеальную платформу для обнаружения разнообразных газов. Газовые сенсоры, основанные на графене, выделяются своей энергоэффективностью, компактностью и отсутствием необходимости в подогреве для активации [5,6]. Ключевые преимущества графена в сенсорике охватывают его высокую чувствительность к широкому спектру газовых соединений, способность к очень быстрому отклику на изменения окружающей среды, стабильную работу при комнатной температуре и относительную простоту интеграции с другими электронными компонентами [7]. Дополнительным фактором, значительно усиливающим сенсорный потенциал, является огромная удельная площадь поверхности графена. Это свойство существенно повышает вероятность взаимодействия с молекулами целевых газов, что в совокупности позволяет детектировать даже их следовые концентрации в атмосфере [8].

Однако существенным технологическим вызовом остается разработка методов получения высококачественного, малодефектного графена на больших площадях, полностью совместимых со стандартными процессами микроэлектроники. Эта область требует углубленных исследований, что подчеркивает высокую актуальность научных изысканий, подобных настоящей работе.

Целью данного исследования была разработка технологического процесса формирования графеноподобного покрытия с использованием методов плазмохимического травления, предназначенного специально для создания активного элемента сорбционного газового датчика.

Формирование графеноподобной пленки осуществлялось на подложке монокристаллического карбида кремния (4H-SiC) диаметром 100 мм методом плазмохимического травления в комбинированном плазменном разряде. Такой разряд интегрирует индуктивно-связанную (ICP) и емкостно-связанную (CCP) плазму, обеспечивая гибкость управления процессом. Для достижения критически важной бездефектности конечной пленки в работе исследовалась и применялась инновационная технология двухэтапного плазмохимического травления. На первом этапе использовалась фторидсодержащая плазма на основе гексафторида серы (SF_6), которая обеспечивает селективное удаление кремниевой компоненты с поверхности кар-

бида кремния. Второй этап задействовал кислородсодержащую плазму, генерируемую из оксида азота (NO), для селективного удаления углеродной компоненты. Последовательное и многократное повторение этого комбинированного цикла травления (SF_6 / NO) позволило эффективно удалить с поверхности подложки дефектные слои SiC. Факт успешного удаления этих слоев был подтвержден исследованиями методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), проводимыми в режиме сопротивления растеканию тока. Только после этой подготовительной процедуры очистки подложка подвергалась окончательной обработке во фторсодержащей плазме (SF_6), что приводило к формированию целевой графеноподобной пленки.

Результаты исследования получены с использованием оборудования ООО "Маннер".

Библиографический список

1. *V S Klimin, A A Rezvan, O A Ageev* // J. of Phys: C.S, 2018. V.1124. – P. 071020.
2. *Giannuzzi L.A., Stevie F.A.* // New York: Springer, 2004. – P. 357.
3. *Bhushan B.* // ed. by Bharat Bhushan. New York: Springer, 2010. – P. 1964.
4. *Gleiter, H.* // Acta Materialia. 2000. V. 48. - №1. P. 1-29.
5. *Klimin V.S., Morozova Yu.V., et al.* // Russian Microelectronics. 2022. V. 51. № 4. P. 236-242.
6. *Nakamura S, Senoh M, et al.* // Japan. J. Appl. Phys. 1996. 35 L74
7. *Pant B. D., Tandon U. S.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 1999. Vol. 19. P. 545.
8. *Efremov A. M., Murin D. B. et al.* // Russian Microelectronics. 2021. Vol. 50. P. 24.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ФОТОНИКИ МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ**В.С. Климин¹, Е.Ю. Гусев¹, В.В. Поляков¹, Л.В. Маслова¹, S. Wang², L. Jiang², Z. Wang², W. Zhang², О.А. Агеев¹**¹*Южный федеральный университет.*²*Международная школа оптоэлектронной инженерии, Технологический университет**Цзюлу, Цзинань, Китай**E-mail: kliminvs@sfnu.ru*

Современные разработки в микро- и наноэлектронике диктуют необходимость создания материалов с уникальными, недостижимыми в природе свойствами. Метаматериалы, представляющие собой искусственно структурированные композиты, демонстрируют экстраординарные характеристики, такие как отрицательный коэффициент преломления, нелинейные оптические свойства и другие необычные электромагнитные эффекты. Эти материалы открывают новые горизонты для фотоники, плазмоники, сенсорных технологий и устройств малозаметности [1]. Тем не менее, традиционные методы литографии и травления сталкиваются с принципиальными ограничениями при формировании субволновых структур, необходимых для метаматериалов [2]. Плазмохимическое травление предлагает значительные преимущества, включая высокую степень контроля над геометрией наноструктур, масштабируемость и селективность обработки.

На текущем этапе актуальной научно-технической задачей является разработка новых методов наноструктурирования, позволяющих создавать метаматериалы с заданными оптическими и электромагнитными свойствами [3]. Расширение функциональности кремниевых подложек за счет интеграции метаматериалов может привести к созданию принципиально новых оптоэлектронных устройств, включая сверхчувствительные сенсоры и элементы квантовых компьютеров. Таким образом, исследование процессов плазменного травления для формирования метаматериалов на кремнии представляет значительный фундаментальный и прикладной интерес, открывая путь к разработке инновационных компонентов для нанофотоники и микроэлектроники.

Объектами исследования служили кремниевые пластины, покрытые резистивной маской в виде алюминиевой пленки толщиной 500 нм, нанесенной методом магнетронного распыления. Поверхность пластины была разделена на группу образцов с использованием прямого экспонирования на генераторе изображений. На части поверхности образцов были сформированы группы геометрических структур, моделирующих элементы терагерцовых линз. Для создания рисунка применялся фоторезист FR 9120-1, который сушили при 110 °С в течение 15 минут. Проявление осуществляли в водном растворе NaOH (0,6%) до полного травления алюминия на участках, незащищенных фоторезистом. Вновь нанесенный слой фоторезиста FR 9120-1 предохранял поверхность пластины от загрязнения при разделении образцов методом лазерной резки. Полное удаление фоторезиста проводилось в индуктивно-связанной кислородной плазме в течение 3 минут при мощности источника плазмы 650 Вт и составе газовой смеси O₂/Ar (87/13). Травление кремниевой поверхности выполнялось индуктивно-связанной ВЧ плазмой (частота 13,56 МГц)

с постоянным смещением, обеспечиваемым ВЧ генератором СХ-600, мощность которого оставалась неизменной на уровне 100 Вт в ходе всего эксперимента. Были сформированы три группы образцов с использованием газовой смеси на основе CCl_2F_2 . Для каждой группы варьировались мощность источника плазмы (генератор Cesar), а также процентный состав газовой смеси.

В результате экспериментальных исследований получены массивы структур на поверхности кремния, которые представлены на рисунке 1.

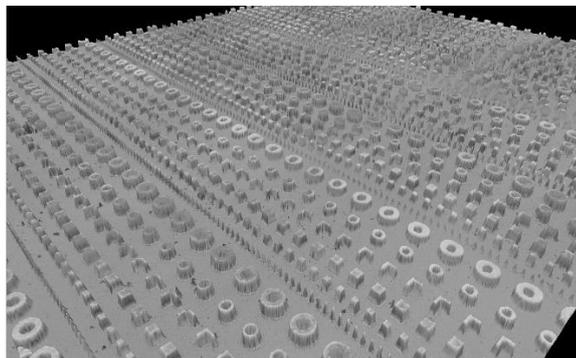


Рис. 1. Изображения структур, полученных на поверхности кремния методом плазмохимического травления.

Экспериментально установлены зависимости геометрических параметров структур от параметров плазменной обработки. Так, при объемной доле активного газа 14% и напряжении смещения 157 В высота структур составляла 256 нм, а соответствие заданным размерам достигало 79%. В то же время при объемной доле активного газа 21% и напряжении смещения 168 В высота структур увеличивалась до 338 нм, а соответствие заданным размерам существенно возрастало до 99%.

В данной работе определены оптимальные параметры мощности источника плазмы и процентного содержания активного газа, позволяющие получать наноструктуры заданного размера с минимальным отклонением от проектных значений по углу отклонения и латеральным размерам. В частности, при мощности индуктивно-связанной плазмы 400 Вт, объемной доле активного газа 7% и напряжении смещения 101 В были получены структуры высотой 136 нм, демонстрирующие 98% соответствие заданным в проекте размерам.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-29-00722, <https://rscf.ru/project/25-29-00722/> в Южном федеральном университете.

Библиографический список

1. Klimin V. S., Kessler I. O., Morozova Yu. V., et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics., 2022. V. 86. – P. 96–99.
2. Bao J., Yu N., Capasso F. // Advanced Optical Materials., 2020. V. 8 (12). – P. 1902089.
3. Chen K. J., Huang X., Lu Z. // Nano Letters. 2018. V. 18(5). – P. 2937–2942.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ФОРМИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ФОКУСИРОВАННЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ И ПЛАЗМЕННЫМ ТРАВЛЕНИЕМ

В.С. Климин

ООО «Маннер»

E-mail: kliminv.s@mail.ru

Модификация поверхностей подложек представляет собой востребованный технологический прием, широко применяемый в промышленности для решения разнообразных практических задач, направленных на придание материалам специфических эксплуатационных свойств и обеспечение требуемых конструктивных параметров конечных продуктов [1]. Среди современных методов обработки плазменно-химические подходы выделяются благодаря своему экологическому превосходству и существенно более низкому энергопотреблению по сравнению с устоявшимися химико-технологическими схемами [2]. Исходя из указанных преимуществ плазменных технологий, становится очевидной научная и прикладная значимость исследования ключевых факторов, управляющих морфологией создаваемых структур.

В рамках настоящей работы фокус сосредоточен на установлении корреляции между значением ускоряющего напряжения ионного пучка, используемого для локального воздействия на поверхность, и результирующей высотой элементов, формируемых в ходе последующей плазмохимической обработки. Параллельно исследуется воздействие длительности процесса обработки на геометрию структур, а именно – на формирование угла наклона их боковых стенок [3].

В работе использовались образцы кремния с локальной модификацией областей размером 5×5 мкм сфокусированным пучком ионов Ga^+ при числе проходов пучка равным 50, доза составила 13 пКл/мм^2 , токе ионного пучка составил – 10 пА, ускоряющее напряжение U – $10 \div 30$ кэВ. Плазмохимическую обработку образцов с локально модифицированными областями проводили во фторсодержащей плазме при следующих режимах поток фторсодержащего газа (гексафторид серы) – $13 \text{ см}^3/\text{мин}$, поток аргона составил – $60 \text{ см}^3/\text{мин}$, давление в реакторе составило – 2 Па, мощность источника индуктивно-связанной плазмы – 300 Вт, мощность источника емкостной связанной плазмы – 50 Вт, напряжение смещения – 31 В, время обработки варьировалось от 0,25 до 3 минут.

Экспериментальная часть работы базировалась на исследовании образцов монокристаллического кремния, подвергнутых направленной локальной модификации с помощью сфокусированного ионного пучка (FIB) ионов Ga^+ . Методика модификации включала облучение заданных квадратных участков поверхности размером 5×5 мкм. Критическими параметрами FIB-обработки, определяющими дозу внедрения ионов и глубину модифицированного слоя, были установлены: количество проходов пучка (50), обеспечивающее суммарную дозу 13 пКл/мм^2 ; ток пучка (10 пА); а также ускоряющее напряжение (U), значения которого выбирались из диапазона 10–30 кэВ для изучения его влияния.

Плазменная обработка проводилась в смеси газов, состоящей из гексафторида серы (SF_6), выступающего в качестве основного травителя (расход $13 \text{ см}^3/\text{мин}$), и аргона (Ar), выполняющего функции разбавителя и стабилизатора плазмы (расход $60 \text{ см}^3/\text{мин}$). Процесс протекал при постоянном рабочем давлении 2 Па . Плазма генерировалась при мощности ИСР-источника 300 Вт и мощности ССР-источника 50 Вт . Для управления энергией ионов, бомбардирующих поверхность, на подложку подавалось напряжение смещения 31 В . Время обработки являлось независимой переменной и изменялось систематически от $0,25$ до 3 минут с целью оценки кинетики травления.

На Рисунке 1 представлено изображение, демонстрирующее морфологию поверхности образца в области, подвергнутой локальной модификации ионным пучком при ускоряющем напряжении 10 кэВ и последующей плазменной обработке во фторидной плазме в течение 45 секунд.

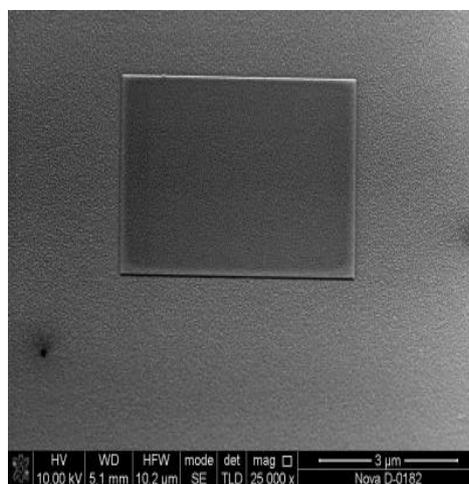


Рис. 1. СЭМ – изображение структуры поверхности кремния после локальной модификации методом ФИП при ускоряющем напряжении 10 кэВ и плазмохимической обработки во фторированной плазме в течение 45 секунд.

Анализ изображений выявил четкую зависимость геометрии формируемых структур от параметров обработки. Количественный анализ кинетики процесса позволил определить скорость селективного травления кремния в данных условиях, которая составила 3.23 нм/сек .

Результаты исследования получены с использованием оборудования ООО "Маннер".

Библиографический список

1. V S Klimin, A A Rezvan, O A Ageev // J. of Phys: C.S, 2018. V.1124. – P. 071020.
2. Giannuzzi L.A., Stevie F.A. // New York: Springer, 2004. – P. 357.
3. Bhushan B. // ed. by Bharat Bhushan. New York: Springer, 2010. – P. 1964.

УСИЛИВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МЕТАМАТЕРИАЛА С ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМ ТИПОМ ДИСПЕРСИИ

О.Н. Козина

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: kozinaolga@yandex.ru

Развитие фотонных устройств нано-метрового размера и их комплектующих частей требует поиска новых материалов, в частности метаматериалов - искусственно созданных структур, обладающих заданными свойствами в зависимости от составляющих их материалов и конфигурации. Метаматериалы успешно применяются в устройствах для управления излучением, а также генерации излучения в широком диапазоне частот [1]. Среди большого числа метаматериалов, исследуемых с целью создания оптического и терагерцевого излучения, наиболее перспективным представляется гиперболический метаматериал (ГММ), который является частным случаем, так называемых, гиперболических сред (ГС) [1-3]. Гиперболическая среда является анизотропной средой и получила свое название вследствие незамкнутого типа дисперсионных зависимостей в пространстве волновых векторов, имеющего в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды [2-3]. Вдоль асимптот этих гипербол наблюдается распространение большого числа медленных волн с большими значениями компонент волнового вектора, что означает большую плотность фотонных состояний внутри ГС и ведет к усилению взаимодействия излучения с веществом [2-5]. Данное свойство позволяет рассматривать среды и метаматериалы, обладающие гиперболическим типом дисперсии, как уникальные объекты и мотивирует исследования по их применению для разработки фотонных устройств следующего поколения.

В данной работе теоретически исследуются эффекты усиления и генерации в структурах, содержащих ассиметричный гиперболический метаматериал (АГММ) [4-5]. В общем случае, АГММ состоит из периодически упорядоченных тонких слоев полупроводникового (либо диэлектрического) материала и инвертированного графена (либо металла) (рис. 1, а). Ассиметрия метаматериала задается посредством наклона оптической оси, по отношению к внешним границам раздела среды. АГММ представляет собой экстремально анизотропную одноосную среду и описывается тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = \{\{\epsilon_{\perp}, 0, 0\}, \{0, \epsilon_{\perp}, 0\}, \{0, 0, \epsilon_{//}\}\}$ у которого продольная и поперечная компоненты имеют разные знаки. Для расчета значений диэлектрической проницаемости ГММ использован метод гомогенизации, в котором композиционная структура рассматривается как некая эффективная среда с усредненными параметрами [4]. На основании метода матриц передачи, при использовании матрицы Берремана для анизотропной среды (АГММ), исследованы основные характеристики излучения, распространяющегося в гиперболических средах [6]. Произведена оценка плотности фотонных состояний в сложном резонаторе, содержащем АГММ (рис.1, а). Определено влияние параметров структуры на изменения плотности состояний (рис.1, б, рис.1, г). Показано, что присутствие в резонаторе АГММ существенным образом увеличивает плотность фотонных состояний N в воздушных областях резонатора, за пределами гиперболического слоя по сравнению с аналогичным ГММ без наклона слоев (рис.1, в).

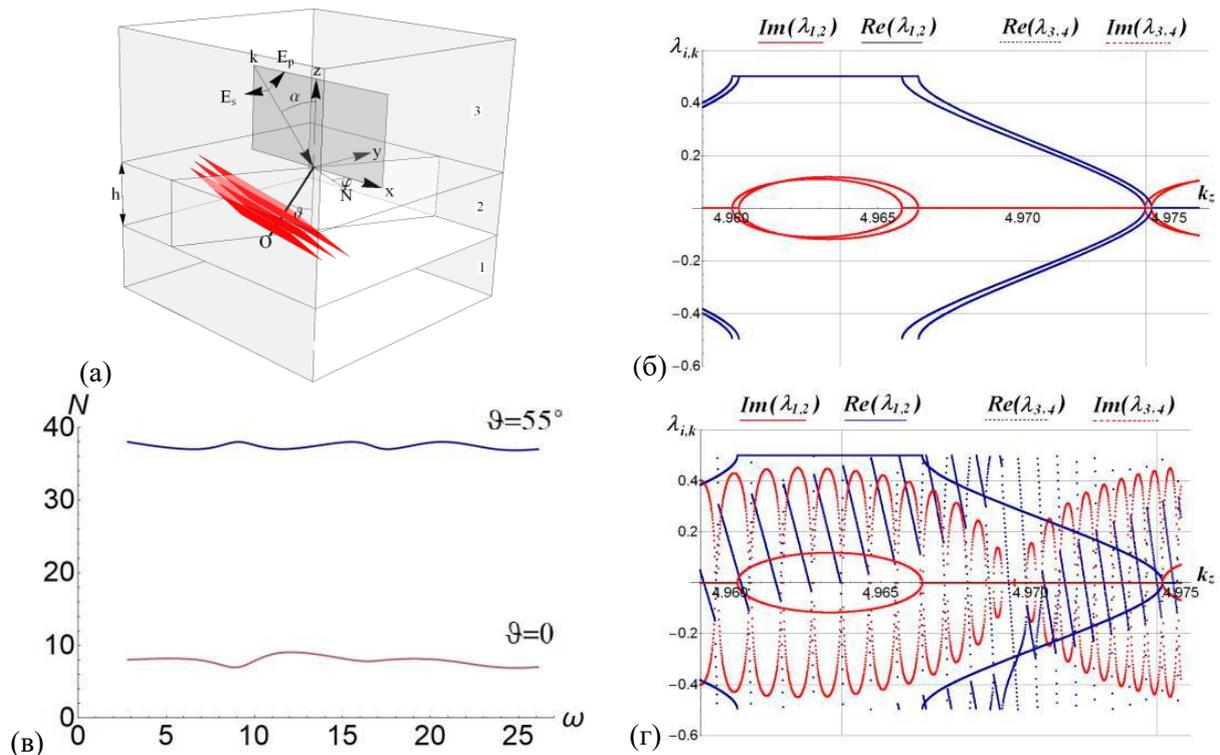


Рис. 1. (а) Схематическое представление сложного резонатора, содержащего АГММ. Косые красные плоскости внутри АГММ (область 2) символизируют слои графена. O – оптическая ось, θ – угол между оптической осью и осью z (угол наклона оптической оси), N – линия узлов, φ – угол между осью x и линией узлов, α – угол падения излучения на структуру, серая поверхность – плоскость падения, h – общая толщина АГММ.

(б-г) Зависимость действительных (синие кривые) и мнимых (красные кривые) частей собственных значений обыкновенных $\lambda_{1,2}$ и необыкновенных $\lambda_{3,4}$ волн распространяющихся в резонаторе от z -компоненты волнового вектора: (б) $\theta=0$, (г) $\theta=55^\circ$.

(в) Плотность фотонных состояний в резонаторе, содержащем ГС: красная линия – ГММ без наклона оптической оси $\theta=0$, синяя линия – АГММ с наклоном оптической оси $\theta=55^\circ$.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Купер».

Библиографический список

1. Smolyaninov I., Smolyaninova V. N. // Solid-State Electronics. 2017. V. 136. P.102 – 112.
2. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: АН БССР, 871958. 381 с.
3. Felsen L., Marcuvitz N. Radiation and scattering of waves. Englewood Cliffs. N.J.: Prentice-Hall, USA, 1973. 888 p.
4. Козина О. Н., Мельников Л. А. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика. 2019. Т. 19. № 2. С. 122.
5. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // Journal of Optics. 2020. V.22. №9. P. 095003. DOI: 10.1088/2040-8986/aba678.
6. Berreman D. W. // Journal of the Optical Society of America. 1972. V. 62. №4. P. 1157.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ КОГЕРЕНТНОГО И АНТИКОГЕРЕНТНОГО РЕЗОНАНСОВ В ДВУХ СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРАХ ЛОРЕНЦА

П.С. Комков^{1,2}, В.В. Семенов¹, С.В. Гришин¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

²АО «НПП «Алмаз»

E-mail: k-pavlik-k@mail.ru

Явление когерентного резонанса было обнаружено в возбуждаемых шумом системах [1] и заключалось в том, что у шумового воздействия имеется некоторый оптимальный уровень, при котором индуцированные шумом колебания становятся наиболее регулярными (когерентными). На сегодняшний день явление когерентного резонанса исследовано в различных физических моделях, таких как – модель нейрона Ходжкина–Хаксли [2], модель полупроводникового лазера с насыщающимся поглотителем [3] и др. Помимо возбуждаемых шумом систем явление когерентного обнаружено как теоретически, так и экспериментально в хаотической бистабильной цепи Чуа [4], а также в двух связанных хаотических идентичных или слегка неидентичных осцилляторах Лоренца [5]. Позднее в связанных хаотических осцилляторах в отсутствие внешнего шумового воздействия наблюдались явления, получившие названия детерминированного когерентного резонанса (ДКР) и детерминированного антикогерентного резонанса (ДАКР). Они диагностировались при изменении одного из управляющих параметров связанных хаотических осцилляторов, который характеризовался оптимальным значением. В случае ДКР для данного оптимального значения управляющего параметра хаотические колебания становились более регулярными, а в случае ДАКР – менее регулярными. На сегодняшний день известны как теоретические, так и экспериментальные работы, в которых ДКР наблюдался в связанных хаотических осцилляторах Ресслера с частотной отстройкой [6, 7]. Позднее явления ДКР и ДАКР одновременно диагностировались в сетях из осцилляторов Ресслера с различными типами связи [8]. Однако исследования обоих нелинейных явлений в других модельных хаотических динамических системах не проводились.

Рассматриваемая система состоит из двух идентичных хаотических осцилляторов Лоренца, связанных двунаправленной связью. При численном моделировании системы управляющие параметры осцилляторов Лоренца брались из [5], а коэффициенты связи предполагались равными друг другу. В результате численного моделирования было установлено, что явления ДКР и ДАКР наблюдаются в режиме перемежаемости типа «on-off», вдали от порога полной хаотической синхронизации. Для переменных $X_{1,2}$ и $Y_{1,2}$ время автокорреляции хаотического сигнала с увеличением коэффициентов связи сначала нарастало, а затем спадало (см. рис.1а). Для переменных $Z_{1,2}$ ситуация была прямо противоположной: время автокорреляции вначале спадало, а затем нарастало (см. рис.1а). При этом существовали оптимальные значения коэффициентов связи, при которых время автокорреляции имело максимальное значение (явление ДКР) и минимальное значение (явление ДАКР).

Было также проведено экспериментальное исследование двух связанных хаотических осцилляторов Лоренца. Экспериментальная установка была собрана на печатной плате и состояла из резисторов, конденсаторов, операционных усилителей и умножителей. Параметры осцилляторов подбирались так, чтобы фазовые портреты несвязанных осцилляторов Лоренца были максимально идентичными друг другу. В результате экспериментального исследования было подтверждено существование явлений ДКР и ДАКР (см. рис. 1b). Экспериментальные зависимости времени автокорреляции хаотического сигнала качественно соответствуют теоретическим зависимостям.

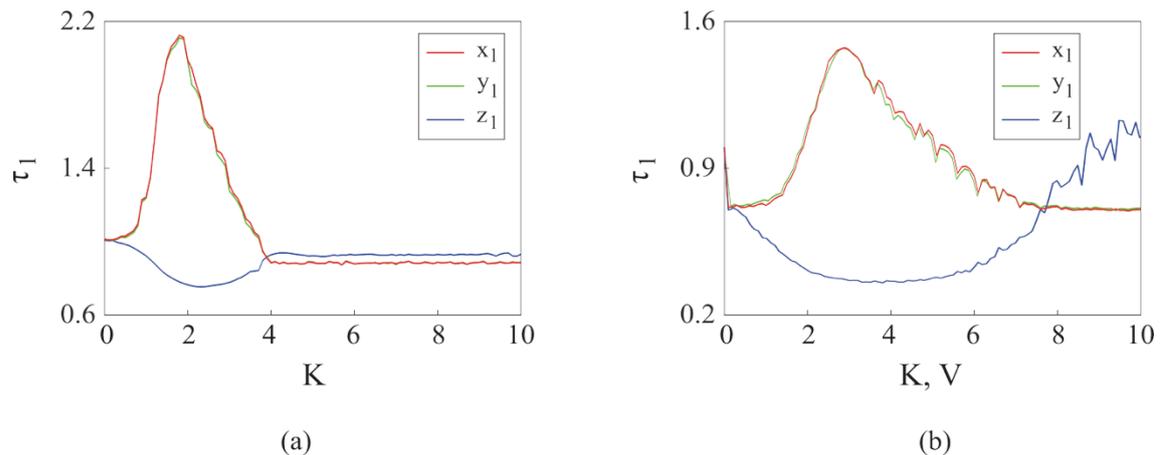


Рис. 1. Зависимости безразмерного времени автокорреляции хаотического сигнала при изменении коэффициента связи K между двумя хаотическими осцилляторами Лоренца, полученные для трех переменных первого осциллятора в ходе
 (a) – численного моделирования и (b) – натурального эксперимента

В дальнейшем предполагается проведение исследований явлений ДКР и ДАКР в других связанных хаотических осцилляторах как с идентичными, так и с неидентичными параметрами.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-79-30027

Библиографический список

1. *Pikovsky A., Kurths J. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78, no 5. P. 775–778.*
2. *Dubbeldam J. L. A. et al. // Phys.Rev. E. 1999. Vol. 60, no. 6. P. 6580–6588.*
3. *Lee S. G. et al. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57, no. 3. P. 3292–3297.*
4. *Palenzuela C. et al. // Europhys. Lett. 2001. Vol. 56, no. 3. P. 347–353.*
5. *Liu Z. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, no. 21. P. 4737–4740.*
6. *Garc'ia-Vellisca M. A. et al. // Phys. Rev. E. 2016. Vol. 94. P. 012218.*
7. *Pisarchik A. N. et al. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92. P. 050901.*
8. *R Jaimes-Reátegu et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021 Vol. 152. P. 111424*

ОПТИМИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТОХАСТИЧЕСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СУСПЕНЗИЯХ ЛАЗЕРНЫХ КРАСИТЕЛЕЙ С НАНОРАЗМЕРНЫМИ РАССЕИВАТЕЛЯМИ

Л.А. Кочкуров¹, С.С. Волчков¹, Е.В. Ушакова¹, Д.А. Зимняков^{1,2}

¹Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

²Институт проблем точной механики и управления РАН

E-mail: lkochkurov@yandex.ru

Исследование механизмов генерации когерентного излучения в случайно неоднородных средах, таких как суспензии наночастиц в растворах лазерных красителей, представляет значительный фундаментальный и прикладной интерес для современной фотоники и лазерной физики. Стохастическая лазерная генерация (СЛГ), возникающая вследствие многократного усиления света в случайно формирующихся замкнутых траекториях (виртуальных резонаторах) благодаря комбинации усиления в красителе и рассеяния на наночастицах, является ключевым явлением в этой области [1]. Физика процесса определяется сложным взаимодействием параметров усиливающей среды (сечение вынужденного излучения, время жизни возбужденного состояния, концентрация) и рассеивающих центров (транспортная длина рассеяния l^* , транспортная длина поглощения l_a , безразмерный параметр Бонда). Оптимизация состава таких активных сред, в частности массовых долей красителя и рассеивающих частиц, критически важна для достижения заданных спектральных характеристик генерации (полуширины линии, спектрального качества) и эффективности процесса. Это открывает перспективы для разработки перестраиваемых источников света, сенсорных платформ и систем визуализации.

Целью настоящей работы является систематическое исследование влияния массовых долей ключевых компонентов – лазерных красителей (Родамин 6Ж (Р6Ж), DCM, Кумарин 102) и наноразмерных рассеивателей (TiO_2 (анатаз), ZnO , Al_2O_3) – на спектральные характеристики СЛГ в коллоидных суспензиях. Основное внимание уделяется анализу полуширины спектральной линии генерации $\Delta\lambda$ и спектрального качества Q , определяемого как отношение интенсивности генерации к интенсивности спонтанной флуоресценции на пороге СЛГ ($Q = I_{\text{gen}} / I_{\text{fl.threshold}}$). Ключевой задачей является установление оптимальных диапазонов концентраций, обеспечивающих минимизацию $\Delta\lambda$ и максимизацию Q , а также выявление фундаментальных ограничений процесса, связанных с насыщением усиления, радиационными потерями и параметрами переноса излучения. Экспериментальное исследование проводилось на суспензиях, где массовые доли рассеивателей варьировались в следующих пределах: для систем TiO_2 +Р6Ж – от 0 до 17.24%; ZnO +Р6Ж – до 9.43%; DCM + TiO_2 – до 10.3%; Кумарин 102+ Al_2O_3 – до 10.1%. Концентрации красителей фиксировались: Р6Ж – $3.4 \cdot 10^{-3}$ моль/л, DCM – $6.2 \cdot 10^{-2}$ моль/л, Кумарин 102 – $1.48 \cdot 10^{-1}$ моль/л. Накачка осуществлялась импульсными лазерами: для систем на основе Р6Ж и DCM использовалось излучение с длиной волны 532 нм (Nd:YAG лазер, 2-я гармоника), для систем

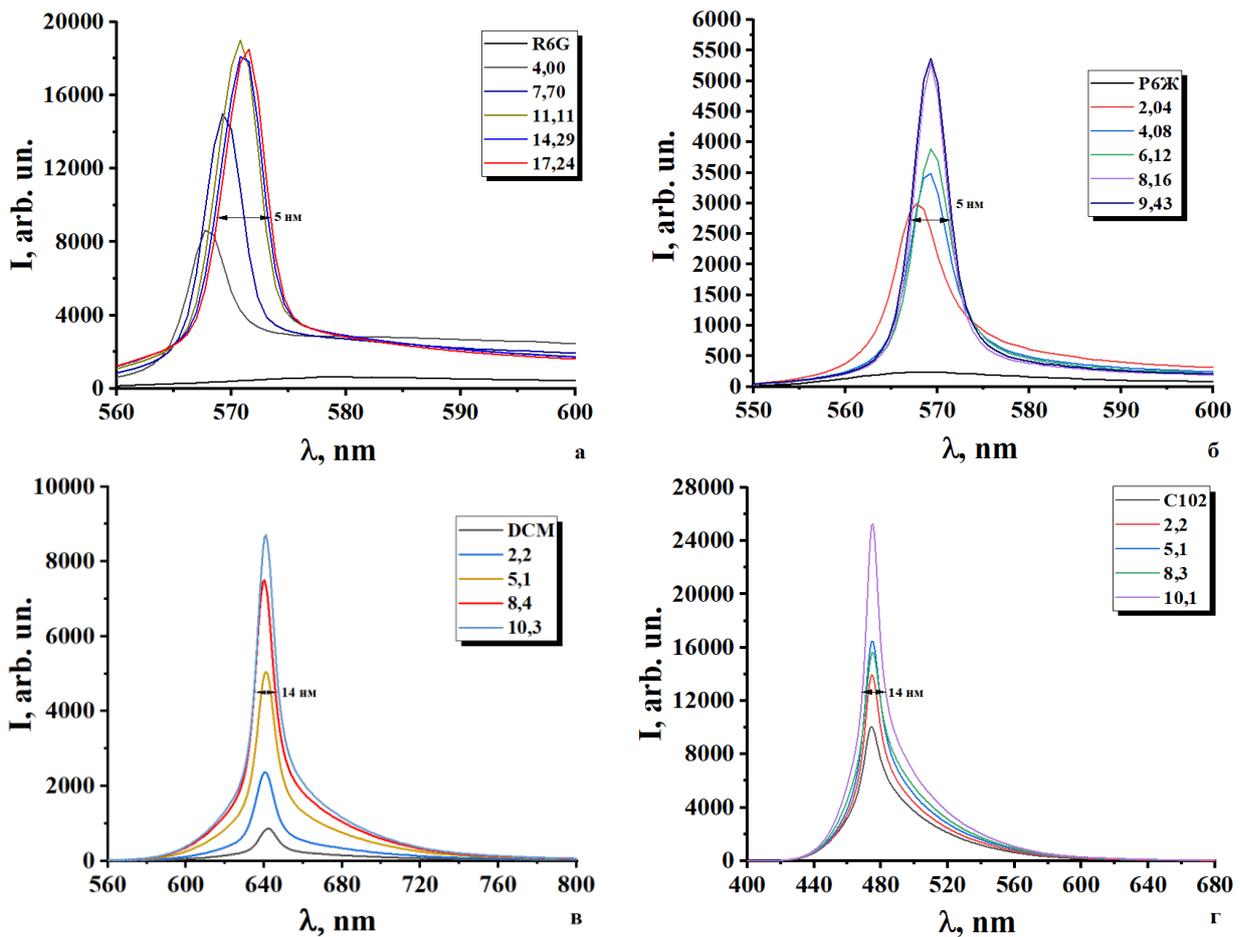


Рис. 1. Зависимость полуширины спектральной линии от массовой доли рассеивателей в суспензии при фиксированных значениях падающей лазерной накачки. **а** – для родамина 6Ж с рассеивающими наночастицами анатаза TiO_2 ; **б** – для родамина 6Ж с наночастицами ZnO ; **в** – для DCM с наночастицами TiO_2 ; **г** – для кумарина 102 с микрочастицами Al_2O_3 , на длине волны лазерной накачки 355 нм.

на основе Кумарина 102 – 355 нм (Nd:YAG лазер, 3-я гармоника). Рассеивающие частицы подбирались с минимальным собственным поглощением на длинах волн накачки и флуоресценции красителя, что подтверждалось отдельными спектрофотометрическими измерениями. Транспортные параметры среды (транспортная длина рассеяния l , транспортная длина поглощения l_a) рассчитывались на основе теории переноса излучения в диффузионном приближении, где l определяется как $l^* = 1/(\rho\sigma_s)$, а $l_a = 1/(\rho\sigma_a + \varepsilon C)$, где ρ – плотность рассеивающих частиц, σ_s и σ_a – сечения рассеяния и поглощения частицы, ε – молярный коэффициент поглощения красителя, C – его концентрация. Безразмерный параметр Бонда (B) вычислялся как $B = l^*/(l^* + l_a)$ [2]. Спектральные характеристики регистрировались с помощью спектрометра высокого разрешения.

Экспериментальные исследования выявили наличие оптимальных массовых долей рассеивающих частиц, при которых достигается минимальная полуширина спектральной линии СЛГ при фиксированных плотностях энергии накачки ($\sim 4 \cdot 10^2$ Дж/см² для Р6Ж, $\sim 1.44 \cdot 10^{-1}$ Дж/см² для DCM, $\sim 5.3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² для Кумарина 102) [3]. Минимальные наблюдаемые значения $\Delta\lambda$ составили приблизительно 5 нм для системы Р6Ж+ TiO_2 , 14 нм для DCM+ TiO_2 и 14 нм для Кумарина 102+ Al_2O_3 [4]. Для

системы Р6Ж+ZnO минимальная достигнутая $\Delta\lambda$ также составила 14 нм при массовой доле ZnO 9.43%. Полученные значения $\Delta\lambda$ существенно меньше полуширины полосы спонтанной флуоресценции соответствующих красителей, что подтверждает возникновение СЛГ. Анализ спектрального качества Q показал, что для исследованных систем оно варьируется в диапазонах: 5-6 для Р6Ж, 1-1.1 для DCM, 1.5-2 для Кумарина 102 при пороговых плотностях накачки. При увеличении интенсивности накачки выше порога и использовании оптимальных, экспериментально определенных массовых долей рассеивателей, спектральное качество для всех систем возрастает, достигая значений в диапазоне 6-10. Эта оптимизация напрямую связана с достижением условий эффективного формирования замкнутых траекторий с высокой добротностью (путем подбора l^*) и минимизацией потерь (за счет контроля l_a и предотвращения выпадения осадка). Критическим фактором, ограничивающим эффективность СЛГ при высоких массовых долях рассеивателей (>15% для TiO₂, >9% для ZnO), является снижение параметра Бонда ($B < 0.5$) и связанное с этим уменьшение средней длины свободного пробега фотона относительно размеров области усиления, что ведет к увеличению потерь на поглощение и снижению усиления в виртуальных резонаторах. Данный эффект особенно выражен в отсутствие постоянного перемешивания суспензии, приводящего к седиментации частиц и локальной неоднородности рассеивающих свойств вдоль оси накачки. Установлены предпороговые массовые доли рассеивателей, при которых наблюдается подавление индуцированной составляющей флуоресценции и отсутствие выраженного порога СЛГ. Расчетный β -фактор (доля спонтанного излучения, попадающая в лазерную моду), характеризующий степень пригодности красителя для лазерной генерации, для исследованных систем составил 0.25-0.3 [5]. Это значение хорошо согласуется с литературными данными (0.1-0.3) для органических красителей и обусловлено фундаментальными параметрами красителя: отношением сечений вынужденного излучения σ_{em} и поглощения σ_{abs} ($\beta \propto \sigma_{em}/(\sigma_{em} + \sigma_{abs})$) [6], временем жизни возбужденного состояния τ , квантовым выходом флуоресценции, а также влиянием спекл-модуляции лазерного излучения в случайной среде, которая может как способствовать, так и препятствовать формированию замкнутых траекторий с высоким усилением в зависимости от соотношения длины когерентности источника накачки и характерного размера неоднородностей. Сравнительный анализ систем показал, что наилучшие спектральные характеристики (наименьшая $\Delta\lambda$ и наибольшее Q) достигаются для Родамина 6Ж с наночастицами TiO₂ (анатаз), что объясняется оптимальным сочетанием высокого сечения вынужденного излучения Р6Ж и высокого коэффициента рассеяния TiO₂ в видимой области спектра. Использование частиц Al₂O₃ с Кумарином 102 также демонстрирует работоспособность системы, хотя и с большей $\Delta\lambda$, что частично связано с использованием микрочастиц (увеличивающих l^* по сравнению с наночастицами при той же массовой доле) и свойствами самого красителя. Система DCM+TiO₂ показала наименьшее спектральное качество вблизи порога, что может быть связано с более высокими нерадиационными потерями в этом красителе или особенностями его спектрального совпадения с рассеивателем. Ранее проведенные исследования на системе с DCM и поглощающими частицами подтвердили критическую важность

минимизации поглощения в рассеивателе – введение даже слабопоглощающих частиц приводило к существенному уширению линии (до значений, характерных для спонтанной флуоресценции) и исчезновению порога СЛГ при достижимых плотностях мощности накачки до 10^7 Вт/см² [7].

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования однозначно демонстрируют возможность эффективной генерации стохастического лазерного излучения с узкой спектральной линией в суспензиях лазерных красителей, допированных наноразмерными диэлектрическими рассеивателями с низким поглощением. Установлены и количественно определены оптимальные массовые доли рассеивающих частиц для систем на основе Родамина 6Ж, DCM и Кумарина 102, обеспечивающие минимальную полуширину линии генерации (5-14 нм) и высокое спектральное качество (до 10). Ключевыми факторами, определяющими эффективность СЛГ, являются достижение значений транспортной длины рассеяния l^* , соизмеримых с размером зоны накачки и длиной усиления красителя, минимизация транспортной длины поглощения l_a (за счет выбора не поглощающих частиц и оптимизации концентрации красителя), поддержание высокого значения параметра Бонда ($B > 0.5$) и предотвращение седиментации частиц. Определяющее влияние на спектральные характеристики оказывают фундаментальные свойства красителя, характеризующиеся β -фактором ($\sim 0.25-0.3$), и механизм спекл-модулированной обратной связи. Полученные результаты имеют важное значение для разработки новых типов перестраиваемых источников случайного лазерного излучения на жидкой основе, перспективных для применений в спектроскопии, биомедицинской визуализации и сенсорике [5], где ключевыми требованиями являются компактность, простота конструкции и возможность тонкой настройки спектральных свойств активной среды. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение влияния размера и формы рассеивающих частиц, исследование кинетики генерации в импульсном режиме и разработку стабилизированных суспензий для долговременной работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №24-22-00333).

Библиографический список

1. Wiersma D.S. // Nat. Phys. 2008. V. 4. P. 359.
2. Skipetrov S.E., Page J.H. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 064202.
3. Lepri S., Cavaleri S., Wiersma D.S. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. P. 053807.
4. Gottardo S., Sapienza R., Wiersma D.S. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 263902.
5. Polson R.C., Vardeny Z.V. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 1289.
6. Lawandy N.M., Balachandran R.M. // Nature. 1994. V. 368. P. 436.
7. Mujumdar S., Ricci M., Torre R. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 033807.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ПО ЕДИНСТВЕННОМУ СКАЛЯРНОМУ ВРЕМЕННОМУ РЯДУ СИСТЕМЫ ЕЁ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С УПРАВЛЯЮЩИМ ПАРАМЕТРОМ

П.В. Купцов^{1,2}

¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kupav@mail.ru

Одним из наиболее интересных свойств нейронных сетей является их способность к обобщению данных. Это достигается за счёт извлечения из данных особенностей и зависимостей, которые могут казаться неочевидными. В контексте реконструкции динамических систем эта способность может способствовать значительному прогрессу в разработке моделей на основе экспериментальных данных.

В данной работе мы исследуем, в какой степени нейронные сети могут воспроизводить динамические режимы системы, наблюдаемые при различных значениях управляющих параметров, когда доступен только один скалярный временной ряд этой системы [1,2,3]. Созданная в работе нейронная сеть моделирует семейство динамических систем с одним управляющим параметром. Это семейство демонстрирует поведение, соответствующее поведению исходной системы, т.е. обнаруживает её специфические режимы и бифуркационные переходы.

Это демонстрируется на примере модели физиологического нейрона на основе формализма Ходжкина-Хаксли, которая задаётся в виде системы трёх обыкновенных дифференциальных уравнений. Соответственно, исходные данные для дальнейшей реконструкции модели представляют собой единственную запись значений одной из переменных этой системы, полученную при постоянных значениях параметров численно с постоянным шагом по времени.

Реконструкция осуществляется в два этапа. Сначала обучается вариационный автокодировщик, который преобразует временной ряд в последовательность реконструированных векторов состояния. Затем они используются для обучения модели, которая строится в виде рекуррентного отображения. Полученное после обучения отображение функционирует как динамическая система с дискретным временем, имеющая один управляющий параметр. В работе продемонстрировано, что восстановленная модель способна воспроизводить динамические режимы исходной системы, включая те, которые не были продемонстрированы во время обучения.

Библиографический список

1. *Kuptsov P. V., Stankevich N. V., Bagautdinova E. R. // Chaos, Solitons & Fractals. – 2023. – Т. 167. – С. 113027.*
2. *Купцов П. В., Станкевич Н. В. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. – 2024. – Т. 32. – №. 1. – С. 72-95.*
3. *Kuptsov P. V., Stankevich N. V. // Chaos, Solitons & Fractals. – 2025. – Т. 191. – С. 115818.*

АППАРАТНАЯ СПАЙКОВАЯ НЕЙРОННАЯ СЕТЬ ИЗ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А.В. Курбако^{1,2}, Д.М. Ежов², В.И. Пономаренко^{1,2}, М.Д. Прохоров^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kurbako.sasha@mail.ru

Спайковые нейронные сети (СНС) – это биологически подобные нейронные сети, взаимодействие в которых происходит при помощи последовательности электрических импульсов, называемых спайками. СНС активно используются как для моделирования и исследования биологических нейронных сетей [1], так и для решения прикладных задач [2]. С развитием технологий стало набирать популярность создание СНС в виде аппаратных устройств. Аппаратные СНС обладают высокой энергоэффективностью, высокой скоростью работы, возможностью работы в реальном времени, возможностью параллельной обработкой данных. На данный момент аппаратные СНС также применяются для моделирования и решения прикладных задач [3-6]. Остается актуальным развитие аппаратных решений для создания и обучения СНС.

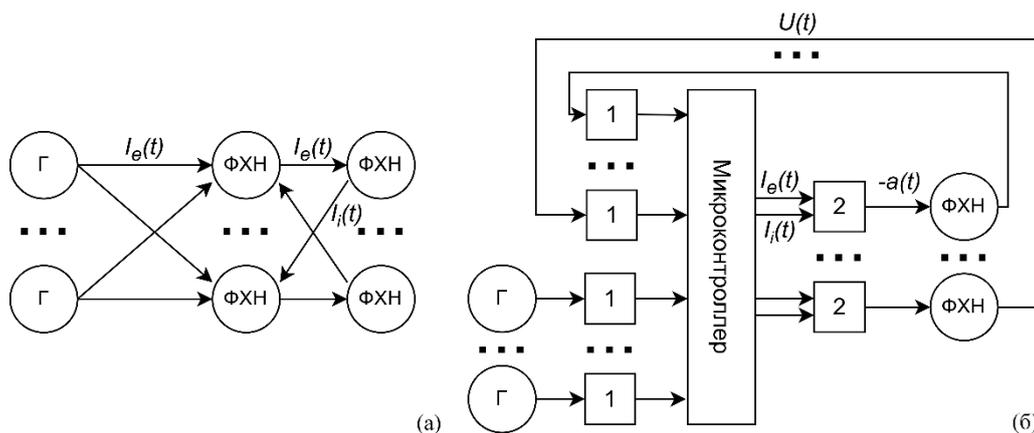


Рисунок 1. Обобщенная схема двухслойной спайковой нейронной сети на основе осциллятора ФитцХью-Нагумо. Г – нейроны первого слоя (генераторы спайков), ФХН – нейроны второго слоя (осцилляторы ФитцХью-Нагумо), 1 – схема регистрации спайков, 2 – схема интегрирующего синапса, $I_e(t)$ – спайки, приходящие на возбуждающие входы нейронов, $I_i(t)$ – спайки, приходящие на тормозные входы нейронов, $U(t)$ – мембранный потенциал. (а) – теоретическая схема, (б) – схема радиофизической экспериментальной установки.

В работе предложено аппаратное устройство на основе микроконтроллера, позволяющее создавать и проводить обучение СНС. Устройство выступает в роли обучаемых по правилу STDP (Spike-Timing-Dependent Plasticity) синапсов нейронной сети, принимая на вход пресинаптические спайки и генерируя постсинаптические спайки. Постсинаптические спайки представляют из себя прямоугольные импульсы с постоянной амплитудой и шириной, пропорциональной весу синапса, что упрощает создание аппаратных СНС на основе цифровых устройств. Алгоритм STDP и функция забывания были оптимизированы для использования в реальном

времени микроконтроллером заменой вычислений чисел с плавающей точкой операциями с целыми числами.

В качестве нейронов в аппаратной СНС были использованы модифицированные осцилляторы ФитцХью-Нагумо. Модификация заключалась в создании интегрирующего синапса, управляющего параметром возбуждения $a(t)$. Возбуждающие импульсы уменьшают значение $a(t)$, переводя осциллятор из возбуждимого режима в колебательный, вследствие чего осциллятор начинает генерировать спайки. Тормозящие импульсы наоборот, увеличивают значение $a(t)$, уменьшая вероятность генерации спайка осциллятором.

Аппаратная СНС для распознавания изображений, состояла из двух слоев: входного и выходного. Входной слой представлял из себя три сенсорных нейрона, в роли которых выступали генераторы спайков. Выходной слой состоял из двух модифицированных осцилляторов ФитцХью-Нагумо. Сеть обучалась на двух классах изображений, состоящих из трех пикселей: два белых пикселя по краям изображения и один белый пиксель по центру. Обучение проводилось следующим образом: первое изображение демонстрировалось сети в течение 7 секунд, при этом обучались только те синапсы, которые приходят на первый нейрон. Обучение второго нейрона при демонстрации второго изображения проводилось аналогичным образом.

В ходе обучения аппаратная СНС научилась распознавать два класса изображений. Предложенный подход может быть применен для обучения СНС, состоящей из большего количества аппаратных нейронов, а также могут быть использованы другие модели нейронов. Возможно создание аппаратных СНС, состоящих из большего количества слоев, с использованием разработанного устройства для обучения по правилу STDP.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00103, <https://rscf.ru/project/23-12-00103/>.

Библиографический список

1. Fu S., Yang G., Kuai X. // Comput Intell Neurosci. 2012. Vol. 2012. 946589.
2. Diehl P.U., Cook M. // Frontiers in Computational Neuroscience. 2015. Vol. 9. 00099.
3. Курбако А.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в Журнал технической физики. 2022. Т. 48. № 19. С. 43-46.
4. Навроцкая Е.В., Курбако А.В., Пономаренко В.И., Прохоров М. Д. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2024. Т. 32. № 1. С. 96-110.
5. Ежов Д.М., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2024. Т. 24. № 4. С. 429-441.
6. Kurbako A.V., Ezhov D.M., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // The European Physical Journal. Special Topics. 2025.

ДВИЖЕНИЕ КРУГОВОГО ПРОФИЛЯ В ПРИСУТСТВИЕ ДВУХ НЕПОДВИЖНЫХ ТОЧЕЧНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Е.М. Артемова¹, Д.А. Лагунов¹

¹Уральский математический центр, Удмуртский государственный университет,
Ижевск

E-mail: ldeqos23@gmail.com

В данной работе строится конечномерная модель для описания бесциркуляционного движения кругового профиля в идеальной несжимаемой жидкости, в которой имеются два неподвижных точечных источника.

На рис. 1 схематически изображена рассматриваемая система с необходимыми обозначениями.

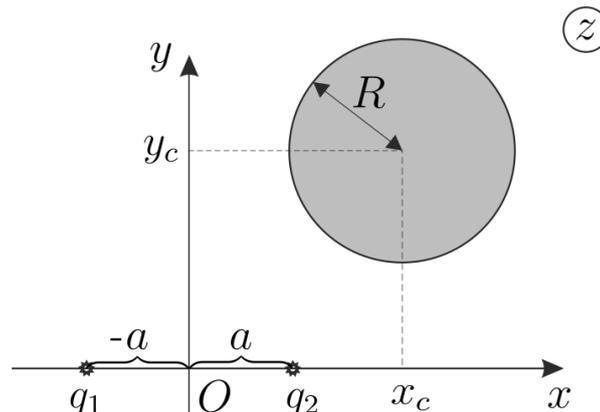


Рис. 1. Схематическое изображение системы.

Так как жидкость идеальная и несжимаемая, то для ее описания можно использовать комплексный потенциал, который для рассматриваемой системы имеет вид

$$w = -\frac{(u_1 + iu_2)R^2}{z - z_c} + \frac{q_1}{2\pi} \ln(z + a) + \frac{q_2}{2\pi} \ln(z - a) + \\ + \frac{q_1}{2\pi} \ln\left(\frac{R^2}{z - z_c} + \overline{a + z_c}\right) + \frac{q_2}{2\pi} \ln\left(\frac{R^2}{z - z_c} - \overline{a - z_c}\right),$$

где u_1 и u_2 – проекции скорости на оси Ox и Oy соответственно, R – радиус кругового профиля, q_1 и q_2 – интенсивности источников, $z_c = x_c + iy_c$ – координата центра кругового профиля.

С помощью комплексного потенциала вычисляются силы, действующие на профиль со стороны жидкости, приводятся уравнения Ньютона для движения кругового профиля. В данной работе было показано, что уравнения Ньютона можно записать в форме уравнении Лагранжа–Эйлера и получить лагранжиан, состоящий из кинетической и потенциальной энергии. Используя преобразования Лежандра удалось получить гамильтониан и гамильтонову форму уравнения. Исследуется вопрос интегрируемости системы, а также проводится поиск частных решений.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проект FEWS-2024-0007)

ДИНАМИКА ВОЛНЫ С СИЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В НЕОДНОРОДНОМ СВЕТОВОДЕ

А.С. Абрамов¹, В.А. Лапин¹, П.П. Миронов¹

¹Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт
им. С.П. Капицы
E-mail: lva2013@yandex.ru

В работе рассматривалось распространение волны, модулированной по амплитуде с сильной модуляцией по фазе в световоде с зависимостью дисперсии групповых скоростей от длины. Одним из способов получения такой волны является использование полупроводникового цилиндрического волновода, как показано в работе [1]. При этом, считая частоту столкновений свободных носителей заряда в полупроводнике стремящейся к нулю, можно показать, что волна показателя преломления GaAs определяется его эффективным значением [2]:

$$n_{eff} \approx n_0 [1 + m \cos(\Omega t - qz)] \quad (1)$$

В условиях самосинхронизированного взаимодействия ЭМ волны, распространяющейся вдоль поверхности цилиндра-модулятора с ВПЗ, реализуется глубокая фазовая модуляция введенного ЭМ излучения. В этом случае, можно получить, соотношением выражение для амплитуды модулируемого излучения на выходе из световода-модулятора [1]:

$$A_s(z=l, t) \approx \sqrt{P_n} [1 + \delta_a \cos(\Omega_a t)] \exp[-i\delta \cos(\Omega t)] \quad (2)$$

где δ_a и Ω_a – глубина и частота амплитудной модуляции соответственно. При этом исходная амплитудная модуляция полагается слабой $|\delta_a| \ll 1$, P_n – мощность насыщения. Глубину фазовой модуляции на выходе из цилиндрического волновода можно оценить из соотношения [3].

Динамика временной огибающей ВП описывается уравнением для амплитуды огибающей вида НУШ [4, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = 0 \quad (3)$$

где $\tau = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$ – параметр дисперсии групповых скоростей, R – параметр нелинейности.

В работе рассмотрена продольная зависимость дисперсии групповых скоростей:

$$d_2(z) = d_{20} \exp(-bz) \quad (4)$$

На рис. 1 приводятся результаты численного моделирования уравнения симметричным методом Фурье расщепления по компонентам (s-SSFM)[6] для модулированной волны. При этом для моделирования в работе были выбраны параметры: мощность модулированной волны $P_n = 1$ Вт, начальное значение дисперсии световода

$d_{20} = 10^{-26}$ с²/м, параметра неоднородности ДГС

$b = \frac{1}{2L} \ln(10) = \frac{1}{1000} \ln(10) \approx 2.31 \cdot 10^{-3}$ м⁻¹, параметр керровской нелинейности

$R = 10^{-2} (\text{Вт} \times \text{м})^{-1}$, $\delta_a = 0.01$ и $\Omega_a = \sqrt{2RP_n / |d_{20}|}$ – глубина и частота амплитудной модуляции, соответственно, частота фазовой модуляции входной волны $\Omega = 6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, глубина фазовой модуляции $\delta = 0; 0.1; 0.5; 1; 1.5$ – кривые (1–5).

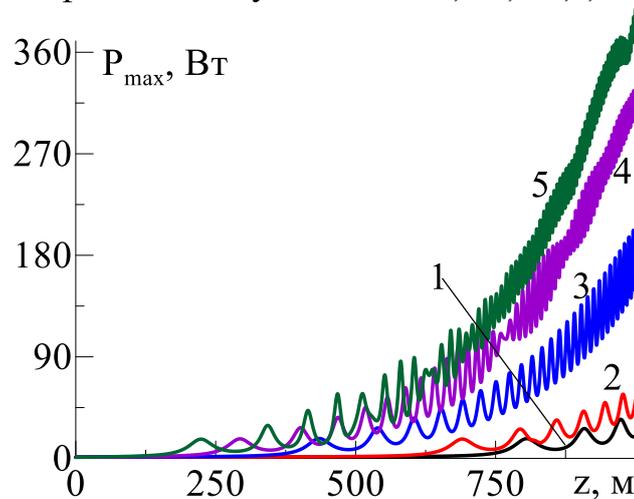


Рис. 1. Зависимости пиковой мощности сильно модулированной волны в неоднородном световоде при различных значениях параметра глубины фазовой модуляции вводимой волны $\delta = 0; 0.1; 1$ – рис. (a;b;c).

Из рис. 1 видно, что добавление фазовой модуляции волне, вводимый в световод с неоднородной по длине ДГС, оказывает значительное влияние на процесс распада непрерывной волны на ультракороткие импульсы. Так видно, что даже при небольшом значении глубины модуляции фазы $\delta = 0.1$, начинаются формироваться импульсы с заметно большей мощностью, чем при полном отсутствии фазовой модуляции. При этом видно, что с дальнейшим увеличением параметра глубины модуляции, рост пиковой мощности генерируемых импульсов довольно быстро (после $\delta > 1$) начинает выходить на насыщение.

Работа выполнена при поддержке РФФ в рамках научного проекта № 25-22-20080.

Библиографический список

1. Abramov A.S., Kadochkin A.S., et al. // Comput. Opt. 49 (2), 205 (2025).
2. Zolotovskii I.O., Korobko D.A., et al. // J. Opt. Soc. Am. B 36 (10), 2877 (2019).
3. Yariv A., Yeh P. // Photonics: optical electronics in modern communications / ed. by A. Sedra. (New York and Oxford: Oxford University Press, 2007).
4. Abramov A.S., Zolotovskii I.O., et al. // Quantum Electron. 52 (5), 459 (2022).
5. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics (Elsevier Science, 2010).
6. Zolotovskii I.O., Korobko D.A., Lapin V.A., Mironov P.P. et al. // Quantum Electron. 48 (9), 818 (2018).
7. Mahboub M. // Appl. Math. Sci. 6 (117), 5841 (2012).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СВЕТОВОДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ ДИСПЕРСИЕЙ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ

А.С. Абрамов¹, В.А. Лапин¹, П.П. Миронов¹

¹Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт
им. С.П. Капицы
E-mail: lva2013@yandex.ru

Поиск новых способов получения оптических ультракоротких импульсов (УКИ) и управления их параметрами является одной из ключевых задач современной лазерной физики. УКИ находят применение во множестве областей науки и техники [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2] делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1,3,4].

Приведенное в работе исследование базируется на модели временной огибающей волнового пакета, описываемой уравнением вида НУШ [2,5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR|A|^2 A = 0 \quad (5)$$

Выбираются следующие виды зависимости дисперсии [6]:

$$d_{2,3}(z) = d_{2,3}(0) \left\{ 1 + d_{2m,3m} \begin{cases} \sin(2\pi z / L_n + \varphi) \\ 4 / L_n \left| \left[(z + \varphi - L_n / 4) / L_n \right] - L_n / 2 \right| - d_{2,3}(0) \\ \operatorname{sgn}(\sin(2\pi z / L_n + \varphi)) \\ 2 \left((z + \varphi) / L_n - \left[1 / 2 (z + \varphi) / L_n \right] \right) \end{cases} \right\} \quad (6)$$

где L_n – период модуляции, φ – начальная фаза, m – глубина модуляции.

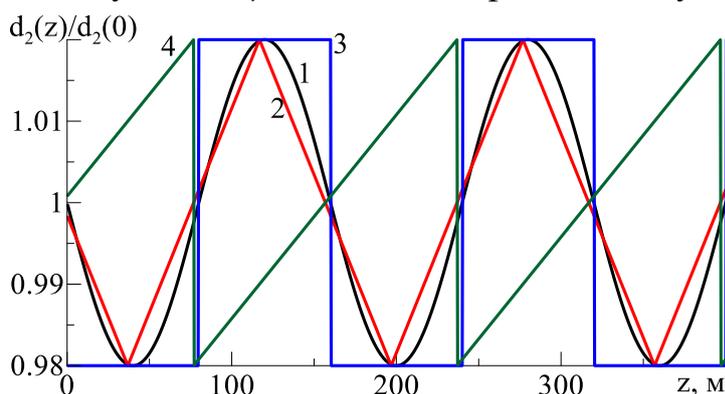


Рис. 1. Продольные зависимости нормированной на величину амплитуды дисперсии, номера кривых соответствуют зависимостям из выражения (6) сверху вниз.

Проводился анализ импульса вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau / \tau_0) \quad (7)$$

с начальными длительностью $\tau_0 = 1.16 \cdot 10^{-12}$ с, и мощностью $P_0 = 15.5$ Вт.

На рис. 2 приводятся временные профили импульсов при различных значениях продольной координаты z , полученные путем численного решения уравнения методом SSF (Фурье расщепления по физическим факторам) [2,7]. Выбраны значения параметров световода: начальные ДГС 2ого $d_{20} = -1.276 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ и 3ого $d_{30} = -7.61 \cdot 10^{-41} \text{ с}^3/\text{м}$ порядков, их глубины модуляции $d_{2m} = 0.02$ и $d_{3m} = 0.95$ период ДГС $L_n = 160 \text{ м}$, начальная фаза $\varphi = \pi$, параметр нелинейности $R = 8.2 \cdot 10^{-3} (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$.

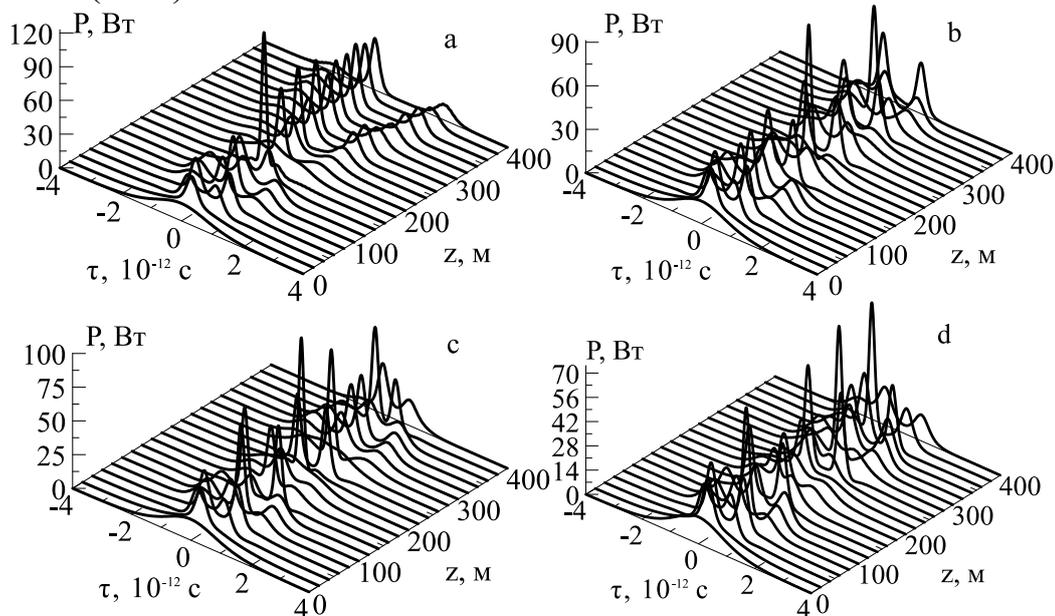


Рис. 2. Временные профили импульсов при различных значениях продольной координаты.

Из приведенных зависимостей видно, что происходящее вначале сжатие импульса сменяется его расщеплением, что может быть использовано для создания систем управления лазерным излучением. Видно при этом, что наибольшее разделение происходит при выборе синусоидального профиля дисперсии.

Работа выполнена при поддержке РФФ в рамках научного проекта № 25-22-20080.

Библиографический список

1. Reid D.T. et al. Roadmap on ultrafast optics // J. Opt. - 2016. - Vol. 18. - № 9. - P. 093006.
2. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. - Elsevier. - 2013. 648 p.
3. Kalaycioglu H. et al. High-Repetition-Rate Ultrafast Fiber Lasers for Material Processing // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. - 2018. - Vol. 24. - № 3. - P. 1–12.
4. Veisz L. et al. Laser-driven electron acceleration in plasmas with few-cycle pulses // Comptes Rendus Phys. - 2009. - Vol. 10. - № 2–3. - P. 140–147.
5. Zolotovskii I.O. et al. Generation of high frequency trains of chirped soliton-like pulses in inhomogeneous and cascaded active fiber configurations // Opt. Commun. - 2018. - Vol. 426. - P. 333–340.
6. Djob R.B., Kenfack-Jiotsa A. Modulation instability in inhomogeneous nonlinear optical fiber // Indian J. Phys. - 2024. - Vol. 98. - № 1. - P. 319–325.
7. Mahboub M. Numerical simulations of femtosecond pulse propagation in photonic crystal fibers. Comparative study of the S-SSFM and RK4IP // Appl. Math. Sci. - 2012. - Vol. 6. - № 117. - P. 5841–5850.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СТРУКТУРАХ ТИПА МАГНЕТИК/ТЯЖЁЛЫЙ МЕТАЛЛ

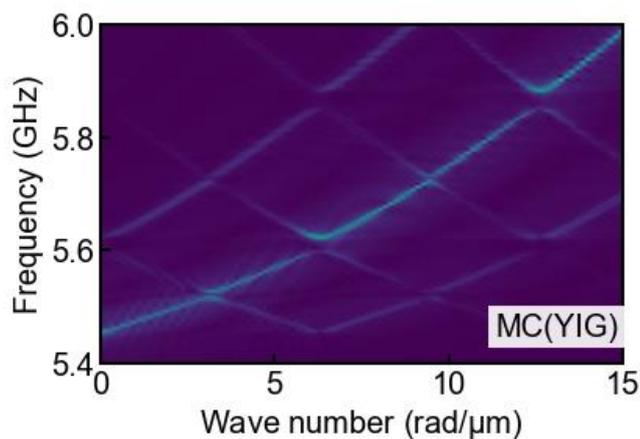
Н.Д. Лобанов¹, М.А. Морозова¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: nl_17@mail.ru

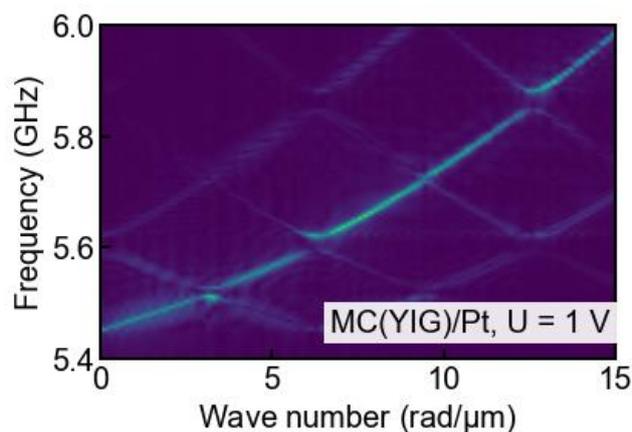
На данном этапе развития технологий происходит плавный переход от классической электроники к квантовой, поскольку полупроводниковые технологии всё ближе к квантовым пределам. Собственно, для улучшения характеристик электронных устройств нового поколения стали исследовать квантовую электронику, в частности магнонику [1] и спинтронику [2, 3]. Магноника, как и спинтроника призваны улучшить показатели энергоэффективности за счет передачи информационного сигнала за счёт взаимодействия спинов заряженных частиц, а не движения частиц, как это происходит в классической электронике.

В данной работе интересно было промоделировать и исследовать спин-волновые процессы в бислоях железо-иттриевый гранат (YIG)/платина (Pt), пермаллой (Py)/ Pt. Также интересно было исследовать, что будет происходить с запрещенными зонами в слоистой структуре магнонный кристалл (MC)/Pt. Для данной работы мы брали магнонный кристалл в виде плёнки из YIG с периодической системой прямоугольных канавок.

Основной интерес заключается в том, как спиновый ток, возникающий из-за спинового эффекта Холла [4, 5] будет влиять на слои разных магнетиков. А интересно это, поскольку в зависимости от полярности напряжения будет происходить либо усиление, либо ослабление трансверсальной компоненты спиновой волны в магнетиках.



(a)



(б)

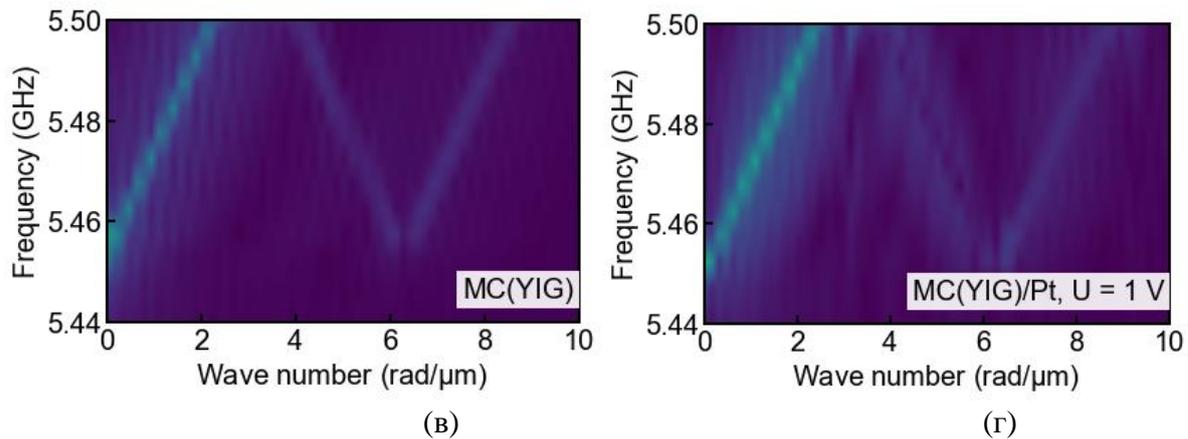


Рис. 1 Дисперсионные характеристики для слоя (а) МС(YIG), (б) МС(YIG)/Pt при напряжении равном 1 В, (в) увеличенный фрагмент (а), (г) увеличенный фрагмент (б).

На Рис. 1 рассмотрены случаи для одиночного слоя МС и для МС/Pt при напряжении 1 В, на (в, г) проиллюстрированы увеличенные фрагменты (а, б). Из увеличенных фрагментов на Рис. 1(в, г) видно, что частота возбуждения поверхностных спиновых волн расположена ниже для двухслойки МС/Pt. То есть все запрещенные зоны тоже смещены вниз по частоте в случае положительной полярности напряжения на дисперсионных характеристиках.

Рассматриваемая структура позволяет расширить возможности устройств, основанных только на принципах магноники и дополнить их элементами из спинтроники. Такие устройства могут позволить эффективнее управлять запрещенными зонами и улучшить технологии создания СВЧ-фильтров.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027).

Библиографический список

1. Han X., Wu H., Zhang T. //Applied Physics Letters. 2024. V. 125. №. 2. P. 020501.
2. Bader S. D., Parkin S. S. P. //Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2010. V. 1. №. 1. P. 71-88.
3. Guo Z. et al. //Proceedings of the IEEE. 2021. V. 109. №. 8. P. 1398-1417.
4. Sinova J. et al. //Reviews of modern physics. 2015. V. 87. №. 4. P. 1213-1260.
5. Wang X. et al. //Physical Review Applied. 2022. V. 18. №. 2. P. 024080.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ СИГНАЛОВ В ЖИГ-СТРУКТУРЕ С КРЕСТООБРАЗНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ ВОЛНОВОДОВ И ЦЕНТРАЛЬНЫМ КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

А.А. Манышева¹, К.Е. Жумабекова¹, Н.Ю. Яснев¹,
А.В. Садовников¹

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: aamsgtaam2006@gmail.com*

Железо-иттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ) — это материал, обладающий исключительными магнитными и волновыми характеристиками, что делает его одним из наиболее перспективных объектов для изучения. Этот ферромагнитный диэлектрик обладает исключительно низким затуханием спиновых волн (СВ) ($\alpha \sim 10^{-4}$), что делает его идеальным для изучения процессов распространения и взаимодействия магнонов, в том числе на квантовом уровне [1]. Кристаллическая структура ЖИГ обеспечивает высокую анизотропию магнитных свойств, которые могут эффективно управляться внешним магнитным полем. ЖИГ активно используется для создания устройств пространственно-частотной фильтрации сигналов [2, 3], в том числе интерферометров на основе нерегулярных микроволноводов [4].

В настоящей работе рассмотрена структура, образованная системой ортогональных ЖИГ микроволноводов с включенным в нее кольцевым резонатором [5]. Резонатор имел форму замкнутого контура, длина и ширина которого составляли 900 мкм. Контур окружён четырьмя ортогонально расположенными ЖИГ микроволноводами (шириной 300 мкм, длиной 4000 мкм каждый), образующими крестообразную конфигурацию (рис. 1а). Толщина всех элементов составляет 10 мкм. Такая геометрия позволяет изучать как прямое распространение спиновых волн вдоль прямолинейных волноведущих частей структуры, так и их резонансное взаимодействие с кольцевым элементом [6]. При этом эффекты управляемой интерференции СВ могут наблюдаться при изменении величины намагниченности центрального микрорезонатора.

Исследование проводилось с использованием микромагнитного моделирования в программном пакете MuMax3, позволяющем учитывать все основные взаимодействия в материалах [7].

В работе исследовано влияние ориентации внешнего магнитного поля на перераспределение мощности СВ в области выходных терминалов структуры. Для каждого направления поля (вдоль осей волноводов и под углами 15° относительно осей) проводился анализ карт распределения фазы колебаний намагниченности (рис. 1б). Также проводилось сравнение поведения системы с кольцевым резонатором и без него. В последнем случае исследовалась простая крестообразная структура из четырех волноводов. Это позволило выделить специфические эффекты, связанные именно с наличием кольцевого элемента, а именно появление новых каналов перераспределения энергии между волноводами.

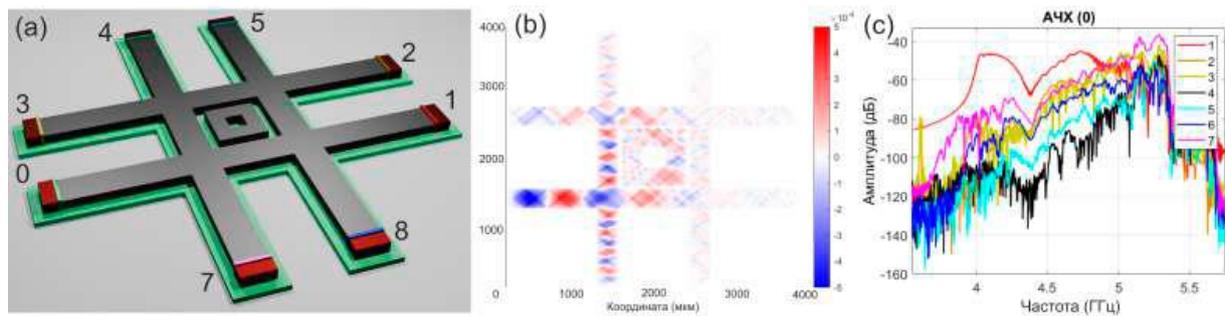


Рис. 1: (а)Схема структуры; (б) Распространение сигнала на частоте $f = 5.3$ GHz при возбуждении терминала 0; (с) амплитудно-частотная характеристика на каждом из выходов структуры при $H = 1.2$ кОе.

Основное внимание в работе уделено изучению особенностей распространения спиновых волн в частотном диапазоне 3.8-5.8 ГГц (рис. 1с), с акцентом на три ключевых аспекта: во-первых, исследование частотной зависимости коэффициента передачи между различными плечами крестообразной структуры, что позволяет определить эффективность каналов распространения сигналов; во-вторых, анализ влияния направления внешнего магнитного поля на общее поведение системы, включая изменение режимов распространения; в-третьих, изучение резонансных явлений в кольцевом элементе и их влияния на систему. Такой комплексный подход позволил выявить взаимосвязь между геометрией структуры, параметрами внешнего поля и особенностями распространения спиновых волн. Это открывает новые возможности для создания магнонных логических элементов. Также показана перспективность использования подобных структур в реконфигурируемых фильтрах и мультиплексорах СВЧ-диапазона.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (No 23-79-30027).

Библиографический список

1. *Pal P. K., Mondal* Using magnons as a quantum technology platform: a perspective // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2024. – Т. 36. – №. 44. – С. 441502.
2. *Flebus B. et al.* The 2024 magnonics roadmap // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2024. – Т. 36. – №. 36. – С. 363501.
3. *Barman A. et al.* The 2021 magnonics roadmap // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2021. – Т. 33. – №. 41. – С. 413001.
4. *Martyshkin A. A., Sadovnikov A. V.* Magnonic demultiplexer-switch based on the cluster of coupled ferrimagnetic Mach–Zehnder interferometers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2024. – Т. 595. – С. 171644.
5. *Odintsov S. A. et al.* Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // *Physical Review Applied*. – 2024. – Т. 22. – №. 1. – С. 014042.
6. *Martyshkin A. A., Sheshukova S. E., Sadovnikov A. V.* Nonlinear magnonic coupler using backpropagating surface spin waves // *Applied Physics Letters*. – 2024. – Т. 124. – №. 9.
7. *Vansteenkiste A. et al.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. Vol. 4. No. 10. p.107133

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ ПОПЕРЕЧНО-ОГРАНИЧЕННЫХ МИКРОВОЛНОВОДАХ

А.А. Мартышкин¹, А.В. Садовников¹

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: aamartyshkin@gmail.com*

В последние десятилетия значительно возрос интерес к использованию спиновых волн (СВ) в качестве носителей информации. Важным преимуществом устройств, работающих на спиновых волнах, являются низкий уровень энергопотребления, широкий частотный диапазон от МГц до ТГц, отсутствие джоулевого нагрева. Особое внимание уделяется разработке элементов магнитных сетей (МНС), в которых передача и обработка сигналов осуществляется за счёт возбуждения и управления СВ в микронных и субмикронных магнитных структурах [1]. Благодаря успехам в технологиях формирования тонкоплёночных магнитных структур и прецизионной литографии стало возможным создавать планарные магнитные волноводы и интегрировать их в сложные топологии, аналогичные полупроводниковым логическим схемам [2,3]. Такие магнитные устройства демонстрируют функционирование элементов логики (AND, OR, NOT, XOR), фильтрации, мультиплексирования и перенаправления сигнала [4]. Основным ограничением на пути создания МНС остаётся затухание СВ, приводящее к снижению эффективности передачи сигнала на больших расстояниях. Использование плёнок железо-иттриевого граната (YIG, ЖИГ), обладающих рекордно низкими потерями, позволяет реализовать спин-волновой транспорт на расстояниях до нескольких миллиметров. Тем не менее, характерные длины волн и габариты волноводов требуют альтернативных подходов к миниатюризации и плотной интеграции. Одним из таких подходов является расширение архитектуры МНС в третье измерение. Реализация трёхмерных (3D) структур открывает возможность значительного увеличения плотности размещения функциональных элементов и сокращения длины межсоединений [5].

В настоящей работе рассматриваются нерегулярные микроволноводы, сформированные на основе соединения тонкоплёночных ферромагнитных структур в двух вариантах: планарной и трёхмерной конфигурациях (рис. 1а-б). В первом случае реализована Г-образная структура, в которой два волноводных плеча соединены в одной плоскости под прямым углом. Второй волновод выполнен путём трехмерного ортогонального сочленения тонких магнитных плёнок обеспечивающую пространственную маршрутизацию сигнала. Были исследованы частотные спектры собственных колебаний в сочленённых структурах, а также пространственные распределения интенсивности спин-волнового сигнала при различных условиях возбуждения (рис. 1в-г). Особое внимание уделялось влиянию геометрических параметров - ширины и толщины волноводов, размеров области сочленения, а также конфигурации перехода между уровнями — на характеристики передаваемого сигнала.

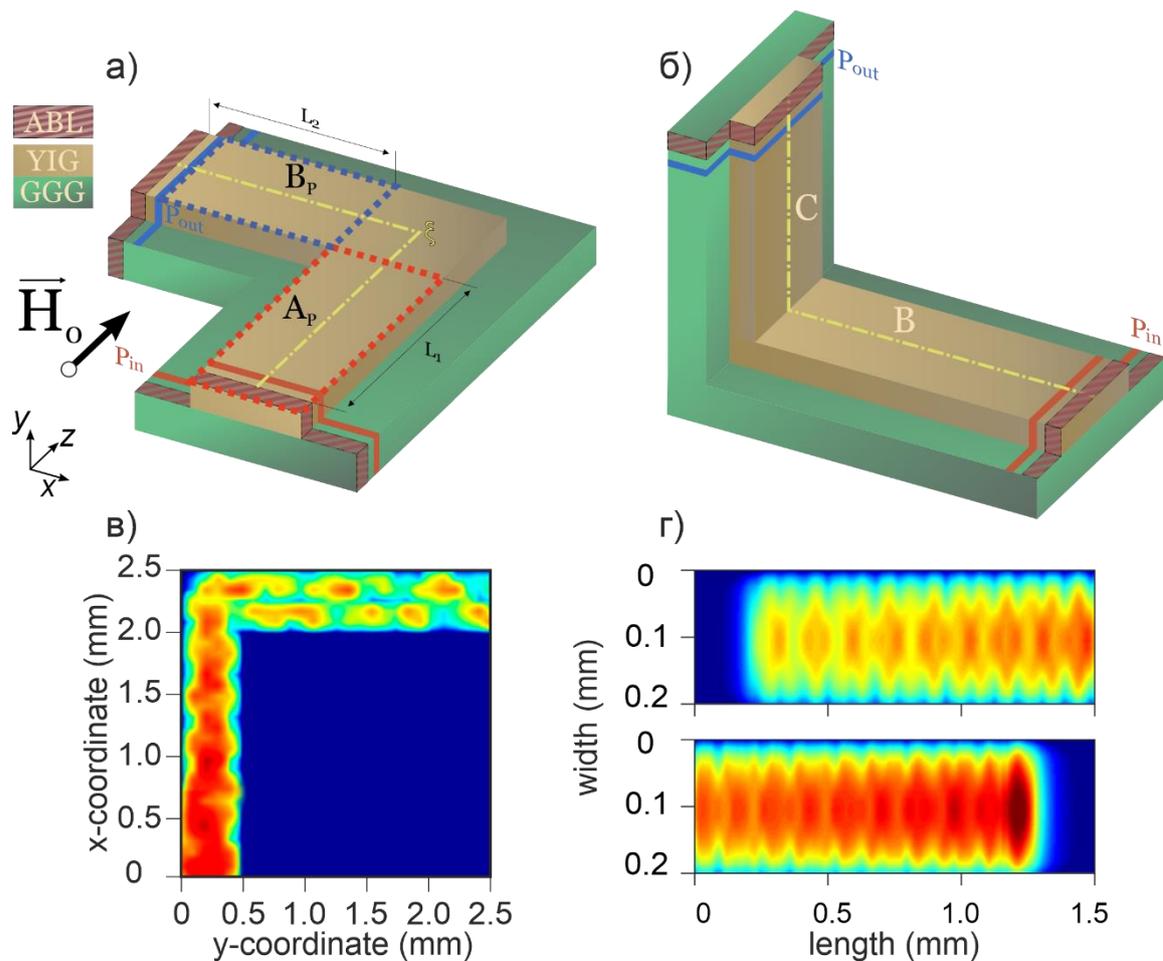


Рис. 1. Схематические изображения нерегулярных микроволноводов в планарной (а) и трехмерной (б) конфигурации. Карты интенсивности спин-волнового сигнала в планарном (в) и трехмерном (г) микроволноводах.

Полученные результаты демонстрируют, что нерегулярные сочленённые магнетонные волноводы позволяют эффективно управлять распространением спиновых волн за счёт геометрических параметров структуры. Такие элементы могут использоваться в качестве направленных межсоединений и частотно-селективных блоков в многослойных магнетонных схемах, предназначенных для обработки сигналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 23-79-30027.

Библиографический список

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001.
2. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Т. 43. – №. 26. – С. 264005.
3. *Fernández-Pacheco A. et al.* Three-dimensional nanomagnetism // Nature communications. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 15756.
4. *Imre A. et al.* Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata // Science. – 2006. – Т. 311. – №. 5758. – С. 205-208.
5. *Martyshkin A. A., Davies C. S., Sadovnikov A. V.* Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes // Physical Review Applied. – 2022. – Т. 18. – №. 6. – С. 064093.

НИЗКОПОРОГОВЫЙ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЖЕЛОБА С АКТИВНЫМ ГРАФЕНОМ

К.В. Машинский, В.В. Попов, М.Ю. Морозов

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: konstantin-m92@yandex.ru

Терагерцовые (ТГц) лазеры востребованы в системах визуализации, медицинской диагностике и системах мониторинга [1]. Графен – двумерный материал с уникальными свойствами, такими как нулевая ширина запрещенной зоны и линейный энергетический спектр носителей заряда [2]. Возможность создания в инвертированном графене отрицательной проводимости в ТГц диапазоне [3], привела к появлению первых концепций ТГц графеновых лазеров и плазмонных усилителей [4,5].

В данной работе теоретически исследуется лазерная генерация ТГц излучения в металло-диэлектрическом желобе с активным (с инверсным распределением носителей заряда) графеном (рис. 1а). Графен нанесен на диэлектрическую подложку толщиной d , расположенную на дне прямоугольного металлического желоба ширины L и бесконечной глубины (в используемой теоретической модели). Таким образом, над графеном вертикально расположен полый плоскопараллельный металлический волновод. Поперечно-электрическая (ТЕ) мода низшего порядка плоскопараллельного металлического волновода (имеющая ненулевые компоненты поля E_x , H_y , H_z) нормально падает на дно желоба и усиливается при взаимодействии с активным графеном.

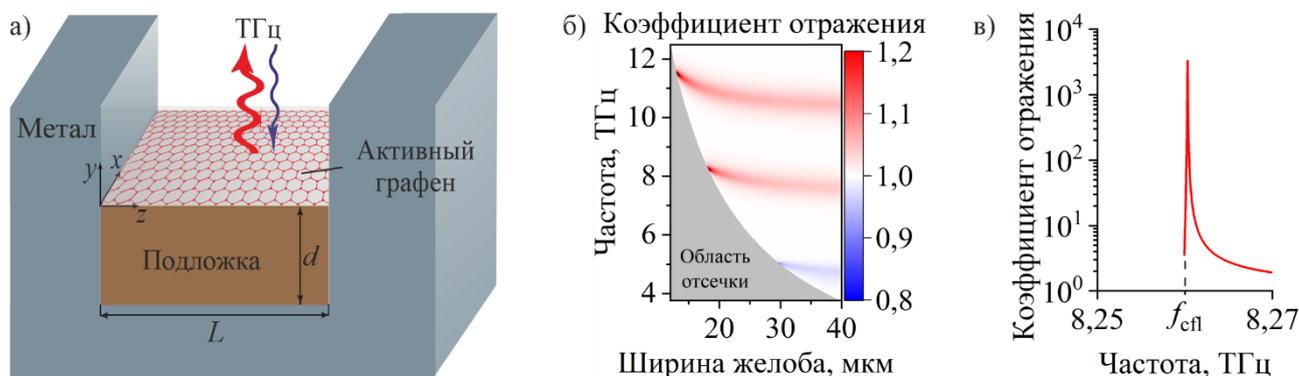


Рис. 1. а) Схематическое изображение исследуемой структуры. б) Зависимость спектра коэффициента отражения ТГц волны от ширины желоба при толщине подложки $d = 23$ мкм. Серым цветом обозначена область частот ниже отсечки нижней ТЕ моды плоскопараллельного металлического волновода. в) Спектр коэффициента отражения ТГц волны при ширине желоба $L = 18,3$ мкм и толщине подложки $d = 23$ мкм (лазерный резонанс вблизи частоты отсечки $f_{с1} = 8,26$ ТГц).

На рис. 1б представлен спектр отражения падающей на структуру ТГц волны в зависимости от ширины желоба при толщине подложки $d = 23$ мкм, демонстрирующий три резонанса Фабри-Перо по толщине подложки, при значениях квазиэнергии Ферми 35 мэВ и времени релаксации импульса носителей заряда в графене 0,3 пс [6]. В области положительной действительной части проводимости графена

(на частотах ниже 5 ТГц при используемых величинах параметров) энергия падающей волны поглощается (см. синий лепесток низшего резонанса Фабри-Перо на рис. 1б). Лазерная генерация ТГц излучения возникает в области отрицательной действительной части проводимости графена (на частотах от 5 до 33 ТГц при используемых величинах параметров) вблизи частоты отсечки падающей ТГц волны при возбуждении резонанса Фабри-Перо по толщине диэлектрической подложки (см. темно бардовые точки вблизи отсечки на красных лепестках на рис. 1б). На рис. 1в представлен лазерный резонанс при фиксированной ширине желоба $L = 18,3$ мкм и толщине подложки $d = 23$ мкм вблизи частоты отсечки низшего лазерного резонанса Фабри-Перо по толщине подложки $f_{\text{сф}} = 8,26$ ТГц.

Таким образом, теоретически изучена ТГц лазерная генерация в металло-диэлектрическом желобе с активным графеном при реалистичных значениях квазиэнергии Ферми и времени релаксации импульса носителей заряда в графене. Полученные результаты могут быть использованы для создания низкопорогового ТГц графенового лазера.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 24-22-00114).

Библиографический список

1. Li X., Li J., Li Y., Ozcan A., Jarrahi M. // Light Sci. Appl. 2023. V. 12 P. 233.
2. Novoselov K.S., Falko V.I., Colombo L., Gellert P.R., et al. // Nat. 2012. V. 490. P. 192.
3. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 083114.
4. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Ryzhii M., et.al. // Appl. Phys. Express. 2009. V. 2. P. 092301.
5. Popov V.V., Polischuk O.V., Davoyan A.R. et.al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 195437.
6. Orlita M., Faugeras C., Plochocka P., et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 267601.

КАСКАДНАЯ СЕЛЕКЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

В.А. Мошков, А.А. Грачев, А.В. Садовников

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: moshkovva2003@gmail.com

В последнее время исследования ферромагнитных структур, особенно на микро- и наноуровне, стали занимать одну из ключевых позиций для развития современных технологий микро- и наноэлектроники. Возникла новая область микроэлектроники — спинтроника, благодаря важным научным результатам, имеющим потенциал для создания элементной базы на новых физических принципах. В настоящее время спинтроника является активно развивающейся областью электроники, в которой, в частности, изучаются процессы переноса магнитного момента или спина электрическим током в структурах, содержащих магнитные материалы. Перенос магнитного момента может осуществляться также с помощью магнонов или спиновых волн в магнитных металлах и диэлектриках. В связи с этим, возникло такое научное направление, как магноника — область спинтроники, изучающая физические свойства спиновых волн в магнитных микро- и наноструктурах [1-4]

В данной работе рассматривается сложная магнонная структура, представляющая собой микроволновод с множеством боковых ответвлений, пространственно распределённых вдоль основной линии передачи сигнала. Конфигурация включает центральный резонатор прямоугольной формы, к которому примыкают несколько каналов вывода сигнала, ориентированных в разных направлениях. Все элементы структуры изготовлены из железо-иттриевого граната (YIG), размещённого на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG), что обеспечивает минимальные потери при распространении спиновых волн. Ширина центральной области составляет 500 мкм, ширина боковых каналов — от 250 до 500 мкм. Толщина магнитного слоя составляет 10 мкм. Структура дополнена входной и множеством выходных микрополосковых антенн, размещённых на концах волноводов, что позволяет регистрировать распределение сигнала по выходам. Наружное магнитное поле величиной $H = 1200$ Э направлено под углом к оси волновода, обеспечивая возбуждение поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) и возможность пространственного разделения мод. Для минимизации отражений от краёв волноводов в процессе моделирования применялись идеально согласованные слои (PML). Расчёты показали, что геометрическая асимметрия структуры, а также угол наклона магнитного поля, приводят к избирательной фильтрации сигнала, при которой каждая выходная линия пропускает определённую частотную моду. Такая архитектура позволяет реализовать функциональные элементы с многоканальной селекцией сигналов и управляемыми характеристиками передачи.

Численное моделирование проводилось в программе *mitax3* [5]. Этот программный пакет, основанный на методе конечных разностей, используется для решения временных и пространственных задач, связанных с распространением спиновой волны в структурах. Для этого структура разбивается на сетку, в каждом узле которой решается уравнение Ландау-Лившица-Гилберта. В результате численного

моделирования были получены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) спиновой волны. Для получения АЧХ спиновых волн сигнал подавался на структуру на входную антенну p_{in} и фиксировались значения амплитуд намагниченности в выходных антенн p_1 - p_5 . Обработка результатов микромагнитного моделирования проводилась в программе MATLAB. С помощью двумерного преобразования Фурье строились амплитудно-частотные характеристики для различных параметров системы.

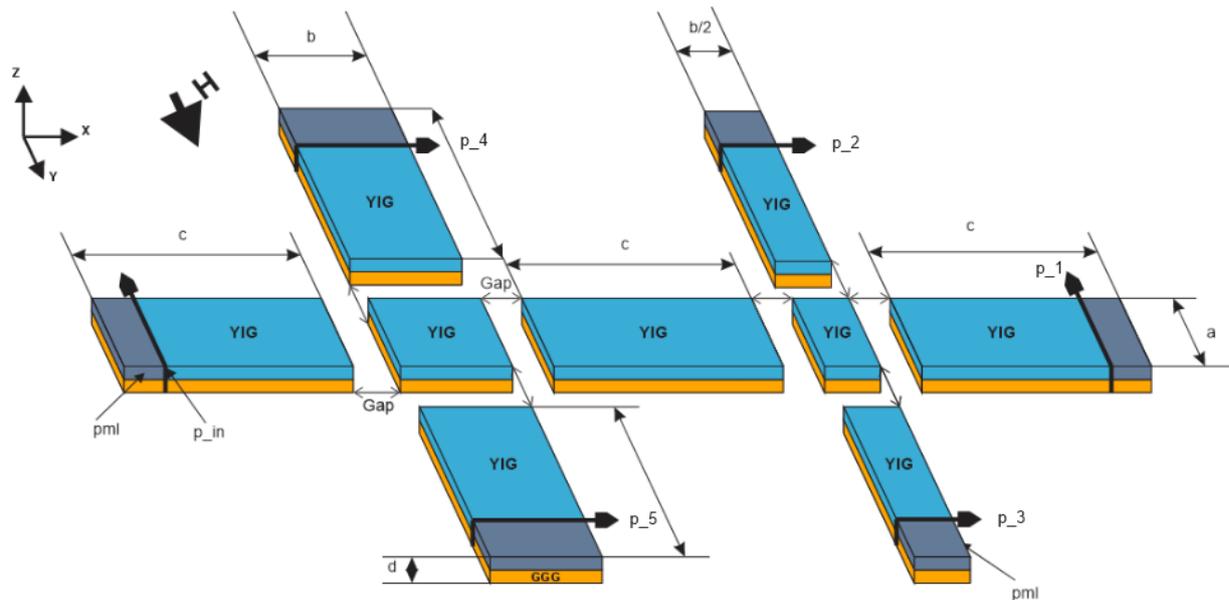


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

На рис. 2 показаны АЧХ для структуры, продемонстрированной на рис. 1 в диапазоне частот 5-6 ГГц полученные с выходных антенн p_1 - p_5 . При этом поле было отклонено на 15° от оси. Видно, что каждый выходной канал формирует индивидуальный резонансный отклик, что свидетельствует о пространственной селекции сигнала по частоте. Наблюдаются выраженные резонансные пики различной амплитуды и положения, соответствующие направлению энергии в конкретные ответвления, что подтверждает эффективность управления распределением сигнала в структуре за счёт ориентации магнитного поля.

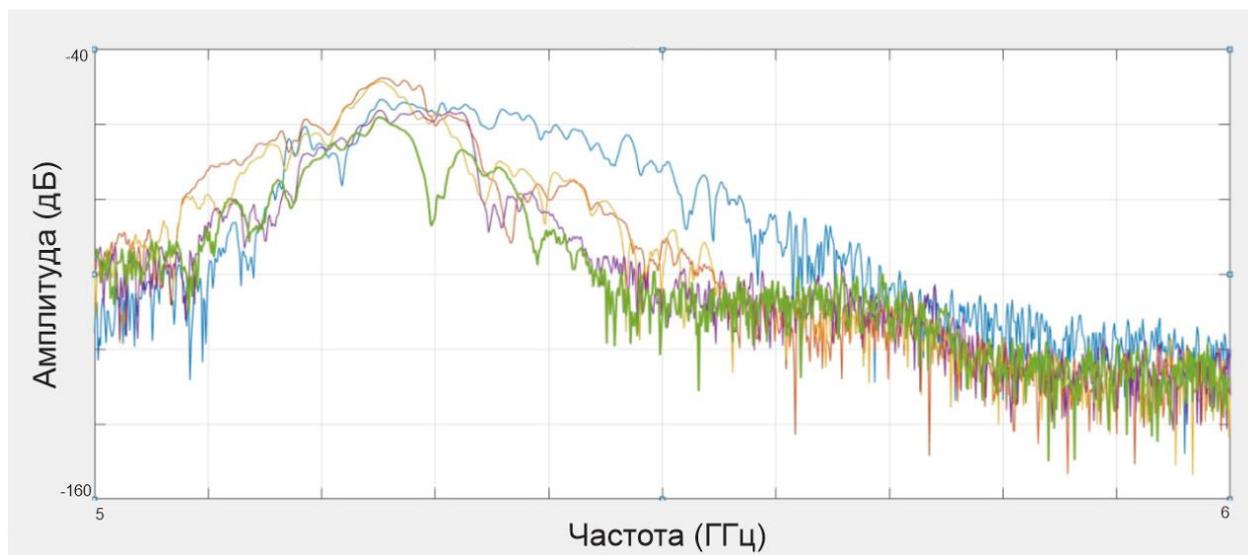


Рисунок 2 – АЧХ каскадного фильтра с центральным резонатором в 500 мкм и отклонением поля в 15 градусов. Где синим - выход с антенны p_1 , оранжевым - выход с антенны p_2 , жёлтым - выход с антенны p_3 , зелёным - выход с антенны p_4 , фиолетовым - выход с антенны p_5 .

Для подтверждения пространственной селекции сигналов и анализа распределения намагниченности в разных выходных каналах было проведено моделирование динамики спиновых волн при подаче сигнала на входную антенну. Полученные карты распределения намагниченности представлены на рисунке 3. Видно, что каждый выходной волновод формирует собственную пространственную моду, отличающуюся как по направлению, так и по интенсивности, что подтверждает частотно-пространственную фильтрацию сигнала в каскадной структуре.

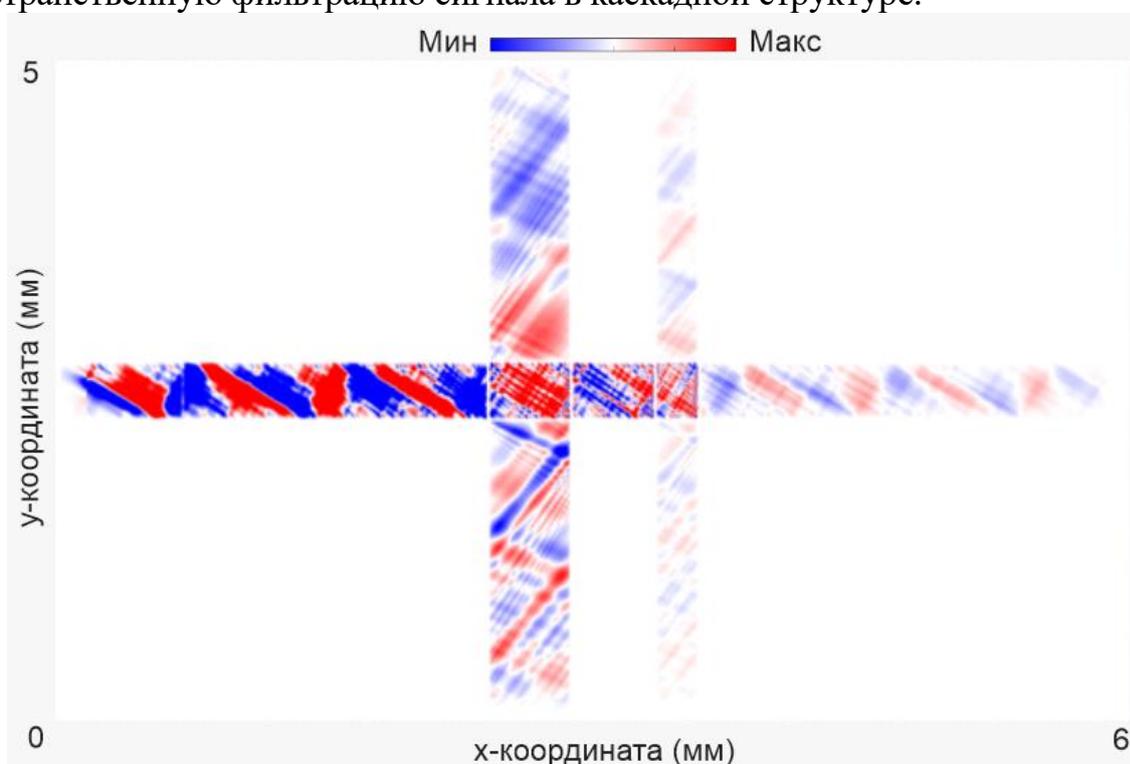


Рисунок 3 – Пространственное распределение намагниченности в структуре каскадного фильтра с центральным резонатором в 500 мкм и отклонением поля в 15 градусов.

Проведённый численный анализ показал, что каскадная структура на основе железо-иттриевого граната обеспечивает эффективную пространственно-частотную селекцию спиновых волн. За счёт варьирования геометрических параметров и ориентации внешнего магнитного поля возможно управлять как направлением, так и спектральным составом выходного сигнала. Полученные распределения намагниченности и амплитудно-частотные характеристики подтверждают наличие выраженных резонансных мод в отдельных выходных каналах. Эти результаты демонстрируют потенциал предложенной структуры для применения в составе многоканальных магнонных фильтров, селекторов и функциональных элементов магнонной логики в СВЧ-диапазоне.

Работа выполнена в рамках выполнения проекта РНФ 20-79-10191.

Библиографический список

1. *B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Münzenberg* // *Physics Reports*. 2011. V. 4. Pp.107-136.
2. *A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Hillebrands* // *Nature Physics*. 2015. V. 11. P. 453.
3. *Vogt K., Fradin F. Y., Pearson J. E., T. Sebastian, Bader S. D., Hillebrands B., Hoffmann A., and Schultheiss H.* // *Nature communications*. 2014. V5(1), Pp.1–5
4. *A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov* // *Appl. Phys. Lett.* 2024. V. 124, P. 162406.
5. *Vansteenkiste A., Van de Wiele B.* *MuMax: Journal of Magnetism and Magnetic Materials* // 2011. V. 323.

РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ ДЛЯ МИНИАТЮРНОЙ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Д.А. Ножкин^{1,2}, Р.А. Торгашов^{1,2}, Д.А. Бессонов^{1,3}, И.А. Навроцкий^{1,3},
Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

ЗАО «НПП «Алмаз»

E-mail: dmitrynozhkin14@gmail.com

Одним из наименее освоенных диапазонов электромагнитного излучения на данный момент является миллиметровый или субтерагерцевый диапазон частот. Перспективным прибором для работы в данном диапазоне является такой вакуумный СВЧ-усилитель, как лампа бегущей волны (ЛБВ), которая способна обеспечить как высокую выходную мощность, так и широкую полосу усиливаемых частот [1].

Одним из ключевых элементов ЛБВ является электронная пушка – устройство, формирующее электронный пучок с необходимыми характеристиками [2]. Электронная пушка состоит из катода, с которого происходит эмиссия электронов, фокусирующих электродов, служащих для формирования заданной формы пучка и траекторий частиц, а также анода, являющегося ускоряющим электродом пушки. Для применения в миниатюрных ЛБВ суб-ТГц диапазона необходимы электронные пучки с током порядка 100 мА и с характерной толщиной порядка сотен микрометров.

В данной работе представлены результаты разработки электронной пушки, формирующей цилиндрический пучок током ~100-150 мА при ускоряющих напряжениях не более 15 кВ. Численное моделирование рабочих режимов пушки проводилось с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Исследуемая конструкция пушки содержит катод диаметром 1.26 мм, набор фокусирующих электродов, состоящий из трех пластин – диафрагм с различным диаметром, находящихся под потенциалом катода, а также анод с выходным отверстием диаметром 0.33 мм [3].

В результате были показано, что исследуемая конфигурация пушки позволяет сформировать электронный пучок диаметром 0.26 мм на выходе из анодного отверстия. Были построены вольтамперные характеристики (ВАХ) электронной пушки при различных значениях напряжения анода до 15 кВ (рис. 1а). При этом ток пучка составляет 80-150 мА при анодном напряжении 10-15 кВ. Средняя плотность тока по сечению пучка на выходе из электронной пушки составляет примерно 200 А/см² при плотности тока на катоде 8 А/см². Компрессия пучка по площади составляет примерно 25 единиц.

Отметим, что численное моделирование проводилось как для упрощенной аксиально-симметричной двумерной модели пушки с граничным условием эмиссии, определяемой законом степени 3/2, так и для трехмерной модели с условием термоэлектронной эмиссии на поверхности катода, учитывающей разброс электронов по скоростям и углам эмиссии. Показано, что в случае трехмерного моделирования электронный пучок обладает несколько бóльшим радиусом, а также при этом наблюдается небольшое токооседание на аноде величиной 15-25 мА.

На основе предложенной модели была разработана конструкция пушки для сборки с учетом элементов крепления электродов пушки и катода. Проведено изготовление отдельных компонентов пушки с использованием технологии импульсной лазерной микрообработки. Фокусирующие электроды и анод изготовлены из молибденовых пластин толщиной 150 мкм, катод – из гексаборида лантана. После изготовления конструктивных элементов была проведена сборка макета. На рис. 1б приведены фотографии изготовленного макета. На данный момент происходит отработка технологии сборки и вакуумирования для дальнейшего экспериментального исследования ВАХ.

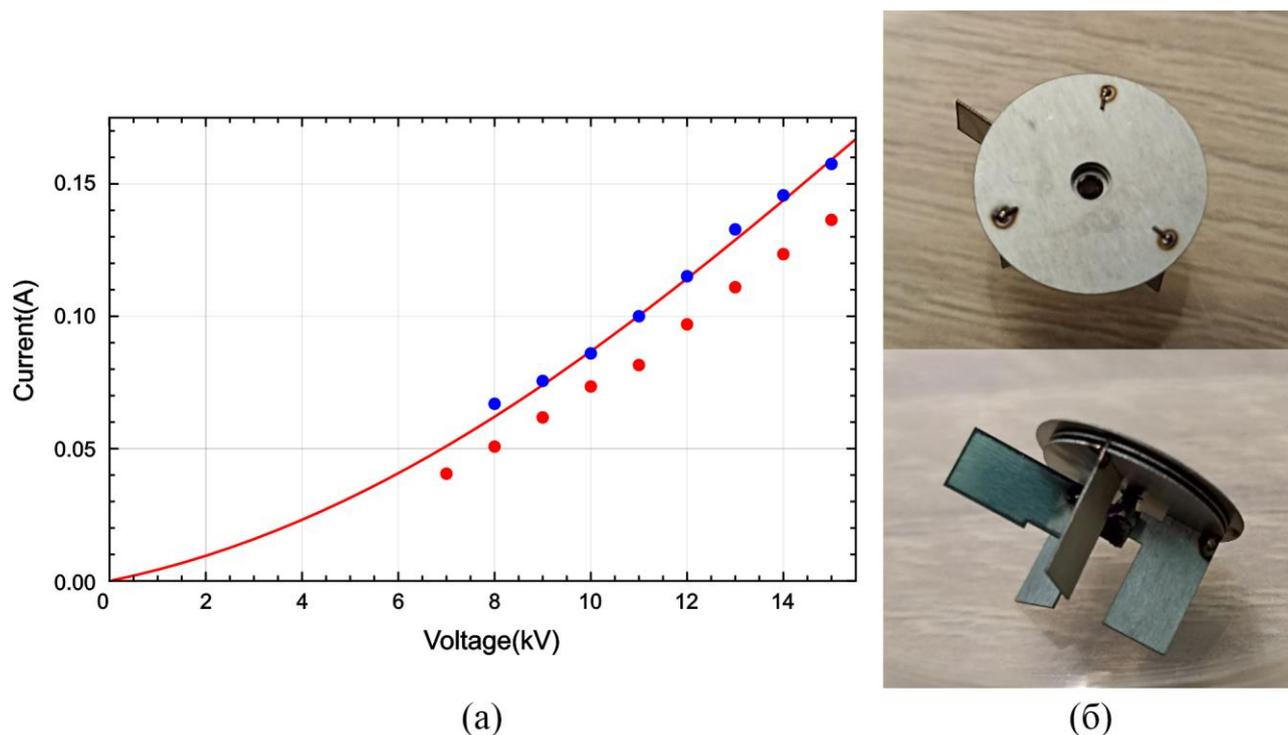


Рис. 1. (а) – ВАХ электронной пушки (красная линия - двумерное моделирование, синие точки – полный ток с катода, красные точки – прошедший ток в случае трехмерного моделирования), (б) – фотографии изготовленной электронной пушки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00181-П).

Библиографический список

1. Григорьев А.Д. Терагерцевая электроника. М.: Физматлит. 2020. 292 с.
2. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2012. 576 с.
3. Nozhkin D.A., Titov V.N., Torgashov R.A., et al. // 2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC). Moscow, November 25-29, 2024. P. 426-430.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР СУБ-ТГц ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ 3D-ПЕЧАТИ И МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

И.С. Ожогин^{2,3}, Н.М. Рыскин^{1,2}, А.А. Сердобинцев²,
И.О. Кожевников², А.В. Стародубов^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³АО «НПЦ «Алмаз-фазотрон»

E-mail: ozshoginis@gmail.com

Разработка электровакуумных устройств, предназначенных для усиления и генерации электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, сохраняет высокую актуальность. В частности, при частотах выше 0.1 ТГц [1] именно вакуумные приборы обеспечивают наибольшую выходную мощность, что делает их незаменимыми для задач, требующих высокоинтенсивного излучения [1-3]. Активное освоение данного спектрального диапазона требует ускоренной разработки и прототипирования компактных систем, однако уменьшение длины волны сопровождается пропорциональным сокращением габаритов основных электродинамических элементов — волноводов и замедляющих систем — до сотен микрометров, что существенно усложняет технологические процессы их проектирования и изготовления, требуя применения высокоточных методов микромеханической обработки и современных материалов.

В ходе проведённых исследований была разработана усовершенствованная методика прототипирования электродинамических структур, предназначенных для применения в приборах вакуумной электроники субтерагерцевого диапазона. Основой методики послужила технология 3D-печати с цифровой обработкой светом, дополненная этапом металлизации полученных образцов посредством магнетронного распыления [4,5]. В рамках работы были рассмотрены особенности проектирования и изготовления тестовых образцов, а также выполнен комплексный анализ их морфологических характеристик.

На первоначальном этапе были изготовлены опытные образцы прямоугольных волноводов стандартов WR-10 и WR-15, предназначенных для работы соответственно в V-диапазоне (50–70 ГГц) и W-диапазоне (70–110 ГГц). Конструктивно каждый волновод состоит из двух элементов: нижней части с прямоугольным пазом и верхней крышки, соединённых при помощи винтового крепления. Результаты электромагнитных измерений показали, что при толщине металлизации 3 мкм и выше волноводы обеспечивают низкие потери при передаче сигнала: для WR-15 — порядка –1 дБ, а для WR-10 — менее –2 дБ в диапазоне 75–110 ГГц.

На следующем этапе были спроектированы и изготовлены замедляющие системы (ЗС) типа одиночной гребёнки V- и W-диапазона. Конструкция выполнена в среде Autodesk Fusion 360 и включает однородную периодическую часть, согласующие секции с постепенно уменьшающейся высотой ламелей и плавные переходы к волноводам стандарта WR-10 или WR-15 (рис. 1а). Толщина металлизации со-

ставляет 5 мкм. S-параметры были измерены с использованием векторного анализатора цепей. Для данной конструкции потери на передачу в рабочем диапазоне частот составили менее –6 дБ, а потери на отражение — более –20 дБ. Экспериментальные измерения электродинамических параметров показали высокое качество изготовленных структур. В частности, для ЗС V-диапазона потери на передачу составили менее –2 дБ, а потери на отражение — более –20 дБ (рис. 1б). Экспериментальные результаты для обоих диапазонов достаточно хорошо согласуются с численным моделированием.

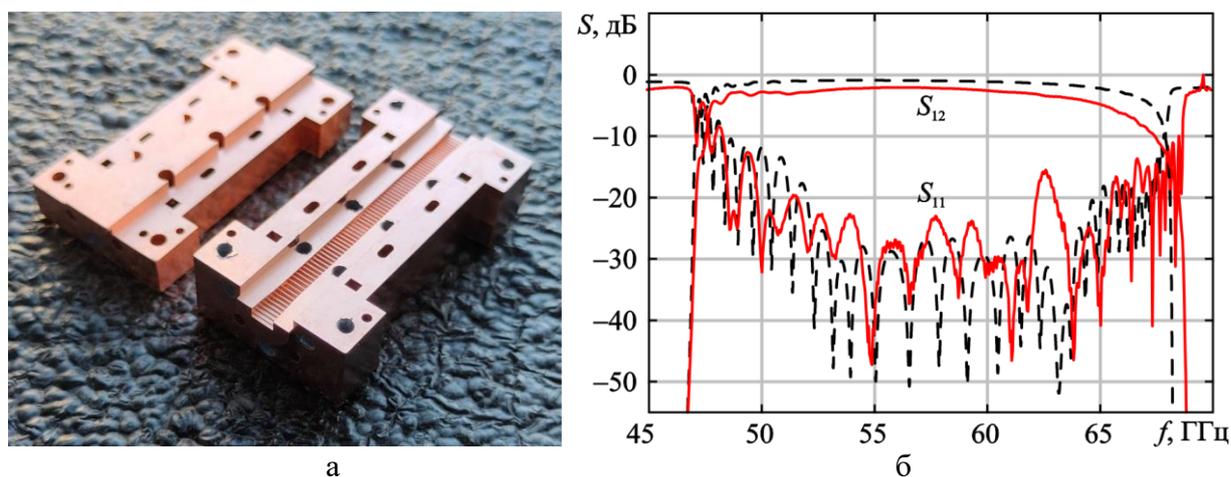


Рис. 1. (а) Фото изготовленной ЗС типа одиночной гребёнки V-диапазона; (б) S-параметры ЗС: сплошные кривые – эксперимент, пунктир – численное моделирование.

Библиографический список

1. Advances in Terahertz Source Technologies. G.-S. Park, M. Tani, J.-S. Rieh, and S.Y. Park, Eds. New York: Jenny Stanford Publishing, 2024.
2. THz Communications. T. Kürner, D.M. Mittleman, and T. Nagatsuma, Eds. Springer Series in Optical Sciences, Vol. 234. Cham: Springer International Publishing, 2022.
3. J.-S. Rieh, Introduction to Terahertz Electronics. Cham: Springer, 2021.
4. N.M. Ryskin, I.S. Ozhogin, A.V. Starodubov, A.A. Serdobintsev, et al. Microfabrication of prototypes of millimeter-band electromagnetic components by using DLP 3D printing and magnetron sputtering // 2024 8th IEEE Electron Devices Technology & Manufacturing Conference (EDTM), 3-6 March 2024, Bangalore, India. P. 577-579.
5. Стародубов А.В., Ожогин И.С., Сердобинцев А.А. и др. Применение аддитивных технологий для быстрого прототипирования электродинамических структур миллиметрового диапазона длин волн // Изв. вузов. Радиофизика. 2025. Т. 68, № 2. С. 121–131.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЩЕЛЕВЫХ СОЛИТОНОВ В МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С НАГРУЗКАМИ

В.А. Очкина¹, М.А. Морозова¹

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет*

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ochkinavarvara@gmail.com

При распространении спиновых волн в ферромагнитных плёнках наблюдается широкий спектр нелинейных волновых явлений при увеличении мощности входного сигнала, среди которых можно выделить формирование солитонов огибающей, нелинейное затухание, автомодуляция, переход к хаосу и т.д. [1]. Наибольший интерес вызывают ферромагнитные плёнки с периодическим изменением параметров – магنونные кристаллы. Такие структуры за счёт формирования запрещенных зон – полос непропускания спиновых волн, являются функционально более гибкими [2]. Одними из основных нелинейных явлений в магنونных кристаллах являются нелинейный сдвиг запрещенных зон и формирование щелевых солитонов [3,4].

В настоящей работе теоретически исследованы особенности формирования щелевых солитонов магنونном кристалле, сформированном на основе ферромагнитной пленки с периодической системой канавок на поверхности и нагрузок в виде слоя полупроводника либо нормального металла. Теоретическое описание проведено в рамках метода связанных волн, учитывающего взаимодействие прямой волны и волны, отраженной от пространственных неоднородностей периодической структуры. В рамках данной модели возможно установить механизм формирования щелевых солитонов, заключающийся в захвате спин волновых возмущений на частоте запрещенной зоны при возрастании амплитуды входного сигнала.

Из результатов численного моделирования видно, что на частотах запрещенной зоны щелевой солитон формируется при увеличении амплитуды входного импульса. На рис. 1 представлена пространственно-временная эволюция амплитуды огибающей сигнала для линейного и нелинейного режимов. В отличие от линейного режима при малой амплитуде входного импульса, в нелинейном режиме между фронтом и срезом импульса образуется солитон. Его скорость ниже линейной групповой скорости и увеличивается с ростом амплитуды, при этом амплитуда солитона превышает входную.

Пороговая амплитуда формирования щелевого солитона уменьшается с увеличением длительности входного импульса, при этом может увеличиваться число формирующихся солитонов. На порог также влияют коэффициент связи, определяемый глубиной модуляции пленки, и коэффициент нелинейности. Формирование ЩС происходит в ограниченном диапазоне коэффициента связи: при недостаточной величине коэффициента связи периодичность среды слабо выражена, и взаимодействие волн недостаточно для формирования солитона, и при чрезмерно высоких значениях коэффициента связи формирование ЩС также не происходит. С ростом коэффициента нелинейности среды порог формирования снижается. Кроме того, пороговая амплитуда уменьшается с увеличением отстройки рабочей частоты от центра запрещенной зоны.

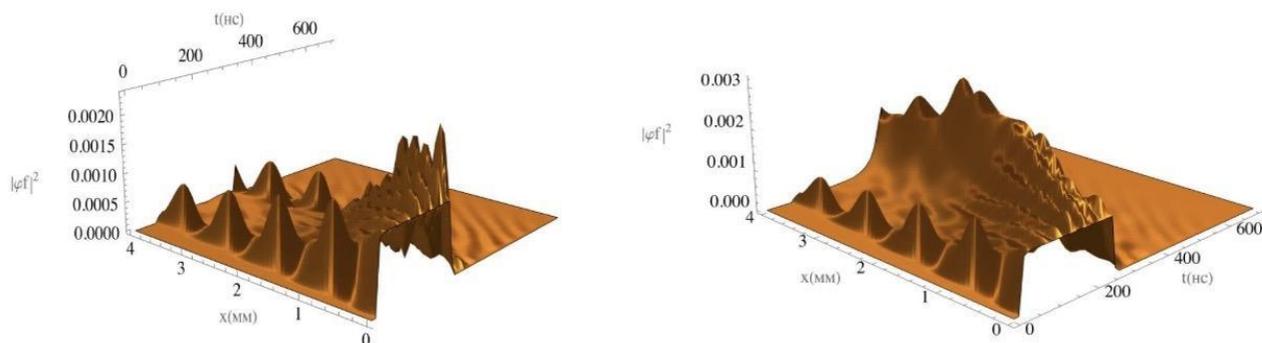


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция амплитуды огибающей в магнонном кристалле в линейном и нелинейном случаях при амплитуде входного импульса $A_{01} = 0.01$ (а) и $A_{01} = 0.04$ (б).

Также было проведено исследование влияния спинового тока на формирование щелевого солитона в структуре, состоящей из магнонного кристалла, нагруженного нормальным металлом. При протекании в нормальном металле тока положительной полярности спиновая волна усиливается, что способствует уменьшению порога формирования щелевого солитона. При токе отрицательной полярности спиновая волна ослабляется и порог формирования солитона в структуре увеличивается.

Исследовано также влияние электрического тока в слое полупроводника, нагруженного на магнонный кристалл. В этом случае коэффициенты в системе волновых уравнений для прямой и отраженной волн становятся комплексными, их значения зависят от проводимости полупроводника и скорости дрейфа носителей заряда. Установлено, что формирование ЩС возможно в определенном диапазоне значений электрического тока в полупроводнике.

Полученные результаты подтверждают перспективность применения наноразмерных периодических ферромагнитных структур в качестве базовых элементов для создания частотно селективных устройств передачи и кодирования информации, использующих такие нелинейные эффекты, как формирование щелевых солитонов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

Библиографический список

1. D. D. Stancil, A. Prabhakar, Spin waves, Vol. 5, Springer, 2009.
2. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak and et al. // J. Phys. Condens. Matter. 33. 413001. 2021.
3. A.B. Ustinov, N.Yu. Grigor'eva, B.A. Kalinikos // Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures. JETP Letters. V. 88. Issue 1. P. 31–35. 2008.
4. M. A. Morozova, O. V. Matveev, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov // Gap solitons in heterostructure magnonic crystal/semiconductor. Journal of Physics D: Applied Physics. V. 55. № 38. P. 385001. 2022.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ «ЦЕПОЧКА СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ» СО СКАЧКОМ ЗАМЕДЛЕНИЯ

С.А. Нефедов¹, И.В. Поляков¹, Н.В. Ржевин^{1,2}

¹Саратов, Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз»

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: nrzevin@gmail.com

Среди разнообразных типов ламп бегущей волны, односекционные ЛБВ представляют особый интерес благодаря своей простоте и эффективности. Однако в ходе решения задачи получения высокого уровня выходной мощности при сравнительно высоком усилении в широкой полосе частот была выявлена склонность односекционной ЛБВ с однородной замедляющей структурой к самовозбуждению на границе полосы пропускания щелевой моды ЗС. Самовозбуждение односекционной лампы обусловлено выполнением стартовых условий, т.е. при наличии благоприятной фазы отражений должны сохраняться условия достаточного для старта нарастания амплитуды синхронного с электронным пучком паразитной волны. Для обеспечения стабильного (без самовозбуждения) режима работы ЛБВ необходимо обеспечить работу прибора со стартовым значением тока катода, существенно превышающим рабочее значение тока катода ЛБВ с учетом воздействия дестабилизирующих факторов. Поскольку в односекционной ЛБВ принципиально отсутствуют поглотители, существенно уменьшающие внутри ламповые отражения, рациональным способом повышения устойчивости такой ЛБВ является сокращение электрической длины участка замедляющей системы с целью срыва выполнения условия необходимого нарастания амплитуды соответствующей пространственной гармоники поля бегущей волны на частоте самовозбуждения. Этого можно достичь путем разбиения однородной односекционной замедляющей системы типа цепочки связанных резонаторов (ЦСР) на участки, имеющие одинаковые частоты отсечки для рабочей полосы, но с разнесением граничных частот для щелевой моды [1]. Таким образом, такая замедляющая система перестает быть односекционной в традиционном смысле, но, ввиду отсутствия секционирования с применением концевых поглотителей, остается «прозрачной», т.е. в отсутствие тока пучка для подаваемого на вход сигнала представляет собой волноведущую структуру с очень невысоким затуханием. Подобное «секционирование», осуществленное путем разнесения образующих радиусов фасолевидных щелей связи, т.е. скачкообразного изменения расстояния до щели связи от оси пролетного канала при сохранении угла раскрыва щели связи, приводит не только к разнесению граничных частот щелевых полос пропускания для различных участков ЗС, но и к скачку замедления, что позволяет использовать данный принцип построения ЗС на ЦСР, помимо целей повышения устойчивости к различным типам самовозбуждения, для расширения полосы рабочих частот и (или) повышению электронного КПД лампы [2].

В рассматриваемой далее реализации этого принципа, с целью повышения устойчивости к самовозбуждению, на верхней границе щелевой полосы пропускания был применен минимальный скачок замедления для двух участков ЗС с приблизительным сохранением значения анодного напряжения лампы по сравнению с

полностью однородным аналогом. Неоднородная ЗС, состоящая из двух однородных участков с одинаковым количеством резонаторов, имеющих примерно одинаковое замедление в основной полосе пропускания с разнесением граничных частот для щелевых мод соответствующих участков. Расчет дисперсионных характеристик данных участков ЗС был проведен при помощи современного программного обеспечения CST Microwave Studio (CST) [3]; по результатам расчётов был изготовлен и исследован макет ЛБВ с неоднородной замедляющей системой для экспериментальной проверки возможности повышения устойчивости к самовозбуждению ЛБВ.

Проведенные расчёты входного и выходного участков замедляющей системы экспериментального макета, разработанного для подтверждения эффективности предлагаемого введения одного или нескольких скачков замедления, осуществляемых скачкообразным изменением расстояния до щели связи от оси пролетного канала при сохранении угла раскрыва щели связи, позволили подобрать конфигурацию резонаторов неоднородной ЗС, обеспечивающих практически одинаковое замедление в основной полосе пропускания и разнесение полос пропускания щелевых мод, по сравнению с прототипом, что повысило устойчивость к самовозбуждению «прозрачной» ЛБВ.

Исследования макета и прибора-прототипа показали, что за счёт разнесения полос пропускания щелевой моды на участках с разной площадью щели связи значение стартового тока самовозбуждения увеличилось на 13-15%, при сохранении уровня выходной импульсной мощности и повышении электронного КПД на краях исследуемой полосы частот.

Библиографический список

1. Нефедов С.А., Поляков И.В., Ржевлин Н.В. Проектирование пространства взаимодействия лампы бегущей волны X-диапазона частот для перспективных радиолокационных систем // XIII Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ». Сборник докладов. Санкт-Петербург. 27-31 мая 2024 г. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ». С. 160-165.
2. Нефедов С.А., Поляков И.В., Ржевлин Н.В. Исследование возможности повышения устойчивости к самовозбуждению лампы бегущей волны с замедляющей системой типа цепочка связанных резонаторов // Вопросы прикладной физики. 2025 г., вып. 31. С. 10-14.
3. Dassault Systemes. URL: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>

ЛАМПА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ W-ДИАПАЗОНА С ЛЕСТНИЧНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ С ГАНТЕЛЕОБРАЗНЫМИ ЩЕЛЯМИ

А.А. Ростунцова^{1,2}, Р.А. Торгашов^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: rostuncova@mail.ru

Для достижения приемлемых значений выходной мощности в миниатюрных усилителях на основе лампы бегущей волны (ЛБВ) целесообразно использовать системы, в которых осуществляется взаимодействие с многолучевыми электронными потоками. Интерес представляют лестничные замедляющие системы (ЗС) [1,2], которые в общем случае представляют собой помещенную в волновод систему параллельных металлических пластин с периодически вырезанными в них щелями определенной формы. Между пластинами может распространяться несколько электронных пучков. В простейшем варианте, когда одна пластина с прямоугольными щелями помещена в прямоугольный волновод, основная гармоника ЗС обладает сильной дисперсией. Такую структуру проблематично использовать для создания широкополосных усилителей.

В последние годы большое внимание привлекают модификации лестничной ЗС, которые могут проявлять свойства дважды отрицательного метаматериала, когда эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемость отрицательны [3]. Этого можно достичь путём усложнения формы щелей в пластине таким образом, чтобы частота щелевого резонанса оказалась ниже частоты отсечки волновода. В таких ЗС основная пространственная гармоника является обратной, а +1-я гармоника обладает нормальной дисперсией, и на ней обеспечивается синхронизм пучка с волной в достаточно широкой полосе частот при нерелятивистских ускоряющих напряжениях.

В данной работе предложена лестничная ЗС с щелями форме «гантели» (см. рис. 1а) [4,5]. На основе теоретических оценок для частот отсечек основной моды были оптимизированы геометрические размеры ЗС с целью получения наибольшей ширины полосы пропускания. Разработана конструкция, полоса пропускания основной моды которой лежит в диапазоне 85–113 ГГц. В этом диапазоне эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемость среды отрицательны. На +1-ой гармонике имеет место нормальная дисперсия волн, что позволяет осуществлять усиление в ЛБВ при напряжениях синхронизма около 8 кВ. ЗС обладает сопротивлением связи свыше 1 Ом в диапазоне 90–105 ГГц на расстоянии в 100 мкм от пластины, что приемлемо для получения эффективного усиления при 70–80 периодах системы.

Представлены результаты трехмерного моделирования электронно-волнового взаимодействия методом «частиц в ячейке». Моделирование проводилось для 75 периодов ЗС с двумя ленточными электронными пучками, распространяющимися сверху и снизу пластины, с поперечным сечением 0.1 мм × 0.6 мм и суммарным током 2×70 мА. Моделирование проводилось со специально разработанными

устройствами согласования для уменьшения потерь на отражения. Пучок фокусировался однородным магнитным полем 0.7 Тл, обеспечивающим 100% токопрохождение до коллектора.

Исследования показали, что оптимальное значение ускоряющего напряжения электронного пучка составляет 8.5 кВ. При снижении напряжения возникает самовозбуждение системы на верхней отсечке, а его повышение приводит к сужению полосы усиления. Расчёты демонстрируют возможность достижения коэффициента усиления более 30 дБ в частотном диапазоне 91.5-95.5 ГГц. Выходная мощность в режиме насыщения может достигать 50 Вт при уровнях входного сигнала порядка 50 мВт (см. рис. 1б).

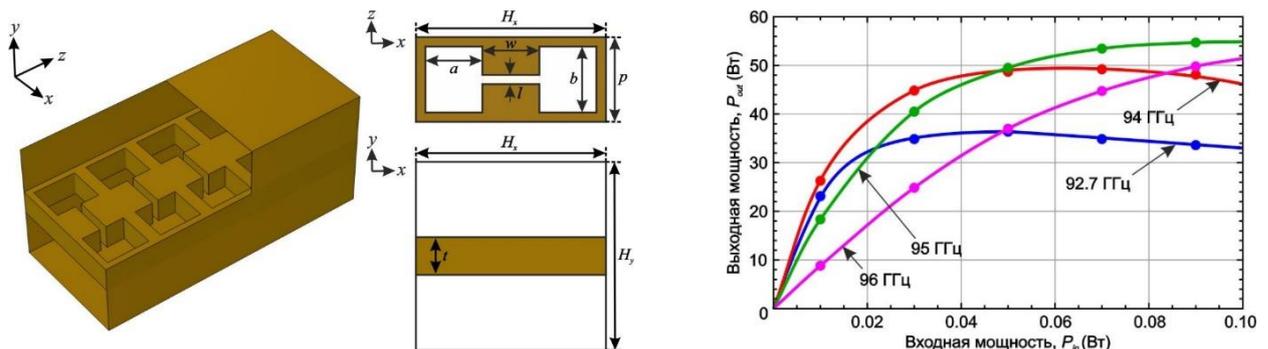


Рис. 1. (а) Схема лестничной ЗС с гантелеобразными щелями. (б) Результаты расчёта выходной мощности в разработанной ЛБВ с ЗС с гантелеобразными щелями при различных параметрах входного сигнала.

Одним из достоинств разработанной конструкции является миниатюризация прибора, что является характерным свойством ЗС на основе метаматериала [3]. Это обусловлено тем, что полоса пропускания рабочей моды ЗС лежит ниже частоты отсечки волновода. ЗС с гантелеобразными щелями также привлекает особое внимание благодаря широким возможностям для управления дисперсией, поскольку щель в форме «гантели» обладает четырьмя геометрическими параметрами, которые существенно влияют на значение частоты щелевого резонанса [4,5].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00181-П).

Библиографический список

1. Pierce J.R. // IRE Trans. Electron Devices. 1955. Vol. 2(1). P. 13–24.
2. Karp A. // Proceedings of the IRE. 1955. Vol. 43(1). P. 41–46.
3. Duan Z., Shapiro M.A., Schamiloglu Ed., Behdad N., Gong Y., Booske J.H., Basu B.N., Temkin R.J. // IEEE Trans. Electron Devices. 2019. Vol. 66(1). P. 207-218.
4. Ростунцова А.А., Колесниченко Е.Е., Рыскин Н.М. // Радиотехника и электроника. 2024. Т. 69(10). С. 982-988.
5. Rostuntsova A.A., Torgashov R.A., Ryskin N.M. // IEEE Trans. Plasma Science. 2025. Vol. 53(6). P. 1134-1140.

ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ НА ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СЛОЕ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Е.А. Рябов

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: k1u2r3ka@mail.ru*

Тонкие металлические слои, осажденные на непроводящих подложках, находят широкое применение в различных областях: микроволновые поглотители, фотоэлектрические элементы, упаковка, электромагнитная экранировка и интегральные схемы. Особое внимание заслуживает изучение поглощения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне, который активно используется в современных радиолокационных системах, спутниковой связи и т.д. Как показывают исследования, тонких металлических слоев демонстрируют нелинейную зависимость коэффициенты отражения, пропускания и поглощения от изменения толщины слоя [1].

Основными параметрами, определяющие коэффициенты отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) металлических слоев в СВЧ-диапазоне, являются толщина и электропроводность [2]. Морфологические особенности, например, шероховатость поверхности влияют на электропроводность. Подложка также существенно модифицирует коэффициенты отражения, пропускания и поглощения, так как формирует поле на границе с металлическим слоем. В результате отклик слоя, выступающего в роли граничного условия, определяется не только его собственными параметрами, но и характеристиками волны, проходящей со стороны подложки [3]. Комплексное учёт этих факторов является необходимым при проектировании современных устройств, работающих в СВЧ-диапазоне.

В данной работе представлены результаты расчета спектров отражения, пропускания и поглощения структуры состоящая из тонкого титанового слоя и подложке в диапазоне частот от 7 ГГц до 13 ГГц. Толщина титанового слоя варьировалась в диапазоне от 1 нм до 100 нм. Свойства подложка соответствуют предметному стеклу с толщиной 1 мм. Используя метод матриц переноса (Transfer Matrix Method, ТММ) рассчитаны коэффициенты отражения, пропускания и поглощения данной структуры. На рисунке 1 представлены спектры R , T , A с толщиной титанового слоя 2 нм и подложкой диэлектрической проницаемостью соответствующему стеклу, с излучением со стороны титанового слоя (a) и со стороны подложки (b). При излучении со стороны титанового слоя доминирует высокое отражение от металла и поверхностное поглощение, тогда как при излучении со стороны подложки слабое начальное отражение и двукратное прохождение волны через подложку усиливают поглощение в титановом слое. На рисунке 2(a) представлена зависимость R , T , A от толщины титанового слоя, наблюдается максимум поглощения при толщине 2 нм, при изменении направления излучения со стороны титанового слоя на сторону подложки коэффициент отражения увеличивается, а отражение уменьшается. На рисунке 2(b) представлена зависимость поглощения от толщины титанового слоя при различных значениях диэлектрических проницаемости подложки. При увеличении диэлектрической проницаемости подложки изменяется интерфе-

ренция у границы титанового слоя и подложки, в результате амплитуда электрического поля в титановом слое уменьшается, что приводит к уменьшению коэффициента поглощения.

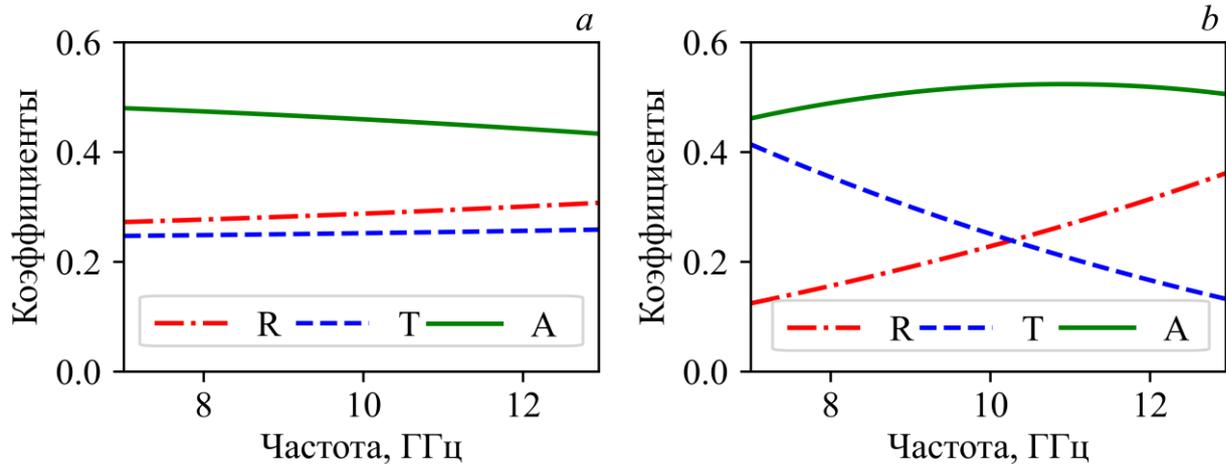


Рис. 1. Спектры отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) структуры, излучение со стороны: а – титанового слоя, б – подложкой.

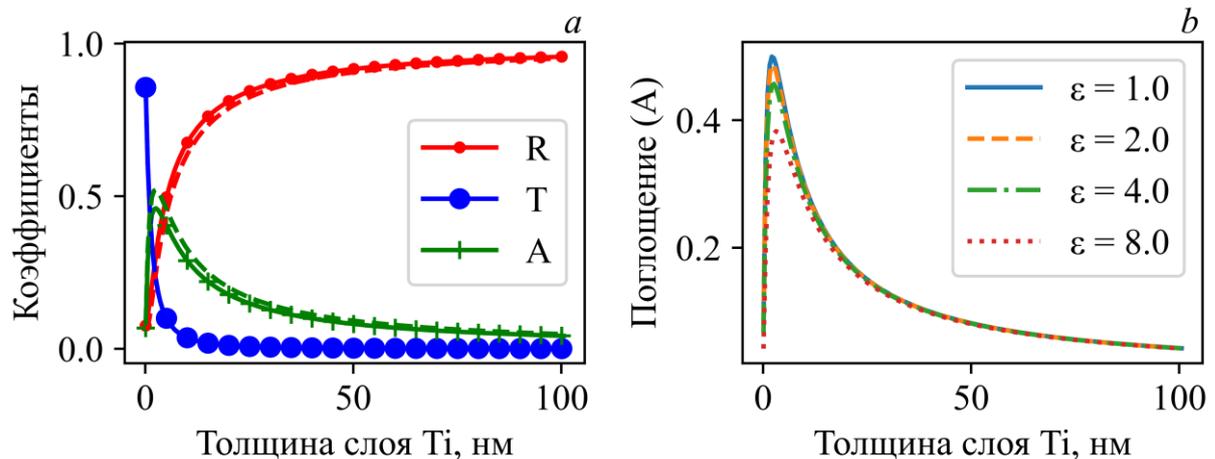


Рис. 2. (а) Зависимости отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) структуры от толщины титанового слоя при направлении излучения со стороны титанового слоя (сплошные линии), со стороны подложки (пунктирные линии); (б) Зависимость поглощения (A) структуры от толщины титанового слоя при различных значениях диэлектрической проницаемости подложки.

Библиографический список

1. Антонец И. В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Голубев Е.А. // Журнал технической физики. 2004. Т. 74. №. 3. С. 24-27.
2. Lu W., Ming Y., Xiao-Long Z., Yong-Ning H. // ACTA PHYSICA SINICA. 2017. V. 66(20) P. 208801.
3. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Воронов П. С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. №. 22. С. 68.
4. Liebig T., Rennings A., Held S., Erni D. // International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields. 2013. V. 26(6). P. 680–696.

О ВОЗДЕЙСТВИИ ШУМА НА СИСТЕМУ С КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИМИ БИФУРКАЦИЯМИ И СЦЕНАРИЕМ ЛАНДАУ-ХОПФА

А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: sedovayv@yandex.ru

В работе проведено исследование влияние шума на каскад бифуркаций квазипериодических режимов и соответствующие инвариантные торы в фазовом пространстве, отвечающие нескольким шагам известного сценария Ландау-Хопфа. В качестве исследуемой модели использована дискретная версия ансамбля пяти неидентичных осцилляторов ван дер Поля [1,2]:

$$\begin{aligned} x_{i,n+1} &= x_{i,n} + \varepsilon y_{i,n+1}, \\ y_{i,n+1} &= y_{i,n} + \varepsilon (\lambda_i - x_{i,n}^2) y_{i,n} - \varepsilon (1 + \Delta(i-1)/4) x_{i,n} - \varepsilon \frac{\mu}{4} \sum_{j=1}^5 (y_{i,n} - y_{j,n}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь λ_i – параметр возбуждения i -го осциллятора, μ – величина диссипативной связи, Δ – параметр частотной расстройки осцилляторов. Вслед за [1] положим $\lambda_1 = 0.1$, $\lambda_2 = 0.2$, $\lambda_3 = 0.3$, $\lambda_4 = 0.4$, $\lambda_5 = 0.5$.

Сначала параметр дискретизации выберем маленьким $\varepsilon = 0.1$, чтобы наблюдалась аналогия с исходной потоковой системой [1,2]. В этом случае в системе (1) при достаточно больших расстройках осцилляторов Δ при уменьшении величины связи μ последовательно наблюдаются бифуркация Неймарка-Сакера NS и каскад квазипериодических бифуркаций Хопфа QH_{1,2,3,4} поэтапного рождения квазипериодических колебаний с возрастающим числом несоизмеримых частот.

Добавим в систему шум $\gamma \xi_n$ с амплитудой γ . Результат зависит от того, на какой осциллятор – «слабый» или «сильный» – действует шум. Два этих случая иллюстрирует рис. 1, а-б в виде графиков Ляпуновских показателей для $\Delta = 3$. На рисунке стрелками указаны точки квазипериодических бифуркаций в системе без шума. Можно видеть, что в первом случае самая высокочастотная бифуркация QH₄ полностью разрушена. При уменьшении связи в окрестности предыдущей бифуркации QH₃ отрицательные показатели $\Lambda_{4,5}$ сначала совпадают, что является классификационным признаком квазипериодической бифуркации Хопфа [3]. Однако затем они расходятся. При этом показатель Λ_5 имеет максимум, а показатель Λ_4 с уменьшением μ стремится к нулю. Таким образом, справа от QH₃ реализуется «шумовой четырехчастотный» режим с $\Lambda_{1,2,3} \approx 0$, а слева – «шумовой пятичастотный» с $\Lambda_{1,2,3,4} \approx 0$.

Аналогичным образом шум трансформирует и остальные бифуркации и режимы, с учетом изменения номеров вовлеченных показателей. Отмечаем, что описание поведения квазипериодических бифуркаций с шумом требует учета нескольких показателей.

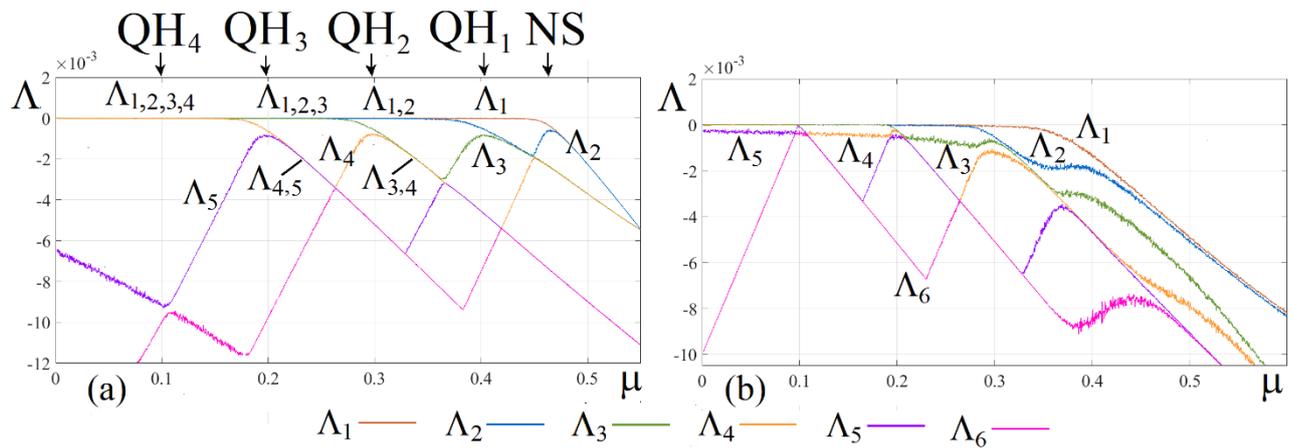


Рис. 1. Зависимость Ляпуновских показателей Λ от величины связи осцилляторов в случае воздействия шума на самый «слабый» (а) и самый «сильный» осцилляторы (б), $\gamma=0.3$.

Во втором случае шум на рис. 1, б наоборот, слабо возмущает высокочастотные бифуркации, а низкочастотные (особенно QH_1 и NS) практически полностью разрушает.

Эволюцию конкретного тора с ростом шума (действие на сильный осциллятор) иллюстрирует рис. 2 для значения связи μ , отвечающего трехчастотному режиму в системе без шума. При малом шуме показатели $\Lambda_{1,2}$ близки к нулю, так что «шумовой трехчастотный» режим сохраняется. Затем, однако, все показатели становятся отрицательными, причем тем больше, тем выше уровень шума γ . Поскольку показатели Ляпунова отвечают за эволюцию близких точек в фазовом пространстве, это означает, что в данном случае происходит стабилизация тора шумом. Этот сценарий оказывается альтернативным известным случаям хаотизации режимов шумом, чему отвечает увеличение положительных значений старшего показателя. Например, в [4] наблюдалась хаотизация двух-, трех- и четырехчастотных торов для связанных радиофизических генераторов, причем тем более сильная, чем выше размерность тора.

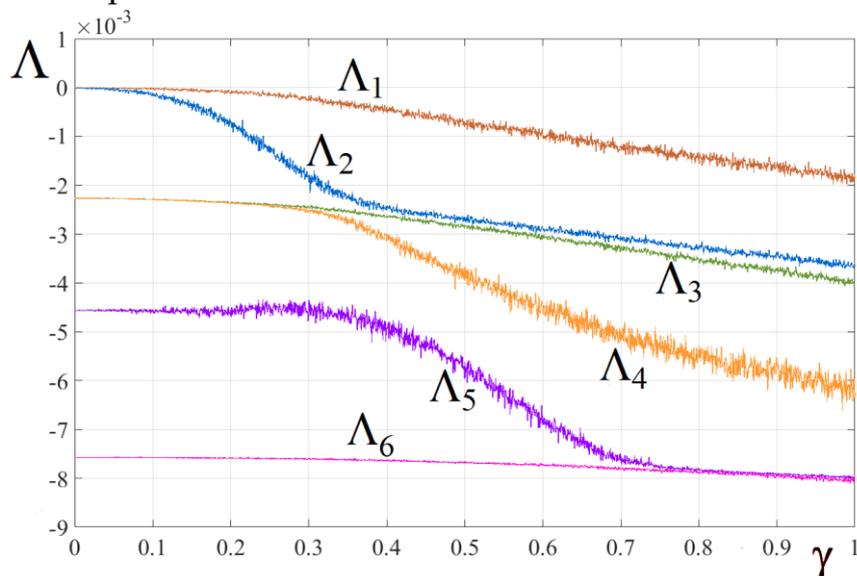


Рис. 2. Зависимость Ляпуновских показателей от амплитуды шума, $\Delta=3$, $\mu=0.35$.

Стабилизацию тора шумом иллюстрирует рис. 3, на котором разным цветом (красным и черным) показаны временные реализации для различных начальных точек. Можно видеть, что при возрастании дискретного времени n реализации сближаются, и далее совпадают. Аналогичные иллюстрации показывают, что стабилизирующее действие шума тем больше, чем больше его амплитуда γ . Это находится в соответствии с графиками Ляпуновских показателей рис. 2.

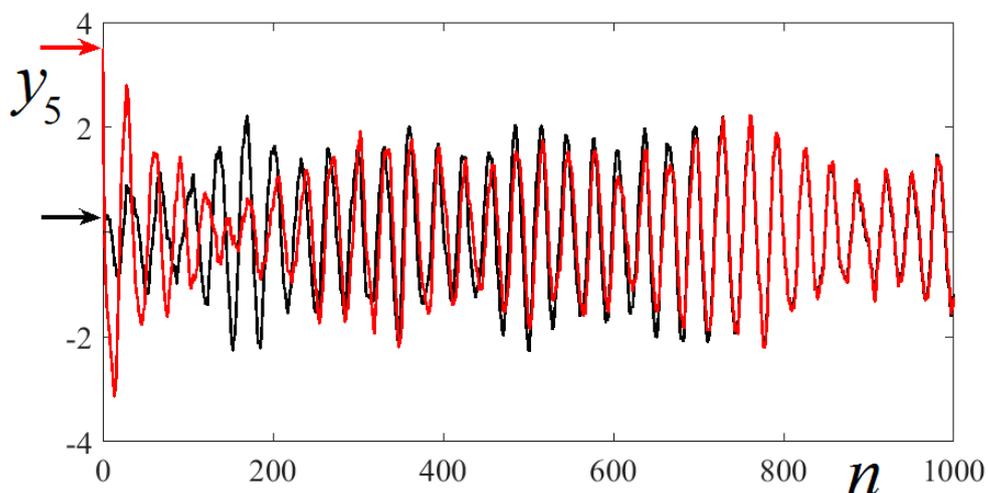


Рис. 3. Стабилизация квазипериодического режима шумом. Временные реализации, отвечающие разным начальным состояниям пятого осциллятора. Амплитуда шума $\gamma=0.9$.

Рассмотрены также случаи не малых значений параметра дискретизации ε . Тогда оказывается возможен аналогичный [4] сценарий хаотизации торов. Даны иллюстрации в этом случае чувствительной зависимости динамики системы при малой вариации начальных условий – эффект бабочки, butterfly effect [5]. Представлена также эволюция карт Ляпуновских показателей на плоскости частотная расстройка – величина связи (Δ, μ) при увеличении шума. В этом случае высокоразмерные режимы исчезают, и при большом уровне шума остаются только «стабилизированные» режимы со всеми отрицательными показателями и «шумовые хаотические» режимы. Исчезает и гиперхаос, что также можно интерпретировать, как разновидность стабилизации системы шумом.

Работа выполнена в рамках госзадания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (FFWZ-2025-0016).

Библиографический список

1. Kuznetsov A.P. et al. // Phys. Lett. A. 2013. V. 377. No. 45-48. P. 3291-3295.
2. Kuznetsov A.P., Turukina L.V. Physica D. 2024. V. 470. –P. 134425.
3. Vitolo R., Broer H., Simó C. // Regular and chaotic dynamics. 2011. V. 16. P. 154.
4. Anishchenko V.S., Nikolaev S.M. // Int. J. Bifurcation Chaos. 2008. V. 18. No. 9. P. 2733.
5. Gleick J. Chaos: Making a new science. Penguin, 2008.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМЕЖАЮЩЕГОСЯ ПОВЕДЕНИЯ СОННЫХ ВЕРЕТЕН ПО ЗАПИСЯМ ЭЭГ

А.О. Сельский, М.О. Журавлев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: selskii@yandex.ru

Уже долгое время предпринимаются попытки изучения или моделирования активности головного мозга с помощью методов нелинейной физики [1, 2]. Действительно, система со столь сложным хаотическим поведением как мозг должна иметь общие закономерности с классическими динамическими хаотическими системами и их особенностями. К примеру, была неоднократно показана связь активности головного мозга крыс при эпилепсии с on-off перемежаемостью [3].

В настоящей работе рассматривается логичное развитие этих идей. Рассматривается возникновение веретен сигма-ритма во время сна. Если в одном из каналов ЭЭГ возникает веретено, то можно считать общую динамику турбулентной. Если во всех каналах нет сонных веретен, то фаза считается ламинарной. В этом случае возможно рассчитать длительность ламинарных фаз и построить распределение длительности ламинарных фаз по ЭЭГ, снятым в течении ночного сна. На рисунке 1,а приведены распределения длительности ламинарных фаз для одного из пациентов.

Закон, по которому можно аппроксимировать распределение определяется типом перемежающегося поведения. В случае экспериментальных данных этот закон определяется следующим соотношением рисунок 1,а:

$$p(t) \sim A \times \exp(kt), \quad (1)$$

Это соотношение характерно для перемежаемости «кольца» [4].

Исходя из этого, логично было выбрать для моделирования систему, для которой также характерна перемежаемость «кольца». Выбор пал на хорошо зарекомендовавшую себя в нелинейной физике модельную систему однонаправленно связанных осцилляторов Ресслера с большой расстройкой по частоте.

$$\begin{aligned} \dot{x}_d &= -\omega_d y_d - z_d, \\ \dot{y}_d &= \omega_d x_d + a y_d, \\ \dot{z}_d &= p + z_d(x_d - c), \\ \dot{x}_r^i &= -\omega_r^i y_r^i - z_r^i + \varepsilon(x_d - x_r^i), \\ \dot{y}_r^i &= \omega_r^i x_r^i + a y_r^i, \\ \dot{z}_r^i &= p + z_r^i(x_r^i - c), \end{aligned} \quad (2)$$

где (x_d, y_d, z_d) декартовы координаты ведущего осциллятора, который выполняет роль внутреннего ведущего центра; (x_r^i, y_r^i, z_r^i) – декартовы координаты группы ведомых осцилляторов, которые выполняют роль связанных с ведущим центром каналов ЭЭГ; ε – параметр, отвечающий за интенсивность связи. Значения управляющих параметров следующие: $a = 0.15$, $p = 0.2$, $c = 10.0$. Параметры $\omega_d = 1.00$ и $\omega_r^i = 0.95$ отвечают собственным частотам ведущей и ведомой подсистем, что соответствуют большой расстройке по частоте и в данном случае, в такой системе

ниже границы фазовой хаотической синхронизации будет наблюдать перемежающееся поведение типа «кольцо» [4].

Число ведомых систем соответствует числу каналов на записи ЭЭГ и равняется $N = 19$. Ламинарная фаза считается, детектируется если режим фазовой синхронизации наблюдается для всех систем, что соответствует отсутствию сонных веретен во всех каналах ЭЭГ. Это необходимо, чтобы промоделировать синхронизацию каналов одним ведущим центром, которым в данном случае выступает ведущая система. Для построенных таким образом ламинарных фаз можно построить распределение их длительности и построить аппроксимацию по закону (1), рисунок 1,б.

Из сравнения рисунков а и б на рисунке 1 хорошо заметно, что динамика схожа. Это не удивительно, так как мы изначально подбирали систему, демонстрирующую схожий режим перемежающегося поведения. Однако, нужно учесть, что наклон аппроксимирующей линии изменяется в зависимости от близости к границе синхронизации. Таким образом, если данная закономерность сохранится для экспериментальных данных, то можно сравнивая наклон для разных пациентов (прямое сравнение с модельной ситуацией тут, разумеется, неуместно), можно определить для кого из пациентов влияние ведущего центра на возникновение сонных веретен выше, для кого ниже не прибегая к более сложным методам.

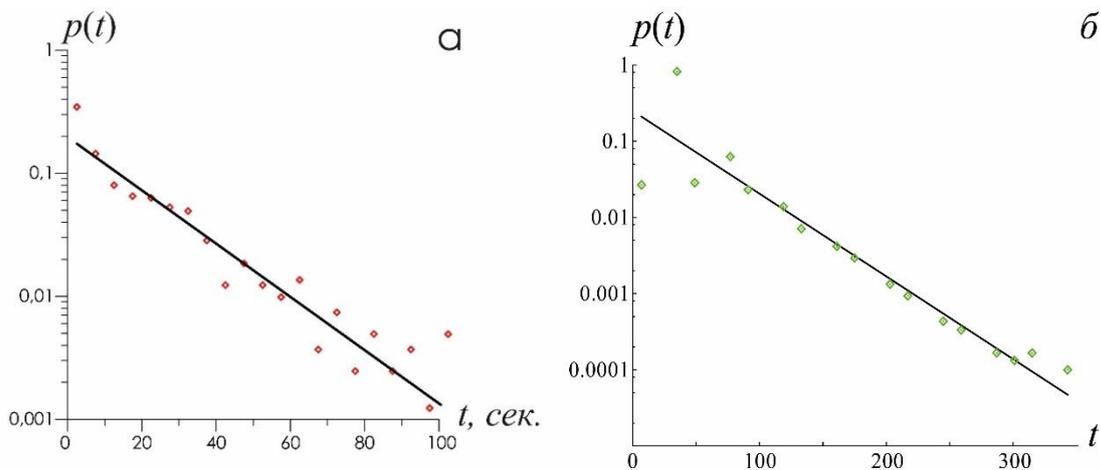


Рис. 1. (а) Распределение длительности ламинарных фаз для экспериментальных записей ЭЭГ. (б) Распределение длительности ламинарных фаз для модельной системы из осцилляторов Ресслера.

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 22-72-10061-П.

Библиографический список

1. Rae-Grant AD, Kim YW. // *Electroencephalogr Clin Neurophysiol.* 1994 Jan; 90(1):17-23.
2. Pradhan N, Sadasivan PK. // *Comput Biol Med.* 1996 Sep; 26(5):419-28.
3. Sitnikova E, Hramov AE, et al. // *Brain Res.* 2012 Feb 3; 1436:147-56.
4. Hramov A. E. et al. // *Physical review letters.* – 2006. – Т. 97. – №. 11. – С. 114101.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Б.В. Сергеева, И.В. Хайрушев, В.Н. Гусятников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: bsergeeva@bk.ru

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) [1-8] способны осуществлять в СВЧ диапазоне, включая его коротковолновую часть, усиление [9-15], смешение, преобразование частоты [16-22], фильтрацию [23] и другие функции. Верхний частотный предел усиления бегущих ВПЗ может быть увеличен с помощью эффекта параметрического взаимодействия ВПЗ с низкочастотной накачкой в полупроводниках с ОДП [3, 9]. На основе общей теории параметрического взаимодействия ВПЗ в ТПС проведен теоретический анализ параметрического взаимодействия основных мод ВПЗ в ТПС асимметричного типа на основе n-GaAs в приближении жесткой границы потока носителей заряда [3] и в предположении равенства частоты низкочастотной накачки граничной частоте усиливаемых ВПЗ.

В данной работе проведено теоретическое исследование влияния частоты и амплитуды накачки, а также частоты сигнала на характеристики параметрического взаимодействия основных мод ВПЗ в ТПС на основе n-GaAs и n-InP. Рассчитаны коэффициенты усиления K_a и преобразования K_t , построены и изучены зависимости K_a и K_t от продольной координаты z (вдоль направления распространения ВПЗ), амплитуды накачки P_p , частоты накачки f_p и частоты сигнала f_c .

Показано, что для зависимостей K_a и K_t от z : максимумы K_a на зависимостях соответствуют минимумам K_t и наоборот; увеличение P_p приводит к значительному увеличению количества максимумов и минимумов зависимостей; увеличение f_p или f_c приводит к уменьшению числа этих максимумов: максимальное значение K_a и K_t на выходе (для $z = 50$ мкм) наблюдается при $f_p \approx f_c/2$ при прочих одинаковых условиях; количество максимумов и минимумов зависимостей K_a и K_t от z для n-InP намного больше, чем для n-GaAs.

Для зависимостей K_a и K_t от частоты и амплитуды накачки на входе: изменение f_p и P_p может приводить к значительному (до 30 дБ для n-GaAs и до 45 дБ для n-InP) изменению K_a и K_t на выходе; изменением P_p можно ослабить сигнал (до 30 дБ), при этом K_t будет намного больше K_a , причем можно получать различные соотношения амплитуд сигнальной и холостой волн на выходе; изменение f_p может приводить к заданному изменению K_a и K_t на выходе (например, увеличение/уменьшение f_p можно приводить к увеличению K_a и уменьшению K_t на выходе (или наоборот), к совместному увеличению/уменьшению K_a и K_t на выходе (в зависимости от P_p на входе).

Для зависимостей K_a и K_t от f_c : максимальное увеличение верхнего частотного предела усиливаемых ВПЗ (до 39,8 ГГц для n-GaAs (примерно 27 %) и до 106,8 ГГц для n-InP (32 %)) при подаче низкочастотной накачки наблюдается при $f_p = f_c$; в этих

диапазонах (до 39,8 ГГц для n-GaAs и до 106,8 ГГц для n-InP) возможно преобразование с усилением $K_t > 0$.

Таким образом, низкочастотная накачка является одним из важных перестраиваемых параметров устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП. Использование полученных зависимостей коэффициентов усиления и преобразования от частоты и амплитуды накачки, а также частоты сигнала расширяет набор параметров для эффективного управления полупроводниковыми устройствами СВЧ на основе параметрического взаимодействия ВПЗ в ТПС с ОДП.

Библиографический список

1. Барыбин А.А., Пригоровский В.М. // Изв. ВУЗов. Физика. 1981. Т. 24(8). С. 28–41.
2. Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. – М.: Наука, 1986. 288 с.
3. Барыбин А.А., Михайлов А.И. // ЖТФ. 2003. Т. 73(6). С. 103–109.
4. Сергеева Б.В., Сергеев С.А., Михайлов А.И. // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика. – Саратов: Техно-Декор, 2018. С. 283–285.
5. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика и технические приложения волновых процессов. – Самара: Книга, 2011. С. 121–122.
6. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сборник статей. – Саратов: Наука, 2013. С. 59–104.
7. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. – Саратов: Саратовский источник, 2014. С. 94–97.
8. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. – Саратов: Техно-Декор, 2018. С. 61–64.
9. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1995. Т. 38(10). С. 43.
10. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 4. С. 70–74.
11. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 2. С. 102–107.
12. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 4. С. 85.
13. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 1. С. 33.
14. Сергеев С.А., Сенатов О.С. // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика. – Саратов: Техно-Декор, 2015. С. 148–149.
15. Сергеев С.А., Сенатов О.С., Сергеева Б.В. // Ученые Записки Физического Факультета Московского Университета. 2015. № 5. С. 1–5 (15502).
16. Сергеев С.А., Михайлов А.И. // В мире научных открытий. 2010. № 4, Ч. 6. С. 49.
17. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 24. С. 75.
18. Mikhailov A.I., Sergeev S.A. // Technical Physics Letters. 1997. V. 23 (1-2). P. 1.
19. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатъев Ю.М. Патент № 98116381/09. Оpubл. 20.09.99.
20. Mikhailov A.I., Sergeev S.A. // Technical Physics Letters. 1999. V. 25(2). P. 162.
21. Михайлов А.И. и др. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 2. С. 16.
22. Михайлов А.И. и др. Свидетельство на полезную модель РФ. № 98117279/20.
23. Михайлов А.И. и др. // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1999. Т. 7, № 3. С. 101.

УПРАВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТОЙ УЗКОПОЛОСНОГО ФИЛЬТРА В X-ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

С.В. Середич, А.А. Андреев, Е.А. Рябов, И.С. Великанов

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: seredichsv@mail.ru

Современные исследования в области радиочастотной техники и беспроводной связи направлены на проектирование фильтров сверхвысоких частот (СВЧ), которые представляют собой ключевые компоненты для достижения высококачественного сигнала и минимизации помех [1-4]. Управляемые фильтры, способные изменять свои параметры в реальном времени, являются критически важными компонентами для адаптивных радиосистем и систем радиоэлектронной борьбы [5-7].

В данной работе теоретически исследовалась периодическая структура с подвижной металлической пластиной, представленная в работе [8]. Периодическая структура представляет собой прямоугольный параллелепипед из материала с диэлектрической проницаемостью 2,5 (что соответствует пластику PETG) и имеет 4 прямоугольных отверстия размером 9×18 мм, расстояние между которыми 22 мм. В середине периодической структуры добавлен дефект формы «бабочка» [9, 10]. Численное моделирование проводилось с использованием программного пакета openEMS [11].

В центр дефекта помещались следующие варианты конструкций: 1) металлическая пластина 7×20 мм, толщиной 1 мм; 2) металлическая пластина 7×20 мм, толщиной 1 мм, свободное сечение волновода полностью заполнено диэлектриком толщиной 1 мм; 3) слой металла 7×20 мм, толщиной 0,035 мм на диэлектрической подложке толщиной 1 мм. На рисунках 1 и 2 представлены спектры коэффициента пропускания периодической структуры при различных значениях угла поворота диафрагмы и вариантах расположения пластины в центре дефекта.

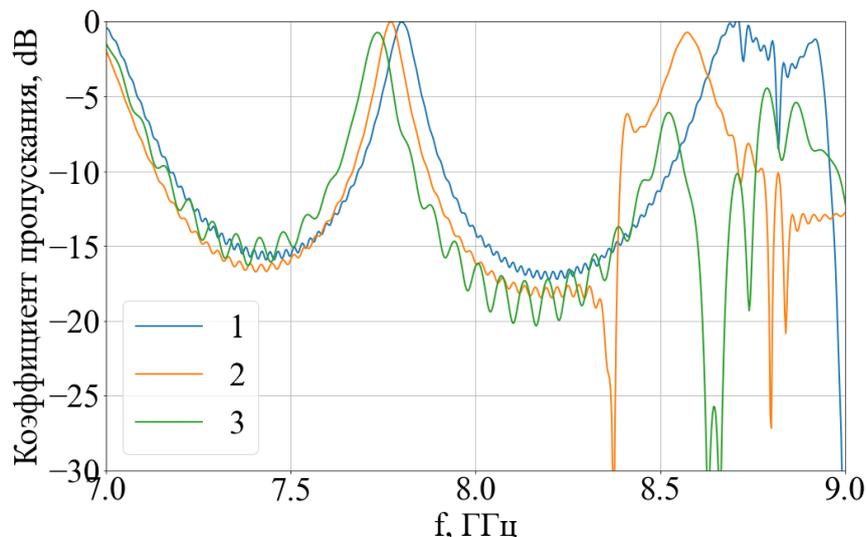


Рис. 1. Спектры коэффициента пропускания периодической структуры с дефектом и различными вариантами конструкций при угле поворота 0 градусов.

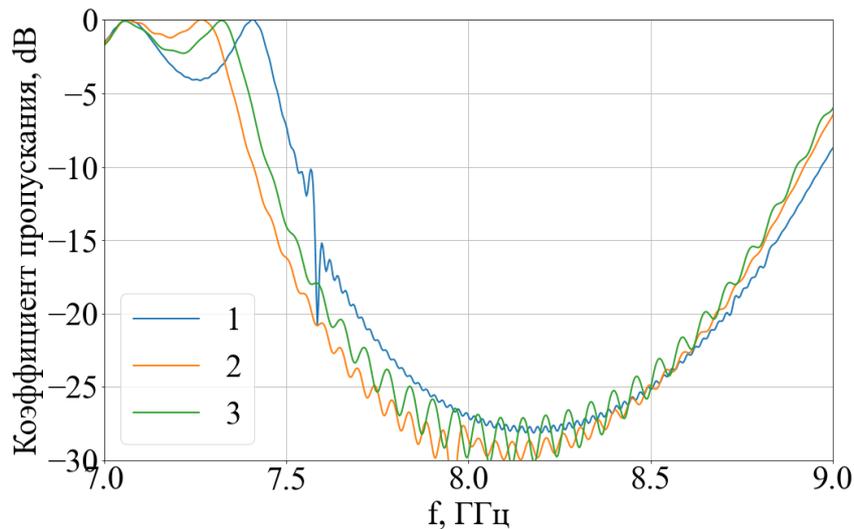


Рис. 2. Спектры коэффициента пропускания периодической структуры с дефектом и различными вариантами конструкций при угле поворота 90 градусов.

При добавлении дефекта формы «бабочка» в периодическую структуру наблюдался резонансный пик пропускания на частоте 7,8 ГГц [8]. При размещении в центре дефекта различных вариантов конструкций с углом поворота 0 градусов (перпендикулярно сечению волновода) резонансный пик практически не смещается (рис. 1). При повороте конструкций на угол 90 градусов резонансный пик смещается в низкочастотную область (рис. 2). Максимально резонансный пик пропускания смещается на 0,5 ГГц при добавлении второго варианта конструкции в центр дефекта.

Библиографический список

1. Михайлов А.И., Рябов Е.А., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2022. Т. 25(3). С. 29–35.
2. Андреев А.А., Рябов Е.А., Хайрушев И.В. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2023. Т. 1. С. 388–392.
3. Андреев А.А., Рябов Е.А., Сергеева Б.В. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2025. Т. 1. С. 411–415.
4. Хайрушев И.В., Рябов Е.А., Сергеев С.А. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2022. Т. 1. С. 546–549.
5. Комаров В.В., Лукьянов М.А. // Журнал радиоэлектроники. 2021. № 1. С. 2–2.
6. Hong J.-S. Lancaster M.J. Microstrip filters for RF/Microwave applications. John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001.
7. Мещанов В.П. СВЧ-фильтры и мультиплексоры для систем космической связи. М.: Радиотехника, 2017. 256 с.
8. Рябов Е.А., Андреев А.А., Сергеев С.А. и др. // Russian Technological Journal. 2025. Т. 13(3). С. 84–91.
9. Середич С.В., Андреев А.А., Рябов Е.А., и др. // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Саратов: Саратовский источник, 2025. С. 337–341.
10. Середич С.В., Андреев А.А., Рябов Е.А. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2025. Т. 1. С. 546–550.
11. Liebig T. Rennings A., Held S., Erni D. // International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields. 2013. V. 26(6). P. 680–696.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИ-2D ГРАФЕН-НАНОТРУБНЫХ ПЛЕНОК

М.М. Слепченков¹, П.В. Барков¹, О.Е. Глухова¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: slepchenkovm@mail.ru

Графен и нанотрубки являются одними из наиболее обсуждаемых аллотропных модификаций углерода на протяжении многих лет [1]. Объединение графена и нанотрубок в гибридную структуру дало новый виток развития фундаментальным исследованиям и прикладным разработкам в области углеродных наноматериалов [2-4]. Возможности современных технологий синтеза позволяют получать графен-нанотрубные гибридные архитектуры с различными особенностями атомного строения, в том числе с разнообразными взаимной ориентацией нанотрубок и графена, а также способом их связывания [3]. В данной работе рассматривается влияние структурных особенностей в виде точечных (нульмерных) дефектов кристаллической решетки на электронные и электропроводные свойства гибридных наноструктур графен-УНТ. Объектом исследования являются квази-2D пленки, образованные горизонтально ориентированными одностенными УНТ (ОУНТ) типа zigzag диаметром 0.8-1.2 нм, заключенными между листами графена и ковалентно связанными с ними. В качестве точечного дефекта рассмотрен дефект типа одиночная вакансия.

Атомная структура и электронно-энергетические характеристики исследуемых графен-нанотрубных гибридных квази-2D пленок рассчитывались в рамках метода DFTB в программном пакете открытого доступа DFTB+ [5]. Электрическая проводимость исследуемых структур рассчитывалась в рамках формализма Ландауэра-Буттикера [6] по формуле вида

$$G=2 e^2 / h \int_{-\infty}^{\infty} T(E) F_T(E-E_F) dE, \quad (1)$$

где $T(E)$ — усреднённая функция пропускания электронов, E_F — уровень Ферми электродов, e^2/h — квант проводимости, F_T — функция теплового уширения энергетических уровней. Расчеты электропроводных характеристик выполнялись при температуре 300 К.

На рис. 1 показана исходная супер-ячейка квази-2D графен-нанотрубной пленки. Дефекты одиночной вакансии формировались в атомной сетке листов графена. Были рассмотрены случаи с одним, двумя, тремя и четырьмя дефектами. Электронные свойства квази-2D углеродных пленок анализировались на основе распределений DOS. Установлено, что и бездефектная, и содержащая дефекты одиночной вакансии графен-нанотрубные квази-2D пленки характеризуются наличием энергетической щели E_{gap} между валентной зоной и зоной проводимости в зонной структуре. Величина E_{gap} приведена в таблице 1, из которой следует, что с появлением дефекта энергетическая щель гибридной пленки сужается, причем при наличии даже одного дефекта она уменьшается более, чем в 2 раза, а при наличии трех и четырех дефектов - в 3 раза. Электрофизические свойства исследуемых гибридных пленок оценивались по величине электрической проводимости, рассчитанной

для двух направлений токопереноса: zigzag (G_x) и armchair (G_y) гексагональной решетки графена. Рассчитанные значения приведены в таблице 1. С ростом числа дефектов наблюдается рост электрической проводимости в обоих направлениях токопереноса. Увеличивается и разница в значениях G_x и G_y . В зависимости от числа дефектов она составляет 2.5-3 раза.

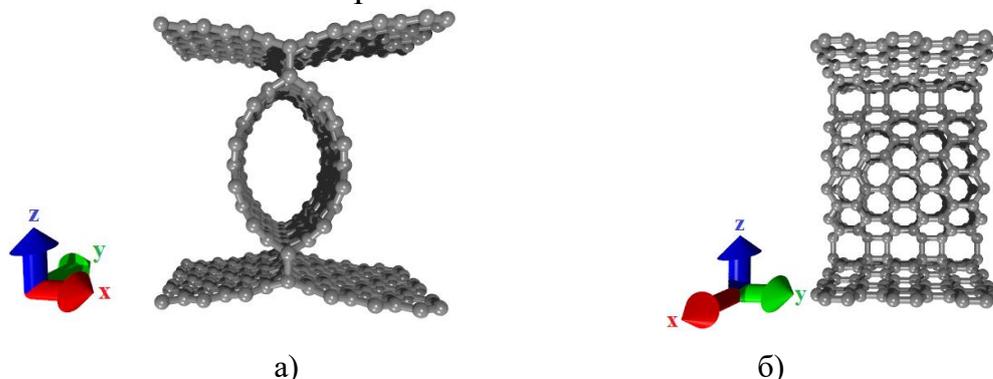


Рис. 1. Супер-ячейка графен-нанотрубной квази-2D пленки: (а) вид спереди, (б) вид сбоку.

Таблица 1. Электронно-энергетические и электрофизические характеристики гибридной пленки графен-ОУНТ с различным числом дефектов.

Количество дефектов	E_{gap} , эВ	G_x , мкСм	G_y , мкСм
0	0.57	25.3	51.2
1	0.24	40.3	121.3
2	0.23	42.1	154.2
3	0.19	59.5	159.6
4	0.19	75.2	167.9

Таким образом, варьируя числом дефектов типа одиночная вакансия, можно усиливать анизотропию электрической проводимости в гибридных графен-нанотрубных пленках, что важно для их потенциального применения в устройствах полупроводниковой электроники, в частности, диодах и транзисторах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект №24-79-10316).

Библиографический список

1. Kharlamova M.V., Kramberger C., Chernov A.I. // *Nanomaterials*. 2023. V. 13. P. 1268.
2. Du W., Ahmed Z., Wang Q., et al. // *2D Mater.* 2019. V. 6. P. 042005.
3. Wu X., Mu F., Zhao H. // *J. Mater. Sci. Technol.* 2020. V. 55. P. 16.
4. Pyo S., Eun Y., Sim J., Kim K., Choi J. // *Micro and Nano Syst. Lett.* 2022. V. 10. P. 9.
5. Elstner M., Seifert G. // *Philos Trans A Math Phys Eng Sci.* 2014. V. 372. P. 20120483.
6. Datta S. *Quantum Transport: Atom to Transistor*. New York, Cambridge University Press, 2005. 405 p.

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ ДВУХ ТОЧЕЧНЫХ ВИХРЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Д.А. Солодянкин, Е.М. Артемова

ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет».

E-mail: dima.solodyankin.97@mail.ru

В работе рассмотрена задача о динамике движения двух точечных вихрей в прямоугольной области высотой π и длиной L . Уравнения движения можно представить в гамильтоновой форме

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \frac{1}{\Gamma_1} \frac{\partial H}{\partial y_1}, & \dot{y}_1 &= -\frac{1}{\Gamma_1} \frac{\partial H}{\partial x_1}, & \dot{x}_2 &= \frac{1}{\Gamma_2} \frac{\partial H}{\partial y_2}, & \dot{y}_2 &= -\frac{1}{\Gamma_2} \frac{\partial H}{\partial x_2}, \\ H &= \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{4\pi} \left(h(x_1 - x_2, y_1 + y_2) - h(x_1 + x_2, y_1 + y_2) + h(x_1 + x_2, y_1 - y_2) - h(x_1 - x_2, y_1 - y_2) \right) \\ &+ \frac{\Gamma_1^2}{8\pi} (h(0, 2y_1) - h(2x_1, 2y_1) + h(2x_1, 0)) + \frac{\Gamma_2^2}{8\pi} (h(0, 2y_2) - h(2x_2, 2y_2) + h(2x_2, 0)). \end{aligned}$$

Здесь H – гамильтониан, Γ_1 – интенсивность первого вихря, Γ_2 – интенсивность второго вихря, а $h(x, y)$ – функция вида

$$h(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \ln \left(\frac{\cosh(x - 2Ln) - \cos y}{\cosh(2Ln)} \right),$$

сходимость ряда показана в работе [1]. В работе рассмотрены случаи двух вихрей с одинаковой интенсивностью и двух вихрей с интенсивностями одинаковой по модулю, но разной по знаку (вихревая пара).

Вихри с одинаковой интенсивностью. Для анализа системы было построено отображение Пуанкаре (см. рис. 1). На отображении виден хаотический слой, что говорит неинтегрируемости системы.

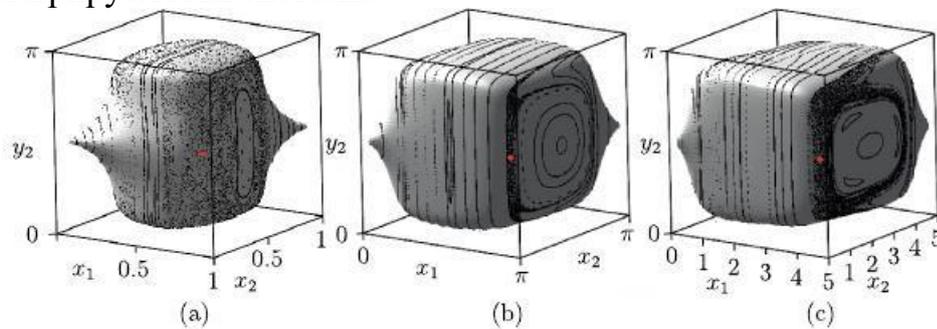


Рис. 1: Отображение Пуанкаре при разных уровнях интеграла энергии и длины области: (a) $L = 1$, $E = -0.25$, (b) $L = \pi$, $E = -0.08$, (c) $L = 5$, $E = -0.045$

Также на отображении отмечено (красной точкой) периодическое решение, принадлежащее инвариантному многообразию $x_1 + x_2 = L$, $y_1 + y_2 = \pi$. Для анализа устойчивости этого периодического решения была построена матрица монодромии [2]. На рис. 2 приведены зависимости мультипликаторов от энергии. Из рис. 2 видно, что существует два критических значения, при которых происходит смена типа неподвижной точки.

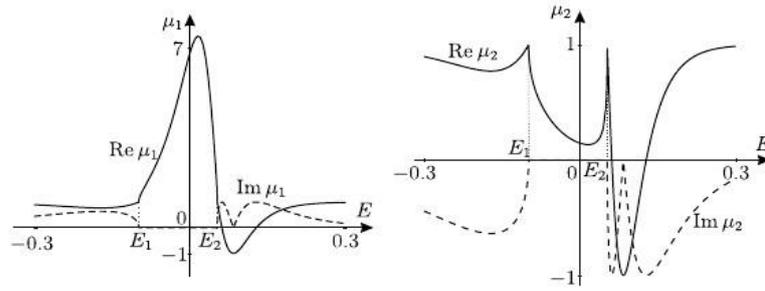


Рис. 2: Зависимость мультипликаторов от энергии E , при $L = 5$

Вихревая пара. Для анализа системы было построено отображение Пуанкаре (см. рис. 3). На отображении виден хаотический слой, что также позволяет сказать, что система неинтегрируема.

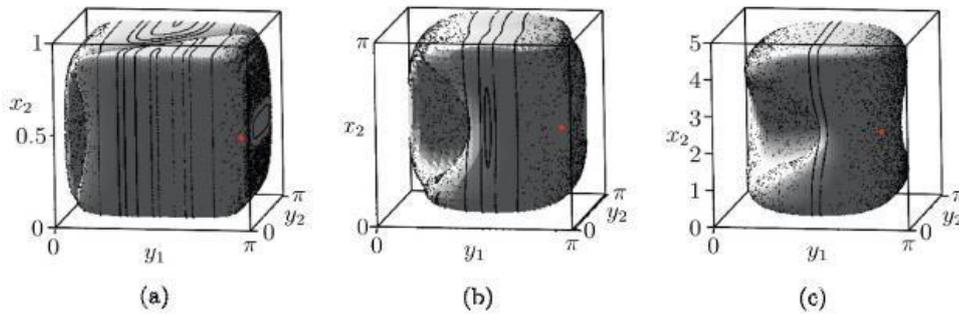


Рис. 3: Отображение Пуанкаре при разных уровнях интеграла энергии и длины области: (a) $L = 1$, $E = -0.32639$, (b) $L = \pi$, $E = -0.11$, (c) $L = 5$, $E = -0.08$

Также на рис. 3 отмечено периодическое решение (красная точка) принадлежащее инвариантному многообразию $x_1 - x_2 = 0$, $y_1 + y_2 = \pi$. Для анализа устойчивости этого решения была построена матрица монодромии и приведены зависимости мультипликаторов от энергии (см. рис. 4). Из рис. 4 видно, что существуют два значения при которых происходит смена типа неподвижной точки.

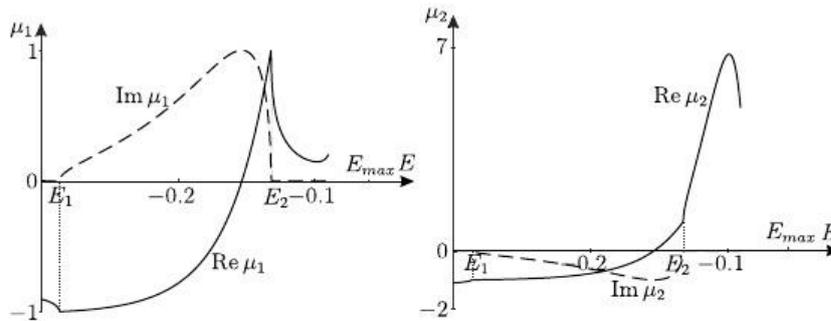


Рис. 4: Зависимость мультипликаторов от энергии E , при $L = 5$

Библиографический список

1. *Kilin A. A., Artemova E. M. Integrability and Chaos in Vortex Lattice Dynamics // Regular and Chaotic Dynamics, 2019, vol. 24, no. 1, pp. 101-113*
2. *Кузнецов С. П. Динамический хаос. – 2001.*

ХЕМОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ КОМНАТНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ В АЛМАЗО-ГРАФИТОВЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ

М.А. Соломатин^{1,2}, А.С. Варезников², Н.М. Ушаков^{1,3},
В.В. Сысоев², Р.К. Яфаров^{1,3}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю. А.

³Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: solomatin1994@gmail.com

Продукты жизнедеятельности человека, стремительное социально-экономическое развитие общества и растущая популяция в настоящее время становятся главными источниками загрязнений окружающей среды. В связи с этим возрастает потребность комплексно контролировать качество воздуха, особенно в помещении, где люди проводят до 90 % своего рабочего времени, для того чтобы вовремя предотвратить симптомы различных заболеваний [1]. В частности, активно развивается неинвазивная диагностика различных заболеваний путем обнаружения молекул ацетона, формальдегида, сероводорода, этанола и триметиламина в выдыхаемом воздухе, увеличенная концентрация которых у пациентов коррелирует с такими заболеваниями, как диабет, халитоз, рак легких, алкогольная болезнь печени и триметиламинурия. Наиболее перспективными устройствами для решения данной задачи являются мультисенсорные линейки, способные детектировать и селективно распознавать широкий спектр летучих органических соединений. При этом, с точки зрения автономной работы наиболее предпочтительными являются устройства, функционирующие при комнатных температурах [2].

Цель работы – исследование возможности использования алмазографитовых пленочных структур в создании высокостабильных газочувствительных сенсорных устройств для детектирования составов воздушной атмосферы при комнатных температурах. Для ее достижения сформирована мультисенсорная линейка хеморезистивного типа на основе алмазо-графитового слоя, полученного осаждением в микроволновой плазме паров этанола на поверхность функциональной кремниевой подложки с набором измерительных электродов, терморезисторов и нагревателей. Электрические и газочувствительные характеристики сформированной мультисенсорной линейки, включающей 38 дискретных сенсоров (рис. 1а), были исследованы при температуре 50 °С в атмосфере осушенного воздуха (~0-1 % RH), а также при воздействии паров этанола в концентрации ~3000 ppm. Установлено, что вольтамперная характеристика сенсоров на примере трех типовых в составе мультисенсорной линейки является линейной, что подтверждает омический контакт напыленных структур с измерительными электродами кремниевой подложки (рис. 1б). Из зависимостей сопротивлений трех типовых сенсоров в составе мультисенсорной линейки от времени при воздействии смеси паров этанола с осушенным воздухом в концентрации ~3000 ppm следует, что они синхронно и обратимо изменяются при воздействии молекул этанола (рис. 1в). Эффект является воспроизводимым, а амплитуда изменения величины R превышает трехкратную амплитуду электрического шума. При этом величины хеморезистивных откликов различаются для каждого из трех сенсоров, что свидетельствует о влиянии на них толщины и фазового

состава алмазографитовой структуры (рис. 1г). В перспективе это может быть использовано для характеристики селективности мультисенсорной алмазографитовой линейки, как к парам этанола, так и к другим соединениям, являющимися маркерами различных заболеваний.

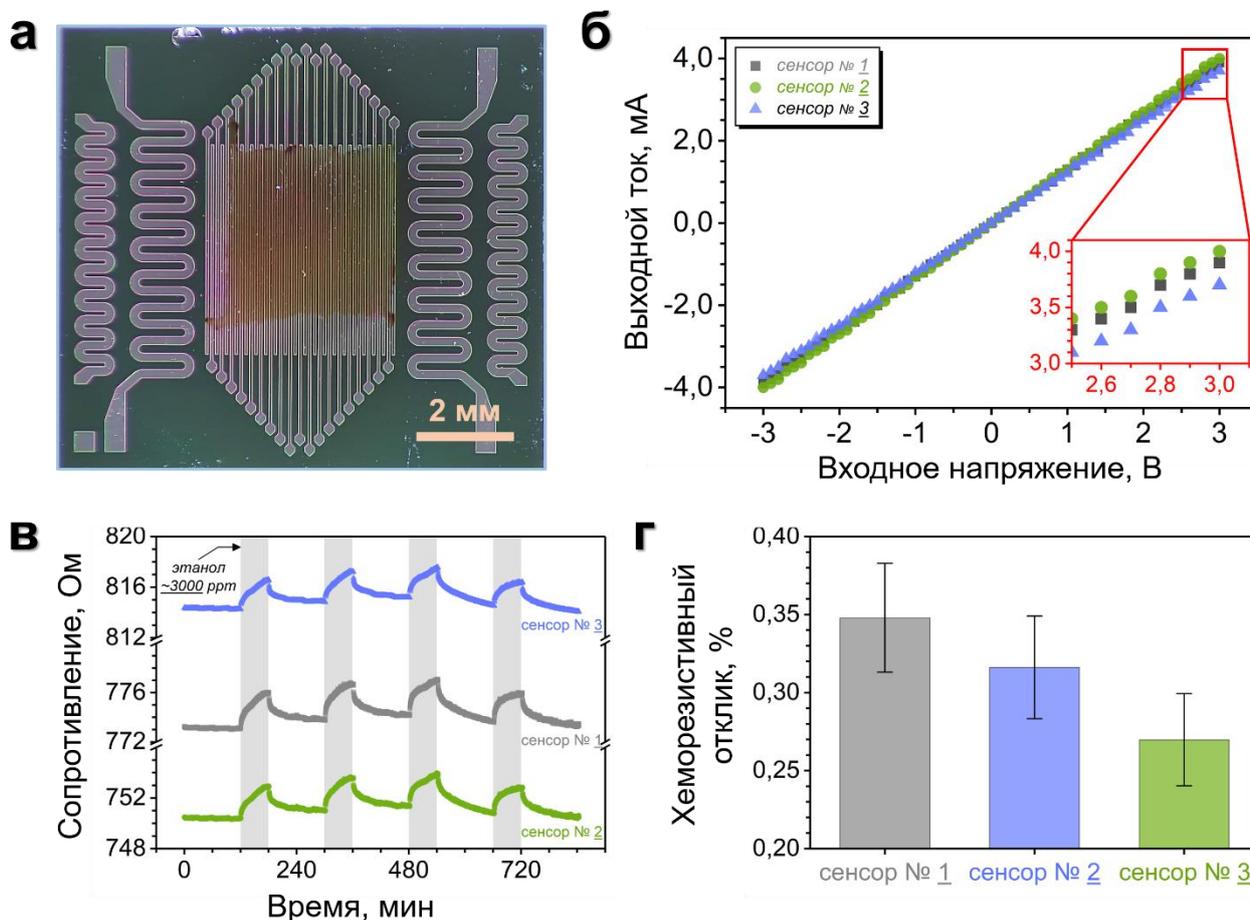


Рисунок 1 – (а) изображение мультисенсорной линейки на основе алмазо-графитового слоя; (б) вольт-амперная характеристика трех сенсоров мультисенсорной линейки, полученная в атмосфере осушенного воздуха; (в) зависимость сопротивления от времени при воздействии смеси паров этанола с осушенным воздухом в концентрации 3000 ppm для трех сенсоров при температуре 50 °C; (г) количественный хеморезистивный отклик на пары этанола для трех сенсоров мультисенсорной линейки на основе алмазографитовых пленочных структур

Библиографический список

1. The human volatilome: volatile organic compounds (VOCs) in exhaled breath, skin emanations, urine, feces and saliva / Anton Amann, Ben de Lacy Costello, Wolfram Miekisch et al. // *Journal of Breath Research*. – 2014. – V. 8. – 034001.
2. Highly sensitive room temperature sensors based on the UV-LED activation of zinc oxide nanoparticles / B.P.J. de Lacy Costello, R.J. Ewen, N.M. Ratcliffe et al // *Sens. Actuat. B Chem.* – 2008. – V. 134. – P. 945–952.

ОБЪЁМНЫЙ ДВУХАЗОРНЫЙ КЛИСТРОННЫЙ РЕЗОНАТОР С ПРИМЕНЕНИЕМ ИПВ-ТЕХНОЛОГИЙ

В.А. Соляник, Н.А. Акафьева, А.Ю. Мирошниченко

*Саратовский государственный технический университет
имени Гагарина Ю.А.*

E-mail: mailvadim1636@gmail.com

Многолучевые клистроны (МЛК) на сегодняшний день широко востребованы в приборах для средств телекоммуникации и связи и охватывают достаточно широкий диапазон частот [1]. Ведется активная разработка и миниатюрных многолучевых клистронов (ММЛК) [2]. Резонатор клистроны – это конструкция от которой зависят в основном выходные параметры прибора, поэтому ей уделяется особое внимание при разработке клистронов. Для управления спектром колебаний в современных резонаторах применяются фотонно-кристаллические решетки (ФКР) или Photonic Band Gap (PBG) структуры [3], которые также можно разрабатывать для планарных систем с помощью технологии интегрированных в подложку волноводов (ИПВ-технологий) [4]. С целью снижения массогабаритных параметров и подавления внеполосных сигналов разрабатываются емкостно-нагруженные резонаторы [5].

В настоящей работе исследуется многолучевой объёмный двухазорный резонатор (рис. 1), перспективный для применения в приборах клистроны типа. В конструкции использована ФКР в виде двух рядов металлических стержней 2, радиусом δ расположенных с шагом Δ по периметру резонатора и емкостная нагрузка грибовидной формы, состоящая из опорного стержня 4, закрепленного на боковой стенке резонатора с одной стороны и тонким диском 3 с другой. На тонком диске по окружности расположены шесть центральных пролетных электродов 5 для электронного потока, а на боковых стенках расположены боковые пролетные электроды 7, таким образом, центральные и боковые электроды образуют два высокочастотных зазора 8, где электронный поток взаимодействует с СВЧ-полем. Вся конструкция помещена в корпус прямоугольного сечения.

Применение емкостной грибовидной нагрузки в резонаторе позволяет уменьшить его габаритные размеры по сравнению с традиционными прямоугольными резонаторами клистроны, а также увеличить разнос по частоте между основной противофазной модой и высшими модами.

Было показано, что диаметр стержней ФКР оказывает влияние на спектр колебаний резонатора. Критерием оценки было взято резонансное сопротивление на различных частотах $R_{0n} = Q_{0n} * \rho_{0n}$, где Q_{0n} – собственная добротность резонатора; ρ_{0n} – характеристическое сопротивление. Выяснено, что частота мод при увеличении диаметра стержня ведет себя по-разному, как и резонансное сопротивление, что доказывает возможность селекции мод с помощью изменение параметров стержней. Первая противофазная мода подавляется при малом диаметре стержней, высшая противофазная мода подавляется при большом диаметре стержней, а на высшую синфазную моду увеличение диаметра стержней оказывает наибольшее влияние и подавляет её.

Проведено исследование влияния длины опорного стержня на частоту, характеристическое сопротивление и собственную добротность для нескольких мод объёмного резонатора. Выяснено, что длина опорного стержня напрямую влияет на индуктивность системы при фиксированной емкости за счет сохранения размеров высокочастотных зазоров. При увеличении длины стержня частоты всех мод снижаются. Необходимо отметить наименьшее значение собственной добротности, соответствующее низшей противофазной моде, которое более чем в два раза ниже чем у высшей синфазной моды, что можно объяснить большой емкостной нагрузкой резонатора. Это можно использовать для увеличения широкополосности резонатора.

Исследовано так же влияние емкости высокочастотных зазоров на его электродинамические характеристики. Емкость изменялась путем увеличения длины высокочастотных зазоров при фиксированной индуктивности. При этом надо учитывать, что при изменении длины высокочастотных зазоров будут изменяться электронные параметры резонатора.

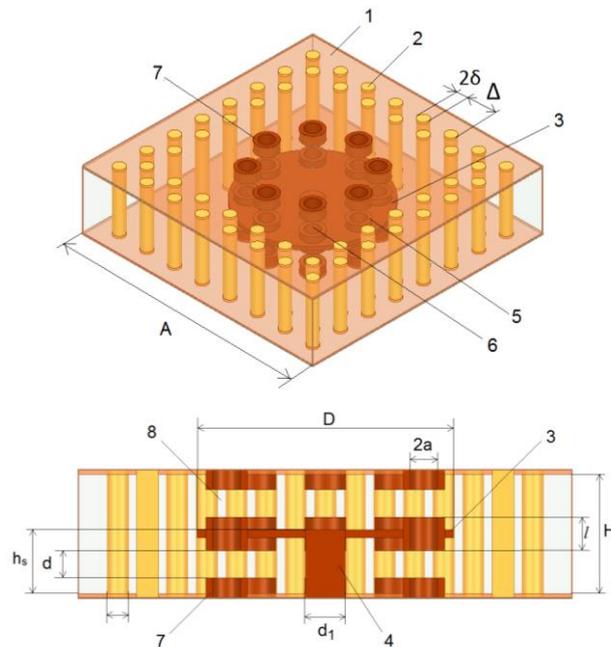


Рис. 1. Конструкция двухзазорного емкостно-нагруженного объёмного резонатора. Основные размеры резонатора в мм: $A=25$, $H=6.5$, $D=13$, $d=1.4$, $l=1.7$, $a=0.7$, $\delta=0.3$, $\Delta=3$.

Библиографический список

1. *Yaogen Ding, David K. Abe, Bin Shen, Dongping Gao, Haibing Ding.* An Overview of Multibeam Klystron Technology// IEEE Transactions on electron devices. -2023. - Vol. 70, no. 6.
2. *Mithilesh Kumar, M. Vijay Kumar, Ashok Bansawal, A.K. Agrawal, Ravi Ninavath, Venkat, Sushil Raina and Lalit Kumar* Design of a High Frequency Miniature Multi Beam Klystron (MBK)
3. *A. Smimov, D. Newsham, D. Yu.* PBG CAVITIES FOR SINGLE-BEAM AND MULTI-BEAM ELECTRON DEVICES Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference
4. *V. Turgaliev, D. Kholodnyak, J. Muler, M.A. Hein* Small-size low-loss bandpass filters on substrate- integrated waveguide capacitively loaded cavities embedded in low temperature co-fired ceramics//journal of ceramic science and Technology. 2015.
5. *Stefano Sirci, Jorge D. Martínez, Vicente E. Boria* A Novel Magnetic Coupling for Miniaturized Bandpass Filters in Embedded Coaxial SIW, 2019

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ТИПА КРЕВЕТКИ (SHRIMPS)**А.П. Кузнецов¹, Н.В. Станкевич^{1,2}**¹*Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН*²*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург**E-mail: stankevichnv@mail.ru*

При двухпараметрическом анализе нелинейных систем оказываются типичными элементарные структуры, которые получили название «креветок». Они обнаружены в очень большом количестве как базовых моделей нелинейной динамики (например, в отображении Эно [1], системе Ресслера [2]), так и в конкретных примерах систем различной природы. Креветки сформированы определенным образом устроенной системой бифуркационных линий и отвечающих им областей периодических режимов. Согласно [3], такие структуры бывают двух типов: crossroad area и spring area.

Совсем недавно появились сообщения о возможности креветок на базе двухчастотных квазипериодических режимов для отображений типа хищник-жертва [4,5] и неавтономной механической системы [6]. Мы демонстрируем возможность квазипериодических двухчастотных креветок для дискретной версии известной климатической модели Лоренц-84 [7]:

$$x_{n+1} = x_n + \varepsilon[-ax_n - y_n^2 - z_n^2 + aF],$$

$$y_{n+1} = y_n + \varepsilon[-y_n + x_n y_n - bx_n z_n + G],$$

$$z_{n+1} = z_n + \varepsilon[-z_n + bx_n y_n + x_n z_n].$$

На рис. 1 показаны портреты квазипериодических креветок на базе аттрактора в виде инвариантной кривой IC (двухчастотный режим) на картах ляпуновских показателей Λ на плоскости основных управляющих параметров (F, G) для $a=0.25$, $b=4$. Тем самым мы иллюстрируем универсальность этого феномена. Также существенным является обнаружение, в отличие от [4-6], таких структур двух типов, соответствующих рис. 1, а и б. На рисунке креветки встроены в область хаоса $Ch0$, особенность которого состоит в наличии нулевого показателя Ляпунова. Снизу креветка первого типа ограничена линией жесткой бифуркации инвариантных кривых FC, а внутри нее наблюдаются линии удвоения инвариантных кривых DC. Для креветки второго типа линия FC в точке коразмерности два DFC превращается в линию удвоения DC и линию жесткого перехода на базе удвоенной инвариантной кривой.

В системе (1) с квазипериодическим воздействием появляются креветки уже на базе трехчастотных режимов. На рис. 2, а такие креветки встроены в аналогичный языку Арнольда язык трехчастотной квазипериодичности, которому отвечает двумерный тор $2T$ в отображении (1). Внутри языка наблюдаются удвоения такого тора DT. Сам язык погружен в область четырехчастотной квазипериодичности с аттрактором в виде трехмерного тора $3T$. На рис. 2, б представлена трехчастотная креветка первого типа. Она погружена в область хаоса $Ch00$, который характеризуется уже двумя нулевыми показателями Ляпунова. Такой же хаос возникает внутри языков и в области их перекрытия на рис. 2, а. Внутри креветки наблюдаются удвоения торов DT.

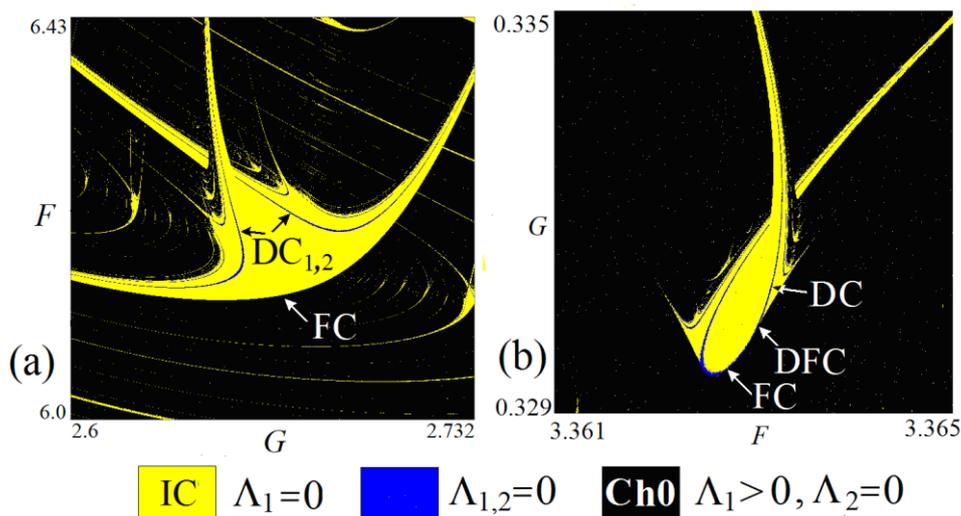


Рис. 1. Квазипериодические кривки двух типов: а) crossroad area, б) spring area. Внизу дана расшифровка цветовой палитры в соответствии с величиной показателей Ляпунова Λ .

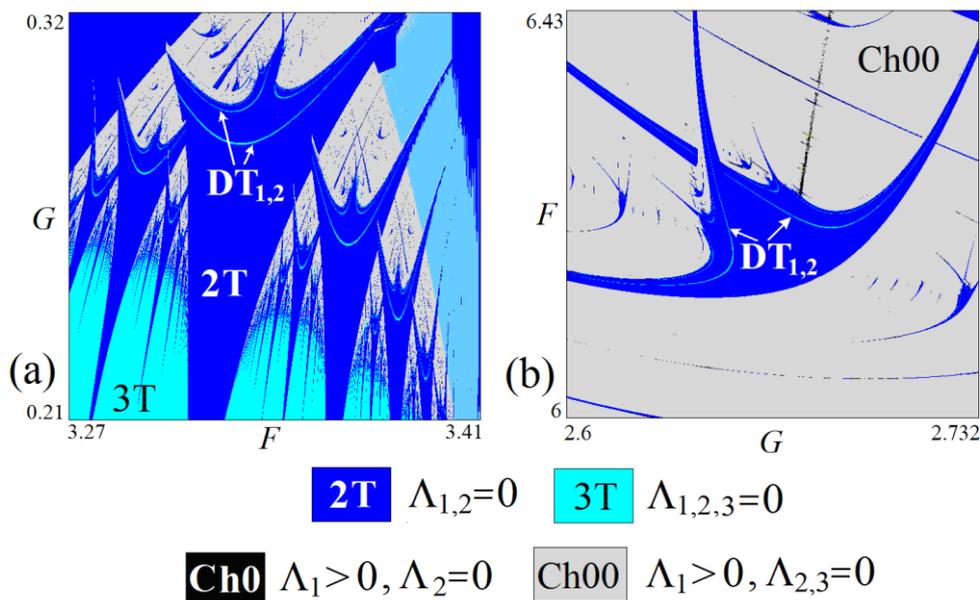


Рис. 2. Трехчастотные квазипериодические кривки.

Работа выполнена в рамках госзадания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (FFWZ-2025-0016).

Библиографический список

1. Gallas J.A. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 2714.
2. Castro V. et al. // Int. J. Bifurcation Chaos. 2007. V. 17. No. 3. P. 965.
3. Carcasses J.P. et al. // Int. J. Bifurcation Chaos. 1991. V. 1. No. 1. P., 183.
4. Pati N.C. // Chaos. 2024. V. 34. No. 8. P. 083126.
5. Pati N.C., Datta P., Ghosh B. // Chaos. 2025. V. 35. No. 2. P. 023101.
6. de Souza L. et al. // Chaos. 2024. No. 12. P. 123146.
7. Попова Е.С., Станкевич Н.В., Кузнецов А.П. // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2020. Т. 20. №. 3. С. 222.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КПРР НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХАЗОРНОГО МНОГОКАНАЛЬНОГО КЛИСТРОННОГО РЕЗОНАТОРА

Ю.С. Тихонов, А.Ю. Мирошниченко, Н.А. Акафьева, А.Д. Исаев
Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
E-mail: drbonesssss@gmail.com

В последнее время многолучевые клистроны (МЛК) находят широкое применение в технике сверхвысоких частот и их разработкой занимаются научные группы в России и за рубежом. Ведутся исследования и разработки мощных усилителей электромагнитных колебаний на основе МЛК различных диапазонов [1-4].

Наряду с этим в последнее время получают распространение различные электродинамические структуры с использованием метаматериалов (МТМ) [5-7]. Исследованиям по применению МТМ в различных приборах вакуумной электроники и ускорителях был посвящен ряд работ [8]. Однако вопросы применения метаматериала, и как частный случай кольцевого планарного разрезного резонатора (КПРР) в двухзорных клистроновых резонаторах, а также влияние этих элементов на электродинамические параметры резонаторов не исследованы. Применение КПРР в резонаторах позволяет подавлять нежелательные моды, как правило, высшие моды [7, 9].

Целью данной работы являлось изучение влияния КПРР на электронные и электродинамические параметры двухзорного многоканального клистронового резонатора.

Конструкция исследуемого двухзорного многоканального клистронового резонатора приведена на рисунке 1. Он состоит из цилиндрического корпуса 1, диэлектрической подложки 2, КПРР элемента 3, полосковой четвертьволновой линии 4, центрального электрода 5 с пролётными каналами и двух боковых электродов 6 также с пролётными каналами. Описание конструкции и геометрические размеры приведены в [9].

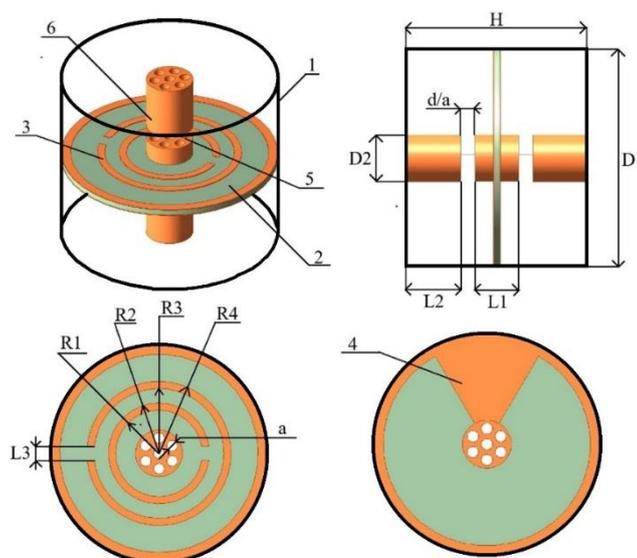


Рис. 1. Конструкция клистронового резонатора.

Исследовались электродинамические и электронные параметры двух конструкций резонатора: без КППР и с КППР. Обычно подобные резонаторы, применяемые в приборах клистронного типа, работают либо на низшем типе колебаний или на второй моде, при которых обеспечиваются высокие электродинамические параметры. Результаты расчета электродинамических параметров (частоты F , собственной добротности Q_0 и характеристического сопротивления ρ) приведены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты расчета электродинамических параметров резонаторов.

№ моды	Тип колебаний	Резонатор без КППР			Тип колебаний	Резонатор с КППР		
		F , ГГц	Q_0	ρ , Ом		F , ГГц	Q_0	ρ , Ом
1	π	1,32951	2904,36	295,99	π	1,26373	1814,01	288,17
2	2π	2,21092	8401,27	244,74	2π	2,21112	8081,72	221,51

На рисунках 2 и 3 приведены результаты расчёта электронных параметров резонатора на противофазном (π) и синфазном видах колебаний (2π): зависимости коэффициента эффективности взаимодействия M и относительной электронной проводимости G_e/G_0 от ускоряющего напряжения.

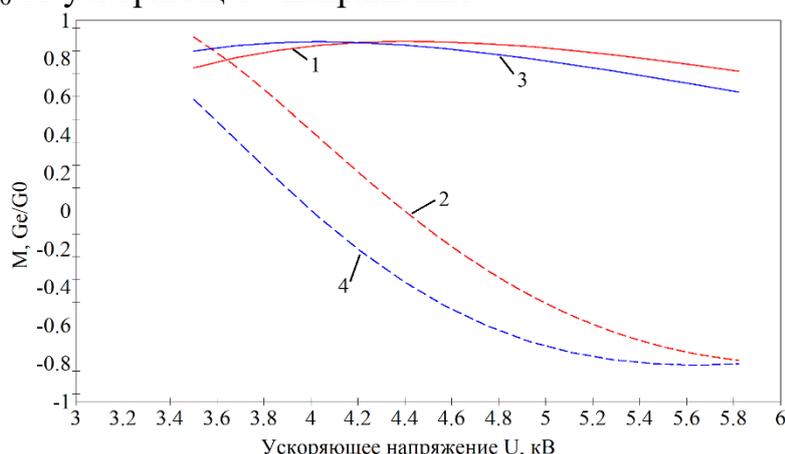


Рис. 2. Зависимость коэффициента взаимодействия M (1, 3) и относительной активной проводимости G_e/G_0 (2, 4) от ускоряющего напряжения U , кВ для противофазного (π) типа колебаний: 1, 2 - резонатор без КППР; 3, 4 - резонатор с КППР.

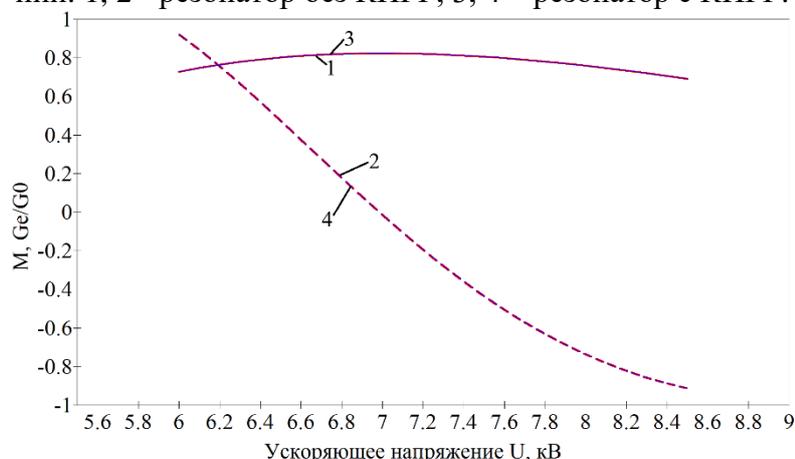


Рис. 3. Зависимость коэффициента взаимодействия M (1, 3) и относительной активной проводимости G_e/G_0 (2, 4) от ускоряющего напряжения U , кВ для синфазного (2π) типа колебаний: 1, 2 - резонатор без КППР; 3, 4 - резонатор с КППР.

Из приведённого расчёта для резонатора без КППР видно, что для противофазного вида колебаний оптимальный режим находится в диапазоне от 3,5 до 4,2 кВ, электронная проводимость G_e/G_0 положительна и самовозбуждение отсутствует, коэффициент взаимодействия M около 0,7 – 0,8. Оптимальный режим работы для резонатора с КППР находится в диапазоне от 3,5 до 3,85 кВ, электронная проводимость G_e/G_0 положительна и самовозбуждение отсутствует, а коэффициент взаимодействия M достигает значений 0,8 – 0,9. Также видно, что при включении в структуру КППР происходит улучшение коэффициента взаимодействия на 0,1, но при этом падает электронная проводимость и остаётся положительной.

Для синфазного вида колебаний оптимальный режим находится в диапазоне от 6,5 до 7 кВ, электронная проводимость $G_e/G_0 > 0.1$ – самовозбуждение отсутствует, коэффициент взаимодействия достигает $M=0,8$.

Резонатор имеет малогабаритную конструкцию и хорошие электронные параметры на первых двух типах колебаний. Подобный двухзоровый многоканальный резонатор может найти применение в многолучевых приборах клистронного типа для различных систем телекоммуникаций и связи.

Библиографический список

1. Галдецкий А. В., Голованов Н. А. // Электроника и микроэлектроника СВЧ: материалы Всерос. науч.-техн. конф. 2023. С. 4-9.
2. Kant D. et al. // 2018 IEEE IVEC. 2018. P. 111-112.
3. Bansawal A. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2019. Vol. 66. № 11. P. 4952-4956.
4. Shen B. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. Vol. 61. № 6. P. 1848-1853.
5. Вендик И.Б., Вендик О.Г. // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 1. С. 3-28.
6. Smith D.R. et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. № 3. P. 036617.
7. Тихонов Ю.С. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ: материалы Всерос. науч.-техн. конф. 2024. С. 395-399.
8. Duan Z. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2019. Vol. 66. № 1. P. 207-218.
9. Тихонов Ю.С. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ: материалы Всерос. науч.-техн. конф. 2025. С. 467-471.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПРОЛЁТНОМ КАНАЛЕ ЛБВ W-ДИАПАЗОНА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

А.Д. Толстых^{1,2}, Р.А. Торгашов^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: tolstyalina2005@gmail.com

Особый интерес при освоении миллиметрового диапазона вызывает разработка ламп бегущей волны (ЛБВ) с пространственно-развитыми электродинамическими структурами, в которых осуществляется взаимодействие замедленной электромагнитной волны с высокоаспектными электронными пучками (ЭП), например, ленточными. Такой прибор способен обеспечить эффективное широкополосное усиление входного сигнала и высокие значения выходной мощности при работе в миллиметровом диапазоне частот [1]. Однако для обеспечения длительного электронно-волнового взаимодействия требуется создание условий для устойчивой транспортировки ЭП на расстояния в несколько сантиметров вдоль пролётного канала. Известно, что основным способом фокусировки электронных пучков в классических приборах СВЧ-электроники является использование фокусирующих систем на постоянных магнитах [2]. Существует два основных подхода для обеспечения транспортировки ленточных пучков: фокусировка однородным продольным магнитным полем, а также использование периодических магнитных полей, создаваемых магнитными периодическими фокусирующими систем (МПФС).

В данной работе исследуются процессы фокусировки ленточного ЭП постоянными магнитными полями в пролётном канале миниатюрной ЛБВ W-диапазона (75-110 ГГц) с ЗС типа сдвоенная гребенка в прямоугольном волноводе. Предполагается, что для обеспечения выходных мощностей порядка нескольких десятков ватт взаимодействие в таком приборе происходит с ЭП сечением 500×150 мкм², током 100 мА (плотность тока ~ 133 А/см²) при напряжении 14.6 кВ [3].

На первом этапе был рассмотрен случай фокусировки ленточного ЭП постоянным однородным продольным магнитным полем. Известно, что реальные ЭП, формируемые электронными пушками, обладают на месте влёта в пространство взаимодействия разбросом, как по углам влёта, так и по величине скорости. В рамках данной работы учитывался разброс по скоростям величиной 1% и по углам влёта величиной 2°.

Показано, что для обеспечения полной транспортировки электронного пучка вдоль пролётного канала на расстояния порядка 10 см требуются магнитные поля величиной 0.8 Тл. Известно, что при распространении потока электронов в скрещенных электрических и магнитных полях ЭП подвержен диокотронной неустойчивости, которая приводит к S-образному искривлению профиля пучка [4]. При этом в силу наличия разброса отдельные частицы двигаются по траекториям с различным циклотронным радиусом, что приводит к пульсациям огибающей ЭП

(рис. 1). Снижение величины магнитного поля приводит к оседанию отдельных частиц на стенки пролётного канала. Для снижения деформации электронного пучка требуются более высокие магнитные поля. Однако высокие магнитные поля приводят к увеличению и утяжелению фокусирующей системы, что препятствует миниатюризации прибора в целом.

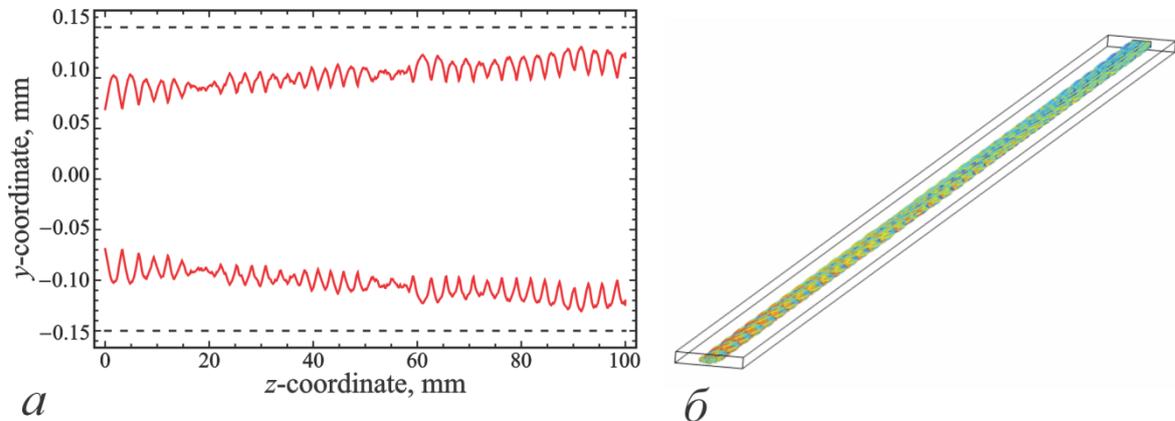


Рис. 1. (а) – огибающая электронного пучка по вертикальному направлению (пунктирными линиями показаны границы пролётного канала); (б) – динамика ЭП в пролётном канале при величине магнитного поля 0.8 Тл с учетом разброса частиц по скоростям и углам влёта.

Для уменьшения габаритов и снижения массы устройства целесообразным оказывается использование МПФС, которые представляют собой последовательность небольших магнитов, разделенных между собой железными полюсными наконечниками. Такие системы обеспечивают конфигурацию магнитного поля, близкую к синусоидальной вдоль продольного направления [5]. Было проведено исследование динамики ЭП и подобрана конфигурация магнитного поля, позволяющая транспортировать поток электронов вдоль пролётного канала практически без оседания. Показано, что в данном случае величина продольной компоненты магнитного поля на оси пучка должна составлять 0.15-0.16 Тл при периоде магнитной системы 7 мм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-00050

Библиографический список

1. Zhang T., Ban Q., Liu W., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2025. V. 53(7). P. 1693-1702
2. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2012. 576 с.
3. Abramov O.R., Torgashov R.A. // 2024 International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE). 2024. P. 11-14.
4. Nguyen K.T., Pasour J.A., Antonsen T.A., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2009. V. 56(5) P. 744-752.
5. Booske J.H., Basten M.A., Kumbasar A.H., et al. // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1(5). P. 1714-1720.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МИНИАТЮРНОМ ЛБВ-УСИЛИТЕЛЕ W-ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ И МАГНИТНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ФОКУСИРУЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

Р.А. Торгашов^{1,2}, О.Р. Абрамов²

¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: torgashovra@gmail.com*

Большой интерес на данный момент вызывает разработка компактных генераторов и усилителей W-диапазона, которые могут найти себе применение в современных системах высокоскоростной беспроводной передачи данных, в том числе и в системах космической связи [1]. Перспективным в этом плане выступает вакуумный усилитель – лампа бегущей волны (ЛБВ), как миниатюрный и мощный прибор, который может работать в миллиметровом диапазоне. Причем интерес вызывает разработка ЛБВ с пространственно-развитыми электродинамическими структурами, в которых возможно обеспечить взаимодействие с ленточными электронными пучками (ЭП) с адекватными значениями плотности тока.

Одним из ключевых компонентов ЛБВ является магнитная фокусирующая система, обеспечивающая транспортировку электронного пучка вдоль всего пространства взаимодействия. Для миниатюризации такого прибора возможно использование магнитных периодических фокусирующих систем (МПФС), которые способны обеспечить транспортировку ленточного ЭП на большие расстояния при меньших пиковых значениях магнитного поля и при меньшей массе и габаритах самой фокусирующей системы.

В данной работе приводятся результаты трехмерного моделирования процессов динамики ленточного ЭП в пролетном канале ЛБВ, а также процессов электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ W-диапазона с замедляющей системой (ЗС) типа сдвоенная гребенка в прямоугольном волноводе. Такая система была ранее рассмотрена в работе [2], где исследовались электродинамические свойства самой замедляющей системы, а также процессы электронно-волнового взаимодействия в случае фокусировки постоянным магнитным полем. Предполагается, что в таком приборе обеспечивается взаимодействие с ленточным пучком сечением $0.15 \times 0.5 \text{ мм}^2$, током 0.1 А (плотность тока 133 А/см^2) при рабочем напряжении 14.6 кВ.

В ходе исследований предполагалось, что фокусировка электронного пучка обеспечивается периодическими магнитными полями, создаваемыми МПФС. Проведен анализ влияния величины магнитного поля на оси пучка, а также величины отстройки вертикальной компоненты магнитного поля на процессы транспортировки электронного пучка в электростатическом и динамическом режимах. Показано, что при значении магнитного поля на оси пучка 0.16 Тл и периоде магнитной системы 7 мм реализуется токопрохождение на уровне свыше 95%. При указанных параметрах магнитной системы рассчитаны выходные параметры ЛБВ и проведено сравнение со случаем фокусировки электронного пучка однородным магнитным

полем значением 0.7 Тл. При фокусировке периодическими магнитными полями коэффициент усиления в линейном режиме работы в рабочей полосе частот достигает значений в 26 дБ, что примерно на 1.5 дБ меньше чем в случае фокусировки однородным полем. При более высоких значениях входной мощности в случае частоты входного сигнала в 100 ГГц моделирование предсказывает снижение выходной мощности на величину порядка 20 Вт с 65 Вт в случае фокусировки однородным полем до 45 Вт в случае периодических полей.

В случае фокусировки однородным магнитным полем достигаются более высокие значения выходной мощности при тех же значениях входной мощности за счет того, что в данном случае ближе к коллекторному концу системы достигаются более высокие значения сопротивления связи в силу деформации и закручивания профиля пучка за счет эффекта диокотронной неустойчивости [3]. Для достижения более высоких значений выходной мощности в случае фокусировки периодическими полями требуется разработка секционированной конструкции ЛБВ.

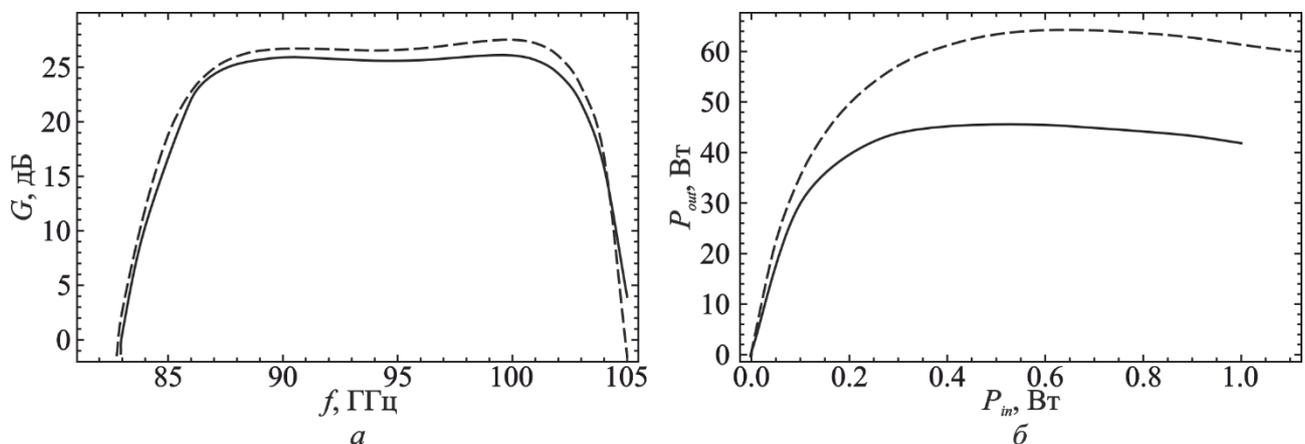


Рис. 1. Выходные характеристики ЛБВ W-диапазона с ЗС типа сдвоенная гребенка и ленточным электронным пучком в случае фокусировки периодическим (сплошные кривые) и однородным (штриховые кривые) вдоль продольного направления магнитными полями: (а) – зависимость коэффициента усиления G от частоты f , (б) – зависимость выходной мощности P_{out} от входной мощности P_{in} при частоте входного сигнала 100 ГГц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-00050

Библиографический список

1. Андрианов М.Н. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 2023. № 7. С.14-21
2. Abramov O. R. and Torgashov R. A. // 2024 Internat. Conf. Act. Probl. Elect. Dev. Eng. (APEDE), 2024, pp. 11-14.
3. Nguyen K. T., Pasour J., Antonsen T. M. et al. // IEEE Trans. Elect. Dev. 2009. V. 56, No. 5. P. 744–752.

ГИПЕРХАОС С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ НУЛЕВЫМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ЛЯПУНОВА

А.П. Кузнецов¹, Л.В. Тюрюкина^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет

имени Н. Г. Чернышевского

E-mail: turukinalv@yandex.ru.

При увеличении размерности динамической системы более трех становится возможным хаос с несколькими нулевыми показателями Ляпунова. Известен ряд примеров для модельных систем и систем разной природы: климатической модели [1], радиофизических генераторов [2], контактов Джозефсона [3] и др. Соответственно, можно ожидать возможность гиперхаоса с несколькими нулевыми показателями. Пока известен, однако, по-видимому, единственный пример для трех взаимодействующих микропузырьков в жидкости, отвечающий случаю двух нулевых показателей [4].

Одним из вариантов реализации хаотической динамики с несколькими нулевыми показателями является взаимодействие хаотической и квазипериодической подсистем. В этом контексте были рассмотрены случаи системы Ресслера [5] и хаотического генератора Кислова-Дмитриева [6]. Здесь мы показываем, что при увеличении основного управляющего параметра M (коэффициента усиления) генератора Кислова-Дмитриева в модели [6] возможен гиперхаос указанной разновидности. Это иллюстрируют графики Ляпуновских показателей Λ на рис. 1. Можно видеть квазипериодическое окно четырехчастотных режимов $4T$ с $\Lambda_{1,2,3,4}=0$. Окно располагается в области гиперхаоса H с $\Lambda_{1,2}>0$ и $\Lambda_{3,4,5}=0$. Таким образом, возможен гиперхаос, но уже с тремя нулевыми показателями. Интересно, что внутри окна возможен также хаос C с $\Lambda_1>0$ и $\Lambda_{2,3,4,5}=0$.

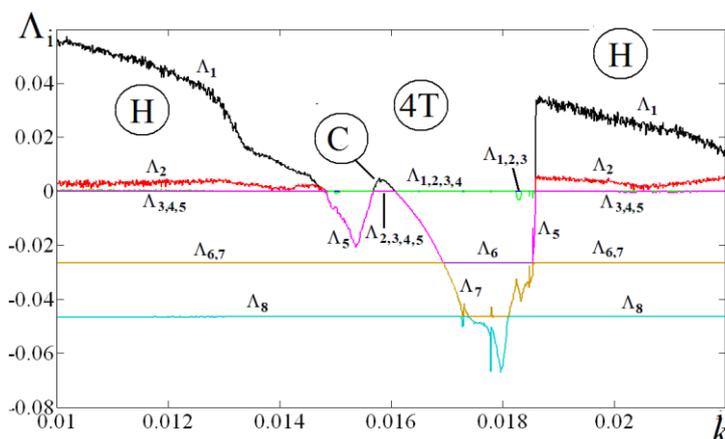


Рис. 1. Графики Ляпуновских показателей квазипериодической подсистемы и системы Кислова-Дмитриева [6] от параметра связи k .

Рассмотрим теперь зависимость Ляпуновских показателей от «внутреннего» параметра связи квазипериодической подсистемы μ для сравнительно небольшого значения $M=3.65$, рис. 2. При большой связи μ наблюдается классический хаос с одним положительным $\Lambda_1>0$ и одним нулевым показателем $\Lambda_2=0$. При уменьшении

μ совпадающие показатели $\Lambda_3=\Lambda_4<0$ возрастают и в точке L обращаются в ноль. Далее наблюдается хаос с $\Lambda_2=0$ и очень близким к нулю третьим показателем Λ_3 . При уменьшении μ происходит переход через небольшое окно гиперхаоса к хаосу с равными нулю двумя показателями $\Lambda_{2,3}=0$ и близкому к нулю показателем Λ_4 . При дальнейшем уменьшении μ возникает гиперхаос с $\Lambda_{1,2}>0$ и тремя нулевыми показателями $\Lambda_{3,4,5}=0$. Далее происходят две специфические бифуркации – рождения гиперхаоса с четырьмя нулевыми $\Lambda_{3,4,5,6}=0$ и пятью нулевыми показателями $\Lambda_{3,4,5,6,7}=0$. Особенность этих бифуркаций – в равенстве при приближении к ним сверху, соответственно, показателей $\Lambda_6=\Lambda_7$ и $\Lambda_7=\Lambda_8$. В точках бифуркаций они обращаются в ноль. В этом поведение показателей аналогично квазипериодической бифуркации Хопфа [7].

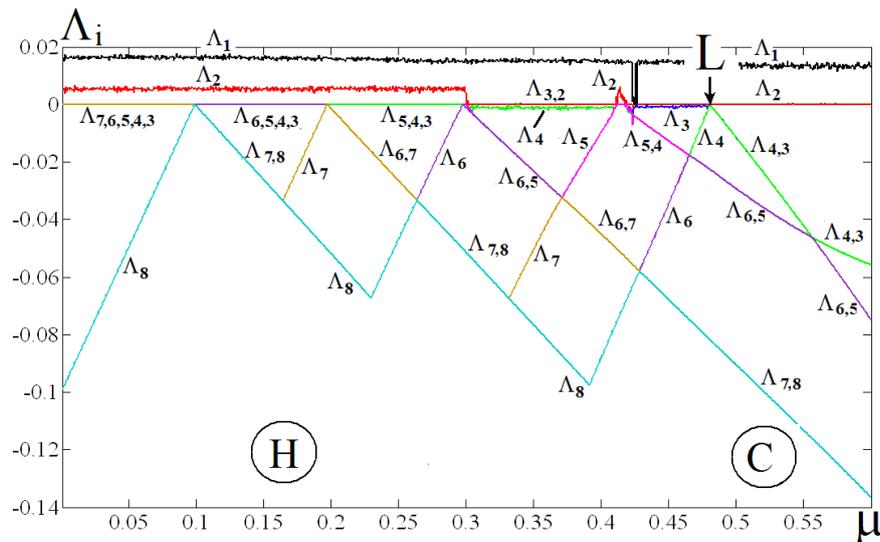


Рис. 2. Графики Ляпуновских показателей в зависимости от μ , $k=0.0013$.

В работе также представлены Фурье-спектры для гиперхаотических режимов с разным числом нулевых показателей, а также аналогичные рис. 2 иллюстрации для увеличенного значения $M=8.2$, отвечающего более развитому хаосу.

Работа выполнена в рамках госзадания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (FFWZ-2025-0016).

Библиографический список

1. Broer H., Simó C., Vitolo R. // Nonlinearity. 2002. V. 15(4). P. 1205.
2. Stankevich N.V. et al. // J. Computat. Nonlin. Dyn. 2020. V. 15(11). P. 111001.
3. Botha A. E. et al. // Phys. Rev. E. 2023. V. 107(2). P. 024205.
4. Garashchuk I., Kazakov A., Sinelshchikov D. // Chaos, Solitons & Fractals. 2024. V. 182. P. 114785.
5. Kuznetsov A.P., Turukina L.V. // Physica D. 2024. V. 470. P. 134425.
6. Кузнецов А.П., Тюрюкина Л.В. // Письма в ЖТФ. 2025. Т. 51(8). С. 45.
7. Vitolo R., Broer H., Simó C. // Regular and chaotic dynamics. 2011. V. 16. P. 154.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ, ОБРАЗОВАННЫХ В НАНОСТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА СРЕДУ НЕПРЕРЫВНЫМ И ИМПУЛЬСНОПЕРИОДИЧЕСКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е.В. Ушакова¹, Л.А. Кочкуров¹, Д.А. Зимняков^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.»

²Институт проблем точной механики и управления РАН (ИПТМУ РАН)
E-mail: katushakova96@yandex.ru

В работе исследование локальной интерференционной структуры световых полей на основе метода безопорной рефлектометрии, основанном на статистическом анализе пространственных флуктуаций интенсивности спектрально-выделенного многократно рассеянного флуоресцентного излучения [1, 2].

Разработана экспериментальная модель, представленная на рисунке 1. Проведена юстировка разработанной экспериментальной установки путём получения воспроизводимых спектральных характеристик образцов на основе рассеивающих матриц с добавлением раствора лазерного красителя (родамина бЖ). Основным принципом разработанной экспериментальной методики является поточечное сканирование пространственно-неоднородных распределений интенсивности флуоресцентного света в случайно-неоднородных средах с регистрацией спектров флуоресценции в каждой точке при накачке лазерным излучением. Сканирование осуществлялось с использованием разработанной системы детектирования с высокой пространственной и спектральной селективностью, после которого проводится статистический анализ полученных спектральных распределений флуктуаций интенсивности.

Разработанная модель представляла собой систему, содержащую лазерный источник, одноосный позиционер, на котором располагалась кювета с образцами, микроскопический объектив (Nikon E plan 100X), многомодовый оптоволоконно-оптический патчкорд со входным торцем в плоскости изображения объектива, используемый для доставки излучения к спектрометру Ocean Optics QE65000.

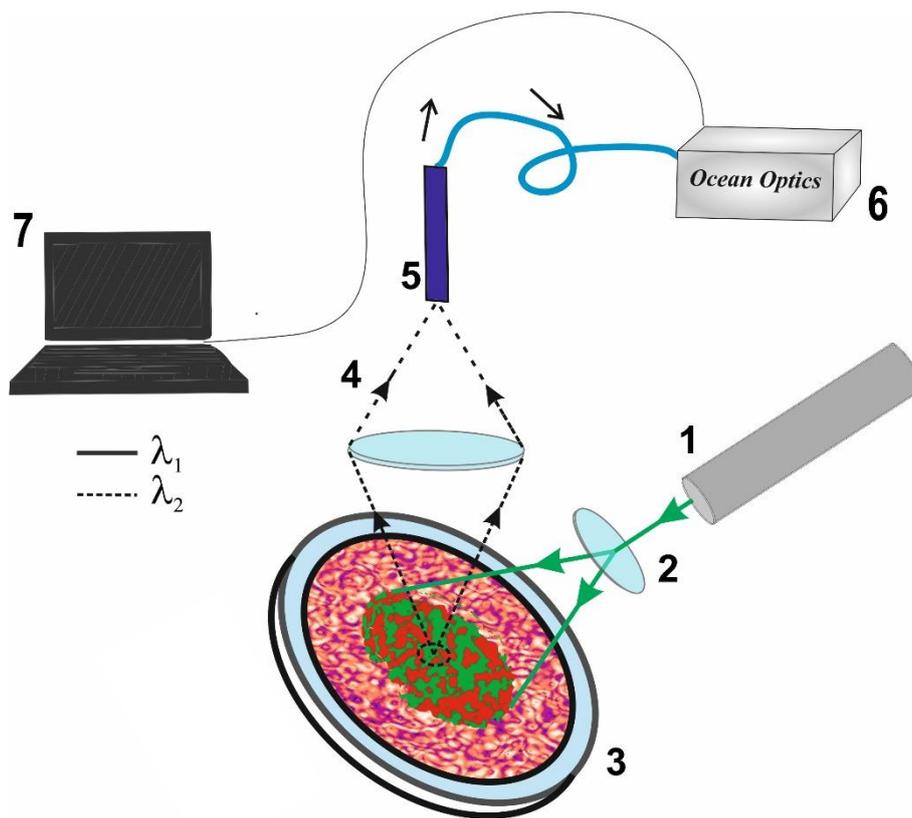


Рис. 1. Схема экспериментальной модели: 1 - непрерывный лазер (532 нм, выходная мощность 50 мВт); 2 - вогнутая линза с фокусным расстоянием -200 мм; 3 - исследуемый образец; 4 - конфокальная система на основе микрообъектива; 5 - волоконно-оптический патчкорд; 6 - спектрометр Ocean Optics QE65000; 7 - ПК.

Конфокальная система (4) была собрана на основе микрообъектива (Nikon E plan 100X) и собирающей линзы, расположенной между микрообъективом и входным торцем волоконно-оптического патчкорда. Такая конфигурация представляет собой коллимирующее устройство с линейным увеличением, определяемым отношением фокусных расстояний линзы (≈ 15 мм) и объектива микроскопа (≈ 1.6 мм).

В качестве образцов использовались композиты на основе рассеивающих матриц (In_2O_3 и TiO_2) с добавлением раствора красителя (родамина 6Ж). Получены спектры флуоресценции в различных точках образцов вдоль трассы сканирования. Спектральные характеристики образцов представлены на рисунке 2. Установлено, что для образцов на основе оксида индия эффект подавления спектральных флуктуаций регистрируемого флуоресцентного отклика, обусловленный межмодовой дисперсией в волокне, используемом для доставки излучения от конфокальной системы сбора флуоресцентного отклика к спектрометру, выражен в значительно большей степени по сравнению с образцами на основе диоксида титана. Это предположительно обусловлено большим значением транспортной длины распространения излучения флуоресценции в системах на основе оксида индия.

Были получены спектры флуоресценции в различных точках образцов 1 – 0 мкм, 2 – 250 мкм, 3 – 500 мкм.

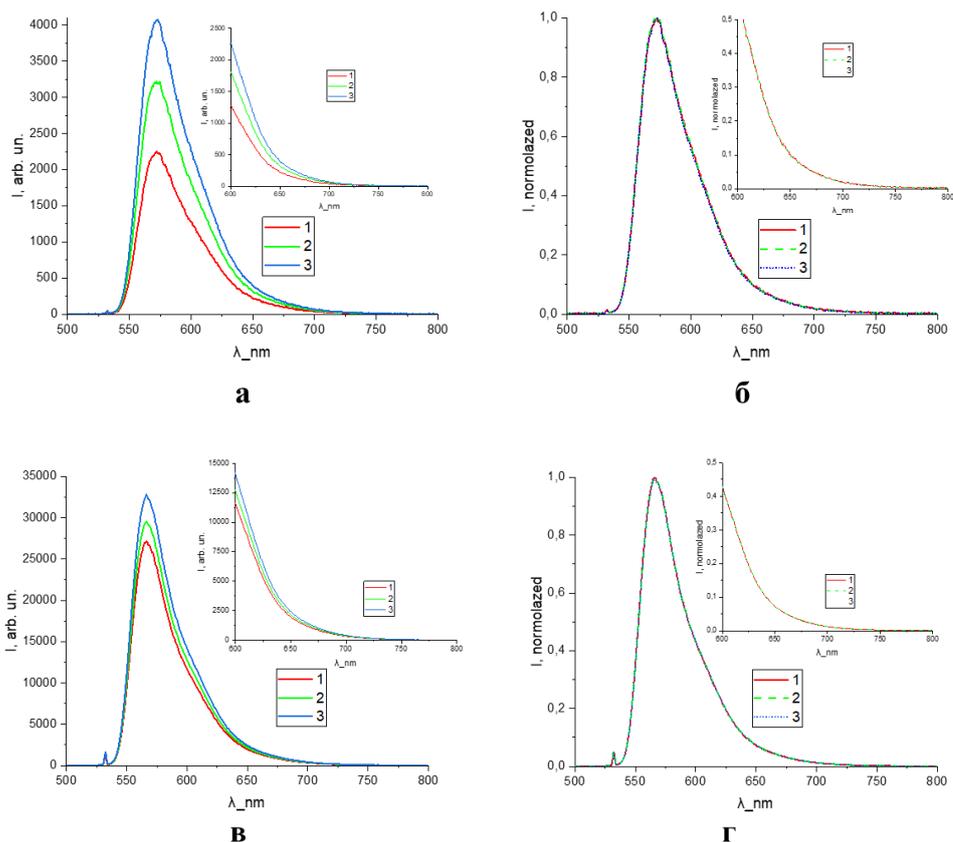


Рис. 2. Спектральные зависимости в виде спектров флуоресценции (а, в) и нормированных спектров флуоресценции (б, г) для образцов на основе In_2O_3 (а, б) и TiO_2 (в, г).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект No 24-22-00333).

Библиографический список

1. Zimnyakov, Dmitry A., et al. // Optics express. 2017. V. 25(13). P. 13953-13972.
2. Yuvchenko, S. A., et al. // Saratov Fall Meeting 2017: Laser Physics and Photonics XVIII; and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV. 2018. Ar. 10717.

СТАТИСТИКА ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ОТКЛИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Е.В. Ушакова¹, Д.А. Зимняков^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.»

²Институт проблем точной механики и управления РАН (ИПТМУ РАН)
E-mail: katushakova96@yandex.ru

В работе представлено дальнейшее развитие подхода к оптической диагностике случайно-неоднородных сред, основанного на анализе флуктуаций интенсивности флуоресцентного отклика, обусловленных стохастической интерференцией парциальных составляющих флуоресцентного поля в среде [1-3]. В рамках данного подхода осуществляется статистический анализ пространственных флуктуаций интенсивности флуоресценции на различных длинах волн. В частности, на рисунках 1 – 4 представлены зависимости статистических моментов 2 и 3 порядка флуктуаций интенсивности на различных длинах волн для слоев плотноупакованных частиц оксида индия и титана, допированных родамином бЖ и накачиваемых непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Дополнительные возможности в части анализа получаемых данных могут быть получены в результате изменения длины многомодового волоконно-оптического патчкорда, используемого для доставки флуоресцентного излучения от конфокальной оптической системы, применяемой для сбора флуоресцентного отклика с локальных участков поверхности образца, ко входной щели спектрометра.



Рис. 1. Статистические моменты интенсивности второго и третьего порядка для образцов на основе In_2O_3 .

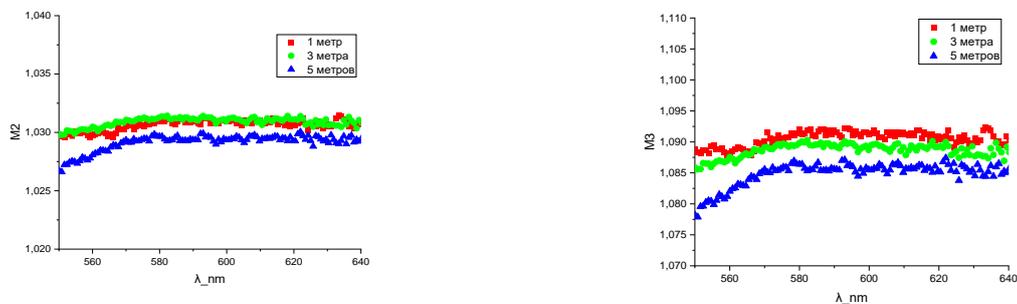


Рис. 2. Статистические моменты интенсивности второго и третьего порядка для образцов на основе TiO_2 .

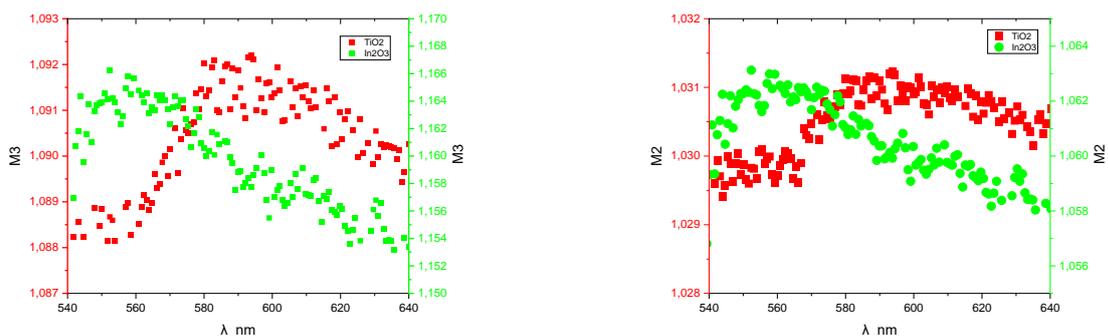


Рис. 3. Статистические моменты третьего порядка для TiO_2 и In_2O_3 .

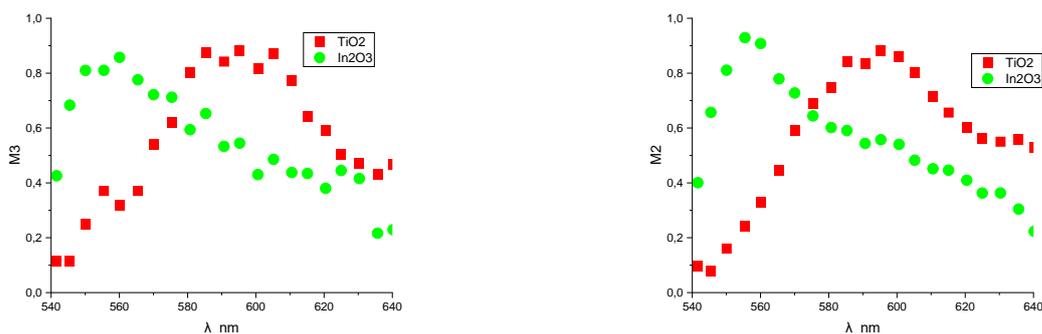


Рис. 4. Нормированные статистические моменты третьего порядка для TiO_2 и In_2O_3 .

Изменение длины патчкорда позволяет управлять эффективной длиной когерентности регистрируемого излучения. Флуктуационная составляющая выделяется путем исключения тренда из зависимости интенсивности от длины волны в пределах анализируемого спектрального участка (рисунок 5). Пример определения тренда из исходного фрагмента в заданном спектральном диапазоне для In_2O_3 в диапазоне 590-610 нм с длиной патчкорда 1 метр, где исходный фрагмент спектра представлен в виде точек, а выделенный тренд в виде красной линии, изображен на рисунке 5а. В результате анализа полученных экспериментальных данных установлена более высокая чувствительность нормированной дисперсии спектральных флуктуаций к изменениям длины патчкорда в случае систем на основе оксида индия (таблица 1). Это предположительно обусловлено большим значением транспортной длины распространения флуоресцентного излучения в системе на основе оксида индия.



Рис. 5. Иллюстрация выделения тренда: (а) определение тренда из исходного фрагмента в заданном спектральном диапазоне, (б) разность спектральной зависимости и выделенного тренда.

Проведено экспериментальное исследование спектральных зависимостей для образцов на основе TiO_2 и In_2O_3 с различной длиной волоконно-оптического патчкорда (1 метр, 3 метра и 5 метров). Также получены статистические моменты второго и третьего порядков флуктуаций интенсивности многократного рассеянного частично когерентного света для двух типов образцов. Установлено, что пиковые значения моментов второго и третьего порядков для типов образцов на основе TiO_2 и In_2O_3 приходятся на 590 нм и 560 нм соответственно. Также была установлена более высокая чувствительность нормированной дисперсии спектральных флуктуаций к изменениям длины патчкорда в случае систем на основе оксида индия относительно оксида титана.

Таблица 1. Значения нормированной дисперсии спектральных флуктуаций TiO_2 и In_2O_3 в различных спектральных диапазонах с изменением длины патчкорда.

TiO_2	590-610 нм	610-630 нм
1 метр	1,09E-04	1,35E-04
3 метра	9,33E-05	1,32E-04
5 метров	7,42E-05	1,35E-04
In_2O_3	590-610 нм	610-630 нм
1 метр	8,46E-05	1,58E-04
3 метра	4,97E-05	1,21E-04
5 метров	4,11E-05	9,57E-05

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект No 24-22-00333).

Библиографический список

1. Ушакова Е. В., Зимняков Д. А. // Математические методы в технике и технологиях - ММТТ. 2017. Т. 12, № 3-2. С. 101-103.
2. Yuvchenko S. A., Ushakova E. V., Zimnyakov D. A. et al. // Progress in biomedical optics and imaging - proceedings of SPIE. Laser Physics and Photonics XVIII; and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV. Saratov Fall Meeting 2017: Laser Physics and Photonics XVIII; and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV. 2018. Ar. 10717.
3. Zimnyakov D.A. et al. // Optics Communications. 2017. V. 387. P.121-127.

ДИАГНОСТИКА СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ПО ПАРАМЕТРАМ ВАТТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК, ИЗМЕРЕННЫХ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

И.В. Фролов¹, О.А. Радаев¹, Д.В. Липанов², В.А. Сергеев¹

¹УФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

²Ульяновский государственный технический университет

E-mail: info@ulireran.ru

Для светоизлучающих InGaN/GaN гетероструктур с множественными квантовыми ямами характерно неоднородное распределение индия в квантовой яме InGaN [1] и существенно неоднородное распределение дефектов по объему активной области гетероструктуры [2]. Разработка методов и средств оценки неоднородности распределения индия в целях диагностического контроля качества InGaN/GaN гетероструктур является актуальной задачей. В [3] показано, что степень нелинейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) в диапазоне милах токов чувствительна к дефектам гетероструктуры.

С использованием аппаратно-программного комплекса (АПК) для измерения ватт-амперных характеристик и граничных частот электролюминесценции (ЭЛ) спектральных составляющих излучения [4] исследованы ватт-амперные характеристики спектральных составляющих ЭЛ зеленых ARL-5213 PGC, синих ARL-5213 PVC и ультрафиолетовых VLMU1610-365-135 светодиодов. Спектры излучения светодиодов при нескольких значениях малых токов в диапазоне от 5 мкА до 1 мА измеряли спектрометром Ocean Optics USB 2000, входящим в состав АПК и имеющим разрешающую способность 1,5 нм, и сохраняли в текстовые файлы. Время экспозиции оптического сигнала при измерениях устанавливалось в диапазоне 100 мс – 5 с. Из полных спектров излучения программно выделяли составляющие на разных участках спектра с шагом 1,5 нм и строили ВтАХ спектральных составляющих ЭЛ. ВтАХ спектральных составляющих аппроксимировали функцией вида [3]

$$P(I) = \frac{m}{2} \left(\sqrt{1 + 2qI} - 1 \right)^2, \quad (1)$$

параметры m и q которой связаны с рекомбинационными параметрами светоизлучающей гетероструктуры. Параметр q , определяющий степень нелинейности ВтАХ, обратно пропорционален концентрации дефектов гетероструктуры.

Установлено, что для зеленых светодиодов параметр q аппроксимирующей функции (1) в коротковолновом диапазоне спектра излучения в 10 раз меньше, чем в длинноволновом диапазоне спектра (рис. 1, а), для синих светодиодов – в 5 раз (рис. 1, б), а для ультрафиолетовых светодиодов значение параметра q слабо зависит от длины волны излучения (рис. 1, в).

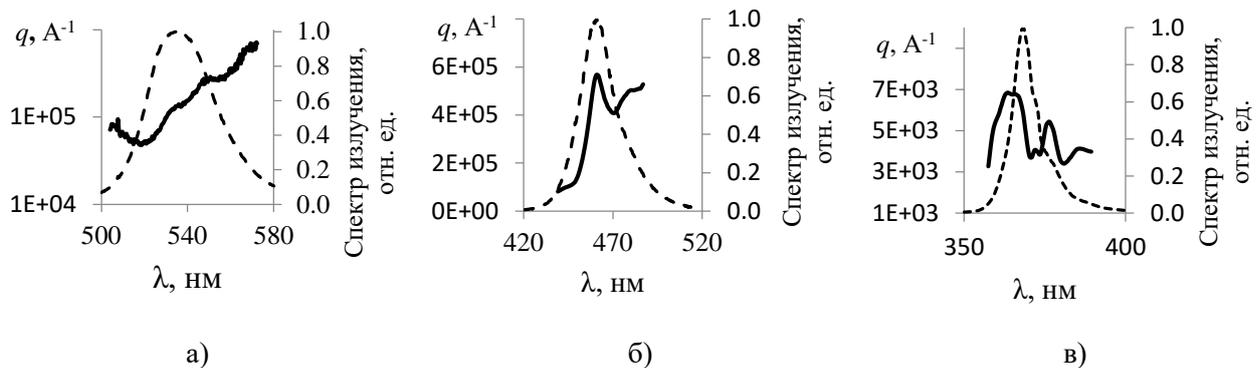


Рис. 1. Зависимость параметра аппроксимирующей функции q от длины волны спектра излучения зеленого (а), синего (б) и ультрафиолетового (в) светодиода

Согласно модели формирования спектра излучения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ гетероструктурой с неоднородным распределением индия [5], светодиод может быть представлен совокупностью параллельно включенных микродиодов, имеющих одинаковые параметры широкозонных n – GaN и p – GaN эмиттеров, но отличающихся друг от друга концентрацией индия x в квантовых ямах. При низкой концентрации индия в гетероструктуре ультрафиолетового светодиода ($x \approx 0,03$) его распределение в квантовой яме относительно равномерное, и параметр q аппроксимирующей функции принимает близкие значения на всех участках спектра излучения. Экспериментальные результаты, представленные в работе [6], показывают, что при концентрациях индия, превышающих $x = 0,1$, наблюдается существенное увеличение неоднородности его распределения. Как следствие, наибольшие различия значений параметра q на коротковолновом и длинноволновом участках спектра проявляются у зеленых светодиодах, характеризующихся наиболее неоднородным распределением индия в квантовой яме по сравнению с синими и ультрафиолетовыми светодиодами.

Таким образом, различия в значениях параметра q ватт-амперных характеристик, измеренных со спектральным разрешением, на коротковолновом и длинноволновом участках спектра излучения в гетероструктурах $\text{InGa}_x\text{N}/\text{Ga}_y\text{N}$ определяются концентрацией и неоднородным распределением индия в квантовой яме.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН (FFWZ-2025-0001).

Библиографический список

1. Baek S.-H., Lee H.-J., Lee S.-N. // Scientific Reports. 9 (2019) 13654.
2. Peng Z., Lu Y., Gao Y., Chen G., Zheng J., Guo Z., Lin Y., Chen Z. // IEEE Photonics Journal. 10 (2018) 8201908.
3. Фролов И.В. // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2024. Т. 16, №4. С. 441–448.
4. Радаев О. А., Сергеев В. А., Фролов И. В. // Измерительная техника. 2019. № 8. С. 42-46.
5. Rabinovich O. I, Nikiforov S. G., Sushkov V. P., and Shishov A. V. // Proc. SPIE 6468, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XV, 64680U (22 March 2007).
6. Butté R. et al. // Applied Physics Letters. 2018. V. 112, №. 3.

**ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛБВ
Ка-ДИАПАЗОНА ДЛЯ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ:
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ**
И.А. Чистяков^{1,2}, Д.И. Кириченко¹, И.П. Медведков¹, В.И. Роговин^{1,2}

¹*Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз»*

²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

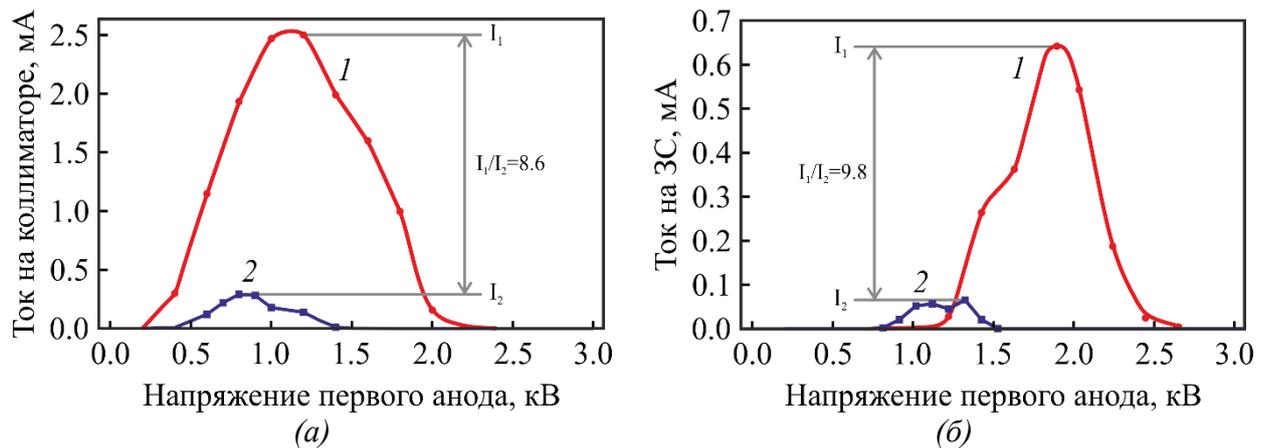
E-mail: ivan.chistyakov99@gmail.com

Одним из ключевых и наиболее энергопотребляющих приборов спутниковых систем связи является лампа бегущей волны (ЛБВ). Повышение эффективности ЛБВ требует совершенствования всех основных функциональных узлов прибора [1]. В докладе представлены результаты проектирования и разработки ЛБВ Ка-диапазона для спутниковых систем связи со спиральной замедляющей системой (СЗС).

Использование комплекса авторских программ [2] автоматизированного проектирования основных функциональных узлов ЛБВ, разработанного на АО «НПП «Алмаз», позволило методом последовательной оптимизации получить базовую конструкцию ЛБВ Ка-диапазона с выходной мощностью не менее 130 Вт и техническим КПД 62%.

С использованием серийных технологий производства электровакуумных приборов и материалов, имеющихся на предприятии, был изготовлен опытный образец базовой конструкции, проведено сопоставление результатов численных расчетов с экспериментальными. Получено приемлемое совпадение результатов расчета и эксперимента. Предложены пути улучшения характеристик базовой конструкции, заключающиеся в минимизации распределенных потерь и повышении сопротивления связи с применением селективного подбора материалов с повышенной проводимостью или низким значением диэлектрической проницаемости, а также за счет выбора основных размеров элементов конструкции СЗС. Меднение плющенной микроленты и использование прямоугольных стержней из VN позволили при сохранении собственной частоты и уровня замедления увеличить сопротивление связи на 23% и уменьшить распределенное затухание на 25%.

Были рассмотрены особенности проектирования электронно-оптической системы (ЭОС) и применены подходы для снижения токооседания на пролетный канал СЗС в момент включения/выключения прибора. На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики включения/выключения ЭОС.



Зависимость тока на коллиматоре (а) и тока на замедляющей системе (б) от напряжения первого анода, где (кривая 1) – первоначальный вариант конструкции, (кривая 2) – после оптимизации геометрии электронной пушки

На рис. 1 показано существенное снижение оседания части тока пучка на коллиматор и пролетный канал ЗС: в 8.6 и 9.8 раза соответственно. Этот результат достигнут за счет увеличения отношения толщины первого анода к его внутреннему диаметру, а также увеличением расстояния между катодом и вторым анодом в трехэлектродной ЭОС.

Библиографический список

1. Кириченко, Д. И. Направления разработки и производства в АО "НПП "Алмаз" ламп бегущей волны для спутников связи / Д. И. Кириченко, П.Д. Шалаев, В. И. Роговин // Решетневские чтения. – 2018. – Т. 1. – С. 309-311.
2. В. Д. Журавлева, Е. М. Ильина, Ю. Ф. Конторин и др. Компьютерное моделирование современных ламп бегущей волны различного назначения // Достижения ученых России в области СВЧ-электроники. Вып. 3. Радиотехника. – 2001. – № 2. – С. 56 – 59.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА W-ДИАПАЗОНА СТАНДАРТНОГО СЕЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ МИКРООБРАБОТКИ

В.Д. Чурикова², Д.А. Ножкин^{1,2}, Р.А. Торгашов^{1,2}

¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: nika.doodoo@gmail.com

В современной микроэлектронике наблюдается существенный рост интереса к разработке миниатюрных устройств субтерагерцевого (0.1-0.3 ТГц) диапазона частот, включая линии передачи, антенны, генераторы, усилители и др. Этот интерес обусловлен широким спектром применений электромагнитных волн данного диапазона, таких как сверхскоростная беспроводная передача данных, радиоастрономические исследования, спектроскопия и медицина [1,2]. В силу критического сокращения характерных размеров устройств и их компонентов с ростом рабочих частот, возникает острая потребность в разработке и применении новых технологий, способных обеспечить высокую точность, скорость и качество изготовления [3]. Интерес вызывает применение технологии лазерной микрообработки, которая выделяется своей универсальностью, высокой скоростью и возможностью работы с широким спектром материалов, включая диэлектрики, полупроводники и металлы. Данный метод основан на эффекте лазерной абляции при взаимодействии мощного лазерного излучения с поверхностью обрабатываемого материала, что позволяет с высокой точностью и скоростью создавать объекты со сложной геометрической формой. Ранее подобная технология применялась для изготовления микроразмерных замедляющих систем для приборов вакуумной электроники миллиметрового диапазона [4,5].

В данной работе проведено исследование и практическая демонстрация эффективности применения технологии лазерной микрообработки для изготовления миниатюрных волноведущих секций миллиметрового диапазона. Данная технология отрабатывалась на примере создания прямоугольного волновода W-диапазона (75-110 ТГц) из наборного пакета медных пластин толщиной 150 мкм. Трехмерная модель изготавливаемой структуры приведена на рис. 1(а). Внешние размеры системы в поперечном направлении составляют 42 мм×12.54 мм, поперечное сечение волновода 2.54×1.35 мм². Система состоит из 15 пластин: 9 пластин, формирующих боковые стенки волновода, и 6 пластин, формирующих горизонтальные (верхнюю и нижнюю) стенки, в которых сформированы дополнительные отверстия для сборки и обеспечения соосности.

Для микрообработки медной фольги использовалась лазерная установка «МикроСЕТ РА». Длина волны излучения лазера составляет 1.064 мкм, максимальная энергия импульса может достигать значений до 0.7 мДж, а длительность импульса может изменяться от 2 до 200 нс. Был разработан технологический маршрут, который включает цифровое проектирование макетов, лазерную микрообработку с заданными параметрами: мощность в импульсе от 9 до 10 кВт, скорость до 4 мм/с,

частота следования импульсов до 20 кГц, чистку образцов и верификацию результатов. Изготовленный макет волновода представлен на рис. 1(б).

После обработки отдельных медных пластин центральные пластины подвергаются также лазерной шлифовке, что позволяет эффективно снизить неоднородность и шероховатость боковых стенок прямоугольного волновода.

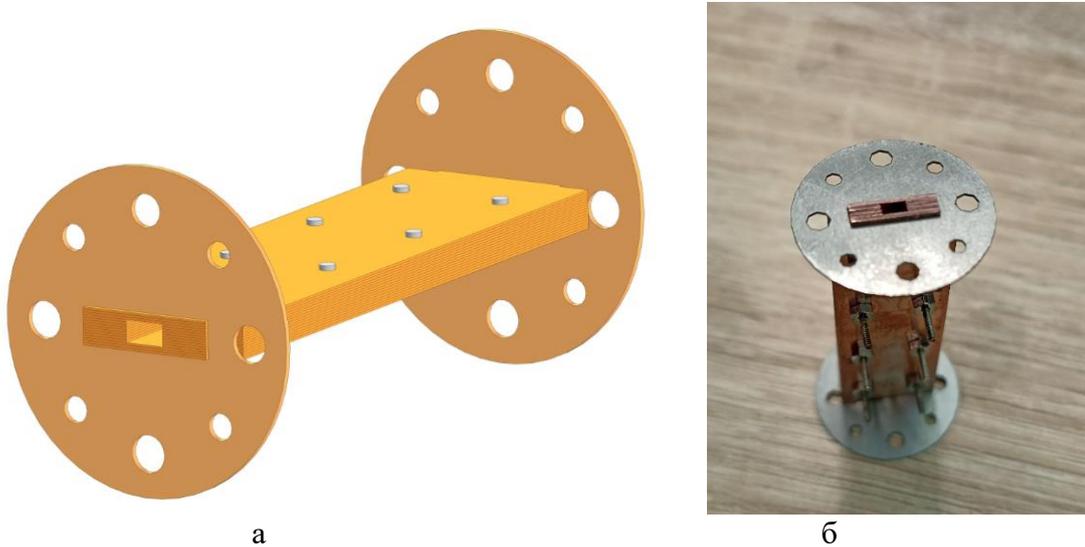


Рис. 1. (а) - трехмерная модель прямоугольного волновода из наборного макета пластин с фланцами, (б) - изготовленный макет прямоугольного волновода в сборке.

После сборки и чистки волноведущей секции планируется проведение измерений S -параметров с использованием векторного анализатора цепей. Для обеспечения соединения исследуемого образца с измерительной установкой была разработана конструкция крепёжного фланца, который также изготавливается с использованием технологии лазерной микрообработки из молибденовых пластин толщиной 400 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00181-П).

Библиографический список

1. Siegel P. // IEEE Trans. Microwave Theor. Tech. 2002. V. 50, No. 3. P. 910-928.
2. Rappaport T.S. et al. // IEEE Trans. Ant. Propag. 2017. V. 65, No.12. P. 6213–6230.
3. Стародубов А. В. и др. // Радиотехника и электроника. 2022. Т. 67. №10. С. 935-945
4. Торгашов Р.А., Ножкин Д.А., Стародубов А.В., Рыскин Н.М. // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 10. С. 992-997
5. Nozhkin D.A. et al. // 2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC), Moscow, Russian Federation, 2024, P. 422-426

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВОМ ЖИГ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ВНУТРЕННЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Н.Ю. Яснев¹, А.А. Манышева¹, К.Е. Жумабекова¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: yasnev06@mail.com

Железо-иттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ) — синтетический кристаллический материал класса гранатов, обладающий уникальными магнитными свойствами [1, 2]. Как ферромагнетик, он отличается исключительно низким затуханием спиновых волн ($\alpha \sim 10^{-4}$), что позволяет эффективно управлять сигналом и изучать распространение магнонов на макроскопических расстояниях [3].

Исследуемая структура представляет собой кольцевой микрорезонатор, связанный с двумя прямолинейными микроволноводами: входным (подводящим) и выходным (отводящим) (см. рис. 1а). Ширина микроволноводов и кольцевого резонатора составляла 300 мкм. Резонатор выполняет функцию частотного фильтра, принцип действия которого основан на интерференции бегущих волн [3, 4]. Возбуждение волны происходит в антенне P_0 , а регистрация сигнала в приёмнике P_1 .

Основное преимущество такой конфигурации заключается в сочетании функций передачи сигнала и резонансного усиления. Подводящий волновод возбуждает волну, в то время как кольцевой резонатор усиливает волны определённой частоты. Это позволяет исследовать передачу энергии между компонентами, что является ключевым требованием для создания перспективных магнонных логических устройств [2].

Исследование проводилось с использованием микромагнитного моделирования в программном пакете MuMax3, позволяющем учитывать все основные взаимодействия в материалах [5].

В работе исследовалось влияние ориентации внешнего магнитного поля H_0 на характеристики распространяющихся спиновых волн. Были получены карты пространственного распределения фазы колебаний намагниченности, соответствующие двум направлениям внешнего магнитного поля: вдоль оси волновода (ось X , рис. 1b) и в перпендикулярном направлении (ось Y , рис. 1c). В обоих приведённых на рисунках случаях возбуждение проводилось на частоте 5.2 GHz.

На рис. 1d и 1e представлены пространственные распределения внутреннего магнитного поля в структуре для двух конфигураций поля. Видна неоднородность внутреннего поля, которая влияет на распространение волн.

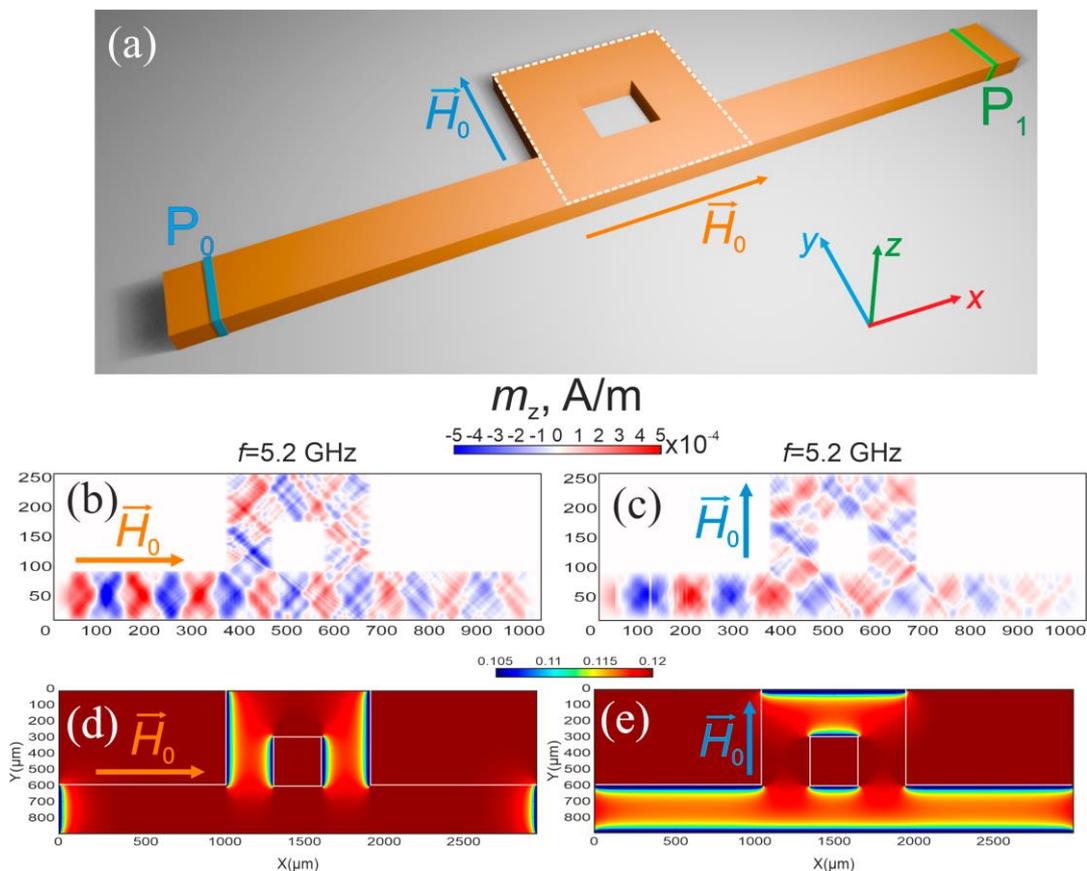


Рис. 1: (a) Схема структуры; Распространение сигнала на частоте $f = 5.2$ GHz при внешнем поле H_0 направленном параллельно оси X (b) и параллельно оси Y (c); Распределение эффективного поля при внешнем поле H_0 направленном параллельно оси X (d) и параллельно оси Y (e)

Ориентация внешнего магнитного поля H_0 определяет равновесную намагниченность и пространственное распределение внутреннего поля, что в совокупности влияет на тип возбуждаемых спиновых волн. При поле H_0 вдоль оси X наблюдалось возбуждение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), в то время как ориентация поля вдоль оси Y приводила к генерации обратных объёмных магнитостатических волн (ОМСВ). Различные дисперсионные характеристики этих типов волн в сочетании с неоднородностью внутреннего поля проявляются в значительном различии фазовых картин, наблюдаемых при одинаковой частоте возбуждения 5.2 GHz.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (No 23-79-30027).

Библиографический список

1. Novoselov K.S., Falko V.I., Colombo L., Gellert P.R. et al. // Nature. 2012. V. 490. P. 192.
2. Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S. // Nat. Nanotechnol. 2014. V. 9. Pp. 780–793.
3. Morozov A. S., Gorbachev R.V., Morozov S.V., Britnell L. et al. // Nano Lett. 2011. V. 11. P. 2396.
4. Svintsov D., Vyurkov V., Yurchenko S. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 083715.
5. Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. Vol. 4. No. 10. p. 107133.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ИНДЕКСЫ ДЛЯ МОНИТОРИНГА МЕНТАЛЬНОЙ УСТАЛОСТИ, ОСНОВАННЫЕ НА МЕТОДАХ АНАЛИЗА ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА

С.Е. Бурмистров, Е.В. Навроцкая, А.В. Курбако, Б.П. Безручко

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Е

Ментальная усталость представляет собой значимый риск-фактор, приводящий к существенному снижению продуктивности и повышению вероятности ошибок оператора в критических областях промышленности и социальной сферы. Существующие методы ее оценки, основанные на субъективных опросниках, обладают низкой надежностью и не пригодны для непрерывного мониторинга. В этой связи разработка объективных инструментов диагностики на основе анализа физиологических маркеров является актуальной научной задачей. Перспективным направлением представляется анализ variability сердечного ритма (ВСР) [1]. В частности, считается, что низкочастотные колебания сигнала ВСР, связанные с симпатовагальным взаимодействием, являются информативным индикатором состояния регуляторных систем организма при утомлении [2]. Наряду с традиционными линейными методами, потенциал демонстрируют подходы нелинейной динамики. Они доказали свою эффективность в диагностике стресса [3, 4], оценки качества сна [5-7] и выявления кардиоваскулярных патологий [8-10], так как позволяют выявить сложные, нестационарные и нелинейные свойства сердечного ритма, невидимые для стандартного анализа.

Цель исследования — идентифицировать наиболее информативные количественные индексы ВСР (статистические, спектральные и нелинейные) для диагностики ментальной усталости путем сравнения их значений до и после продолжительной когнитивной нагрузки.

В исследовании приняли участие 25 здоровых добровольцев (средний возраст 23.4 ± 2.1 года). Эксперимент включал пять этапов. На первом этапе проводился исходный психологический скрининг. Затем осуществлялась 15-минутная фоновая запись ЭКГ в состоянии покоя. После этого участники выполняли серию когнитивных заданий с самостоятельно регулируемой продолжительностью, направленных на индукцию ментальной усталости через интенсивную нагрузку на рабочую память и концентрацию внимания. Количество блоков определялось каждым добровольцем индивидуально и продолжалось до достижения субъективного состояния отказа (диапазон: 4-16 блоков по 15 минут). В качестве задачи применялось непрерывное последовательное арифметическое вычитание: в начале каждого блока доброволец начинал вычитание числа 7 из начального значения 999. После получения разности он продолжал последовательно вычитать 7 из каждого нового результата. В случае, если текущее значение становилось двузначным, экспериментатор вручную возобновлял задание с нового трёхзначного числа. Испытуемый вводил каждый ответ с клавиатуры персонального компьютера без возможности визуальной обратной связи. В течение

ние каждого блока регистрировались поведенческие показатели: общее количество правильных ответов, количество ошибок и среднее время, затраченное на одну операцию вычитания. Общая продолжительность когнитивной нагрузки варьировала от 60 до 240 минут в зависимости от индивидуальной устойчивости участников. Непосредственно после завершения когнитивной нагрузки проводилась повторная 15-минутная запись ЭКГ в состоянии покоя. На заключительном этапе психологическое тестирование полностью повторялось в том же объеме.

На всех этапах эксперимента проводилась регистрация электрокардиограммы (ЭКГ). Запись ЭКГ осуществлялась с частотой дискретизации 250 Гц и 24-битным разрешением. Для анализа variability сердечного ритма из записей ЭКГ извлекались последовательности RR-интервалов, для которых рассчитывался комплекс статистических (HR, D, SI) и спектральных (TP, LF/HF) показателей, предложенных в работе [1]. Дополнительно рассчитывались нелинейные показатели Ляпунова (Lyap) [11], длительность стационарного сегмента в LF-диапазоне (DSS-LF), длительность стационарного сегмента в HF-диапазоне (DSS-HF) [12]. Статистическая значимость изменений параметров до и после нагрузки оценивалась с помощью U-критерия Манна-Уитни для независимых выборок [13].

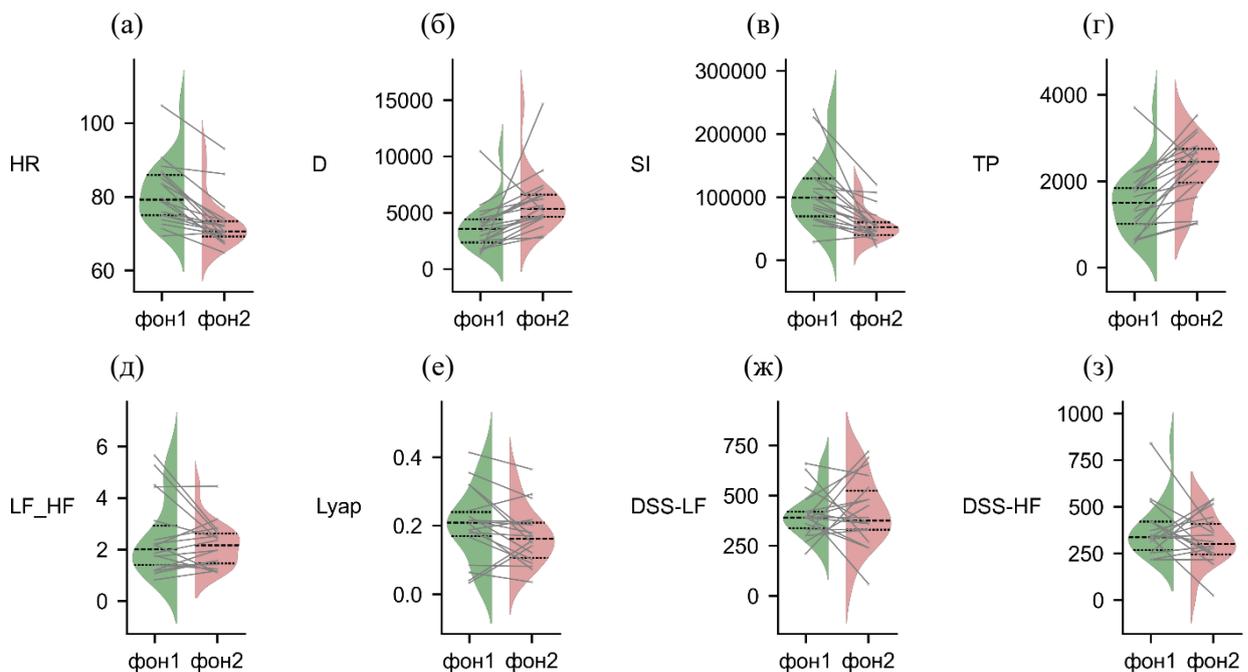


Рис. 1. Распределения количественных индексов ВСП до и после когнитивной нагрузки: (а) HR; (б) D; (в) SI; (г) TP; (д) LF/HF; (е) Lyap; (ж) DSS-LF; (з) DSS-HF.

Психометрическое тестирование выявило статистически значимое ухудшение функционального состояния и объективно подтвердило развитие состояния ментальной усталости у всех участников.

Выявлено, что длительная когнитивная нагрузка оказывает статистически значимое ($p < 0.05$) комплексное воздействие на вегетативную регуляцию сердечного ритма, что подтверждается изменениями количественных индексов ВСП.

Значительное увеличение вариабельности ритма, подтвержденное ростом общей мощности спектра TP на 63% (рис. 1г) и дисперсии D на 96% (рис. 1б), наряду со снижением частоты сердечных сокращений HR на 20% (рис. 1а), указывает на активацию парасимпатического отдела вегетативной нервной системы как компенсаторной реакции в ответ на когнитивную нагрузку. Снижение индекса напряженности регуляторных систем SI на 47% (рис. 1в) и показателя Ляпунова Luар на 13% (рис. 1е) свидетельствует о снижении общего уровня стресса и уменьшении хаотичности работы сердечно-сосудистой системы на фоне развившегося утомления. Отсутствие статистически значимых изменений в показателе LF/HF, а также в параметрах DSS-LF и DSS-HF (длительность стационарного сегмента) позволяет предположить, что баланс симпатического и парасимпатического влияния, а также стабильность работы контуров вегетативной регуляции в данных частотных диапазонах при развитии ментальной усталости не претерпевают существенных изменений.

Таким образом, наиболее чувствительными биомаркерами ментальной усталости в данном исследовании продемонстрировали себя параметры, отражающие общий уровень вариабельности (TP, D) и напряженности регуляторных систем (SI, HR), в то время как спектральные и нелинейные индексы, характеризующие сбалансированность и стационарность вегетативного контроля (LF/HF, DSS-LF, DSS-HF), не показали значимой динамики.

Работа выполнена при поддержке РФФ 25-12-00181

Библиографический список

1. Camm A.J., Malik M. et al. // *Circulation*. 1996. V. 93(5). Pp. 1043–1065.
2. Katmah R., Al-Shargie F. et al. // *Sensors*. 2021. V. 21. Pp. 5043.
3. Borovkova E.I., Hramkov A.N., Dubinkina E.S., Ponomarenko V.I., Bezruchko B.P., Ishbulatov Yu.M., Kurbako A.V., Karavaev A.S., Prokhorov M.D. // *The European Physical Journal. Special Topics*. 2023. V. 232(5). Pp. 625-633.
4. Prokhorov M.D., Borovkova E.I., Hramkov A.N., Dubinkina E.S., Ponomarenko V.I., Ishbulatov Yu.M., Kurbako A.V., Karavaev A.S. // *Applied Sciences (Switzerland)*. 2023. V. 13(14). Pp. 8390.
5. Borovkova E.I., Prokhorov M.D., Kiselev A.R., Hramkov A.N., Mironov S.A., Agaltsov M.V., Ponomarenko V.I., Karavaev A.S., Drapkina O.M., Penzel T. // *Frontiers in Network Physiology*. 2022. V. 2. Pp. 942700.
6. Karavaev A.S., et al. // *Frontiers in Neuroscience*. 2022. V. 15. Pp. 791510.
7. Ponomarenko V.I., Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Borovkova E.I., Hramkov A.N., Penzel T., Kiselev A.R. // *Chaos (Woodbury, N.Y.)*. 2021. V. 31(7). Pp. 073105.
8. Shvartz V.A., Karavaev A.S., Borovkova E.I. et al. // *Russian Open Medical Journal*. 2016. V. 5(2). Pp. 203.
9. Киселев А.Р., Гриднев В.И. et al. // *Функциональная диагностика*. 2011. V. 4. Pp. 28-35.
10. Панина О.С., Киселев А.Р. et al. // *Российский вестник перинатологии и педиатрии*. 2018. V. 63(4). Pp. 52-57.
11. Michael T., Rosenstein, James J. Collins, Carlo J., De Luca. A. // *Nonlinear Phenomena*. 1993. V. 65(1-2). Pp 117-134.
12. Dikanev T., Smirnov D., Wennberg R., Velazquez J. L. P., Bezruchko B. *Clinical Neurophysiology*. 2005. V. 116(8) Pp. 1796–1807.
13. H.B. Mann, and D. R. Whitney // *Annals of Mathematical Statistics*. 1947. V. 18, Pp. 50.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ЖИГ-СТРУКТУРЕ С ПЕРЕСЕКАЮЩИМИСЯ ВОЛНОВОДАМИ И РЕЗОНАТОРАМИ

А. А. Солянов¹, П. А. Жиронкин¹, В. Д. Клусов¹, А. В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: solyanov555@gmail.com

Современное развитие магноники направленно на создание энергоэффективных устройств обработки информации на основе спиновых волн (СВ), где ключевую роль играют сложные гибридные структуры [1]. Железо-иттриевый гранат (ЖИГ) остаётся основным материалом для таких устройств благодаря рекордно низким потерям при распространении СВ. Актуальной задачей является исследование новых геометрий, таких как крестообразные конфигурации с интегрированными резонаторами, позволяющее осуществлять сложное пространственно-частотное управление магнотными сигналами [2, 3, 4].

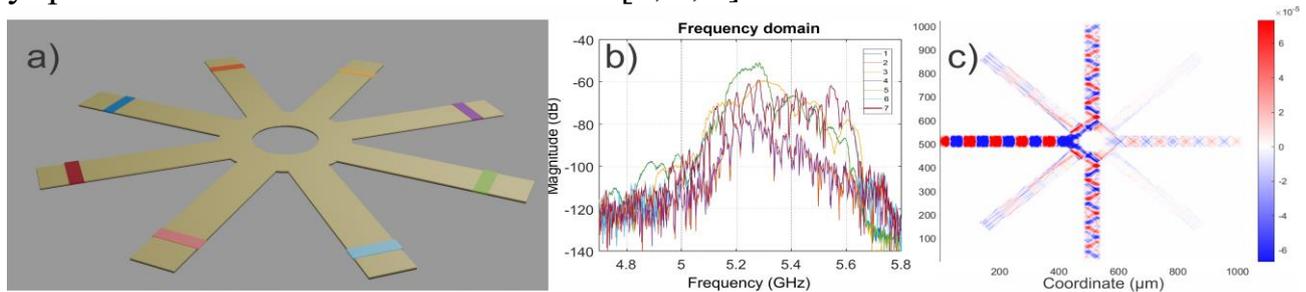


Рис. 1: (a) схема исследуемой структуры, (b) амплитудно-частотная характеристика на выходах структуры при $H = 1.2$ кОе, (c) пространственное распределение амплитуды колебаний намагниченности на частоте 5.2 ГГц.

В данной работе методами микромагнитного моделирования с использованием современного программного пакета MuMax3 [5] исследована комплексная ЖИГ-структура, состоящая из системы ортогональных микроволноводов с интегрированным центральным кольцевым резонатором (Рис. 1а). Особое внимание уделено анализу нелинейных эффектов [6] и динамическому управлению распространения СВ [7]. Толщина всех элементов структуры составляла 10 мкм, ширина волноводов - 1000 мкм и 500 мкм соответственно.

Основное внимание уделено изучению особенностей распространения СВ в частотном диапазоне 4.8-5.8 ГГц. Для двух основных направлений магнитного поля проведён анализ карт намагниченности и распределения эффективного поля. Показано, что кольцевой резонатор приводит к появлению новых узких полос пропускания и каналов перераспределения энергии СВ между различными плечами крестообразной структуры. Наибольшая эффективность передачи

наблюдалась на частоте 5.2 ГГц (Рис. 1b), что подтверждается картами намагниченности (Рис. 1с). Установлено, что изменение направления магнитного поля приводит к значительному изменению амплитудно-частотных характеристик, что демонстрирует возможность динамического управления каналами распространения сигналов и реконфигурации устройства [7,8].

Таким образом, полученные результаты показывают, что исследуемая ЖИГ-структура с кольцевым резонатором позволяет эффективно осуществлять пространственно-частотную селекцию спиноволновых сигналов и может быть использована для создания перспективных магнонных устройств, таких как реконфигурируемые фильтры и мультиплексоры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (No 23-79-30027).

Библиографический список

1. *Vasyuchka V. I. et al. Magnonic filters and multiplexers for microwave signals // IEEE Trans. Magn. – 2024. – Т. 60. – № 3. – С. 1-9.*
2. *Sadovnikov A.V. et al. Advanced magnonic networks for signal processing // Phys. Rev. Applied. – 2024. – Т. 21. – с. 034045.*
3. *Martyshkin A. A., Sadovnikov A. V. Magnonic demultiplexer-switch based on the cluster of coupled ferrimagnetic Mach-Zehnder interferometers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2024. – Т. 595. – С. 171644.*
4. *Odintsov S. A. et al. Lateral and vertical spin wave transport in a multimode magnonic ring coupler // Physical Review Applied. – 2024. – Т. 22. – №. 1. – С. 014042.*
5. *Vansteenkiste A. et al. Recent advancements in MuMax3 for magnonic simulations // J. Magn. Magn. Mater. – 2024. – Т. 595. – С. 171644.*
6. *Shestakov A. S. et al. Nonlinear effects in magnonic ring resonators // Appl. Phys. Lett. – 2024. – Т. 124. – № 12. – С. 122401.*
7. *Kruglyak V. V. et al. Dynamic control of spin wave propagation using field gradients // Phys. Rev. B. – 2024. – Т. 109. – С. 104432.*
8. *Nikitin A. A. et al. Non-reciprocal spin wave propagation in curved waveguides // Appl. Phys. Lett. – 2024. – Т. 124. – № 5. – С. 052401.*

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС НЕПРОПУСКАНИЯ В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ**Бир А.С.¹, Романенко Д.В.¹, Гришин С.В.¹, Никитов С.А.^{1,2}***Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского**Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия**E-mail: bir.evstegneeveva.1997@gmail.com*

В последнее время в магнотонике большой интерес вызывают исследования, связанные с управлением спин-волновым транспортом в двухкомпонентных (ДК) двумерных (2D) периодических магнитных структурах, у которых период T гораздо меньше длины волны λ ($T \ll \lambda$) [1-3]. Такие искусственно созданные магнитные структуры получили название магнитных метаповерхностей [2]. Это планарные реализации трехмерных метаматериалов, которые более просты в изготовлении, чем их объемные аналоги. К магнитным метаповерхностям сейчас относят и магнотонные кристаллы (одномерные (1D) и 2D периодические планарные магнитные структуры), период которых сравним с длиной волны ($T \sim \lambda$). Их частотно-избирательные свойства представляют интерес для создания различных фильтрующих устройств, управляемых магнитным или электрическим полями, постоянным током, лазерным излучением и даже механическими деформациями, а их реконфигурируемые свойства находят применение в логических схемах. ДК магнитные метаповерхности состоят из двух магнетиков. Это либо два металлических ферромагнетика, либо один металлический ферромагнетик, а другой диэлектрический ферритмагнетик [1-3]. В случае одновременного использования металлического ферромагнетика и диэлектрического ферритмагнетика последний представляет собой пленку железо-иттриевого граната (ЖИГ), из которой создается магнитная матрица. На поверхности ЖИГ-матрицы формируется периодическая структура из пленки ферромагнитного металла (никеля (Ni), кобальта (Co), железа (Fe) или их соединений [1-3]).

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования и микромагнитного моделирования особенностей формирования полос непропускания в двухкомпонентных магнитных метаповерхностях (рис.1). В эксперименте исследовались ДК магнитные метаповерхности, выполненные на основе пленки ЖИГ толщиной $d_1 = 12 \times 10^{-6}$ м и с намагниченностью насыщения $M_1 = 0.0139$ Т выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ) толщиной 5×10^{-4} м. На поверхность ЖИГ-волновода были нанесены 1D периодические структуры, состоящие из полосок железа (Fe) толщиной $d_2 = 10^{-7}$ м, шириной $T/2$, периодом $T = 96 \times 10^{-5}$ м.

На рис.1а приведены измеренные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) спин-волновой линии передачи на основе ДК магнитной метаповерхности ЖИГ/Fe, имеющей период $T = 96 \times 10^{-5}$ м 1D структуры, а также АЧХ спин-волновой линии передачи, выполненной на основе ЖИГ-волновода, на поверхности которого отсутствует 1D структура. Из представленных на рис.1а результатов следует, что в случае ДК-метаповерхност на АЧХ спин-волновой линии пере-

дачи отчетливо наблюдаются полосы непропускания. Одна из них (более высокочастотная) удовлетворяет условию Брэгга и соответствует первому брэгговскому резонансу (показана пунктирной линией), а другая (более низкочастотная) не удовлетворяет условию Брэгга и не наблюдается на АЧХ ЖИГ-волновода, на поверхности которого отсутствует периодическая 1D структура. Мы полагаем, что возникновение низкочастотной полосы непропускания связано с образованием стоячей ПМСВ в той области свободной пленки ЖИГ, которая находится между входной микрополосковой антенной и ближайшей к ней (первой) полоской железа. Результаты численного моделирования такой структуры, полученные в пакете программ микромагнитного моделирования MuMax3, приведены на рис.1b. Из представленных результатов расчета следует, что, как и в эксперименте, АЧХ слоистых структур является более узкополосной по сравнению со случаем свободной пленки ЖИГ. Это связано с появлением в высокочастотной области спектра ПМСВ относительно широкой полосы непропускания. Однако низкочастотная полоса непропускания, которая фиксировалась в эксперименте, не наблюдается в численном моделировании, что связано с отсутствием возможности моделирования микрополосковой линии передачи в MuMax3.

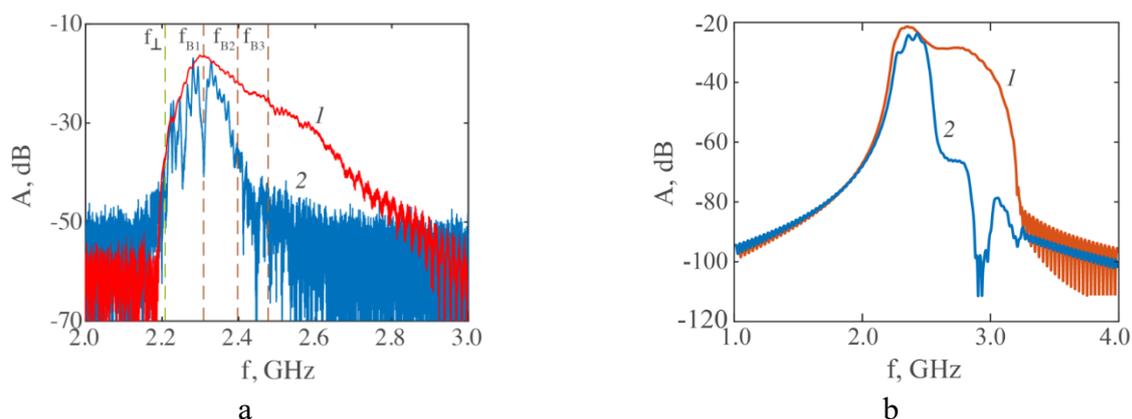


Рис.1. АЧХ спин-волновой линии передачи с ДК магнитной метаповерхностью ЖИГ/Fe, полученные в радиофизическом эксперименте (a) и рассчитанные в MuMax3 (b).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-20121, <https://rscf.ru/project/19-79-20121/>

Библиографический список

1. S. Watanabe, V.S. Bhat, A. Mucchietto, E.N. Dayi, S. Shan, D. Grundler // Adv. Funct. Mater, 35
2. H. Yu, J. Chen, V. Cros, P. Bortolotti, H. Wang, C. Guo, F. Brandl, F. Heimbach, X. Han, A. Anane, D. Grundler // Adv. Funct. Mater. 2022. V. 32 (34), P. 2203466.
3. С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, Н.Н. Новицкий, Г.М. Дудко, А.И. Стогний, Ю.А. Филимонов // ФТТ. 2020. Т. 62 (9). С. 1494.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗМ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА ООМСВ НА СПИНОВУЮ НАКАЧКУ В СТРУКТУРЕ ЖИГ/Pt

М.Е. Селезнев^{1,2,3}, Ю.В. Никулин^{1,2}, Г.М. Амаханов¹, С.Л. Высоцкий^{1,2},
Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

¹СФирЭ им. В.А. Котельникова РАН

²СНУГУ им. Н.Г. Чернышевского

³СГТУ им. Ю.А. Гагарина.

E-mail: mixanich94@mail.ru

Исследование эффектов спиновой накачки бегущими магнитостатическими волнами (МСВ) в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) представляет интерес для разработки элементной базы магноники и спиновой логики [1]. В таких структурах МСВ в пленке ЖИГ переносит спиновый ток, который может перекачиваться в платину за счет спин-орбитального и обменного взаимодействий [2]. Эффективность перекачки будет зависеть от плотности состояний в спектре МСВ и электронов в платине. В свою очередь, платина выполняет роль детектора спинового тока и за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [2] происходит преобразование спинового тока в постоянный электрический ток или электродвижущую силу (ЭДС). В работе [3] было исследовано влияние трехмагнонных процессов распада (ЗМ) поверхностных МСВ на спиновую накачку в структуре ЖИГ/Pt и показано, что при некотором значении поля подмагничивания H амплитуда длинноволнового ($k \rightarrow 0$) f_0 пика ЭДС оказывается больше в несколько раз по сравнению со случаем, когда ЗМ процессы запрещены, что достигалось путем увеличения значения H . В данной работе представлены результаты исследования влияния ЗМ процессов распада обратных объемных МСВ (ООМСВ) на спиновую накачку в структуре ЖИГ/Pt.

Исследуемая структура изготавливалась с помощью методов фотолитографии, магнетронного распыления и ионного травления, см. рисунок 1(а). На поверхности пленки ЖИГ ($4\pi M = 1750$ Гс, толщина $d = 8.8$ мкм) формировались антенны (1 и 2) апертурой 250 мкм и шириной 4 мкм для возбуждения и приема ООМСВ с контактными площадками для СВЧ зондов. Медные контакты 3 и 4, примыкающие к детектирующему Pt элементу с длиной и шириной 200 мкм, толщиной 4 нм (5), использовались для измерения ЭДС. Структура располагалась между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее поле подмагничивания H было касательно к поверхности ЖИГ (6) и перпендикулярно антеннам, что отвечало геометрии ООМСВ (см. направление H и k на рисунке 1(а)). Измерения проводились согласно методике, описанной в работе [3].

На рисунке 1 (b) приведены частотные зависимости ЭДС, измеренные при фиксированном уровне входной СВЧ мощности 10 дБм в развертке по частоте. Вертикальной пунктирной линией $f^{\beta M} = 2\gamma H = 4\pi M/3 = 3264$ МГц отмечена граница ЗМ распадов, которые разрешены на частотах ООМСВ $f < f^{\beta M}$ и, соответственно, запрещены на $f > f^{\beta M}$. Отметим, что все измеренные ЭДС $U(f)$ характеризуются од-

ним пиком вблизи длинноволновой границы f_0 ООМСВ, что отвечает виду плотности состояний в спектре ООМСВ, представленной в работе [4]. Красная линия – огибающая длинноволновые пики измеренных зависимостей $U(f)$.

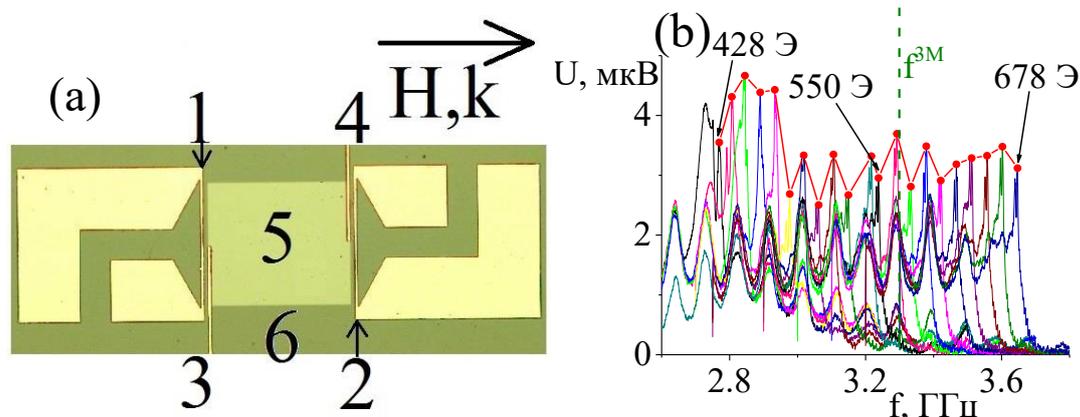


Рисунок 1. (а) Оптическое изображение структуры ЖИГ/Pt, 1 и 2 – антенны для возбуждения и приема ООМСВ, 3 и 4 – контакты для измерения ЭДС в Pt элементе (5), 6 – поверхность пленки ЖИГ; (б) частотные зависимости ЭДС, измеренные при возбуждении ООМСВ для диапазона значений поля подмагничивания $H=428..678$ Э (стрелками отмечены кривые, полученные для полей 428, 550 и 678 Э), вертикальной пунктирной линией отмечена граница 3М распада f^{3M} .

Из рисунка 1 (б) можно видеть, что амплитуда длинноволнового пика ЭДС U на диапазоне значений $H \approx 440..476$ Э была наибольшей и превышала в ≈ 1.3 раза значения ЭДС для $H \approx 490..678$ Э. В работе [3] наблюдалась схожая зависимость длинноволнового пика ЭДС U от поля подмагничивания H . Это объяснялось тем, что в результате 3М процессов распада ПМСВ и беспороговых процессов слияния возникали вторичные МСВ, которые эффективно заселяли участки спектра дипольно-обменных МСВ с наибольшей плотностью состояний, что усиливало процессы электрон-магнитного рассеяния и, соответственно, спиновую накачку. Впрочем, в работе [3] рост сигнала ЭДС был в несколько раз выше по сравнению с тем, что наблюдалось в данной работе для геометрии ООМСВ.

Отметим, что для диапазона $H \approx 490..678$ Э поведение амплитуды длинноволнового пика с ростом H и f носило осциллирующий характер, что связано с расогласованием СВЧ тракта, состоящего из антенн, СВЧ зондов, коаксиальных кабелей и векторного анализатора цепей.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Библиографический список

1. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A. et al. // Nature physics. В. 2015. V. 11. P. 453.
2. Hahn C., Klein O., Naletov V.V. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 174417.
3. Селезнев М.Е., Никулин Ю.В., Хивинцев Ю.В. и др. // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30. С. 617.
4. Damon R. W., Eshbach J. R. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1961. Т. 19. С. 308-320.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ОДИНОЧНЫМ ДВУМЕРНООГРАНИЧЕННЫМ ЗАТВОРОМ В ЛИСТЕ ГРАФЕНА

К.В. Машинский¹, А.А. Шамарина^{1,2}, Д.В. Фатеев^{1,2}

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: konstantin-m92@yandex.ru

Плазмоны в графене в терагерцевом (ТГц) и инфракрасном диапазонах за счет электрической перестройки (затвором) частоты и высокой локализации поля являются перспективными для создания графеновых транзисторных детекторов и метаповерхностей для сенсоров, ТГц связи, ТГц спектроскопии и систем ТГц видения. Недавние эксперименты демонстрируют резонансное ТГц-детектирование при комнатной температуре [1,2], а также усиление/генерацию в структурах с решёточными затворами [3], что задаёт строгие требования к моделированию возбуждения плазмонов внешней волной.

Классическое двумерное моделирование плазмонов [4] (в котором система считается однородной в поперечном направлении к волновому вектору плазмона) опирается на предположение бесконечной длины затвора, для которых не учитываются торцевые эффекты, радиационные потери и связь с внешним пространством. В реальных коротких затворах трехмерная геометрия существенно меняет резонансные частоты, добротность и чувствительность, что требует рассмотрение полных моделей [5] для согласования с экспериментом.

В данной работе теоретически рассматривается возбуждение плазмонных резонансов в листе графена, отделенным барьерным слоем от прямоугольного металлического затворного электрода. Графен расположен на подложке. Внешняя плоская электромагнитная волна падает на прямоугольный затвор, возбуждая в нем неоднородные электрические токи. Осциллирующие токи в затворе связываются с плазменными колебаниями в графене, что приводит к резонансному возбуждению подзатворных плазмонов в структуре. В работе методом интегрального уравнения вычислены спектры сечения поглощения рассматриваемой транзисторной структуры. Основные этапы решения электродинамической задачи: запись электродинамических уравнений в фурье-пространстве, формирование интегральных уравнений относительно компонент осциллирующего тока в затворном электроде, решение интегральных уравнений методом Галеркина путем разложения компонент токов по ортогональным полиномам Лежандра.

Электрическое поле падающей волны на транзисторную структуру поляризовано вдоль короткой стороны затворного электрода w . Дифрагированные поля такой волны должны возбуждать плазмоны в графене, заряды в которых движутся вдоль короткого края затвора. Электростатическая модель позволяет оценить частоты возбуждения таких подзатворных плазмонных резонансов [6], используя дисперсионное соотношение

$$\omega = \sqrt{\frac{e^2 E_F q}{\pi \hbar^2 \varepsilon_0 (\varepsilon_s + \varepsilon_b \coth(dq))}}$$

где ω – круговая частота, e – заряд электрона, ε_s – диэлектрическая проницаемость подложки, ε_b – диэлектрическая проницаемость барьерного слоя, E_F – энергия Ферми в графене. Волновой вектор плазмонных мод в модели идеально отражающих стенок может быть оценен как $q = \pi/w$ для основной моды, $3\pi/w$ – для второй и $5\pi/w$ для третьей мод. Сравнивая результаты вычислений частот плазмонов в транзисторной структуре простой электростатической модели (рис. 1 а) и метода интегрального уравнения (рис. 1 б), можно сделать заключение, о том что спектр плазмонных возбуждений намного богаче по сравнению с предсказываемыми в простых двумерных моделях. Такое разнообразие возбужденных мод связано в крайними (торцевыми эффектами), принципиально не учитываемыми в двумерных методах.

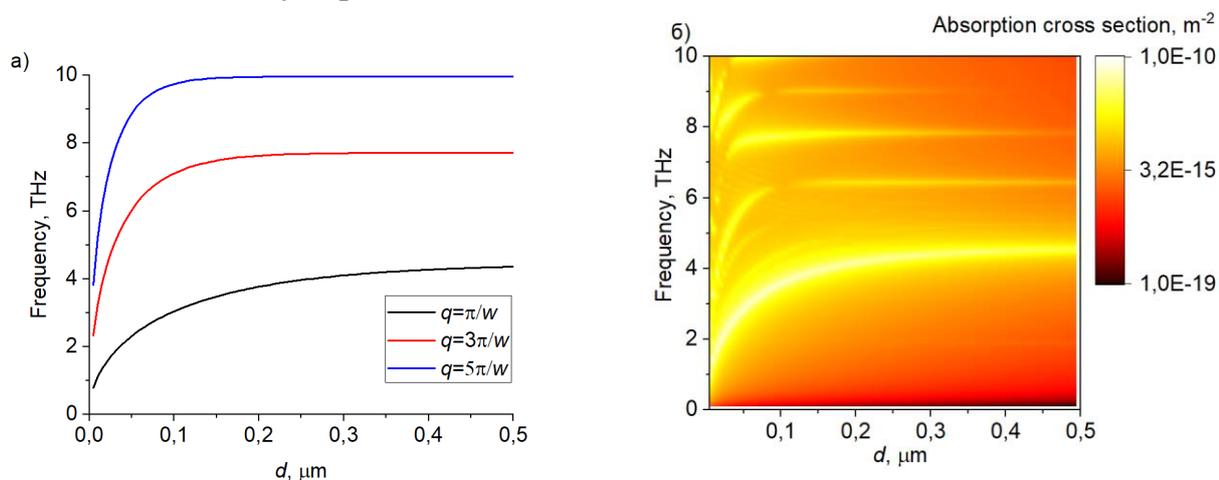


Рис. 1. (а) Зависимость частоты плазмонных мод от толщины барьерного диэлектрика, вычисленная в электростатической модели идеально отражающих стенок. Спектры сечения поглощения транзисторной структуры в зависимости от толщины барьерного диэлектрика.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-19-00611-П, <https://rscf.ru/project/22-19-00611/>.

Библиографический список

1. Caridad J. M. et al. // Nano Letters. 2024. V. 24. No. 3. P. 935-942.
2. Guo W. et al. // Optics letters. 2018. V. 43. No. 8. P. 1647-1650.
3. Boubanga-Tombet S. et al. // Physical Review X. 2020. V. 10.No. 3. P. 031004.
4. Bludov Y. V., Peres N. M. R., Vasilevskiy M. I. // Physical Review B. 2020. V. 101. P. 075415.
5. Mashinsky K. V., Popov V. V., Fateev D. V. // Scientific Reports. 2024. T. 14. No. 1. P. 7546.
6. Фатеев Д. В., Попов В. В., Шур М. С. // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. №. 11. С. 1455-1462.

СПИНОВАЯ НАКАЧКА ПМСВ В МИКРОСТРУКТУРАХ ЖИГ(100)/Pt**Г.М. Амаханов^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Г.М. Дудко¹**¹*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский национальный исследовательский государственный университет**им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: agm.05@yandex.ru*

Исследование эффектов спиновой накачки в структурах типа феррит-тяжелый металл представляет интерес для построения компонентной базы магнонной спинтроники [1]. Базовыми структурами для магнонной спинтроники являются структуры на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) [2-3]. В данной работе исследуется спиновая накачка поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) с помощью обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) в микроструктурах ЖИГ(100)/Pt.

Использовались две пленки ЖИГ с кристаллографической ориентацией (100), толщиной 16.1 мкм и плоскостными размерами 20 мм × 20 мм. Пленки ЖИГ были намагничены вдоль «трудной» [110] и «легкой» [100] кристаллографических осей. Используя методы магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на поверхности пленок ЖИГ изготавливались две медные микроантенны для возбуждения и приема ПМСВ и Pt элемент для измерения ЭДС. Для измерения амплитудно- и фазочастотных характеристик (АЧХ и ФЧХ) коэффициентов передачи и отражения S использовался векторный анализатор цепей, ЭДС регистрировалась с помощью селективного вольтметра. Помимо этого в схему измерений был добавлен анализатор спектра выходного сигнала.

Результаты эксперимента представлены на рис. 1. На рис. 1 (a,b) представлены частотно-полевые зависимости величины сигнала ЭДС на частоте накачки f_p , отвечающей частоте f_0 длинноволновой границы спектра ПМСВ. Видно, что величина ЭДС в структуре с легкой осью намагничивания (рис. 1 а) примерно в два раза больше, чем в структуре с трудной осью (рис. 1 б). Это может быть связано с наличием в спектре анизотропных дипольно-обменных параметрических спиновых волн участков дисперсии с малой групповой скоростью, что отвечает высокой плотностью состояний (выделены звездочками на рис. 1 е). На рис. 1 (с,d) изображены карты частотно-полевой зависимости интенсивности шумового сигнала в спектре накачки для структур с легкой (с) и трудной (d) осями намагничивания. Цветовая гамма отражает амплитуду шума. Желтыми линиями показаны максимальные значения ЭДС. Видно, что участкам с наибольшей ЭДС отвечает наибольшая интенсивность шумового сигнала.

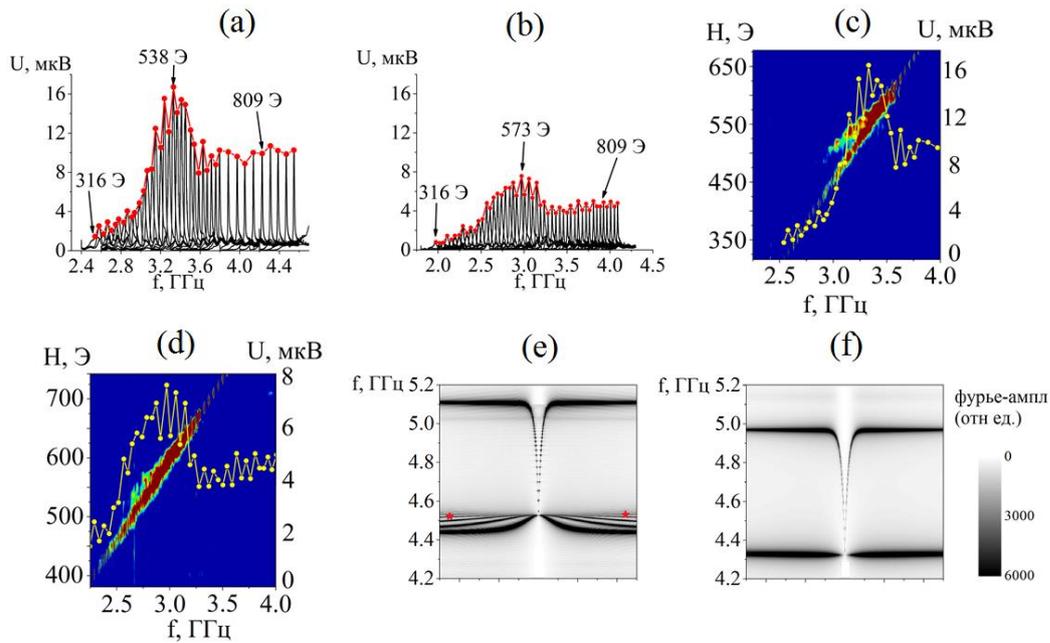


Рис. 1. Частотно-полевые зависимости величины сигнала ЭДС на частоте f_0 длинноволновой границы спектра ПМСВ (a,b) и карты частотно-полевой зависимости интенсивности шумового сигнала в спектре накачки (c,d) в структурах, намагниченных вдоль «легкой» (a,c) и трудной (b,d) кристаллографических осей. Микромагнитного моделирования спектра дипольно-обменных спиновых волн для структур с легкой (e) и трудной (f) осями намагничивания.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Библиографический список

1. V. Castel, N. Vlietstra, B.J. van Wees, J. Ben Youssef // Physical Review B. 2012. Vol. 86. №13.
2. A. Brataas, B. van Wees, O. Klein et al. // Phys. Rep. 2020. Vol. 885, P. 1–27.
3. V. E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens et al. // Phys. Rep. 2017 Vol. 673, P. 23.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНКИ ЖИГ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В СТРУКТУРАХ ПЛЕНКА ЖИГ - ПЛАТИНА

С.Л. Высоцкий^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2,3}, Г.М. Амаханов^{1,3}, Ю.В. Никулин^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: vysotsl@gmail.com

Генерация ЭДС по механизму обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [1] в пленках платины, нанесенных на поверхность пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) активно изучается в связи с перспективами разработки элементной базы спинтроники [2]. В таких структурах при возбуждении в пленке ЖИГ резонансных колебаний намагниченности [3] или распространяющихся спиновых волн [4] спиновый ток I_s через интерфейс ЖИГ-платина вызывает возникновение в пленке платины тока носителей заряда I_e

$$I_e \propto |I_{s,n}| [\mathbf{n} \times \mathbf{m}], \quad (1)$$

где \mathbf{n} и \mathbf{m} — единичные векторы вдоль нормали к поверхности пленки ЖИГ и намагниченности, соответственно, $I_{s,n}$ — компонента спинового тока вдоль нормали \mathbf{n} . В экспериментах обычно измеряется величина ЭДС $U = I_e R$, где R — сопротивление пленки платины.

Для изготовления структур, как правило, используют пленки ЖИГ с намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750$ Гс. В то же время, известно, что величина этого параметра может быть уменьшена с помощью легирования, например, ионами галлия Ga и скандия Sc с различными степенями замещения в подрешетках пленки ЖИГ [5]. При этом из (1) можно предположить, что эффективность генерации ЭДС обратно пропорциональна величине параметра $4\pi M$. Целью данной работы является проверка этого предположения.

№	d, μm	$4\pi M$, G	U/P, 10^{-3} V/W	α , 10^{-11} cm^2
1	15.6	1750	6.1	3.5
2	12	1750	6.5	3.5
3	15	1000	5.9	8
4	20	850	5.8	11
5	26	565	2.5	23
6	17	540	1.5	25

Параметры исследованных в работе пленок ЖИГ указаны в таблице. Из этих пленок вырезались волноводы размерами 5 x 10 мм, на поверхность которых с помощью магнетронного напыления через маску наносилась ориентированная вдоль длинной стороны волновода полоска платины толщиной 4 нм, размерами 25 мкм x 4 мм, контакты к концам которой изготавливались с помощью токопроводящего клея; регистрировалась величина напряжения U между контактами. Сопротивление полосок составляло 5,5 – 6 кОм.

Измерения проводилось при размещении структур в макете микрополосковой линии задержки в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). В качестве параметра, определяющего эффективность ОСЭХ, было выбрано определенное для каждой структуры

отношение $E=U/P$, где U - максимальная по диапазону измерений величина ЭДС, P – мощность МСВ.

На рис. 1 представлены, соответственно, экспериментально полученные для структур №1, №3 и №6 зависимости от величины H длинноволновых границ области наблюдения ПМСВ f_0 (рис. 1a) и определенной по описанной выше методике эффективности спиновой накачки E (рис. 1b). Цифры у кривых соответствуют номеру структуры (пленки) в таблице

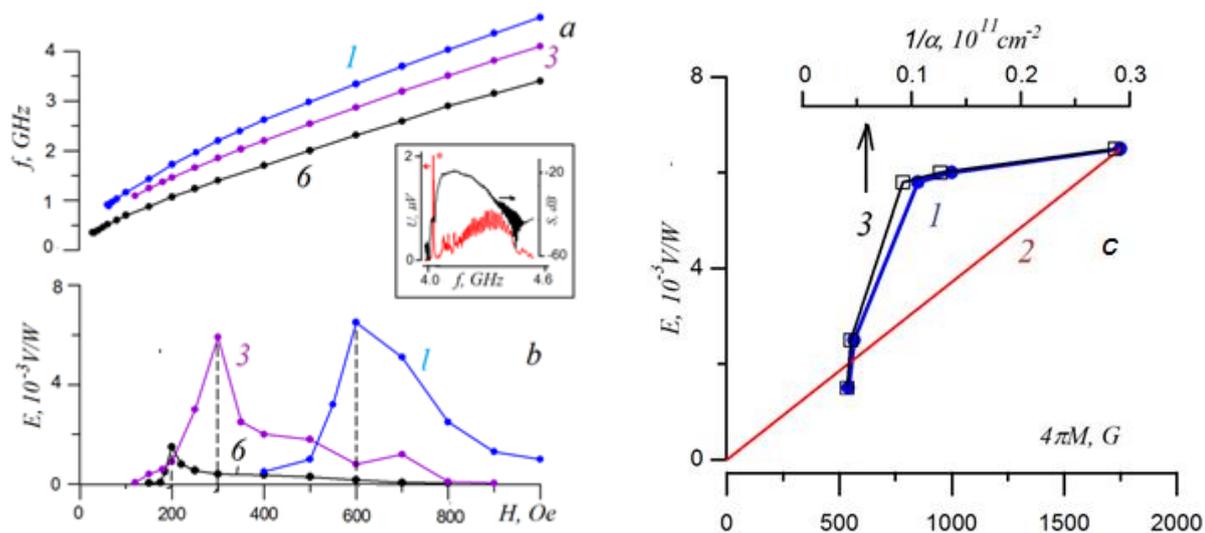


Рис. 1. Зависимости от величины поля подмагничивания H низкочастотной (f_0) границы области существования ПМСВ (a) и эффективности спиновой накачки (b) для структур № 1, №3 и №6. Цифры у кривых и в индексах соответствуют номеру структуры в таблице. На рис. с показаны зависимости от величины $4\pi M$ экспериментально полученных величин E (кривая 1); зависимость E от величины параметра $1/\alpha$ (кривая 3). Цифрой 2 показан результат моделирования линейной зависимости $E=E(4\pi M)$.

На рис. 1с показаны зависимости от величины $4\pi M$ экспериментально полученных величин E (кривая 1) и результат моделирования линейной зависимости $E=E(4\pi M)$ (кривая 2). Видно существенное различие характера этих кривых. В то же время, зависимость E от величины параметра $1/\alpha$, где α – константа неоднородного обмена пленки (кривая 3), практически совпадает с кривой 1, что позволяет предположить, что величина α представляет собой некий интегрированный параметр, учитывающий влияние параметров легированных пленок ЖИГ на эффективность ОСЭХ.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №

Библиографический список

1. Dyakonov M.I., Perel V.I. // Phys. Lett. A. 1971.V. 35. P. 459.
2. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, et al. // J. Magn. Magn. Mater., **509**, 166711 (2020).
3. S. A. Manuilov, C. Du, R. Adur, H.L. Wang et al. // Appl. Phys. Lett., **107** (4), 042405 (2015).
4. A.V. Chumak, A.A. Serga, M.B. Jungfleisch et al. // Appl. Phys. Lett., **100** (8), 082405 (2012).
5. А С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, Б.П. Нам и др. // ФТТ, 34 (5), 1376 (1992).

Содержание

А.Б. Адилова, Ю.А. Фильченкова, А.Г. Рожнев Численное моделирование в системе Comsol Multiphysics аксиально-симметричных электродинамических структур со сложной формой границы	6
М.Е. Селезнев, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий Обратный спиновый эффект Холла в структуре пленка $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ - платина	8
А.А. Андреев, В.И. Гукова, И.В. Хайрушев, Р.С. Сергеев Изучение воздействия СВЧ излучения на водные суспензии наночастиц золота.....	10
В.В. Балаева, Д.В. Романенко, М.А. Морозова Особенности спин-волновой эволюции в магнетонном кристалле наноразмерной толщины	12
П.В. Барков, М.М. Слепченков, О.Е. Глухова Топологическое управление электронно-энергетическими свойствами перфорированного графена с круглыми отверстиями	14
А.А. Бурцев, В.А. Михалевский, А.В. Киселев, В.В. Ионин, А.А. Невзоров, А.А. Лотин Устройства на основе массивов наночастиц фазоизменяемых материалов.....	16
Д.Н. Бухаров, Д.А. Бодунов, А.А. Кузнецов Моделирование профиля графитизированной структуры на поверхности искусственного алмаза	18
С.В. Васин, А.М. Низаметдинов, Н.П. Кузьмин Синтез и свойства нанокompозитов поливинилового спирта – полианилин – одностенные углеродные нанотрубки.....	20
А.М. Вахлаева, Е.С. Дубинкина, Ю.М. Ишбулатов Применение методов машинного обучения для оценки силы однонаправленной связи между осцилляторами ван дер Поля в присутствии измерительных шумов	22
И.С. Великанов, Н.В. Короневский, Р.С. Сергеев, Б.В. Сергеева Инкапсуляция модельного вещества в композиционный материал на основе волокон поликапролактона и микрочастиц ватерита.....	24
Ф.Е. Гаранин, А.В. Садовников, М.В. Ломова Численное моделирование распространения спиновых волн в крестообразной плёнке железо-иттриевого граната с массивом наночастиц магнетита на поверхности	26
Ф.Е. Гаранин, В.А. Губанов, А.В. Садовников Направленный ответитель спиновых волн на основе трех латерально связанных микроволноводов	28
В.И. Гукова, А.А. Андреев, С.В. Середич, Е.А. Рябов Исследование влияния периодических диафрагм на распространение электромагнитных волн в прямоугольном волноводе	30
Д.М. Ежов, М.Д. Прохоров, В.И. Пономаренко, А.В. Курбако Модифицированная модель ФитцХью-Нагумо с синапсом, осуществляющим интегрирование входного сигнала	32
И.А. Емелин, П.Д. Шалаев, А.Ю. Мирошниченко Пространственно-развитая замедляющая система типа петляющей волновод для многолучевых ламп бегущей волны миллиметрового диапазона длин волн.....	34

П.А. Жиронкин, К.Е. Жумабекова, А.А. Манышева, А.В. Садовников Исследование влияния ширины ЖИГ микроволновода на спектры поверх- ностных и обратных объёмных спиновых волн	36
М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, Н.С. Акимова, Л.Е. Коньшина, Е.П. Еме- льянова Новые критерии оценки прохождения теста шестиминутной ходьбы на основе анализа ЭКГ/ФПГ	38
М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, Н.С. Акимова, Л.Е. Коньшина, Е.П. Еме- льянова Особенности детектирования сердечного ритма у пациентов с раз- личными заболеваниями сердечно-сосудистой системы	40
И.В. Ивлиева(Перетокина), А.А. Мещерякова, Л.М. Бабков, В.В. Соро- кин Структурно-динамические модели нескольких вновь синтезированных хроменопиридинов, реализованных в виде таутомерных смесей	42
Ю.М. Ишбулатов, О.С. Тарасова, А.С. Боровик, А.М. Вахлаева, Б.П. Безручко, А.С. Караваяев Реконструкция параметров неавтономной модели системы вегетативной регуляции среднего артериального давления по за- шумлённым временным рядам	44
А.А. Казанков Исследование флуктуаций интенсивности оптического из- лучения полупроводниковых приборов в режиме микроплазменного пробоя	46
В.С. Климин Графеноподобные пленки как основа для элементов сорбци- онной детекции газов	48
В.С. Климин, Е.Ю. Гусев, В.В. Поляков, Л.В. Маслова, S. Wang, L. Jiang, Z. Wang, W. Zhang, О.А. Агеев Исследование формирования элементов те- рагерцовой фотоники методом плазменного травление кремния	50
В.С. Климин Исследование формирования наноструктур на поверхности кремния методом формирования локальных областей фокусированным ион- ным пучком и плазменным травлением	52
О.Н. Козина Усиливающие свойства метаматериала с гиперболическим ти- пом дисперсии	54
П.С. Комков, В.В. Семенов, С.В. Гришин Теоретическое и эксперимен- тальное исследование детерминированных когерентного и антикогерентно- го резонансов в двух связанных хаотических осцилляторах Лоренца	56
Л.А. Кочкуров, С.С. Волчков, Е.В. Ушакова, Д.А. Зимняков Оптима- лизация спектральных характеристик стохастической лазерной генерации в су- спензиях лазерных красителей с наноразмерными рассеивателями	58
П.В. Купцов Применение нейронной сети для построения по единствен- ному скалярному временном ряду системы её динамической модели с управляющим параметром.....	62
А.В. Курбако, Д.М. Ежов, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров Аппаратная спайковая нейронная сеть из осцилляторов ФитцХью-Нагумо для распозна- вания изображений	63

Е.М. Артемова, Д.А. Лагунов Движение кругового профиля в присутствии двух неподвижных точечных особенностей	65
А.С. Абрамов, В.А. Лапин, П.П. Миронов Динамика волны с сильной фазовой модуляцией в неоднородном световоде.....	66
А.С. Абрамов, В.А. Лапин, П.П. Миронов Распространение импульсов в световоде с осциллирующей дисперсией групповых скоростей.....	68
Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова Моделирование волновых процессов в структурах типа магнетик/тяжёлый металл	70
А.А. Манышева, К.Е. Жумабекова, Н.Ю. Яснев, А.В. Садовников Пространственно-частотная селекция сигналов в ЖИГ-структуре с крестообразной конфигурацией волноводов и центральным кольцевым резонатором	72
А.А. Мартышкин, А.В. Садовников Магнитостатические спиновые волны в нерегулярных поперечно-ограниченных микроволноводах	74
К.В. Машинский, В.В. Попов, М.Ю. Морозов Низкопороговый терагерцовый лазер на основе металло-диэлектрического желоба с активным графеном.....	76
В.А. Мошков, А.А. Грачев, А.В. Садовников Каскадная селекция спиновых волн в структурах на основе железо-иттриевого граната	78
Д.А. Ножкин, Р.А. Торгашов, Д.А. Бессонов, И.А. Навроцкий, Н.М. Рыскин Разработка электронной пушки для миниатюрной ЛБВ миллиметрового диапазона длин волн	82
И.С. Ожогин, Н.М. Рыскин, А.А. Сердобинцев, И.О. Кожевников, А.В. Стародубов Разработка и исследование электродинамических структур суб-ТГц диапазона на основе 3D-печати и магнетронного распыления	84
В.А. Очкина, М.А. Морозова Особенности формирования щелевых солитонов в магнетонных кристаллах с нагрузками	86
С.А. Нефедов, И.В. Поляков, Н.В. Ржевин Исследование замедляющей системы «цепочка связанных резонаторов» со скачком замедления.....	88
А.А. Ростунцова, Р.А. Торгашов, Н.М. Рыскин Лампа бегущей волны W-диапазона с лестничной замедляющей системой с гантелеобразными щелями	90
Е.А. Рябов Влияние подложки на поглощение волн в металлическом слое в СВЧ диапазоне	92
А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова О воздействии шума на систему с квазипериодическими бифуркациями и сценарием Ландау-Хопфа	94
А.О. Сельский, М.О. Журавлев Моделирование перемежающегося поведения сонных веретен по записям ЭЭГ	97
Б.В. Сергеева, И.В. Хайрушев, В.Н. Гусятников Анализ параметрического взаимодействия волн пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью.....	99
С.В. Середич, А.А. Андреев, Е.А. Рябов, И.С. Великанов Управление резонансной частотой узкополосного фильтра в X-диапазоне частот	101

М.М. Слепченков, П.В. Барков, О.Е. Глухова Влияние структурных особенностей на электронные и электрофизические свойства квази-2D графен-нанотрубных пленок.....	103
Д.А. Солодянкин, Е.М. Артемова Динамика движения двух точечных вихрей в прямоугольной области.....	105
М.А. Соломатин, А.С. Варезников, Н.М. Ушаков, В.В. Сысоев, Р.К. Яфаров Хеморезистивный эффект при комнатных температурах в алмазграфитовых нанокompозитах.....	107
В.А. Соляник, Н.А. Акафьева, А.Ю. Мирошниченко Объемный двухзакорный клистронный резонатор с применением ИПВ-технологий.....	109
А.П. Кузнецов, Н. В. Станкевич Квазипериодические структуры типа креветки (Shrimps).....	111
Ю.С. Тихонов, А.Ю. Мирошниченко, Н.А. Акафьева, А.Д. Исаев Исследование влияния КППР на характеристики двухзакорного многоканального клистронного резонатора.....	113
А.Д. Толстых, Р.А. Торгашов Моделирование динамики ленточного электронного пучка в пролётном канале ЛБВ W-диапазона при фокусировке постоянными магнитными полями.....	116
Р.А. Торгашов, О.Р. Абрамов Моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в миниатюрном ЛБВ-усилителе W диапазона с ленточным электронным пучком и магнитной периодической фокусирующей системой.....	118
А.П. Кузнецов, Л.В. Тюрюкина Гиперхаос с дополнительными нулевыми показателями Ляпунова.....	120
Е.В. Ушакова, Л.А. Кочкуров, Д.А. Зимняков Исследование локальной интерференционной структуры световых полей, образованных в наноструктурах при воздействии на среду непрерывным и импульснопериодическим лазерным излучением.....	122
Е.В. Ушакова, Д.А. Зимняков Статистика флуктуаций интенсивности флуоресцентного оклика случайно-неоднородных сред.....	125
И.В. Фролов, О.А. Радаев, Д.В. Липанов, В.А. Сергеев Диагностика светодиодных гетероструктур по параметрам ватт-амперных характеристик, измеренных со спектральным разрешением.....	128
И.А. Чистяков, Д.И. Кириченко, И.П. Медведков, В.И. Роговин Пути улучшения характеристик ЛБВ Ka-диапазона для спутниковых систем связи: численное моделирование и эксперимент.....	130
В.Д. Чурикова, Д.А. Ножкин, Р.А. Торгашов Изготовление прямоугольного волновода W-диапазона стандартного сечения с помощью технологии лазерной микрообработки.....	132
Н.Ю. Яснев, А.А. Манышева, К.Е. Жумабекова, А.В. Садовников Особенности распространения спиновых волн в кольцевом ЖИГ микрорезонаторе с неоднородным распределением внутреннего магнитного поля.....	134

С.Е. Бурмистров, Е.В. Навроцкая, А.В. Курбако, Б.П. Безручко Количественные индексы для мониторинга ментальной усталости, основанные на методах анализа вариабельности сердечного ритма.....	136
А. А. Солянов, П. А. Жиронкин, В. Д. Клусов, А. В. Садовников Пространственно-частотная селекция сигналов на основе эффектов распространения спиновых волн в жиг-структуре с пересекающимися волноводами и резонаторами.....	139
А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин, С.А. Никитов Особенности формирования полос не пропускания в двухкомпонентных магнитных метаповерхностях.....	141
М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, Г.М. Амаханов, С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов Исследование влияния 3м процессов распада ООМСВ на спиновую накачку в структуре ЖИГ/Pt.....	143
К.В. Машинский, А.А. Шамарина, Д.В. Фатеев Возбуждение плазменных резонансов одиночным двумерноограниченным затвором в листе графена	145
Г.М. Амаханов, М.Е. Селезнев, Г.М. Дудко Спиновая накачка пмсв в микроструктурах ЖИГ(100)/Pt.....	147
С.Л. Высоцкий, М.Е. Селезнев, Г.М. Амаханов, Ю.В. Никулин Влияние параметров пленки ЖИГ на эффективность обратного спинового эффекта холла в структурах пленка ЖИГ - платина	149

Научное издание

«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»

Сборник докладов XX Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 7 – 8 октября 2025 г.)

Издается в авторской редакции
Оригинал-макет подготовили *Д. В. Фатеев, А. А. Теплых*

Подписано в печать 05.08. 2023. Формат А5
Усл. печ. л. 14,18(15).
Тираж 70 экз. Заказ 29231.

Издательство “Техно-Декор”.
Саратов, Московская, 160.
Тел.: (8452) 26-38-48
t-d@list.ru sar-print.ru