

Сборник трудов
XVIII Всероссийской конференции
молодых ученых

Саратов,
12–13 сентября 2023 г.

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

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

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»

Доклады XVIII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 12 – 13 сентября 2023 г.)

Саратов
Издательство “Техно-Декор”
2023

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43
Н25

«Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл.
XVIII Всерос. конф. молодых ученых.
– Саратов: Изд-во “Техно-Декор”, 2023. – 227 с.: илл.
ISBN: 978-5-907716-27-8

В сборнике опубликованы материалы XVII Всероссийской конференции молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фононных, магнитных 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 978-5-907716-27-8

© Саратовский филиал ИРЭ
им. В. А. Котельникова РАН, 2023

Почетный председатель конференции

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

Председатель конференции

С. А. Никитов, чл.-корр. 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, чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН,
Москва, Россия

Программный комитет

Безручко Б.П. – СФ ИРЭ 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. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Короновский А.А. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Кузнецов А.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Купцов П.В. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Мельников Л.А. – СГТУ им. Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия

Попов В.В. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Прохоров М.Д. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Сергеев В.А. – УФ ИРЭ 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. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

Шараевский Ю.П. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Яфаров Р.К. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия

ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ

- Мельников Л.А. (СГТУ им. Гагарина Ю.А., д.ф.-м.н., Заведующий кафедрой «Приборостроение») «Связь квантовой механики и нелинейной динамики на примере квантования поля в резонаторе и излучения из резонатора в свободное пространство»
- Пономарев Р.С. (ПГНИУ, к.ф.-м.н., зав. лабораторией интегральной фотоники) «Интегральная фотоника: особенности формирования оптических волноводов, сборки и тестирования фотонных интегральных схем»
- П. В. Купцов (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г.н.с., д.ф.-м.н.) «Синхронизация и бистабильность в системе спин-трансферных осцилляторов с полевой связью»
- Прохоров М.Д. (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г.н.с., д.ф.-м.н.) «Управление коллективной динамикой в спайковых нейронных сетях»
- Смирнов Д.А. (СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в.н.с., д.ф.-м.н.) «Количественные характеристики "причинности" и "потока информации" между процессами»
- Клиньшов В.В. (ИПФ РАН, д.ф.-м.н.) «Модели нейронных масс нового поколения».
- Голдобин Д.С. (Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН, к.ф.-м.н.) «Макроскопическая намагниченность ХУ-макроспиновой системы в рамках обобщенной теории Отта-Антонсена»
- Сысоев В.В. (СГТУ им. Гагарина Ю.А., д.т.н., доцент) «Формирование первичных мультисенсорных преобразователей для систем электронного обоняния на основе кристаллических структур пониженной размерности»
- Niraj Kumar (CSIR-Central Electronic Engineering Research Institute, Pilani, India, PhD, Principal Scientist) «High power THz technology for industrial application»

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ НА ВЗАИМНУЮ СИНХРОНИЗАЦИЮ МОЩНЫХ ГИРОТРОНОВ, СВЯЗАННЫХ С ЗАДЕРЖКОЙ

М.А. Зарудная¹, Л.А. Аблаева¹, А.Б.Адилова^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: AdilovaAB@gmail.com

Гиротроны или электронные мазеры на циклотронном резонансе являются наиболее мощными источниками излучения в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового (терагерцевом) диапазоне. В настоящее время гиротроны широко используются в различных областях науки и техники, в том числе, для электронно-циклотронного нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1,2]. В связи с этим, исследование взаимной синхронизации связанных гиротронов является актуальной задачей [3]. Важно отметить, что на сверхвысоких частотах расстояние между связанными генераторами существенно превышает длину волны, поэтому важно учитывать запаздывание сигнала, распространяющегося между ними [4].

Рассмотрим систему двух гиротронов, связанных с задержкой. В качестве примера рассмотрим гиротрон для УТС диапазона 170 ГГц. Будем считать генераторы идентичными, за исключением небольшой расстройки собственных частот. Такую модель можно описать системой дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом [3]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{d\tau} + \frac{i\Delta}{2} A_1 + A_1 &= I_0 \Phi(A_1) A_1 + \rho e^{-i\nu} A_2 (\tau - \tau_d), \\ \frac{dA_2}{d\tau} - \frac{i\Delta}{2} A_2 + A_2 &= I_0 \Phi(A_1) A_2 + \rho e^{-i\nu} A_1 (\tau - \tau_d). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Δ — безразмерная расстройка собственных частот, $\tau = \omega_0 t / (2Q)$ — безразмерное время, $\tau_d = \omega_0 t_d / (2Q)$ — нормированное время задержки t_d , Q — добротность резонатора, I_0 — безразмерный параметр тока, $\rho = \sqrt{P_{in}/P_{out}}$ — коэффициент связи, который определяется отношением входной и выходной мощностей, $\Phi(A_{1,2})$ — функции электронной восприимчивости, которые можно найти, решая известные уравнения нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля (см. рис. 1).

В работе был проведен анализ синхронизации двух гиротронов, связанных с задержкой, на примере гиротрона с параметрами, примерно соответствующими параметрам мощного гиротрона для УТС. Моделирование проводилось согласно теории гиротрона с фиксированной гауссовой структурой ВЧ поля. На рис. 2 построены зависимости КПД от расстройки циклотронного резонанса при $I_0 \approx 0.0156$. Видно, что случае одиночного гиротрона (кривая 1) максимальное значение КПД достигает 62.5%, в то время как в случае связанных гиротронов (кривая 2) максимальное значение КПД увеличивается до 72.2%.

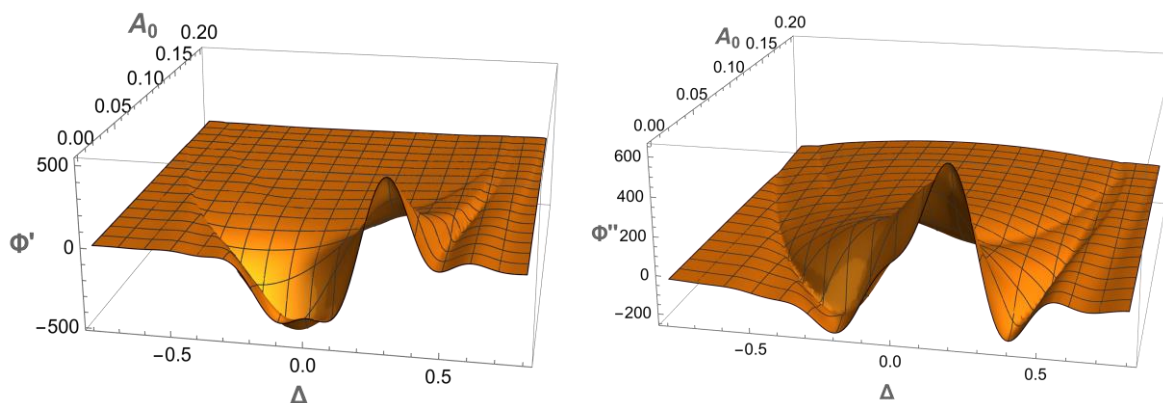


Рис. 1 Зависимости активной (а) и реактивной (б) электронной восприимчивости от амплитуды колебаний A_0 и расстройки циклотронного резонанса Δ_H .

В докладе будут представлены результаты численного моделирования для различных параметров связанных гиротронов в режиме жесткого возбуждения. Построены области синфазной и противофазной синхронизации на плоскости расстройка собственных частот — коэффициент связи, проанализированы зависимости КПД и частоты в режиме синхронизации.

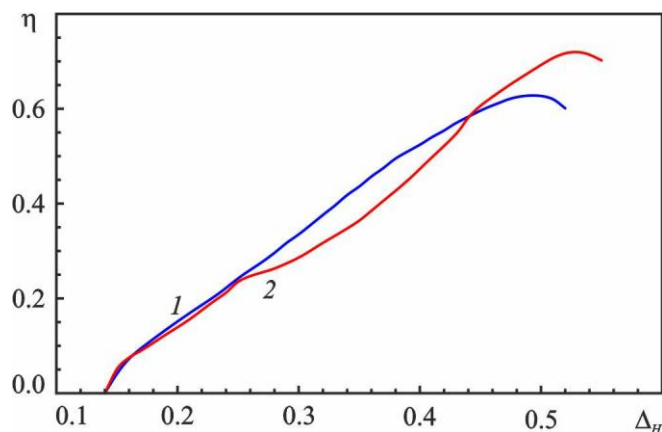


Рис. 2. Зависимости КПД одиночного гиротрона (кривая 1) и КПД связанных гиротронов (кривая 2) от расстройки циклотронного резонанса Δ_H при токе пучка 45 А.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-00109.

Библиографический список

1. Thumm M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42, No. 3. P. 590-599.
2. Thumm M., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q. // Nucl. Fusion. 2019. Vol. 59, 073001.
3. Adilova A.B., Ryskin N.M. // Electronics 2022. Vol. 11, No. P. 811-814.
4. Adilova A.B., Balakin M.I., Gerasimova S.A., Ryskin N.M. // Chaos. 2021. Vol. 31, No. 11. 113103.

РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ ВАКУУМНОГО ОКНА ДЛЯ МИНИАТЮРНОЙ ЛБВ W-ДИАПАЗОНА

О.Р. Абрамов¹, Р.А. Торгашов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: abramov.ol2003@mail.ru

Разработка миниатюрных ламп бегущей волны (ЛБВ) миллиметрового и субмиллиметрового диапазона частот является актуальной задачей современной вакуумной электроники [1-4]. Подобные приборы являются широкополосными, а также могут обеспечить высокие значения выходной мощности в непрерывном режиме работы. Одним из ключевых элементов ЛБВ является система согласования, которая включает в себя вакуумное окно. Для обеспечения стабильного режима усиления необходимо, чтобы система ввода/вывода СВЧ-энергии обеспечивала широкополосное согласование по уровню, не превышающему $K_{СВН}=1.3$, а также обеспечивала необходимую вакуумную плотность.

В данной работе представлены результаты разработки конструкции вакуумного окна для миниатюрной лампы бегущей волны W-диапазона. Была рассмотрена модель вакуумного окна, которая представляет собой прямоугольный волновод стандартного сечения WR-10 с диэлектрической вставкой из слюды ($\epsilon=6$) в форме параллелепипеда. Схема исследуемой системы представлена на рис. 1. Моделирование проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics [5]. Для предложенной конструкции исследовалось влияние толщины пластины на прохождение сигнала при нормальном расположении пластины. Рассматривалось изменение толщины в диапазоне 35-100 мкм. Результаты моделирования показывают, что с уменьшением толщины пластины $K_{СВН}$ уменьшается с 3.2 до 1.6 (рис. 2а). При этом на частотных зависимостях не наблюдаются резонансы. Также рассматриваемая система была исследована аналитически с использованием теории длинных линий. Полученные результаты полностью согласуются с численными.

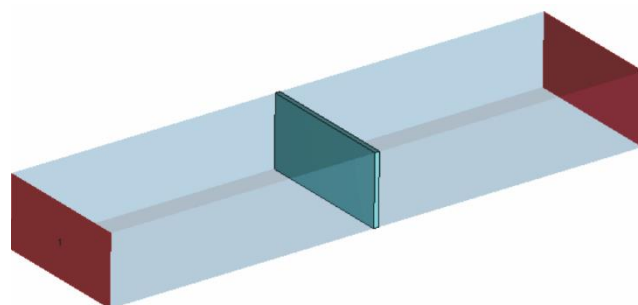


Рис. 1. Исследуемая модель системы «вакуумное окно»

Однако полученные значения $K_{СВН}$ оказываются весьма высокими. Поэтому в дальнейшем исследовалось влияния угла наклона диэлектрической вставки относительно широкой стенки волновода на прохождение сигнала при толщине пластины 85 мкм. Наилучшее согласование в системе достигается при повороте пластины на угол Брюстера, который для $\epsilon=6$ составляет 68° . В данном случае $K_{СВН}$ не превышает 1.2 (рис. 2б).

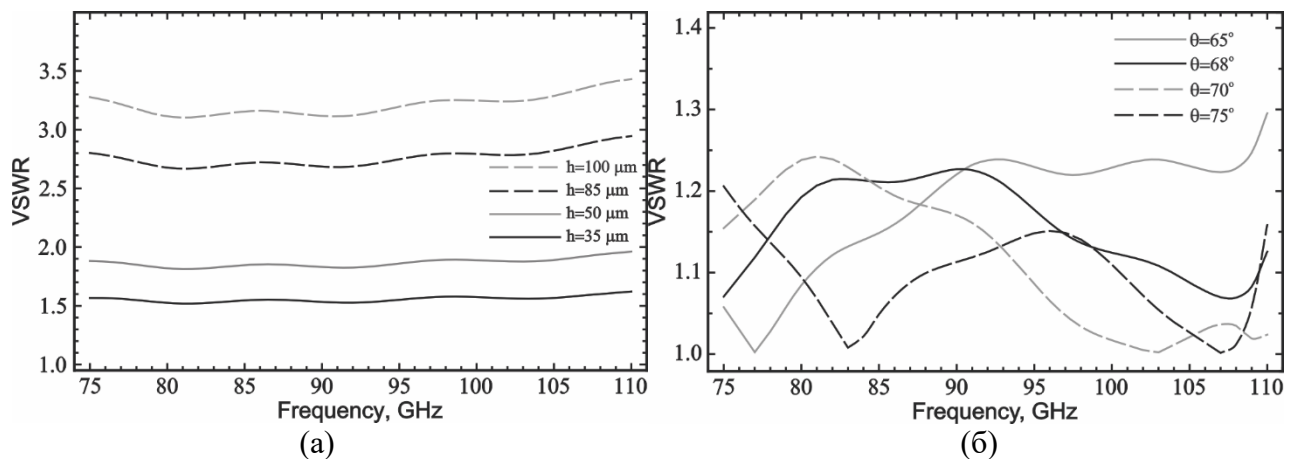


Рис. 2. Зависимость КСВН от частоты при различных значениях толщины (а) и угла наклона (б) слюдяной пластины

В данной работе была исследована конструкция вакуумного окна и исследовано влияние параметров диэлектрической пластины на прохождение сигнала. Показано, что наилучшее широкополосное согласование в диапазоне 75-100 ГГц достигается поворотом слюдяной пластины на угол Брюстера относительно широкой стенки волновода. При такой конфигурации КСВН не превышает 1.2 во всем рабочем диапазоне частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-49-02017).

Библиографический список

1. *C.M. Armstrong et al.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2023. Vol. 70, No. 6. P. 2643-2655
2. *Srivastava V.* // J. Physics: Conf. Series. 2008. Vol. 114. No.1. 012015.
3. *Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D., et. al* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1, No. 1. P. 54-75.
4. *Рыскин Н.М., Торгашов Р.А., Тумов В.Н. и др.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5-6. С. 494-504
5. Comsol Multiphysics Engineering Simulation Software. COMSOL Inc., Burlington, MA USA. <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЛЭМБА В ПЛАСТИНАХ С НЕВЯЗКОЙ НЕПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТНОЙ НАГРУЗКОЙ

Н.А. Агейкин¹, В.И. Анисимкин¹, А.В. Смирнов¹

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,

ул. Моховая, д.11, к. 7, Москва, 125009, Российская Федерация

E-mail: ageykin_niki@mail.ru

Потребность в миниатюрных высокочувствительных датчиках жидкости стимулирует их разработку на основе различных физических принципов. Одним из таких принципов, является акустоэлектронный метод [1]. В датчиках акустоэлектронного типа измерение каждого параметра жидкости (плотности ρ , вязкости η , проводимости σ , температуры t и т.д.) производится с помощью специально подобранной акустической волны. Одними из наиболее привлекательных для этих целей являются волны Лэмба, распространяющиеся в пьезоэлектрических пластинах толщиной h порядка длины акустической волны λ . Так, волны Лэмба различных порядков способны распространяться в присутствии жидкости и могут обладать высокой чувствительностью к конкретному параметру жидкости. Данные волны обладают значительным разнообразием свойств и по-разному реагируют на одно и то же внешнее воздействие [2, 3].

Величина поглощения акустической волны под действием жидкости, обусловлена вязкоупругими потерями, акустоэлектронным взаимодействием и излучением (радиацией) волны в жидкость, которое возникает при высокой скорости распространения волн в пластине по сравнению со скоростью продольной объемной акустической волны в жидкости ($V_n > V_{ж}$) [4-6].

Целью настоящей работы является исследование радиационных потерь волн Лэмба нулевого и высших порядков в присутствия невязкой и непроводящей жидкости в зависимости от поляризации и скорости этих волн.

МЕТОДИКА

Для проведения экспериментальных исследований использовалась линия задержки на основе промышленно выпускаемой пластины кварца, LiNbO_3 и LiTaO_3 . В качестве тестируемой жидкости использовалась дистиллированная вода, которая благодаря своей малой вязкости (1.003 сПуаз), малой электропроводности (менее 0.1 Сим/м) и большой диэлектрической проницаемости ($\epsilon/\epsilon_0 = 79.3$) минимизировала нежелательные вклады в измеряемые потери от вязкоупругого и акустоэлектронного механизмов поглощения, позволяя исследовать радиационную составляющую в чистом виде. Схематическое изображение экспериментального образца представлено на рис.1, а.

Эксперименты проводились с помощью анализатора четырехполюсников KEYSIGHT 5061B, в амплитудно-частотном режиме. Измерения $S_{21}(f)$ проводились при комнатной температуре и нормальном давлении. Вначале зависимость $S_{21}(f)$ измерялась без жидкостной нагрузки (на воздухе), а затем с дистиллированной водой (рис.1, б). Откликом мод на излучение в дистиллированную воду служила величина разности $S_{21}(f) = S_{21}(\text{H}_2\text{O}) - S_{21}(\text{воздух})$. Точность измерений составляла ± 0.1 дБ.

Измеренные отклики $\Delta S_{21} = S_{21}(\text{H}_2\text{O}) - S_{21}(\text{воздух})$ сопоставлялись с тремя упругими смещениями соответствующих мод $\{U_1, U_2, U_3\}$ на поверхности пластины, которые численно рассчитывались с использованием программы [7] и материальных констант кварца, LiNbO_3 и LiTaO_3 из работы [8]. Как обычно, сдвигово-горизонтальное U_2 в плоскости пластины и нормальное к плоскости пластины U_3 смещения мод нормировались на величину продольной компоненты U_1 на поверхности пластины. Идентификация мод осуществлялась по совпадению расчетного V_n^{th} и экспериментального V_n значений скоростей.

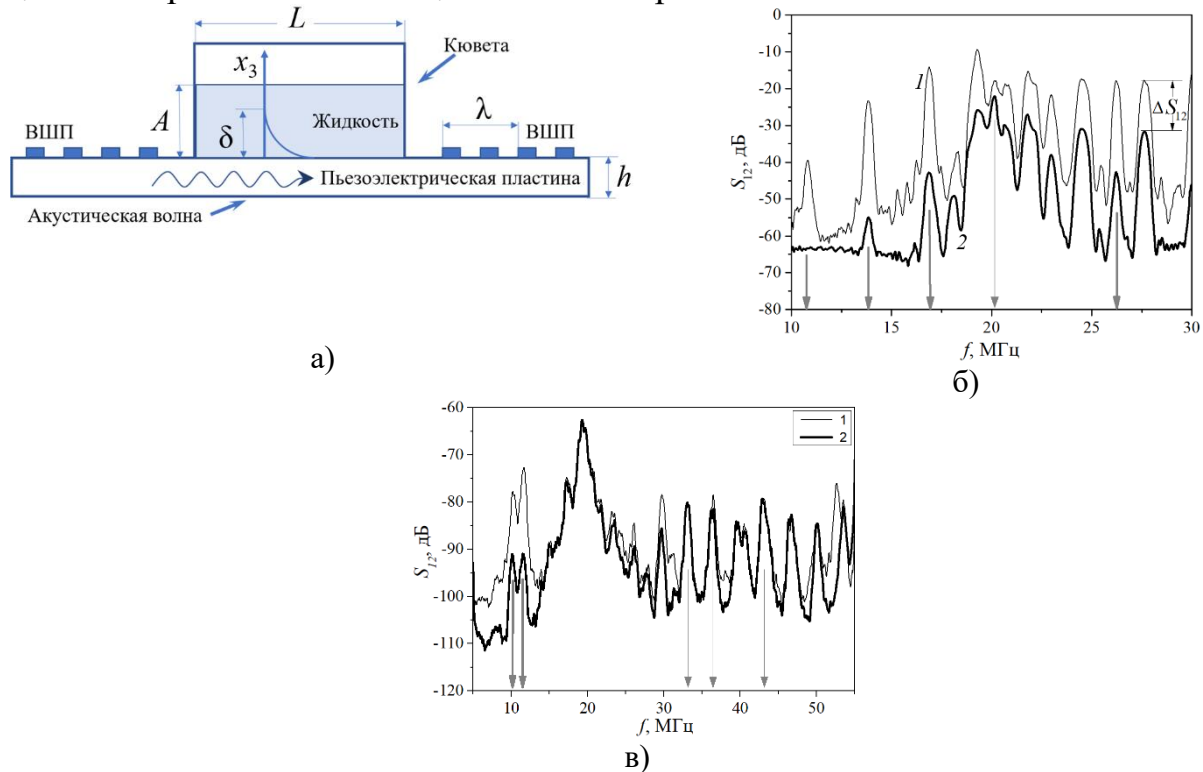


Рис.1. а) - схематическое изображение экспериментального образца, содержащего пьезоэлектрическую пластину, встречно-штыревые преобразователи (ВШП), кювету для тестируемой жидкости. L – длина кюветы, δ - глубина проникновения волн в жидкость, A – высота жидкостного слоя, λ – длина волны, равная периоду ВШП. б), в) - измеренные АЧХ волн Лэмба различных порядков, распространяющихся в пластинах $36^\circ\text{YX-LiTaO}_3$ и ST,X-SiO_2 толщиной $h/\lambda = 1.67$. Линия 1 – пластина без жидкости, линия 2 – пластина с дистиллированной водой между преобразователями. Толстыми стрелками указаны моды с большими радиационными потерями, тонкими моды с малыми радиационными потерями.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведения экспериментальных исследований были получены амплитудно-частотные характеристики для различных срезов и направлений распространения акустических волн Лэмба в пластинах танталата и ниобата лития и кварца. В качестве примера на рис. 2 б представлены типичные амплитудно-частотные характеристики волн Лэмба высших порядков, распространяющихся в пластине $36^\circ\text{YX-LiTaO}_3$ без жидкости (на воздухе) (линия 1) и с жидкостной нагрузкой (линия 2). Разным пикам соответствуют моды разных порядков n . Видно, что с ростом частоты мод f_n или их скорости V_n монотонного снижения или увеличения радиационных потерь ΔS_{12} не наблюдается, т.е при $f_n = 10.83, 13.84, 16.88, 20.5$ и 26.21

МГц величины $\Delta S_{12} = 24, 33, 29, 3$ и 25 дБ, соответственно. Немонотонный характер зависимости ΔS_{12} от V_n мы связываем с влиянием нормальной компоненты смещения U_3 , которая у всех мод различна и составляет 1.5, 1.8, 9, 0.17 и 0.91, соответственно. Аналогичный характер зависимости наблюдался также в пластинах ST, X-кварца (рис.2,в). Поэтому можно сделать вывод о корреляции величины радиационных потерь ΔS_{12} и нормальных смещений U_3 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационные потери ΔS_{12} высокоскоростных волн Лэмба в пьезоэлектрической пластине, контактирующей с жидкостью, зависят от нормальной компоненты смещения U_3 на поверхности пластины. Эта зависимость прослеживается как для мод нулевого и высших порядков, распространяющихся в одной и той же пластине, так и для мод, существующих в пластинах из разных материалов и толщин. Благодаря зависимости от U_3 изменение ΔS_{12} с частотой мод f_n приобретает немонотонный характер, а диапазон изменений колеблется от 0 до 4 дБ/мм, в своем верхнем пределе приближаясь к значению радиационных потерь для поверхностных акустических волн в тех же материалах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00708П).

Библиографический список

1. Фрайден Дж. Мир электроники. Современные датчики. Справочник. М.: Техносфера, 2006.
2. Smirnov A., Anisimkin V., Voronova N. et al. // Sensors. 2022. № 22. P. 7231. <https://doi.org/10.3390/s22197231>.
3. Caliendo C. // Sensors. 2015. V. 15. № 6. P. 12841. <https://doi.org/10.3390/s150612841>.
4. Terakawa Y., Kondoh J. // Jpn. J. Appl. Phys. 2020. V. 59. SKKC08. <https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab84ae>.
5. White R.M., Wicher P.J., Wenzel S.W., Zellers E.T. // IEEE Trans. 1987. V. UFFC-34. № 2. P. 162. <https://doi.org/10.1109/T-UFFC.1987.26928>.
6. Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Joshi S.G., Teplykh A.A. // Acoust. Phys. 2007. V. 53. № 5. P. 557. <https://doi.org/10.1134/S1063771007050041>.
7. Adler E.L., Slaboszewics J.K., Farnell G.W., Jen C.K. // IEEE Trans. 1990. V. UFFC-37. № 3. P. 215.
8. Slobodnik A.J. Jr., Conway E.D., Delmonico R.T. // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. P. 1307–1308.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОЩНОМ ГИРОТРОНЕ ДИАПАЗОНА 170 ГГц

А.Б. Адилова^{1,2}, А.Г. Рожнев^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: AdilovaAB@gmail.com

Гиротроны являются наиболее мощными источниками излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, способными работать в длинно-импульсном и непрерывном режимах, что позволяет успешно использовать в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу (УТС), а также в области технологии обработки материалов [1-3]. Развитие новых гиротронов происходит, главным образом, в направлении повышения рабочей частоты, мощности и КПД, т.е. эффективности передачи энергии электронов высокочастотному (ВЧ) полю. Для этих целей в современных мощных гиротронах используются сверхразмерные резонаторы, поперечный размер которых велик по сравнению с длиной волны. Моделирование нестационарных процессов в гиротронах с такими колебательными системами является актуальной задачей.

Данная работа посвящена численному моделированию гиротрона на основе подходов с фиксированной и нефиксированной структурой ВЧ поля. В качестве конкретного примера рассматривается резонатор мощного гиротрона диапазона 170 ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$ для УТС [4-7]. На рис. 1 построены границы мягкого и жесткого возбуждения, а также линии равного КПД на плоскости магнитное поле — ток пучка, рассчитанные согласно теории с фиксированной (рис. 1(а)) и нефиксированной (рис. 1(б)) структурой поля.

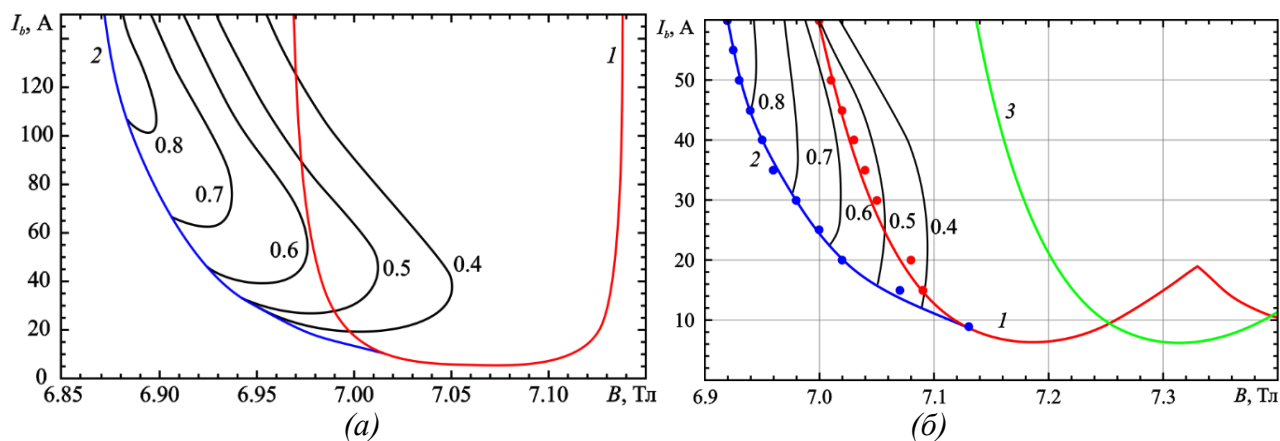


Рис. 1. Границы мягкого (кривые 1) и жесткого (кривые 2) возбуждения и линии равного КПД на плоскости на плоскости магнитное поле – ток пучка, рассчитанные согласно теории с фиксированной структурой поля (а) и рассчитанные согласно теории с нефиксированной структурой поля. Кривая 3 — зона мягкого возбуждения моды $TE_{29,12}$.

Сравнивая полученные зоны генерации, можно видеть, что они качественно согласуются между собой, особенно в области жесткого возбуждения. Эта область представляет наибольший интерес, поскольку в ней достигаются высокие значения КПД. Наиболее существенным отличием зоны, построенной по теории с нефиксированной структурой поля, является то, что ее правая граница находится в области

более высоких магнитных полей, чем на рис. 1(а). Это обусловлено тем, что при увеличении магнитного поля возбуждаются высшие продольные моды. В частности, при $B > 7.33$ Тл на рис. 1(б) видна область возбуждения второй продольной моды. Теория с фиксированной структурой поля подобные режимы не описывает.

В работе проводится детальное сопоставление результатов, полученных в рамках теорий с фиксированной и нефиксированной структурой поля. На рис. 2 приведены примеры зависимостей нормированной амплитуды ВЧ поля и поперечного КПД от координаты. Результаты моделирования по теории с фиксированной и нефиксированной структурой поля хорошо согласуются друг с другом, а количественные расхождения также невелики (например, КПД отличается примерно на 3%).

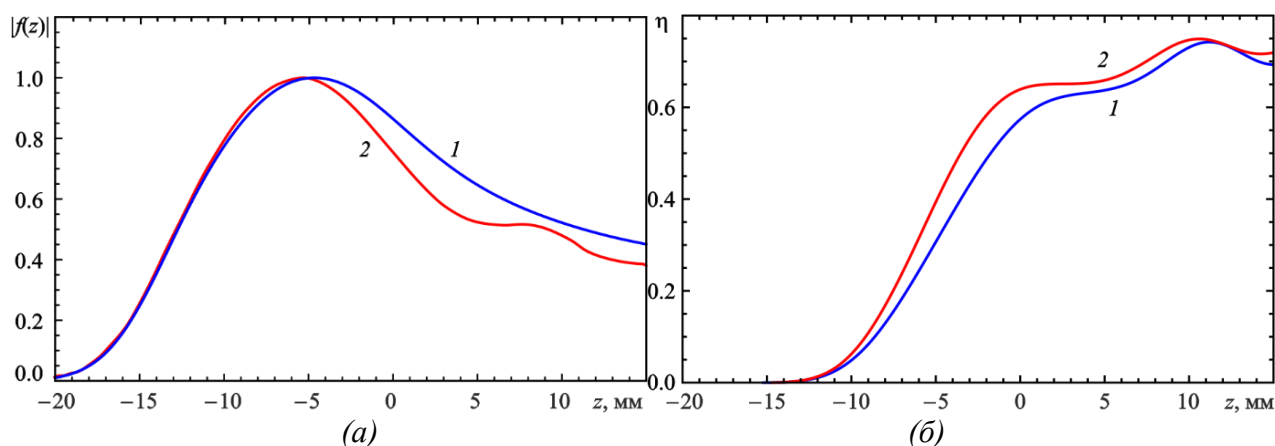


Рис. 2. Профили амплитуды поля в резонаторе гиротрона (а) и зависимости КПД вдоль пространства взаимодействия (б), рассчитанные по теории с фиксированной (кривые 1) и нефиксированной (кривые 2) структурой поля при токе 60 А и магнитном поле 6.93 Тл.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-00109.

Библиографический список

1. Nusinovich G.S., Thumm M.K.A., Petelin M.I. // J. Infr. Millim. Terahertz Waves. 2014. Vol. 35, No. 4. P. 325–381.
2. Thumm M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42, No. 3. P. 590-599.
3. Glyavin M., Sabchevski S., Idehara T., Mitsudo S. // J. Infr. Millim. Terahertz Waves. 2020. Vol. 41, No. 8. P. 1022–1037.
4. Litvak A.G., Denisov G.G., Myasnikov V.E., et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, No. P. 337–342.
5. Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Новожилова Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 12. С. 999-1011.
6. Новожилова Ю.В., Денисов Г.Г., Глявин М.Ю., Рыскин Н.М., Бакунин В.Л., Богдашов А.А., Мельникова М.М., Фокин А.П. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. С. 4-11.
7. Bakunin V.L., Glyavin M. Yu., Denisov G.G., Novozhilova Yu.V. // J. Electromag. Waves Appl. 2021. Vol. 35, No. 1. P. 19-26.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ДЕНДРИТНОЙ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА AlCrFeCoNiCu

М.П. Алёшин, Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян

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

E-mail: maksss08.09@mail.ru

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) в основе которого сосредоточено несколько компонентов возможны на сегодняшний день благодаря процесса синтеза инновационных материалов, обусловленными, уникальностью свойств составляющих их элементов, таких как, например, термическая стабильность [1].

Образцы ВЭС AlCrFeCoNiCu синтезировались на основе плавления с последующим отжигом и закалкой. Исследования структуры полученных образцов показали формирование структур с дендритным рельефом, характер которых зависел от тепловых факторов системы [2].

Методом фазового поля моделировался фронт процесса кристаллизации, вследствие которого формировался дендритный рельеф [3].

Модель формировалась из безразмерных уравнений в переменных фазового поля и температуры для изотропной среды с учетом безразмерной скрытой теплоты (K), которые решались с использованием простой явной схемы на 4-х точечном шаблоне [4].

По предложенной модели были произведены расчеты профиля дендритов ниже, представлен рисунок дендритного профиля, для изотропного роста со значением $K = 0,9$ при после шаги 1000 и 2000 временных шагов. Полученные результаты на качественном уровне соответствуют полученным экспериментально структурам.

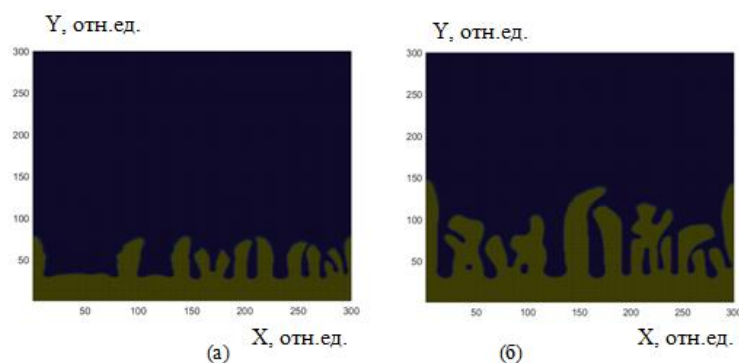


Рис. 1. (а) Дендритный профиль после 1000 временных шагов, (б) 2000 временных шагов

После 2000 шагов дендритная структура захватывает более чем 1/3 области. Пик затвердения, остается неизменным, по отношению к дендритным образованиям, те в свою очередь продолжают расти.

Основу процесса формирования модели дендритного профиля составлял параметр показателя скрытого тепла (K). При увеличении величины K , с одной стороны прослеживался реакция замедления роста дендритов в высоту, с другой стороны начинает зарождаться дендритное ветвление.

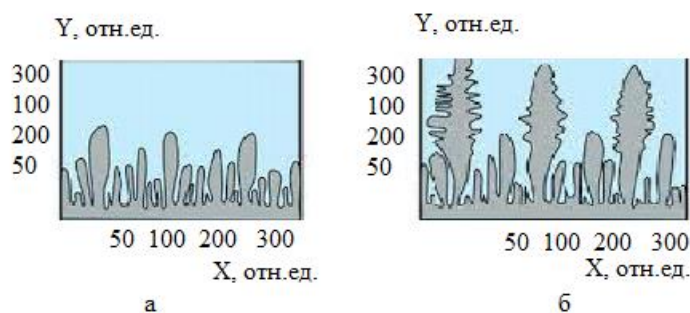


Рис. 2. (а) Рост дендритного профиля при $K = 0,9$, (б) рост дендритного профиля при $K = 1,5$
 Данный процесс может быть обоснован тем, что скрытый нагрев опережает процесс устранения энергии тепла, и в последующем замедляет рост дендритов на поверхности высокоэнтропийного сплава. Из этого можно сделать вывод, что показатели роста и структуры дендритных кристаллов очень зависимы от температурных изменений.

В связи с этим, вышеуказанная модель адекватно отражает структуру экспериментальных образцов и может быть применима в первичном приближении для описания особенностей структуры ВЭС AlCrFeCoNiCu .

Библиографический список

1. Фирстов С.А., Горбань В.Ф., Даниленко Н.И., Карпец М.В., Андреев А.А., Макаренко Е.С. Термостабильность сверхтвердых нитридных покрытий на основе многокомпонентного высокоэнтропийного сплава системы TiVZrNbHf // Порошковая металлургия. 2013. № 9/10.
2. Бухаров Д.Н., Аракелян С.М., Алёшин М.П. Моделирование структурных особенностей поверхности высокоэнтропийного сплава ALCRFECONICU // Южно-Сибирский научный вестник. – 2022. – № 6. С. 62.
3. Ryo Kobayashi // Modeling and numerical simulations of dendritic crystal growth // Physica North-Holland 63(3-4), Japan, 1993. С. 412.
4. Keppens R., Toth G., Botchev M.A., Van der Ploeg A. // Implicit and semi-implicit schemes: algorithms // International Journal for Numerical Methods in Fluids. — 1999. — №30 (3). — PP.

ПРИМЕНЕНИЕ SVM-АЛГОРИТМА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЛАСТИКОВ В X-ДИАПАЗОНЕ

**А.А. Андреев, И.В. Хайрушев, Б.В. Сергеева, Е.А. Рябов,
В.Н. Гусятников**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского
E-mail: andreev25304@mail.ru*

В настоящее время 3D-печать позволяет с высокой точностью изготавливать объекты сложной формы, в том числе, фотонные кристаллы и метаматериалы, а также СВЧ-антенны и при реализации инновационных 3D-оптических устройств, сформированных путем слияния метаматериалов с геометрической оптикой [1–9].

В данной работе исследована диэлектрическая проницаемость пластиков, используемых в FDM-технологии 3D-печати. Выбраны в качестве исследуемых материалов следующие пластики: ABS (акрилонитрил бутадиен стирол), HIPS (ударопрочный полистирол), PETG (полиэтилентерефталат-гликоль), SBS (стирол-бутадиен-стирольный каучук), PLA (полимолочная кислота), F-PLA (флуоресцентный PLA), PLA-Copper (PLA с добавлением меди 30 %) и PLA-Aluminium (PLA с добавлением алюминия 30 %).

Изготовлены образцы в форме прямоугольного параллелепипеда длиной 30 мм, полностью заполняющие сечение волновода, равное $23 \times 10 \text{ мм}^2$. Для измерения коэффициента отражения использовался панорамный измеритель коэффициента стоячей волны P2-61 в частотном диапазоне $8 \div 12 \text{ ГГц}$. Результаты измерений записывались с помощью Arduino MEGA на карту памяти [10–13]. Схема измерительной установки представлена на рисунке 1.

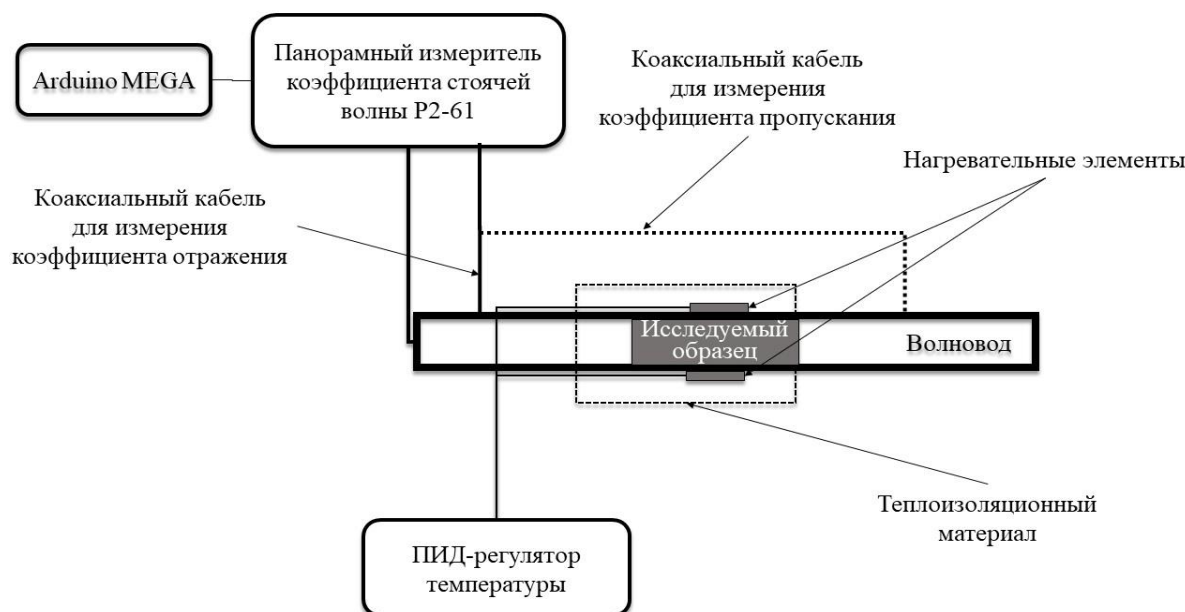


Рис. 1. Схема измерительной установки.

С помощью программного пакета OpenEMS проведено численное моделирование проведенного эксперимента при изменении диэлектрической проницаемости

образца [14–18]. На языке программирования Python и библиотеки scikit-learn разработана программа, использующая метод SVM (машина опорных векторов) для определения диэлектрической проницаемости пластиков. Модель обучалась на данных, полученных в результате численного моделирования в OpenEMS. Результаты определения диэлектрической проницаемости представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты определения диэлектрической проницаемости.

Диэлектрическая проницаемость при температуре 20°C							
ABS	SBS	HIPS	PETG	PLA	PLA-Copper	PLA-Aluminium	F-PLA
2,26	2,01	2,1	2,56	2,23	2,93	3,51	2,64

Исследования показали, что основной причиной изменения электродинамических характеристик образцов является усадка пластика при нагревании. Максимальное изменение диэлектрической проницаемости от температуры, равное 3,5 %, наблюдалось у PLA пластика, что в большей степени связано с изменением геометрии при усадке. Усадка пластиков ABS и PETG оказалась минимальной. Изменение диэлектрической проницаемости пластика ABS в температурном диапазоне 20÷105°C было минимальным и составило 0,44 %.

Библиографический список

1. Garcia C.R. et al. // Progress in Electromagnetics Research Letters. 2012. V. 34. P. 75–82.
2. Михайлов А.И., Рябов Е.А., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2022. Т. 25. № 3. С. 29–35.
3. Михайлов А.И., Рябов Е.А., Соколов С.Н. и др. // III научный форум телекоммуникации: теория и технологии ТТТ-2019. – Казань, 2019. С. 222–224.
4. Хайрушев И.В. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2022. Т. 1. С. 546–549.
5. Рябов Е.А. и др. // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. 2020. С. 223.
6. Rosker E.S. et al. // International Journal of Antennas and Propagation. 2018. V. 2018. P. 1–19.
7. Arbaoui Y., Laur V., Maalouf A. et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2015. V. 64(1). P. 271–278.
8. Xie Y., Ye S., Reyes C. et al. // Applied Physics Letters. 2017. V. 110(18). P. 181903.
9. Sadeqi A., Nejad H.R. et al. // Microsystems & nanoengineering. 2019. V. 5(1). P. 1–10.
10. Сергеев С.А. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2019. Т. 1. С. 439–444.
11. Рябов Е.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.
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. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2021. С. 586–589.
14. Liebig T., Rennings A., Held S. et al. // International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields. 2013. V. 26(6). P. 680–696.
15. Рябов Е.А., и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2022. Т. 1. С. 555–559.
16. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э. и др. // В мире научных открытий. 2014. № 4(52). С. 148–160.
17. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э. и др. // В мире научных открытий. 2015. № 8.1(68). С. 494.
18. Горин Д.А., Шукин Д.Г., Михайлов А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32(2). С. 45–50.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНОМ КРИСТАЛЛЕ

В.В. Балаева, О.В. Матвеев, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: Vkonda2000@mail.ru

В настоящее время активное развитие получила область магноники— раздела электроники, в котором предполагается использование спиновых волн для переноса информации [1]. Однако, наиболее перспективным является использование мультиферроидных материалов, свойствами спиновых волн в которых можно управлять не только с помощью магнитного, но и электрического поля [2]. В свою очередь периодические структуры на основе мультиферроидных материалов – мультиферроидные кристаллы, за счет существования брэгговских резонансов, открывают большие возможности по управлению волнами, по сравнению с непериодическими структурами [2,3].

В настоящей работе исследуется распространение спиновых волн в мультиферроидном кристалле на основе трехслойной структуры магнонный кристалл/сегнетоэлектрик/ферромагнитная пленка. Магнонный кристалл представляет собой ферромагнитную плёнку с периодической системой канавок на поверхности. Особенностью периодических структур и магнонных кристаллов, в частности, является наличие брэгговских резонансов, в результате чего в спектре распространяющихся волн возникают запрещенные зоны – полосы непропускания [1]. Особенностью связанных ферромагнитных структур является эффект пространственной перекачки [1], однако, в исследуемой структуре, сигнал подаваемый в ферромагнитную плёнку на частоте запрещенной зоны, перестает перекачиваться в магнонный кристалл. В то же время диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика зависит от приложенного электрического напряжения. В результате связь между спиновыми волнами в двух ферромагнитных слоях зависит от величины напряжения. Так при приложении электрического поля запрещенная зона сдвигается вниз по частоте, а при увеличении внешнего магнитного поля - вверх по частоте.

Таким образом, в мультиферроидном кристалле, в зависимости от частоты, спинволновой сигнал выходит через разные порты структуры, т.е. исследуемая структура позволяет осуществлять частотное разделение каналов. Диапазон частот, поступающий на данный порт, определяется величиной электрического поля, приложенного к сегнетоэлектрику и величиной магнитного поля, приложенного к ферромагнитным слоям.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 23-29-00759).

Библиографический список

1. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al., Journal of Physics: Condensed Matter 33, 413001 (2021).
2. A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin, Physics-Uspekhi 55, 557 (2012).
3. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov et al., IEEE Trans. on Magnetics 51, 2802504 (2015).

ЗАПАЗДЫВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОМ АВТОГЕНЕРАТОРЕ С НАСЫЩЕНИЕМ, ОБЕСПЕЧИВАЕМЫМ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ РАСПАДОМ: СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА И ХАОС

М.И. Балакин^{1,2}, П.В. Купцов¹, Л.В. Тюрюкина¹

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

²АО «НПП «Алмаз»

E-mail: balakinmaxim@gmail.com

Рассматривается автогенератор на основе двух контуров, удовлетворяющих условию параметрического резонанса. Высокочастотный контур линейно неустойчив, а низкочастотный характеризуется затуханием. Контуров слабо взаимодействуют на квадратичной нелинейности. В такой системе имеет место насыщение колебаний на определённом уровне амплитуд. Этот механизм называют параметрическим распадом. Автогенератор такого типа был ранее рассмотрен в работе [1]. В настоящей работе мы рассматриваем модификацию этого автогенератора, отличающуюся наличием в цепи нелинейности запаздывающей обратной связи. На рис. 1 показана схема рассматриваемого генератора.

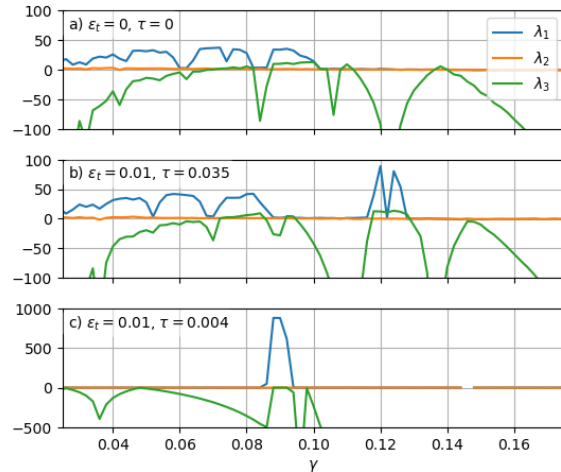
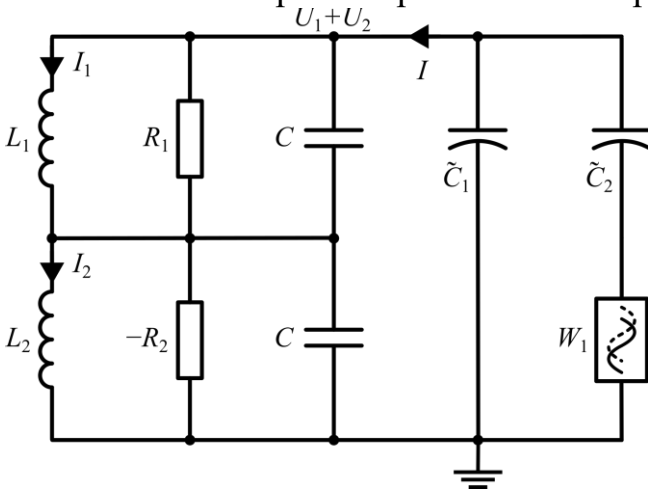


Рис. 1. Схема автогенератора, где \tilde{C}_1 и \tilde{C}_2 — элементы с квадратичной нелинейностью и W_1 — линия задержки.

Рис. 2. Показатели Ляпунова для разных значений длительности запаздывания τ

Уравнения Кирхгофа записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} L_1 \dot{I}_1 = U_1, L_2 \dot{I}_2 = U_2 \\ C \dot{U}_1 + U_1/R_1 + I_1 = C \dot{S} \\ C \dot{U}_2 - U_2/R_2 + I_2 = C \dot{S} \end{cases} \quad 1)$$

где $S = -\epsilon U^2 - \epsilon_t U_t^2$, $U = U_1 + U_2$ и $U_t = U(t - \tau)$ — запаздывающий член.

Параметры ϵ и ϵ_t контролируют квадратичную связь между контурами, мгновенную и запаздывающую, соответственно.

На рис. 2 показаны зависимости показателей Ляпунова от нормированного сопротивления первого контура $\gamma = -R_1/R_2$. Так как поведение системы характеризуется двумя временными масштабами — быстрые осцилляции и медленные амплитудные модуляции, см. рис. 3, вычисления сходятся достаточно плохо, что ино-

гда приводит к численным артефактам. На рис. 2 есть область где $\lambda_3 > \lambda_2$, что невозможным согласно теории ляпуновских показателей [2]. В нашем случае это нужно интерпретировать как $\lambda_2 = \lambda_3 = 0$.

При больших значениях параметра потерь γ в системе, независимо от наличия запаздывания, имеют место двухчастотные колебания (двухчастотные торы), что показывает равенство нулю первых двух старших показателей, $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$. При уменьшении γ во всех трёх представленных на рис. 2 случаях происходят несколько бифуркаций удвоения торов. Характерный признак этого — касание нуля третьим показателем λ_3 . При дальнейшем уменьшении γ происходит переход к хаосу. Отметим, что включение запаздывания приводит к значительному увеличению значения старшего показателя Ляпунова. Причём в случае короткой линии задержки его значение увеличивается практически на порядок.

Для исследуемого генератора построена модель в среде Multisim в которой отрицательное сопротивление второго контура реализовано при помощи операционного усилителя, а нелинейные элементы построены на основе операционного усилителя и аналогового умножителя. На рис. 3 показан пример регулярных колебаний напряжения на конденсаторе C_1 , полученных с помощью виртуального осциллографа в среде Multisim, а также при численном решении уравнений (1): после завершения переходного процесса возникают высокочастотные колебания с медленной периодической модуляцией амплитуды. Видно хорошее соответствие численного решения и моделирования в Multisim. Реализации хаотических колебаний в системе (1) устроены похожим образом: высокочастотное заполнение и медленная хаотическая модуляция амплитуды.

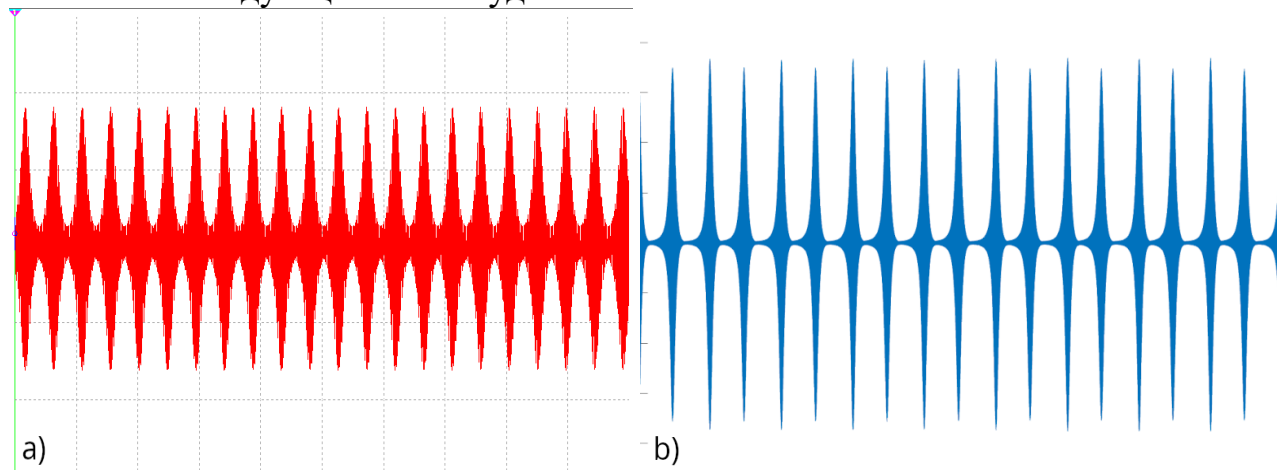


Рис. 3. Временные зависимости напряжения U_1 на конденсаторе C_1 полученные (a) в среде Multisim и (b) как численное решение системы уравнений (1).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00121

Библиографический список

1. Кузнецов С.П., Тюрюкина Л.В. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, №1. С. 33–47.
2. Kuptsov P., Parlitz U. // Journal of Nonlinear Science. 2012. Т. 22, №5. С. 727–762.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ДЫРЧАТОГО ГРАФЕНА, ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАННОГО СООН-ГРУППАМИ, ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЕГО ПОВЕРХНОСТИ С МОЛЕКУЛАМИ ВОДЫ

П.В. Барков¹, О.Е. Глухова¹

¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов
E-mail: barkovssu@mail.ru*

В последние годы дырчатый графен привлекает значительное внимание исследователей благодаря своим многообещающим свойствам и широкому спектру потенциальных приложений [1,2]. Структуры на основе дырчатого графена широко используются в качестве фильтрующих мембран, в катализе, в устройствах накопления/преобразования энергии, а также в электронике и наносенсорике [3,4]. Важным ключом к контролю и настройке свойств дырчатого графена является функционализация. На сегодняшний день известно множество примеров успешной функционализации дырчатого графена для последующего его применения в наноэлектронике и сенсорике. Например, сенсорные устройства на основе дырчатого графена, модифицированные ДНК, с быстрым откликом и восстановлением были разработаны для обнаружения различных типов паров, включая карбоновые кислоты, альдегиды, органофосфаты и взрывчатые вещества [5]. Успешно разработан высокоэффективный электрохимический сенсор на основе дырчатого графена, легированный азотом, для определения метилпаратиона [6].

В данной работе были выявлены закономерности физических явлений в дырчатом графене, функционализированном СООН-группами, при адсорбировании на его поверхности молекул воды H_2O . При рассмотрении физической адсорбции молекул H_2O анализировались особенности взаимодействия поверхности дырчатого графена с молекулами воды, в том числе в зависимости от их количества и расположения относительно поверхности дырчатого графена. Были рассмотрены варианты заполнения поверхности молекулами воды: от одной – до максимально возможного числа молекул H_2O (63 молекулы) для данной суперъчейки с размерами 2.46×2.55 нм. Для всех рассмотренных случаев были проведены расчёты: 1) энергии связи E_b молекулы воды с поверхностью; 2) перераспределения (трансфер) электронного заряда между молекулой/молекулами воды и контактирующей поверхностью. В ходе проводимых численных экспериментов посадка молекул воды осуществлялась по одной. Каждый раз значения энергии связи E_b были рассчитаны как разница между энергией молекулы в месте посадки и энергией вдали от дырчатого графена. Результаты моделирования показали, что одиночным молекулам H_2O энергетически выгоднее адсорбироваться на функциональные группы СООН, чем на графеновую поверхность. Картина энергетически выгодного расположения молекул H_2O представлена на рис.1, где показаны конфигурация 18-ти молекул H_2O , которые сосредоточены вокруг отверстия функционализированного дырчатого графена с группами СООН, и конфигурация 63-х молекул H_2O , которые полностью покрывают поверхность функционализированного дырчатого графена. По мере увеличения количества молекул воды энергия связи E_b постепенно уменьшается (от -0.163 до -0.256 эВ/мол.), что свидетельствует о стремлении поверхности к полному

покрытию молекулами воды. В пользу этого вывода «говорит» и величина перетекшего на поверхность функционализированного дырчатого графена заряда: при достижении максимального количества молекул воды величина заряда достигает определенного насыщения и становится равной $\sim -0.250|e|$.

По результатам исследования взаимодействия поверхности с молекулами воды можно заключить, что в первую очередь молекулы H_2O присоединяются к функциональным $COOH$ -группам и уже потом постепенно заполняют свободную графеновую поверхность вокруг отверстия. Также было показано, что пространство между группами $COOH$ заполняется таким образом, что молекулы воды закрывают и само отверстие. Этот факт очень важен для установления влияния воды на физические свойства функционализированного дырчатого графена с учётом количества $COOH$ -групп и диаметра отверстия. При этом молекулы воды отдают часть своего заряда поверхности, что делает её носителем избыточного электронного заряда.

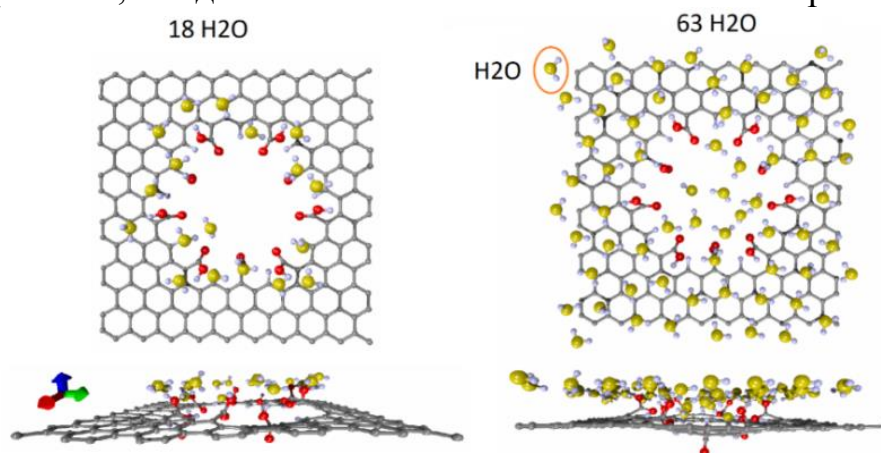


Рис. 1 – Суперъчейки модели функционализированного дырчатого графена с 18 молекулами воды (слева) и с 63 молекулами воды (справа).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-01122.

Библиографический список

1. Lokhande A.C., Qattan I.A., et. al. // J. Mater. Chem. A. 2020. Vol. 8. P. 918-977.
2. Lin Y., Liao Y., et. al. // Materials Research Letters. 2017. Vol. 5. P. 209-234.
3. Yuan W., Li M., et. al. // Nanoscale Research Letters. 2018. Vol. 13. P. 190.
4. Han X., Funk M.R., et. al. // ACS Nano. 2014. Vol. 8. P. 8255–8265.
5. Esfandiar A., Kybert N.J., et. al. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. P. 183110.
6. Chen Z., Zhang Y., et. al. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2021. Vol. 336. P. 129721.

БИКОМПОНЕНТНЫЕ МАГНОННЫЕ КВАЗИКРИСТАЛЛЫ**А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин***Саратовский национальный исследовательский государственный университет**им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com*

В последние годы активно проводятся исследования колебательных и волновых процессов в бикомпонентных магнонных кристаллах (БКМК), состоящих как из диэлектрических, так и металлических магнетиков [1-3]. В таких кристаллах часто в роли магнитной матрицы выступает диэлектрический ферромагнетик – пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), на поверхности которой создается либо одномерная (1D) [2], либо двумерная (2D) [3] периодическая структура из металлического магнетика – пермаллоя. Передаточные характеристики 1D и 2D БКМК были исследованы как в линейном, так и в нелинейном режимах. Было установлено, что в 2D БМК помимо запрещенных зон (ЗЗ), обусловленных отражением бегущей поверхностной магнитоэлектрической волны (ПМСВ) от периодической структуры, образуются дополнительные полосы непропускания. Появление последних связано с возбуждением спин-волновых резонансов в пермалловых дисках бегущей ПМСВ в ЖИГ-матрице. В нелинейном режиме, реализуемом на частотах, где трехволновый параметрический распад бегущей ПМСВ в ЖИГ-матрице запрещен, на частотах дополнительных спин-волновых резонансов наблюдалось параметрическое возбуждение коротковолновых СВ, которое было невзаимным.

Особенности трехволнового параметрического распада ПМСВ исследовались и в однокомпонентных магнонных структурах. Наиболее интересные результаты здесь были получены с однокомпонентным магнонным квазикристаллом (ОКМКК), который находился в цепи обратной связи активного кольцевого резонатора [4]. ОКМКК был выполнен из пленки ЖИГ методом травления по алгоритму Фибоначчи и обладал большей плотностью ЗЗ, чем однокомпонентный МК. Наличие как основных, так и вторичных ЗЗ, приводило к возможности фильтрации кольцевых мод и к генерации сложной пространственно-временной динамики в условиях трехволнового распада ПМСВ. Так, на частотах ПМСВ и параметрически возбуждаемых СВ во временной области генерировались хаотические последовательности светлых параметрических импульсов огибающей, а в пространственной области на частотах ПМСВ и СВ формировались квазипериодические структуры намагниченности. На частоте ПМСВ они локализовались в канавках ОКМКК, а на частоте СВ – в его столбиках.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования генерации пространственно-временных параметрических структур в активном кольцевом резонаторе на основе бикомпонентного МКК (БКМКК) со структурой типа Туэ-Морса, которые сравниваются с полученными ранее результатами на кольцевом генераторе с ОКМКК.

Эксперименты по наблюдению пространственно-временных структур в активном кольцевом резонаторе с БКМКК проводились как радиофизическими методами, так и методами бриллюэновской спектроскопии. БКМКК представляет собой ЖИГ-матрицу толщиной $d_1=10$ мкм, на поверхности которой напылены полосы

пермаллоя толщиной $d_2=50$ нм, шириной $a_2=40$ мкм и $2a_2$, расстояние между которыми $a_1=120$ мкм и $2a_1$. Ширины пермалловых полосок и свободных участков ЖИГ менялись по алгоритму Туэ-Морса. БКМКК находился во внешнем постоянном магнитном поле напряженностью 510 Э и в цепи обратной связи активного кольцевого резонатора. Во временной области здесь также наблюдалась генерация хаотических последовательностей параметрических светлых импульсов огибающей. Однако в пространстве квазипериодическая локализация намагниченности оказывалась в одних и тех же местах как для ПМСВ (см. Рис.1а), так и для параметрически возбуждаемых СВ (см. Рис.1б). Так, локализация ПМСВ и параметрически возбуждаемых СВ в БКМКК возникала на свободных участках пленки ЖИГ, находящихся между пермалловыми полосками. В эксперименте с ОКМКК [4] локализация ПМСВ была в канавках ЖИГ, а СВ локализовались в столбиках ЖИГ.

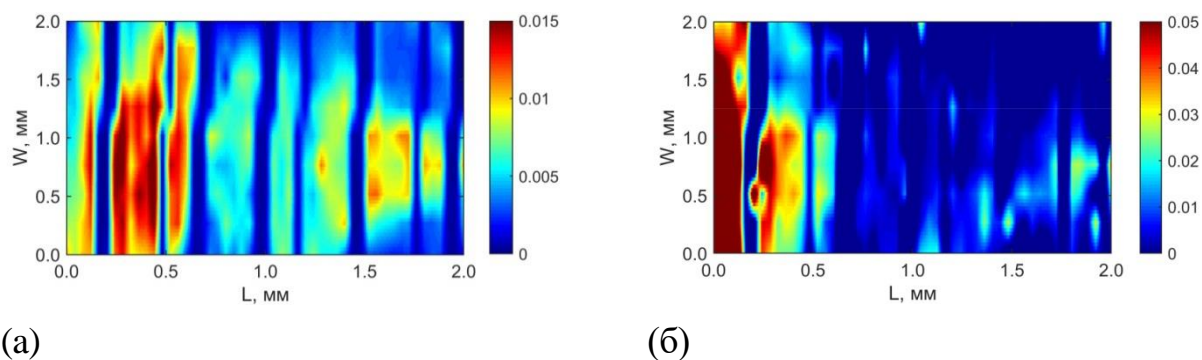


Рис. 1. (а) Пространственные распределения намагниченности БКМКК, измеренные методами бриллюэновской спектроскопии на частоте генерации $f_0=3.127$ ГГц, лежащей в спектре ПМСВ, и (б) на частоте $f_0/2$, находящейся в спектре параметрически возбуждаемых СВ.

В заключении отметим, что полученные результаты имеют не только прикладную направленность, но и представляют фундаментальный интерес для специалистов в области самоорганизации и образования структур.

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

Библиографический список

1. Yu H., Chen J., Cros V., Bortolotti P., and et al. Active ferromagnetic metasurface with topologically protected spin texture for spectral filters // Adv. Funct. Mater. 2022.P. 2203466.
2. Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К. и др. Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя // ФТТ. 2020. Т. 62, № 9. С. 1494-1498.
3. Амельченко М.Д., Бир А.С., Огрин Ф.Ю. и др. Магнитные метаповерхности с металлическими включениями// Изв. ВУЗов – ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 563-591.
4. Grishin S.V., Moskalenko O.I., Pavlov A.N., and et al. Space-Quasiperiodic and Time-Chaotic Parametric Patterns in a Magnonic Quasicrystal Active Ring Resonator// Phys. Rev. Appl. 2021. Vol. 16, No 5. P. 054029.

СВЕТЛЫЕ СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА СО СВОЙСТВАМИ ЛЕВОЙ СРЕДЫ

А.В. Богомолова, Д.В. Романенко, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: aleksis_bogomolova@mail.ru

Солитоны являются одним из фундаментальных явлений теории нелинейных волн [1]. Они представляют собой самолокализованные в пространстве или во времени волновые пучки или импульсы, которые формируются в нелинейных диспергирующих средах за счет установления баланса между двумя прямо противоположными эффектами: дифракцией/дисперсией и нелинейностью.

Солитоны огибающей были обнаружены в диэлектрических пленках железиттриевого граната (ЖИГ). Здесь были получены как «светлые», так и «темные» солитоны огибающей. Светлые солитоны огибающей формировались на обратных объемных МСВ при продольном намагничивании пленки ЖИГ, а темные солитоны огибающей – на поверхностной МСВ при ее поперечном намагничивании. В [2] было исследовано влияние свободных носителей заряда, существующих в полупроводниковом (ПП) слое, контактирующем с поперечно намагниченной пленкой ЖИГ, на солитонные режимы. Было установлено, что при определенных концентрациях электронов и толщинах ПП могут формироваться светлые солитоны огибающей на ПМСВ.

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования светлых солитонов огибающей на обратных волнах, существующих в «левой» среде в виде поперечно намагниченного металлизированного с обеих сторон тонкопленочного антиферромагнитного (АФМ) полупроводника (ПП). На рис.1а приведены дисперсионные характеристики (ДХ) двух обратных электромагнитных волн (ЭМВ), существующих в таком материале. Видно, что в пленке АФМ ПП с параметрами теллурида европия высокочастотная обратная ЭМВ является относительно узкополосной (ширина ее полосы частот около 31 МГц), а более низкочастотная обратная ЭМВ – широкополосной (ширина ее полосы частот около 20 ГГц) и обе они находятся в терагерцовом диапазоне частот. Для них были рассчитаны параметры нелинейного уравнения Шредингера (НУШ): групповая скорость V_g , коэффициент дисперсии групповой скорости D и коэффициент нелинейности N , который в данном случае определяется нелинейностью магнитной подсистемы и является отрицательным. Исследование показало, что развитие в среде модуляционной неустойчивости (МН) относительно продольных возмущений, которая может привести к формированию светлого солитона огибающей, возможно для $D > 0$, так как только в этом случае для МН будет выполняться критерий Лайтхилла ($DN < 0$). Было установлено, что данный критерий будет выполняться для более низкочастотной обратной ЭМВ при $k > 2150$ см⁻¹. На рис.1б приведена периодическая последовательность светлого солитона огибающей с длительностью ~ 18 пс, полу-

ченная на более низкочастотной обратной волне. При таких длительности и пиковом значении амплитуды длина дисперсионного расщепления и нелинейная длина имеют значения 310 мкм и 52 мкм соответственно.

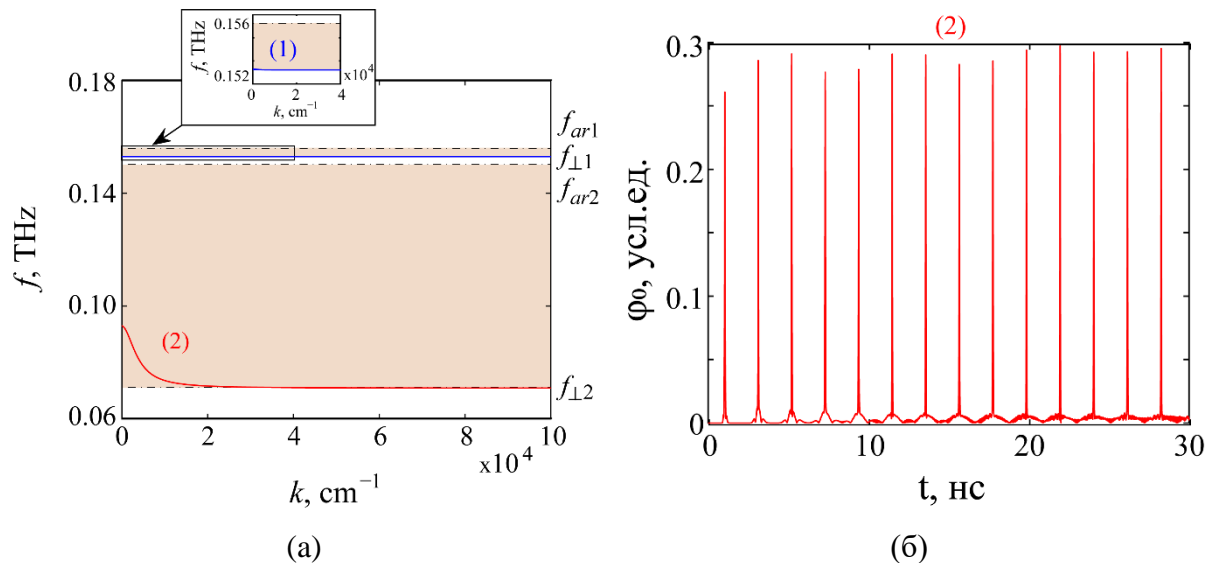


Рис. 1. (а) Дисперсионные характеристики двух обратных ТЕ-ЭМВ, существующих в поперечно намагниченном тонкопленочном АФМ ПП. Расчеты выполнены на (а) для пленки теллурида европия при $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $H_E = 36000 \text{ Э}$, $H_A = 8000 \text{ Э}$, $M_s = 11600 \text{ Гс}$, $\epsilon_r = 6.9$ и $d = 10 \text{ мкм}$.

(б) Периодическая последовательность светлого солитона огибающей на низкочастотной обратной ТЕ-ЭМВ, существующей в поперечно намагниченном АФМ ПП. Расчеты выполнены на (б) для $V_g = -2,396 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $D = 128,6 \text{ см}^2/\text{с}$, $N = -5,438 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $k = 2160 \text{ см}^{-1}$.

В заключении отметим, что полученные результаты представляют интерес для разработки функциональных нелинейных устройств терагерцовой спинтроники и магноники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-30027, <https://rscf.ru/project/23-79-30027/>

Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. 560 с.
2. Киндяк А.С., Киндяк В.В. Солитонные режимы распространения поверхностных магнитоэлектронных волн в структуре магнетик-полупроводник// ФТТ. 1999. Т. 41, вып.7. С. 1272-1275.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

**А.А. Бурцев, А.А. Невзоров, А.В. Киселев, М.Е. Федянина, В.В. Ионин,
Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Лотин**

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
E-mail: murrkiss2009@yandex.ru*

Фазоизменяемые материалы (ФИМ) представляют собой соединения, обладающие несколькими стабильными фазовыми состояниями (аморфное и одно или несколько кристаллических) [1, 2]. Многочисленные устройства на основе ФИМ основаны на обратимом фазовом превращении халькогенидного сплава между аморфным и поликристаллическим состояниями с различными оптическими и электрофизическими свойствами [3, 4]. Таким образом, необходимо иметь полное представление о процессах фазового превращения, которые делают эти материалы столь интересными для оптических и электронных приложений. Это позволит осуществить точное управление фазовым состоянием активных ячеек ФИМ и, как следствие, их свойствами.

Для отладки и оптимизации устройств на основе ФИМ необходимо иметь достоверную модель, описывающую влияние оптического воздействия на состояние и динамику свойств таких устройств. Для эффективного описания модель должна учитывать параметры воздействия – энергию и длительность лазерного импульса, оптические свойства материала, распределение энергии по поверхности и в глубине материала и кинетические свойства материала – преобладание зародышеобразования или роста кристаллитов, равномерность их распределения по размерам и по объему материала, гомогенность и гетерогенность процесса кристаллизации, зависимость кинетических свойств от температуры. В качестве примера простой качественной модели можно привести анализ прогрева материала на основе уравнения теплопроводности [5]. Для оценки кинетики фазовых переходов на протяжении многих лет применялся формализм на основе теории Джонсона-Мела-Аврами-Колмогорова (ЖМАК) [6]. К сожалению, многие из предположений, на которых основан формализм ЖМАК, нарушаются в реальных устройствах ФИМ [7]. Модели на основе клеточных автоматов и двух-температурные подходы, учитывающие взаимодействие электронов с атомами решетки при ультракоротких импульсах, часто опираются на косвенные данные и трудно проверяются в экспериментах [7, 8].

В данной работе приводится модель на основе термокинетического подхода. Фазовые трансформации анализируются на основе данных просвечивающей электронной микроскопии образцов тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST), облученных лазерными импульсами нано- и фемтосекундной длительности с разной плотностью энергии [9]. Данная модель правдоподобно описывает процессы фазовых трансформаций в пленках ФИМ. Анализ динамики фазового преобразования, получаемый в ходе работы модели, можно использовать для обоснования основных физических процессов, протекающих в тонких пленках ФИМ после воздействий лазер-

ными импульсами. Использование модели может позволить оптимизировать длительность, форму и пространственное распределение лазерных импульсов управления состоянием тонкопленочных устройств на основе ФИМ.

Приведенные результаты открывают возможности создавать гибко перестраиваемые оптические устройства, основанные на изменении свойств за счет управления расположением и толщиной кристаллического слоя в материале [10]. Это позволит усовершенствовать технологии на основе ФИМ такие как многоуровневая память, оптические фильтры и поглотители, полностью оптические логические элементы и их массивы [11, 12].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00878).

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. Guo P., Sarangan A. M., Agha I. // Applied sciences. 2019. Vol. 9. №3. 530.
4. Abdollahramezani S., Hemmatyar O., Taghinejad H., Krasnok A., et al. // Nanophotonics. 2020. Vol. 9. №. 5. pp. 1189-1241.
5. Eliseev N.N., Kiselev A.V., Ionin V.V., Mikhalevsky V.A., et al. // Results in Physics. 2020. Т. 19. С. 103466.
6. Senkader S., Wright C. D. // Journal of Applied Physics. 2004. Т. 95. №. 2. С. 504-511.
7. Ashwin P., Patnaik B. S. V., Wright C. D. // Journal of Applied Physics. 2008. Т. 104. №. 8. С. 084901.
8. Yang Q., Cai Z., Wang Y., Huang H., Wu Y. // Materials Science and Engineering: B. 2015. Т. 193. С. 189-197.
9. Nevzorov A. A., Mikhalevsky V. A., Eliseev N. N., et al. // Applied Physics Letters. 2023. Vol. 122. 191106.
10. Бурцев А.А., Притоцкий Е.М., Ионин В.В., Киселев А.В. и др. // Тр. XXV Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». 2021 г. Т. 2. С. 80-81.
11. Zhang W., Mazzarello R., Wuttig M., Ma E. // Nat. Rev. Mater. 2019. Vol. 4. Pp. 150–168.
12. Lian C., Vagionas C., Alexoudi T., et al. // Nanophotonics. 2022. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2022-0089>

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ СОВМЕСТНОГО РАСПЫЛЕНИЯ

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

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
E-mail: ioninvv@gmail.com*

Получение поверхностной тонкопленочной морфологии с заданными электрофизическими и оптическими свойствами остается наиболее перспективным направлением в области получения новых материалов и технологий. В области экспериментальных методик широкое применение находят модификация материалов лазерным излучением и нанесение слоев с помощью высоковакуумного напыления (магнетронное, ионно-лучевое, электронно-лучевое и т.д.) Поскольку в данных технологиях часто имеют дело с созданием новых веществ с заданной атомно-молекулярной структурой путем контролируемого манипулирования атомами и молекулами, необходимыми становятся разработка и использование методов многомасштабного атомистического и молекулярного моделирования [1, 2].

Экспериментальные результаты рассматривались в работах [3, 4]. В частности, рассматривались методы контроля толщины полученного покрытия при формировании омического контакта. Резистивный метод, основанный на контроле сопротивления в установленном за ранее свидетеле и заканчивающийся процесс напыления при достижении заданного значения сопротивления (точность данного метода контроля составляет 5%). Второй метод – спектральный. Принцип его работы основан на изменении оптических характеристик (коэффициенты пропускания и отражения) тонкой пленки в зависимости от ее толщины.

Отличительной чертой данной работы является анализ метода магнетронного напыления многокомпонентных тонких пленок с использованием совместного распыления, когда два или более элементов включены в мишень. Толщина и элементный состав пленок зависят от используемых экспериментальных параметров, геометрии системы и пространственного распределения элементов в мишени. Если мишень изготовлена из двух пространственно разделенных материалов, то состав осадка зависит от комбинации относительных площадей, степени распыления и углового распределения излучения потока каждого распыляемого материала. Для исследования процесса использовалась программа моделирования совместного распыления (CO-SS) для предсказания толщины и состава металлических пленок [5].

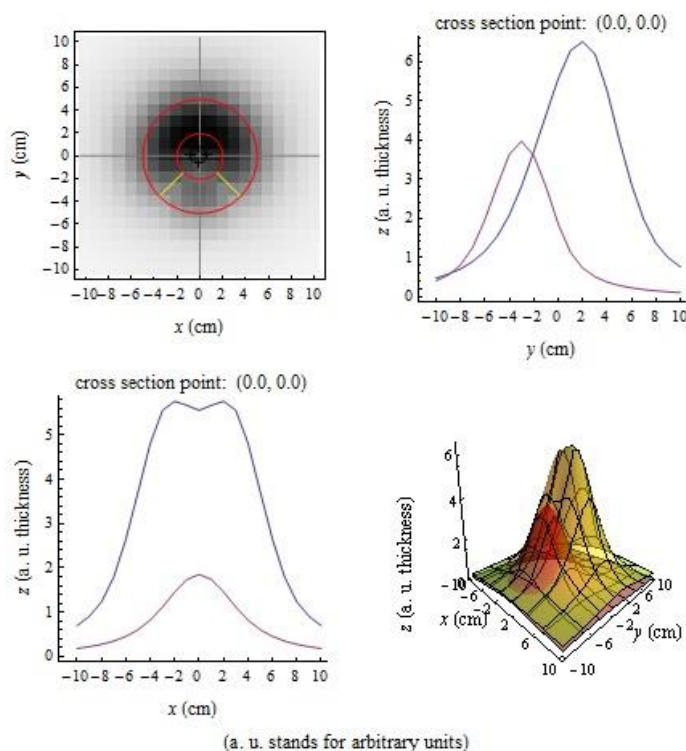


Рис.1. Пример моделирования распыления двух компонентов.

Результат моделирования представлен на рисунке 1. График в верхнем левом углу представляет собой вид нанесенной пленки на подложку. Красные концентрические кружки показывают ширину "беговой дорожки", а желтые полосы ограничивают толщину второго материала, добавляемого к основной цели. График в верхнем правом углу представляет собой поперечное сечение вдоль оси, показывающее срез распределения каждого материала. График в нижнем левом углу показывает поперечное сечение оси, показывая распределение каждого материала. График в нижнем правом углу представляет собой трехмерную версию нанесенной пленки на подложку, созданную с помощью CO-SS.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00878).

Библиографический список

1. Bunde A., Dieterich W. // J. Electrocer. 2000. V. 5. № 2. p. 81–92.
2. Алфимов М.В., Кадушников Р.М., Штуркин Н.А., Алиевский В.М., Лебедев-Степанов П.В. // Российские нанотехнологии. 2006. Т. 1. №1-2. с. 127-133.
3. Ионин В.В., Колодкин С.М., Бурцев А.А., Панков М.А. // Тезисы доклада XIII Всероссийской конференции «Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор». 2018. с. 80-81.
4. Аракелян С.М., Бутковский О.Я., Бурцев А.А., Лысенко С.Л., Панков М.А., Притоцкий Е.М., Притоцкая А.П. // Computational nanotechnology. 2017. №4. с. 14-20.
5. Cruz J., Andrade E., Muhl S., Canto C., de Lucio O. etc. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2016. V. 371. p. 268–272.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКЕ

**А.В. Киселев¹, А.А. Бурцев¹, В.В. Ионин¹, К.В. Лопухин²,
В.В. Балашов², А.А. Лотин¹**

¹*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН*

²*Филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.
E-mail: kiselev.ilit.ras@gmail.com*

Прозрачные материалы — это материалы, которые могут пропускать свет без рассеяния и имеют широкий спектр применения в повседневной жизни. Однако, многие распространенные прозрачные материалы имеют низкую механическую прочность и недостаточную химическую и физическую стабильность [1]. Монокристаллы являются новой нишей для прозрачных материалов, но они дороги и имеют ограничения в размерах и форме. Поэтому, прозрачная керамика становится все более популярной во многих областях благодаря своей экономической эффективности, легко масштабируемому производству крупногабаритных элементов разнообразной геометрической формы и лучшим механическим свойствам [2]. В обзоре [2] было рассмотрено влияние концентрации и типа спекающих добавок на прозрачность материала и образование дефектов. Примеси могут растворяться в основном веществе или образовывать нерастворимые включения, что влияет на концентрацию дефектов и коэффициенты диффузии. Интересно, что иновалентные оксиды могут увеличивать коэффициент самодиффузии или уменьшать поверхностную энергию зерен, что влияет на кинетику спекания. Однако, добавки в виде примеси замещения могут также приводить к генерации дефектов. Увеличение концентрации спекающих добавок может также увеличивать количество образующихся дефектов.

Наличие пористости и объемов с неосновной фазой кристаллитов является наиболее значимым фактором для прозрачности керамики [3, 4]. Поры могут быть межзерновыми или внутризерновыми, и удаление последних является наиболее сложным процессом.

Для математического описания распределения центров генерации дефектов и распространения (роста) системы пор были использованы клеточные автоматы. В качестве модели роста кластера системы пор, описывающем распространение пор при устойчивом центре, было решено использовать клеточный автомат DLA (модель агрегации, ограниченной диффузией) [5, 6]. Данная модель успешно применялась для описания образования фрактальных структур, таких как дендритные кристаллы, островковые пленки, «вязкие пальцы» и т.д. [7] Для поставленной задачи наиболее важным является процесс зарождения и распределения дефектов в объеме материала. Одна из разновидностей модели DLA дает возможность анализировать структуру и распределение кристаллитов [5].

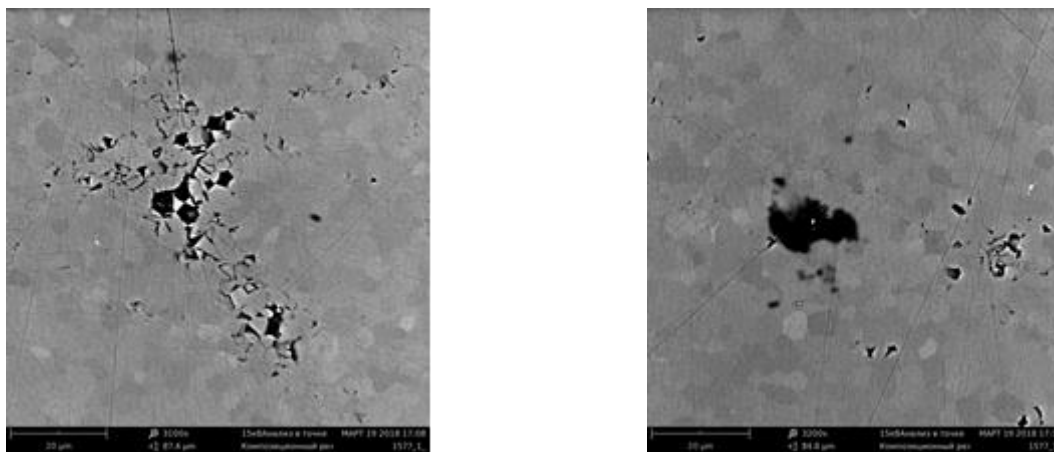


Рис.1. Внешний вид дефектов в оптической керамике. Заметно формирование достаточно крупной кластерной структуры пор.

Анализ трехмерной модели предсказывает устойчивый и быстрый рост «кластера» дефектов в глубину материала, что повышает риск серьезного ухудшения качества прозрачного материала [8].

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Библиографический список

1. Kong L.B., Huang Y.Z., Que W.X., Zhang T.S., Li S., Zhang J., Dong Z.L., Tang D.Y. *Transparent Ceramics*. Springer International Publishing Switzerland. 2015. 740 p.
2. Гаранин С.Г., Дмитрюк А.В., Жилин А.А., Михайлов М.Д., Рукавишников Н.Н. // *Оптический журнал*. 2010. V. 77. № 9. с. 52–68.
3. Ikesue A., Aung Y.L., Lupei V. *Ceramic Lasers*. Cambridge University Press. 2013. 446 p.
4. Иванов М.Г., Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Лопухин К.В., Шемет В.В. // *Неорганические материалы*. 2014. Т. 50. №. 9. С. 1028-1028.
5. Бурцев А.А., Панков М.А. *Исследование и моделирование структурных свойств оптической керамики*. LAP: LAMBERT Academic Publishing. 2019. 53 с.
6. Шаманская Е.Л., Жирнова С.В., Бурцев А.А., Бухаров Д.Н., Прусов Е.С., Канаев А.Ю., Лопухин К.В. // *Труды XIV Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», Саратов, издательство «Техно–Декор»*. 2019. с. 292–294.
7. Федер Е. *Фракталы*. М.: URSS. 2014. 264 с.
8. De Andrade R. M., Paone N., Revel G. M. // *Proc. ENCIT 98*. 1998. p. 727–731.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТОДОМ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

М.С. Чугунова¹, А.А. Бурцев², С.А. Черобыло², А.А. Лотин²

¹*Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых*

²*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,*

E-mail: chugunova.mashulia@yandex.ru

Клеточные автоматы (КА) представляют собой инструмент для моделирования явлений и процессов, происходящих в нелинейных системах с пороговым характером. Они являются математическими моделями систем и описывают их дискретную эволюцию [1]. КА могут использоваться в тех случаях, когда невозможно описать исследуемый процесс непрерывными или дифференцируемыми функциями. КА можно определить как дискретные динамические системы, поведение которых определяется локальными взаимозависимостями состояний. Пространство представлено равномерной сеткой, где каждая клетка содержит несколько битов данных. Законы развития выражаются набором правил, по которым каждая клетка на каждом шаге вычисляет свое новое состояние на основе состояний ее близких соседей [2]. Позволяя ячейкам системы иметь любые значения, можно получить количественную информацию для анализа многих задач фундаментальной и прикладной физики [3, 4].

Одной из таких задач является определение установившейся стационарной температуры (т.е. неменяющейся в течение времени) внутри однородного тела, когда известна только температура поверхности. Температура в каждой точке внутреннего пространства регулируется известным уравнением в частных производных, известным как уравнение Лапласа. Интересной является демонстрация решения нестационарного уравнения теплопроводности в двух измерениях с помощью клеточного автомата с непрерывным состоянием. Результат приближается к решению классического уравнения теплопроводности на основе частных производных для нестационарных условий. Температуры границ можно задать в соответствии с параметрами технологической задачи. Запуск клеточного автомата происходит с нулевым начальным значением для всех ячеек, кроме тех, которые находятся в верхнем и нижнем рядах, которые поддерживаются в состоянии нагрева, а другие границы имеют значения на уровне 0. Установившееся распределение температуры демонстрируется во всей области, поскольку температура в каждой ячейке рассчитывается в процессе действия автомата [5]. Таким образом, при расчете фактически используется конечное число значений (состояний) ячеек, но априори не указывается каждое из них, поэтому количество состояний ячейки можно считать потенциально бесконечным.

Целью демонстрации методов моделирования на базе клеточных автоматов является оценка возможной полезности их применения при постановке общей задачи распространения тепла. Чтобы сделать эту оценку, свойства материалов и геометрия задачи были упрощены с целью изучения только базовой механики обратной связи и того, насколько эффективно они подходят для решения такого рода задач.

Данный метод может применяться и для описания случаев остывания слитков в металлургии и для других физических процессов, так как демонстрирует как поверхностное, так и глубинное распределение кристаллитов [6, 7].

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Библиографический список

1. *Кольцова Э.М., Гордеев Л.С., Третьяков Ю.Д., Вертегел А.А.* Термодинамика необратимых процессов и нелинейная динамика. Учебное пособие для вузов. Москва: Изд-во "Юрайт". 2019. 430 с.
2. *Wolfram S.* A New Kind of Science. Wolfram Media. 2002. 1280 p.
3. *Schiff J.L.* Cellular Automata. A Discrete View of the World. Wiley&Sons. 2008. 279 p.
4. *Strang G.* Computational Science and Engineering. Wellesley-Cambridge Press. 2007. 726 p.
5. *Бурцев А.А.* Моделирование физических процессов лазерной технологической обработки. LAP: LAMBERT Academic Publishing. 2021. 85 с.
6. *Куклина В.Е., Бурцев А.А.* // Тезисы доклада XV Всероссийской конференции «Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика» // Саратов: Изд-во «Техно-Декор». 2020. с. 326-328.
7. *Nezovorov A. A., Mikhalevsky V. A., Eliseev N. N., et al.* // Applied Physics Letters. 2023. Vol. 122. 191106.

ТЕРМОДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ НАНОКЛАСТЕРОВ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

Д.Н. Бухаров

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

E-mail: buharovdn@gmail.com

Полупроводниковые нанокластерные системы теллурида свинца являются перспективными материалами для элементной базы приборов инновационной наноэлектроники и оптоэлектроники [1]. Применимость таких образцов обусловлена уникальными термоэлектрическими и оптическими свойствами, проявляющимися на наномасштабах [2].

Удобным методом получения нанокластерных структур является воздействие непрерывного лазерного излучения. Таким методом были получены образцы систем нанокластеров теллурида свинца. Для их генерации на эпитаксиальную пленку теллурида свинца производилось лазерное воздействие YAG:Nd³⁺-лазера с длиной волны 1,06 мкм с гауссовым профилем для диаметра пучка от 30 мкм и мощности 8 Вт при его однократном проходе по образцу со скоростью 80 мкм/с [3]. Варьирование параметров лазерного излучения позволило получить образцы различной структуры. Исследование структуры АСМ-изображений полученных образцов показало их фрактальный дендритный характер (рис.1), подтвержденный величинами их фрактальных размерностей, оцененных методом boxcounting [4].

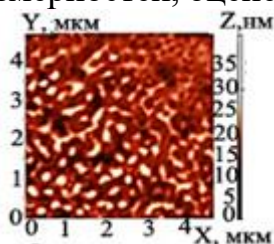


Рис. 1. АСМ-изображения кластерной структуры теллурида свинца с дендритной структурой с фрактальной размерностью 1.737 и величинами кластеров от 30 нм до 2.23 мкм.

В связи с фрактальным дендритным характером полученных образцов для моделирования структуры была выбрана модель диффузионно-ограниченной агрегации [5]. Такое приближение позволило сформировать фрактальный кластерный агрегат из множества двигавшихся частиц, агрегирующих друг с другом с различной вероятностью. Эта вероятность соотносилась с величиной обратной нормированному коэффициенту подвижности дефекта, возникавшего и выходявшего на поверхность образца из неустойчивого приповерхностного слоя под действием лазерного излучения [6]. Таким образом, вероятность прилипания в точке расчетной области зависела от лазерного воздействия, проявлявшего себя через нагревание поверхности как $A \cdot \exp(B/T)$, где A и B – коэффициенты пропорциональности, T – относительная температура. Температура в расчетной области оценивалась с использованием квазистационарной модели в случае плоской геометрии для движущегося с заданной скоростью гауссова источника заданного диаметра и мощности, представленной в MatlabLaserToolbox [7].

На рис.2 приведена модель диффузионно-ограниченной агрегации совместно с моделью поля температуры для параметров лазерного излучения указанных выше. Для расчетного поля температур вероятность прилипания для областей 1-8 возрастала и принимала значения от 0,01 до 0,6. Смоделированная система кластеров вытягивалась влево и вверх в соответствии с движением пучка, от наиболее горячей области к холодной. В относительно сильно нагретых областях (области 1-3 на рис.2) вероятности прилипания обладала малой величиной, фрактальная система кластеров была хорошо заполнена и однородна с относительно большим значением фрактальной размерности. В менее нагретых областях структура фрактала становилась более неоднородной, разветвленной, с лакунами, фрактальная размерность уменьшалась.

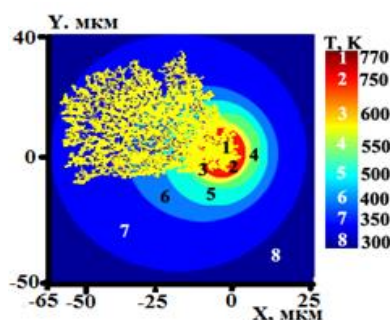


Рис. 2. Модель системы кластеров в приближении диффузионной агрегации совместно с моделью нагревания от движущегося лазерного источника (1-8 изотермические области).

Предложенные модели достаточно адекватно описывают структуру полученных образцов с погрешностями фрактальных размерностей не более 10% и могут быть полезны в задачах управляемого лазерного синтеза кластерных наноструктур.

Библиографический список

1. *Selli D., Donadio D., Leoni S.* // *Z. Anorg. Allg. Chem.* 2022. V.648(15). P.1-8.
2. *Hao X., Chen X., Zhou X., Zhang L. et al.,* // *Front. Energy Res.* 2021.V. 9. P.754532.
3. *Arakelian, S.M. et al.,* // *Journal of Surface Investigation.* 2015. V. 9(6):1156. Pp. 1156-1163.
4. *Gonzato G.* // *Computers & Geosciences.* 1998. № 24.Pp. 95-100.
5. *Bukharov, D.N. et al.,* // *Journal of Physics: Conference Series.* 2020.V. 1439. Pp. 012050
6. *Емельянов В. И.* // *Квантовая электроника.* 2011. Т. 41, № 8. С. 738–741.
7. *Römer G.R.B.E., Huis in't Veld A.* // *Physics Procedia.* 2010. V.5. Pp. 413-419.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ХЕМОРЕЗИСТИВНЫХ СВОЙСТВ КВАЗИОДНОМЕРНОГО СЛОЯ ОКСИДА МЕДИ (II) ПО ОТНОШЕНИЮ К ПАРАМ ЛЕТУЧИХ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

М.Ю. Васильков^{1,3}, И.Н. Михайлов^{1,2}, О.Ю. Киреева³,
М.А. Соломатин^{1,2}, А.С. Варезников², И.А. Плугин², В.В. Сысоев²,
Н.М. Ушаков^{1,3}

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

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

³Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: vasilk.mikhail@yandex.ru

Полупроводниковые материалы за счет своих уникальных физико-химических свойств находят широкое применение в технике и микроэлектронике [1]. В частности, оксидные полупроводники являются современной материальной базой для газосенсорных приборов и устройств, поскольку электрофизические свойства данных материалов оказываются зависимыми не только от состава газовой среды, в которой они находятся [2], но и от их структурных особенностей [3]. Углубление имеющихся сведений о влиянии морфологических особенностей и режимов работы на газосенсорные свойства полупроводников на основе оксидов переходных металлов является актуальной научной задачей.

В проведенном исследовании были изучены газочувствительные свойства наноструктурированного оксида меди (II) по отношению к парам метилового спирта в воздухе в концентрации 10 ppm в диапазоне рабочих температур от 50 до 300°C. Газочувствительный слой CuO был сформирован мокрым химическим методом посредством быстрого гидролиза растворенной соли меди в замкнутых ламинарных мицеллах неионогенного поверхностно-активного вещества [4] с последующим обезвоживанием водной дисперсии CuO, приготовлением спиртовой пасты из твердого остатка и механическим нанесением его тонкого слоя на электроизмерительную подложку с набором полосковых электродов встречно-штыревой структуры высотой ~1 мкм, шириной и межэлектродным зазором ~50 мкм (рис. 1, а) [5]. Непосредственно после нанесения проводился контроль морфологии и фазового состава сенсорного слоя. Газочувствительные свойства оксида меди оценивались по изменению электрического сопротивления материала в зависимости от состава газовой среды, и были выполнены в соответствии с отработанной ранее методикой [6].

Сенсорный слой оксида меди (II) на измерительной подложке характеризовался развитой островной структурой (рис. 1, б) с нормальным распределением агломератов, состоящих из отдельных квази-одномерных «чешуек» CuO с характеристическими размерами до 1 мкм и толщиной 13-40 нм (рис. 1, в, г), формирующих полупроводящий кристаллический слой с основными кристаллографическими направлениями $[01\bar{1}]$, $[11\bar{2}]$.

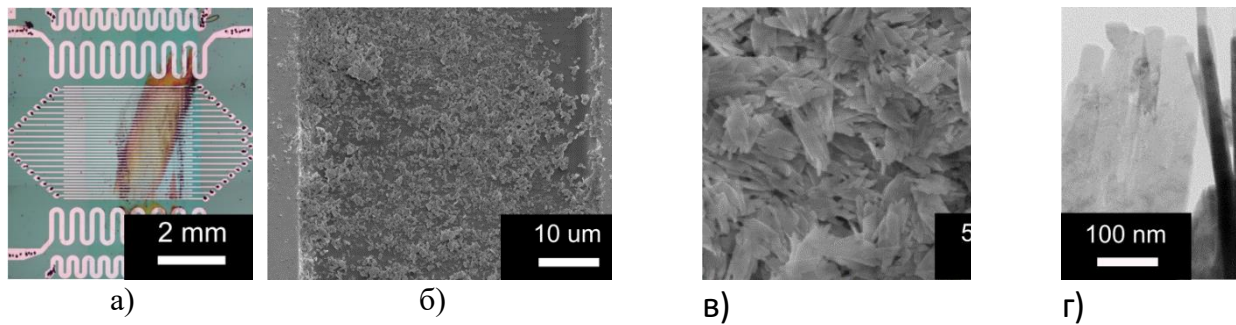


Рис. 1. Оптическая фотография электроизмерительной подложки (а) с нанесенным наноструктурированным слоем CuO островной структуры в виде квази-одномерных плотноупакованных «чешуек» (б-г)

При воздействии аналита наблюдается обратимый эффект изменения сопротивления чувствительного слоя, причем в диапазоне температур $200 \div 300^\circ\text{C}$ сопротивление CuO возрастает в газо-воздушной среде, от 50 до 150°C – обратимо уменьшается (рис. 2, а). Расчет сенсорного отклика ($\text{отклик, \%} = \left[\frac{R_{\text{воздух+газ}}}{R_{\text{воздух}}} - 1 \right] * 100\%$) в температурном интервале $150 \div 200^\circ\text{C}$ демонстрирует смену газочувствительного механизма (рис. 2, б), что для данного материала обнаружено впервые [7] и требует дополнительных исследований. Вероятно, такой характер чувствительности может быть связан с активацией окислительной реакции метанола на поверхности CuO с проявлением сильного термокаталитического эффекта [8]. Стоит отметить существенное уменьшение времени отклика и восстановления с ростом температуры с хорошей воспроизводимостью и высокой временной стабильностью сигнала.

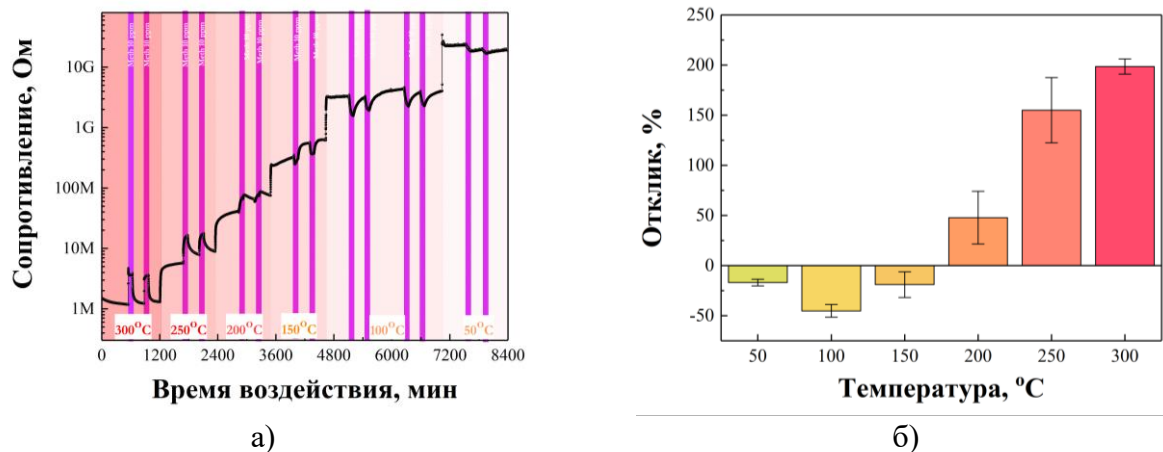


Рис. 2. Характерный вид температурной зависимости сопротивления (а) и хеморезистивного отклика (б) чувствительного слоя CuO при воздействии паров метанола в воздухе (10 ppm)

Экспериментально найдена сенсорная чувствительность слоя CuO к парам метанола в воздухе в минимальной концентрации до 100 ppb и продемонстрирована возможность селективного детектирования паров этанола, изопропанола и ацетона при схожих рабочих условиях сенсора.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ №22-29-00793 и государственного задания «Сенсор». Авторы благодарят группу д-ра J. Z. Ou, Centre for Advanced Electronics and Sensors, School of Engineering, RMIT University (Австралия) за синтез материалов.

Библиографический список

1. Terna A. D., Elemike E. E., Mbonu J. I., Osafire, O. E. et al. // Mater. Science and Engineering: B. 2021. V. 272. P. 115363.
2. Zhang J., Qin Z., Zeng D., Xie C. // Phys. Chem. 2017. V. 19(9). P. 6313-6329.
3. Krishna K. G., Parne S., Pothukanuri N., Kathirvelu V. et al. // Sensors and Actuators A: Physical. 2022. V. 341. P. 113578.
4. Zhang J., Lin X., Xue D., Xu B. et al. // Nanoscale. 2019. V. 11. P. 3200-3207.
5. Zimnyakov D.A., Volchkov S.S., Vasilkov M.Yu., Plugin I.A. et al. // Nanomat. 2023. V. 13(9). P. 1490
6. Rabchinskii M.K., Sysoev V.V., Varezchnikov A.S., Solomatin M.A. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2023. V. 15(23). P. 28370–28386
7. Umar A., Alshahrani A. A., Algarni H., Kumar R. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2017. V. 250. P. 24-31.
8. Hossain R., Hassan K., Sahajwalla V. // Nanoscale Adv. 2022. V. 4(19). P. 4066-4079.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛА ФОТОПЛЕТИЗМОГРАММЫ ДЛЯ АПРОБАЦИИ МЕТОДОВ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ

А.М. Вахлаева¹, Ю.М. Ишбулатов², А.С. Караваяев²,
В.И. Пономаренко², М.Д. Прохоров²

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

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: vakhlaeva.anna@gmail.com

Фазовый анализ сигналов фотоплетизмограмм (ФПГ) – перспективный метод неинвазивной диагностики и контроля терапии социально-значимых заболеваний, в том числе инфаркта миокарда и артериальной гипертензии [1]. Однако данный сигнал обладает сложным спектральным составом, который требует особой осторожности при выборе методов анализа, поэтому целью данной работы является разработка математической модели сигнала ФПГ с априорно известной мгновенной фазой низкочастотных колебаний, предназначенной для сопоставления и параметризации методов введения фаз и фазового анализа. Предложенная математическая модель развивает подходы, представленные в [2] и [3].

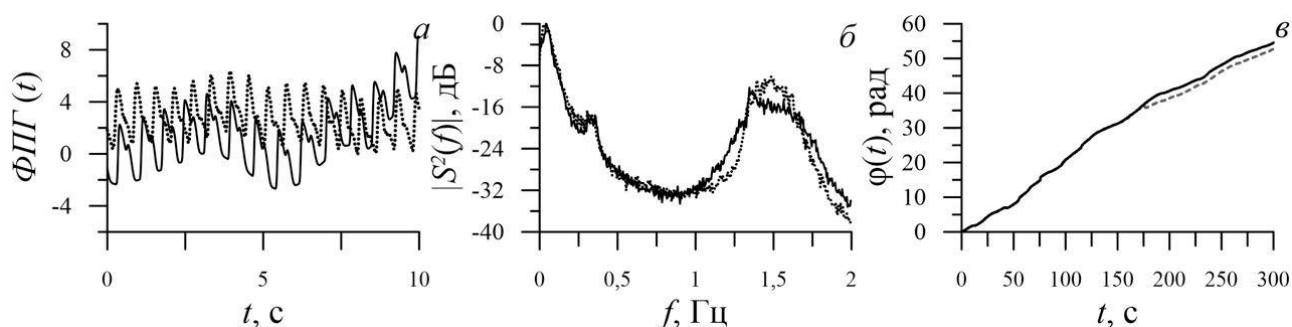


Рис. 1. (а) Сопоставление временных рядов (а), спектров мощности (б) и мгновенных фаз низкочастотных составляющих (в) модельного сигнала фотоплетизмограммы (обозначен сплошной линией) и экспериментального сигнала (обозначен пунктирной линией)

На рис. 1 представлены временные ряды, спектры мощности и мгновенные фазы модельного и экспериментального сигналов ФПГ. Графики демонстрируют их хорошее количественное соответствие.

Работа выполнена в рамках государственного задания СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Библиографический список

1. Karavaev A. S., Borovik A. S., Borovkova E. I., Orlova E. A. et al. // Biophys. J. 2021. V. 120(13). P. 2657.
2. McSharry P.E., Clifford G.D., Tarassenko L., Smith L.A. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2003. V. 50(3). P. 289.
3. Tang Q., Chen Z., Ward R., Elgendi M. // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 13883.

ОПТИМИЗАЦИЯ РОСТА ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ InGaAs В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 940-980 НАНОМЕТРОВ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

С.Ю. Гаврилов^{1,2}, Н.В. Гультиков¹, М.А. Ладугин^{1,2},

А.А. Мармалюк^{1,2}

¹ООО «Сигм плюс»

²Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)

E-mail: gavrilo.v.siu@phystech.edu

В данной работе исследуются гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии. Гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs широко используются для создания фотодетекторов [1], мощных полупроводниковых лазеров для накачки эрбиевых лазеров [2], солнечных элементов [3]. Ранее было показано, что рост гетероструктур с квантовой ямой InGaAs с переменной температурой приводит к улучшению свойств их фотолюминесценции [4]. В данной работе исследуется влияние переменной температуры роста гетероструктур с квантовой ямой InGaAs на их оптические свойства. Гетероструктуры исследовались методом фотолюминесценции.

Температура роста в барьерных слоях AlGaAs гетероструктур InGaAs/AlGaAs составляла 640-650 °С, а при росте квантовой ямы InGaAs она снижалась до 530-570 °С (см. рис. 1(а)). Обнаружено, что интенсивность фотолюминесценции исследуемых гетероструктур снижается при увеличении температуры роста квантовой ямы, что объясняется увеличением количества примесей в гетероструктуре из-за оксидации поверхности роста Al-содержащих эпитаксиальных слоев [5]. Ранее показано, что более низкие температуры роста приводят к уменьшению релаксации напряжения за счет образования несоответствующих дислокаций, что также повышает эффективность люминесценции [3].

В других экспериментах получения гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs температура роста составляла 640-650 °С в барьерных слоях AlGaAs и в спейсерах GaAs. Рост квантовой ямы InGaAs осуществлялся при температурах 530-600 °С (см. рис. 1(б)). Обнаружено, что интенсивность фотолюминесценции увеличивается при увеличении температуры квантовой ямы, что может быть объяснено снижением шероховатости поверхности структуры с ростом температуры [6]. Сдвиг длины волны, возможно, связан с потенциальным возникновением обогащенного индием слоя InGaAs приблизительно монослойной толщины (или субмонослойного количества InAs), возникновение которого объясняется известным сдвигом концентрации индия к начальной поверхности роста квантовой ямы [7]. Появление этого слоя согласно [8] приводит как к увеличению интенсивности фотолюминесценции, так и к увеличению длины волны максимума интенсивности фотолюминесценции. Увеличение интенсивности фотолюминесценции также может быть связано с компенсацией напряжений в квантовой яме вследствие увеличения вероятности сегрегации атомов индия [9]. Падение интенсивности при дальнейшем увеличении тем-

пературы, вероятно, может быть связано с десорбцией атомов индия [10]. Проведенные исследования позволили выбрать оптимальные конструкции гетероструктур и режимы их получения.

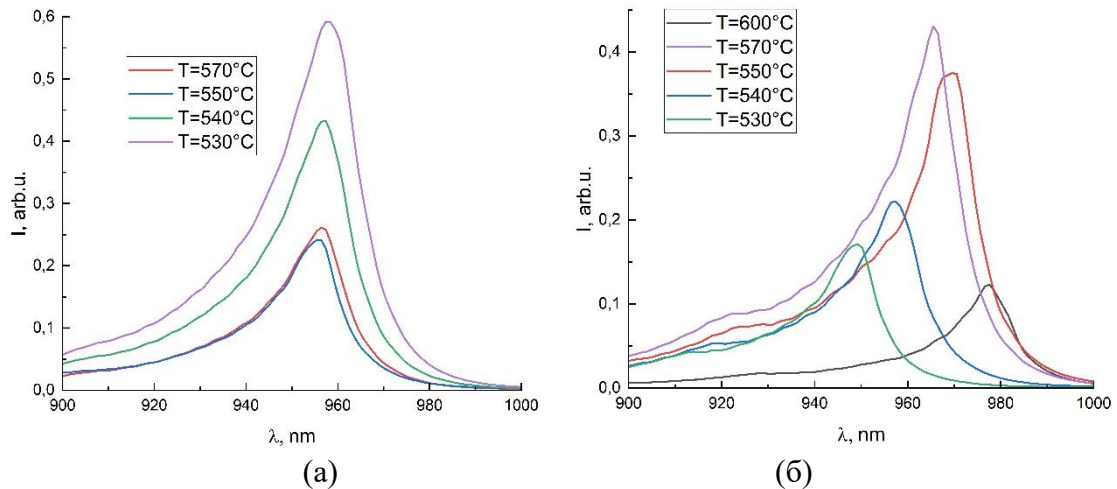


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктур с квантовой ямой InGaAs, выращенных при различной температуре роста, без спейсеров (а), со спейсерами GaAs (б)

Библиографический список

1. W. Chen et al., // Journal of Lightwave Technology, 2018. V. 36, no. 13, pp. 2572-2581
2. Mawst L. J., Honghyuk K. et al., // Progress in Quantum Electronics, 2021, V.75, 100303
3. Ali Abolghasemi and Reza Kohandani, // Appl. Opt. 2018, 57, 7045-7054
4. Quhui Wang et al. // Journal of Alloys and Compounds, 2023, V. 937,
5. M. Chand et al., // IEEE Journal of Quantum Electronics 1994, V. 30, no. 2, pp. 424-440
6. A. Jasik, A. Wnuk et al., // Journal of Crystal Growth, 2008, V. 310, I. 11, P. 2785-2792
7. R.Kh Akchurin, A.Y Andreev et al. // Applied Surface Science 2002, V. 188, I. 1-2, Pages 209-213
8. Jean-Michel Gerard, Guy Le Roux // Appl. Phys. Lett. 1993, 62 (26), 3452-3454
9. Багаев Т. А. и др. // Вестник МИТХТ им. МВ Ломоносова 2013. Т. 8. №. 4, 73-76.
10. Mozume T.M.T., Ohbu I.O.I.//Japanese journal of applied physics 1992. Т. 31. №.10R.C. 3277.

СВЯЗАННЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ МАГНОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЛАТЕРАЛЬНЫХ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ШИРИНОЙ

Ф.Е. Гаранин, В.А. Губанов, А.В. Садовников

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

E-mail: garaninfedorwork@mail.ru

В последнее время активно развивается новое направление спинтроники с использованием ферритов-гранатов — магноники [1], в рамках которой транспортные свойства спин-поляризованных электронов не используются, а перенос информации происходит путем передачи сигнала с помощью спиновых волн (СВ) [2]. При таком подходе удастся реализовать целый ряд функциональных блоков обработки сигнала на принципах магноники [3-5].

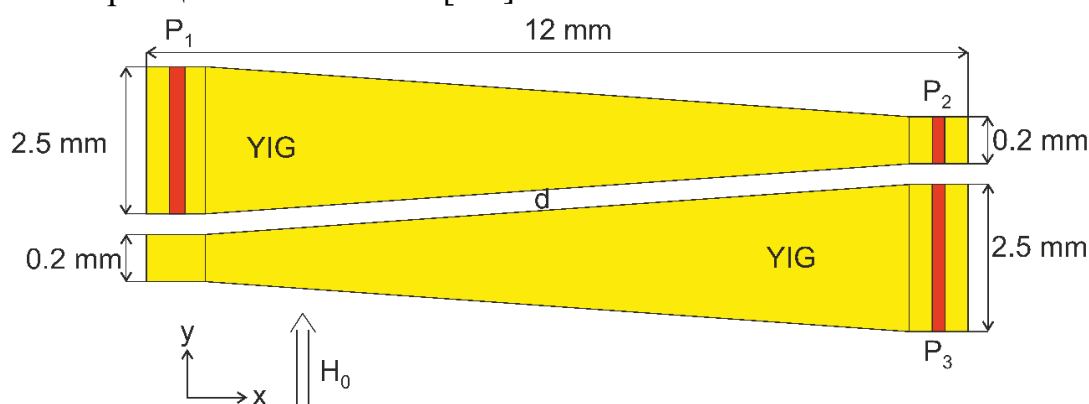


Рис. 1. Система двух микроволноводов, расположенных параллельно с зазором d с изменяющейся шириной.

На рис. 1 показано схематическое изображение исследуемой структуры, состоящей из двух микроволноводов, расположенных параллельно друг над другом, с изменяющейся шириной. В качестве материала для изготовления микроволноводов была использована пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ), толщиной $t = 10$ мкм. Прием сигнала осуществлялся выходными антеннами P_2 и P_3 . Ширина микрополосковых антенн P_{1-3} составила 30 мкм. Величина внешнего магнитного поля $H_0 = 1200$ Э, приложенное вдоль оси y .

В работе было проведено исследование особенностей процессов формирования пучков спиновых волн и выявлены особенности распространения спиновых волн в массиве пленок ЖИГ.

Система микроволноводов представляет собой элемент межсоединений для трехмерных топологий магнонных сетей, демонстрирующий при этом функциональные возможности обработки сигналов в различных приложениях, связанных с магнитной микроэлектроникой и спинтроникой.

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

Библиографический список

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler // 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. *Губанов В.А., Мартышкин А.А., Шешукова С.Е., Садовников А.В.* // ЖТФ 2019. Т. 89. В. 11. С. 1726.
4. *A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, et al.* // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P.142402.
5. *V.A. Gubanov et al.* // Phys. Rev. B 2023. V. 107. P. 024427.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛАНАРНЫХ УПОРЯДОЧЕННЫХ МИКРОРЕЗЕРВУАРАХ С МАГНИТНЫМИ МИНЕРАЛЬНЫМИ МИКРОСФЕРАМИ

Ф.Е. Гаранин, А.Б. Хутиева, М.В. Ломова

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

E-mail: garaninfedorwork@mail.ru

В настоящее время развитие идей магноники [1-2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне на новых физических принципах [3-4]. Использование железо-иттриевого граната (ЖИГ) при создании нового класса устройств обусловлено рекордно низким затуханием СВ [1].

Применение магнитных материалов в науке и технике довольно широко исследовано. В настоящее время большое внимание уделяется возможности использования магнитных носителей в биомедицине. Помимо диагностических целей, наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, магнитные материалы используются для систем адресной доставки лекарств при лечении опухолевых заболеваний, восстановлении тканей.

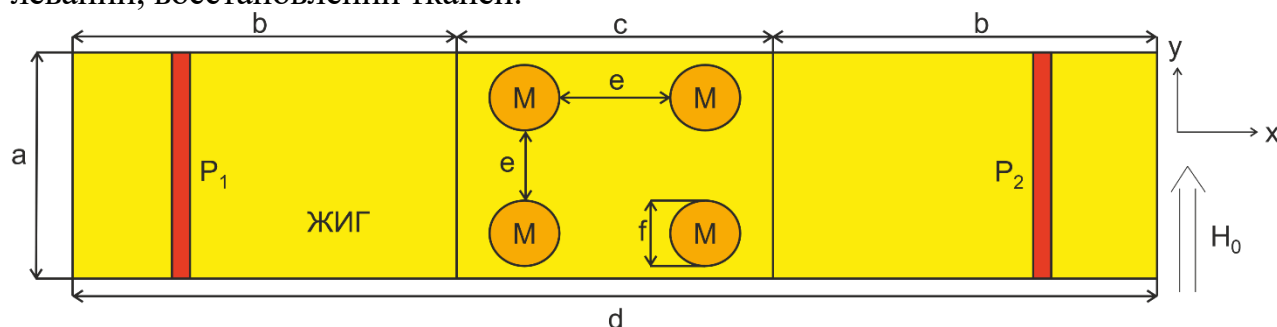


Рис. 1. – структура с магнитными минеральными микросферами; $a = 300$ мкм – ширина ЖИГ-волновода; $b = 1500$ мкм – длина области ЖИГ-волновода, в которой не были наложены микросферы; $c = 1000$ мкм – длина области ЖИГ-волновода, в которой были наложены микросферы; $d = 4000$ мкм – длина ЖИГ-волновода; $e = 10$ мкм – расстояние между микросферами; $f = 10$ мкм – диаметр микросферы.

В данной работе мы исследовали влияние магнитных минеральных микросфер на распространение СВ в ЖИГ-волноводе. Для исследования динамики распространения СВ в системе ЖИГ-волновода использовался метод связанных волн [5]. С помощью микромагнитного моделирования были исследованы режимы распространения СВ в микроволноводе.

Рассмотрим принцип работы исследуемой структуры: на входную антенну P_1 подается микроволновой сигнал. Возбуждение структуры было реализовано путем создания области с внешним магнитным полем H_0 . Поле направлено вдоль оси y . Величина внешнего магнитного поля равна 1200 Э. Также на структуре присутствует выходная антенна P_2 для снятия амплитудно-частотной характеристики (АЧХ).

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 23-17-00373).

Библиографический список

1. *A. Gurevich*, Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets, Nauka. 1973. Moscow.
2. *Chumak A.* Advances in Magnetics Roadmap on Spin-Wave Computing // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. 2022. Vol. 58, 6.
3. *Stancil D. D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and Applications: Springer, 2009.
4. *Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lägél B., Ciubotaru F., Adelman C., Dubs C., Cotofana S. D., Dobrovolskiy O. V., Brächer T., Pirro P., Chumak A. V.* // Nature Electronics. 2020. Vol. 3, P. 765–774.
5. *Хутиева А.Б., Бегинин Е.Н. и др.* // ФТТ. 2021. Т. 63. № 12. С. 2116-2118.

ДВУХАЗОРНЫЙ КЛИСТРОННЫЙ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ПЛАНАРНЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А.В. Гнусарев¹, А.Ю. Мирошниченко¹

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.
E-mail: 19953@bk.ru

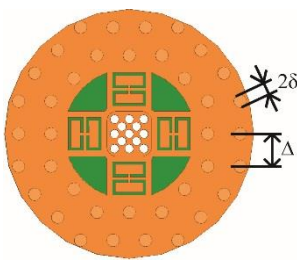
В последние годы возникает потребность в малогабаритных источниках микроволновой энергии для использования в радиолокации и средствах телекоммуникаций [1]. В таких устройствах находят применение миниатюрные многолучевые клистроны (ММЛК), как перспективные источники микроволновой энергии. Однако при проектировании ММЛК могут возникать существенные трудности, связанные с подавлением высших паразитных мод колебаний особенно в верхней части сантиметрового и миллиметрового диапазоне. Также при увеличении рабочей частоты ухудшаются электродинамические параметры. Одним из путей решения этих проблем является использование в качестве резонансных систем так называемых фотонно-кристаллических резонаторов (ФКР), в иностранной литературе описанных как Photonic Band Gaps structures (PBG) [2–4], которые могут в большей степени минимизировать эти недостатки. На электродинамические параметры резонатора существенное влияние может оказывать, в частности, увеличение диаметра стержней в первом слое вокруг дефекта [5]. Также, новые электродинамические свойства резонатора возможно получить при использовании дополнительных планарных резонансных элементов на полосковых линиях, а именно прямоугольных разомкнутых петлевых резонаторов (ПРПР), которые до сих пор использовались в основном в СВЧ фильтрах [6].

В работе представлены результаты электродинамического моделирования нового типа резонатора с фотонно-кристаллической решеткой и ПРПР. Рассмотрены три модели резонатора: первая — без фотонно-кристаллической решетки; вторая конструкция — двухазорный фотонно-кристаллический резонатор (ДФКР) со стандартной фотонно-кристаллической решеткой; третья конструкция — ДФКР с увеличенным диаметром стержней первого слоя фотонно-кристаллической решетки. Во всех трех случаях в полосковых линиях резонатора был использован ПРПР.

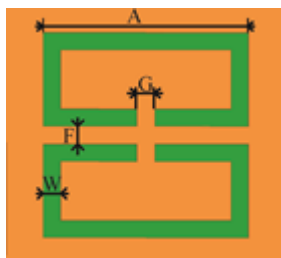
Таблица 1. Результаты расчета электродинамических параметров для π - и 2π -мод.

Тип моды		Частота, ГГц	Собственная добротность	Характеристическое сопротивление
π		11.905	544	46
2π		13.874	955	70

На основании исследованного спектра частот с учетом требований к электродинамическим параметрам были выбраны для дальнейших исследований две низших моды. В Таблице 1 приведены основные электродинамические параметры для двух первых мод — противофазной (π) и синфазной (2π) для случая стандартного шага фотонно-кристаллической решетки $\delta/\Delta=0.38$.



В ходе работы исследовано влияние толщины стержней первого слоя фотонно-кристаллической решетки на электродинамические параметры ДФКР. Из результатов следует, что частоты π - и 2π -моды возрастают, причем угол наклона кривой для синфазной моды выше. Параметр Q_0 уменьшается в пределах 6-8%. Характеристическое сопротивление резонатора для π -моды остается практически постоянным при изменении толщины стержней первого слоя ФКР, для 2π -моды наблюдается достаточно сильное уменьшение параметра на 31%.



Исследовано влияние ПРПР на параметры ДФКР. Изменение геометрических параметров ПРПР существенно влияет на электродинамические параметры резонатора. В частности, изменение параметра A приводит к уменьшению частоты 2π -моды на 2-3%, частота π -моды уменьшается на 6-7%. Собственная добротность также уменьшается: для π -моды на 23%, а для 2π -моды — на 9%. Характеристическое сопротивление π -моды уменьшается на 20%, а для 2π -моды увеличивается на 21%. При увеличении параметра G , частота π -моды увеличивается на 3-4%, а 2π -моды на 2-3%, при этом характеристическое сопротивление для π -моды увеличивается на 16-17%, а для 2π -моды возрастает в два раза. С увеличением параметра F частоты уменьшились на 1% для π -моды и 2π -моды, при этом характеристическое сопротивление на π -моды (50 Ом), на 2π -моды (60 Ом) при $F=0.5$ и $F=0.55$ мм соответственно. При изменении размера W частоты π - и 2π -моды изменяются на 1-2%, при этом добротность при увеличении W резко возрастает, для π -моды (в 2 раза), а 2π -моды на 67-68%. Характеристическое сопротивление π -моды увеличивается 67%, а 2π -моды возрастает больше чем в два раза.

Библиографический список

1. Kotov A.S., Gelvich E.A., Zakurdayev A.D. Small-size complex microwave devices (CMD) for onboard applications // IEEE Trans. Electron Devices. 2007. Vol. 54, No. 5. P. 1049–1053.
2. Smirnov A.V., Newsham D., Yu D. PBG cavities for single-beam and multi-beam electron devices // Proc. of Particle Accelerator Conf. Portland, Oregon, 12–16 May 2003. Portland, Oregon: IEEE, 2003. P. 1153–1155.
3. Xu Y., Seviour R. Design of photonic crystal klystrons // Proc. 1st Intern. Particle Accelerator Conf. (IPAC 2010), Kyoto, 23–28 May 2010. P. 4002–4004.
4. Xie C., Chen C.-P., Anada T. 2D microwave metallic photonic crystal point-defect-cavity resonator // Microwave Optical Technology Lett. 2017. Vol. 59, № 10. P. 2547–2551.
5. Bai N., Sun X. Slow wave structures with composite defect electromagnetic band gap structure // 2008 IEEE International Vacuum Electronics Conference. Monterey, CA, USA. P. 156-157.
6. Astuti D.W., Putra R.R., Muslim M., Alaydrus M. Substrate integrated waveguide bandpass filter for short range device application using rectangular open loop resonator // Int. J. Electrical Computer Eng. (IJECE). 2021. Vol. 11, No. 5. P. 3747-3756.

ФОРМИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ДИСКРЕТНОЙ ДИФРАКЦИИ СПИНОВЫХ ВОЛН, СОЗДАВАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ НАГРЕВОМ В МАГНОННОМ МИКРОВОЛНОВОДЕ

А.А. Грачев¹, Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹Лаборатория «Метаматериалы»,
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: stig133@gmail.com

Перспективы использования процессов переноса магнитного момента вместо переноса заряда открывают новые возможности для создания элементов устройств передачи и хранения информации, использующих коллективное прецессионное движение упорядоченных магнитных спинов - спиновых волн (СВ) или магнонов, распространяющихся на длинах волн от микрометров до десятков нанометров в гигагерцовом и терагерцовом диапазоне частот [1]. С точки зрения разработки физических основ следующего поколения телекоммуникационных технологий важной задачей является развитие методов управления спектрами магнонов, являющихся носителями информационных сигналов в микро- и наноструктурах на основе магнитных материалов [2,3].

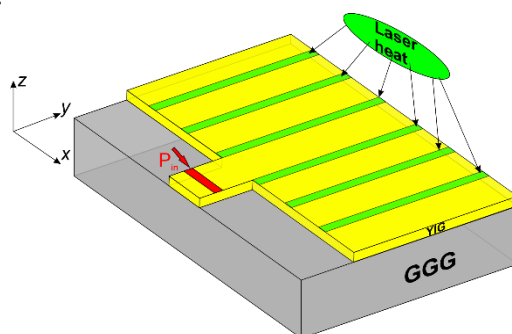


Рис. 1. Схематическое изображение асимметричной магнонной структуры.

В данной работе представлены результаты численного исследования пространственно-временной динамики намагниченности в микроволноводе (см. рис. 1), на поверхности которого сформированы градиенты намагниченности насыщения при помощи лазерного нагрева. Микроволновод сформирован из плёнки железо-иттриевого граната, толщиной 10 мкм и шириной 4 мм. С помощью микромагнитного моделирования будет продемонстрировано формирование волноведущих каналов для спиновых волн, при создании градиентов намагниченности насыщения, как указано на рис. 1. При этом, оказывается возможным создание в данной системе режимов дискретной дифракции спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда 20-79-10191

Библиографический список

1. Barman A. et al. //Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33. №. 41. P. 413001.
2. Grachev A. A. et al. //Physical Review Applied. 2023. V. 19. №. 5. P. 054089.
3. Grachev A.A., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. //Nanomaterials. 2022. V. 12. №. 9. P. 1520.

НЕВЗАИМНОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН В АСИММЕТРИЧНОЙ ТРЁХМЕРНОЙ МАГНОННОЙ СТРУКТУРЕ

А.А. Грачев¹, С.А. Одинцов¹, Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹Лаборатория «Метаматериалы»,

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stig133@gmail.com

В последнее время все больший интерес вызывает использование элементарных квантов магнитных возбуждений, таких как магноны или спиновые волны, в качестве носителей информационных сигналов [1]. Свойства спиновых волн определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитной среде и могут управляться, путем структурирования магнитных пленок. Спиновые волны находят применение в различных областях, включая генерацию, передачу и обработку информационных сигналов на микро- и наномасштабах [2,3].

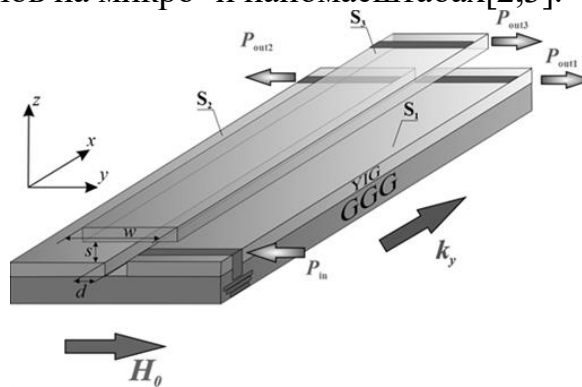


Рис. 1. Схематическое изображение асимметричной магнонной структуры.

Методом микромагнитного моделирования и конечно-элементного метода проведено исследование эффектов спин-волновой связи в структуре на основе массива микроволноводов, изготовленных из тонких пленок железо-иттриевого граната. Продемонстрировано изменение режимов распространения спиновых волн в латеральных структурах при добавлении в систему магнитной микрополоски, расположенной над латеральными микроволноводами (см. рис. 1). Выявлены особенности латерального и вертикального спин-волнового транспорта и невзаимного распространения спиновых волн в исследуемой структуре. Показано, что в трехмерных магнонных структурах величина длины связи уменьшается, что приводит к возможности увеличения плотности функциональных элементов при проектировании трехмерных магнонных сетей.

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

Библиографический список

1. Barman A. et al. //Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33. №. 41. P. 413001.
2. Grachev A. A. et al. //Physical Review Applied. 2023. V. 19. №. 5. P. 054089.
3. Grachev A.A., Sadovnikov A.V., Nikitov S.A. //Nanomaterials. 2022. V. 12. №. 9. P. 1520.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СИНХРОНИЗАЦИИ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Н.В. Григорьева^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: preobnv@gmail.com

Гирорезонансные генераторы, в частности, гиротроны занимают несомненное лидерство по уровню выходной мощности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн среди электровакуумных источников когерентного электромагнитного излучения [1]. В настоящее время одним из важнейших применений гиротронов является электронно-циклотронный нагрев плазмы в реакторах управляемого термоядерного синтеза [2]. Чрезвычайно важны такие задачи, как обеспечение одномодовой генерации с высоким КПД и стабилизация частоты излучения гиротрона. Одним из возможных способов решения является воздействие внешнего сигнала или сигнала, отраженного от удаленной нагрузки [3].

Исследование синхронизации в гиротроне с фиксированной структурой ВЧ поля можно существенно упростить, если функцию электронной восприимчивости, определяющая мощность взаимодействия пучка с полем резонатора, выразить как функцию амплитуда поля. При этом ряд основных результатов можно получить аналитически, не прибегая к численному моделированию уравнений, описывающих динамику системы. Уравнение возбуждения гиротрона можно записать в виде

$$\frac{dA}{d\tau} + A = I_0 \Phi(|A|, \Delta_H) A + 2f e^{i\Omega\tau},$$

где A — безразмерная комплексная амплитуда, I_0 — безразмерный параметр, имеющий смысл нормированного тока, Φ — комплексная электронная восприимчивость, являющаяся функцией амплитуды и расстройки циклотронного резонанса Δ_H , f — амплитуда внешнего сигнала, а Ω — безразмерная отстройка частоты внешнего воздействия от собственной частоты, τ — безразмерное время (подробнее см. [3,4]). Если провести серию расчетов при различных значениях амплитуды A и расстройки Δ_H , а затем провести интерполяцию рассчитанных зависимостей, можно получить восприимчивость как функцию двух переменных: $\Phi(|A|, \Delta_H)$. В работе [4] на основе данной модели были исследованы режимы синхронизации гиротрона при различных параметрах внешнего воздействия.

Однако с практической точки зрения больший интерес представляет анализ синхронизации в зависимости от расстройки циклотронного резонанса. На рис. 1 показана граница области устойчивости режима синхронизации на плоскости параметров Δ_H — амплитуда установившихся колебаний A_0 . Она ограничена линиями седло-узловой бифуркации и бифуркации Андронова–Хопфа, которые показаны синими и красными кривыми соответственно. Эти границы были получены из анализа устойчивости неподвижных точек системы. Черной кривой показана граница жесткого возбуждения. Стационарные состояния, расположенные ниже этой линии, неустойчивы. Кроме того, на рис. 1 нанесены линии равного КПД. Область с

высоким КПД ($\sim 70\%$) на рис. 1 расположена между двумя линиями седло-узловых бифуркаций, т.е. в области устойчивости.

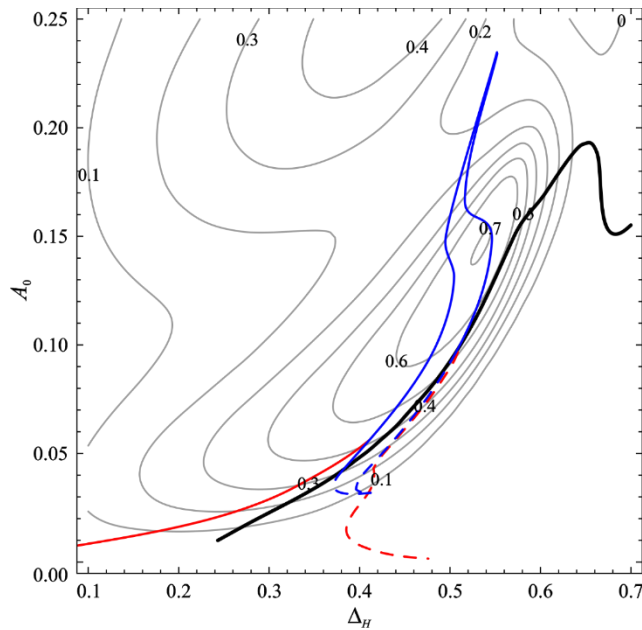


Рис. 1. Линии равного КПД и границы областей синхронизации на плоскости расстройка циклотронного резонанса – безразмерный параметр тока при $f = 0.01$ и $\Omega = -0.7$. Границы седло-узловой бифуркации и бифуркации Андронова–Хопфа показаны синими и красными линиями соответственно. Линия жесткого возбуждения показана черным цветом.

Отметим, что результаты теоретического анализа полностью согласуются с численным моделированием на основе более строгой нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой поля.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-22-00603.

Библиографический список

1. *Nusinovich G.S., Thumm M.K.A., Petelin M.I.* The gyrotron at 50: historical overview // *J. Infr. Millim. Terahertz Waves*. 2014. Vol. 35, No. 4. P. 325–381.
2. *Thumm M.* Recent advances in the worldwide fusion gyrotron development // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2014. Vol. 42, No. 3. P. 590-599.
3. *Новожилова Ю.В., Денисов Г.Г., Глявин М.Ю., Рыскин Н.М., Бакунин В.Л., Богдашов А.А., Мельникова М.М., Фокин А.П.* Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: обзор // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2017. Т. 25, № 1. С. 4-11.
4. *Григорьева Н.В., Рыскин Н.М.* Исследование синхронизации гиротрона в режиме жёсткого возбуждения на основе модифицированной квазилинейной модели // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. Т. 65, № 5. С. 406–419.

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ТИПА «U-ОБРАЗНЫЙ» ВОЛНОВОД

В.А. Губанов¹, А.В. Садовников¹

¹ Лаборатория «Магнитные Метаматериалы»,

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

Создание устройств обработки и хранения информационных сигналов на принципах магноники представляет большой интерес [1]. Расширение комплементарной базы элементов для логических устройств возможно при использовании различных методов управления элементарными элементами, а также использования разных геометрических форм объектов. Одним из возможных логических элементов может являться структура с нарушением трансляционной симметрии [2,3].

В данной работе будет показано влияние лазерного нагрева на распространение спиновых волн (СВ) в структуре типа «U-образный» волновод. Нагрев лазером проводился в области скруглены волновода. Создавались условия для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором поле прикладывалось вдоль оси x , и эффективного возбуждения обратной объемной магнитостатической волны (ОМСВ), при котором поле прикладывалось вдоль оси y .

Будет показано изменение характера распространения СВ при смещении области фокусировки лазерного излучения, которое демонстрируется с помощью карт распределения интенсивности СВ и выходных амплитудно-частотных характеристик.

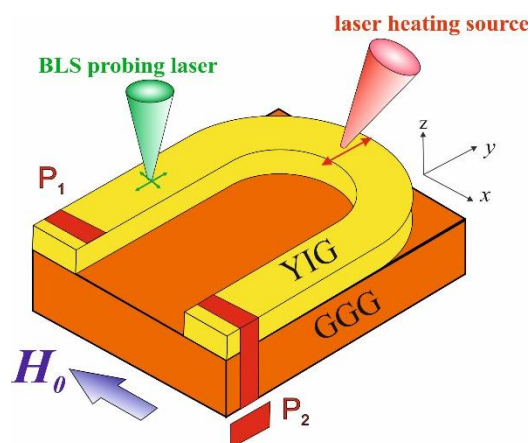


Рис. 1. Схематическое изображение структуры типа «U-образный» волновод.

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10191)

Библиографический список

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. //J. of Phys. D: Applied Physics, 43, 260301 (2010)
2. Sadovnikov A. V., Davies C. S., Kruglyak V. V., et al // Phys. Rev. B, 96, 060401(R) (2017).
3. Gubanov, V.A., Martyshkin, A.A., Sheshukova, S.E. et al. // Tech. Phys.2019 V.64 P.1636–1641.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ДИФФУЗИИ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ОТОБРАЖЕНИЯ-МУЛЬТИПАУТИНЫ

А.А. Дворцов¹, А.В. Савин¹

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: dv0rec2@gmail.com

В случае хаотического режима в консервативных системах его динамика в первом приближении может быть описана моделью случайных блужданий [1, 2], в связи с чем при описании этого процесса используется термин «диффузия». Исследование диффузии является одной из важных задач нелинейной динамики консервативных систем.

В работе рассмотрено отображение-мультипаутина (1). Это изображение может быть использовано для описания динамики частицы в постоянном магнитном поле B_0 , ориентированном вдоль оси z , и в волновом пакете $E(r, t)$, который распространяется под углом к B_0 . Но, оказывается, оно имеет и важный теоретический смысл, поскольку представляет из себя связанные отображение-паутину и стандартное отображение. Они соответствуют двум, дополняющим друг друга случаям в фазовом пространстве: в стандартном отображении невозмущённый Гамильтониан $H_0 = \frac{1}{2}I^2$, поэтому $\frac{d^2H_0}{dI^2} \neq 0$, а в случае отображения-паутины $H_0 = \omega_0 I$ и $\frac{d^2H_0}{dI^2} = 0$.

$$\begin{cases} u_{n+1} = v_n \sin \alpha + [u_n + K \sin(v_n - Z_n)] \cos \alpha \\ v_{n+1} = v_n \cos \alpha - [u_n + K \sin(v_n - Z_n)] \sin \alpha \\ \omega_{n+1} = \omega_n + K \beta^2 \sin(v_n - Z_n) \\ Z_{n+1} = Z_n + \alpha \omega_{n+1} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь переменные (u, v) отвечают отображению-паутине, (ω, Z) – стандартному, параметр β^2 отвечает за связь отображений между собой, K – за интенсивность внешнего воздействия.

При исследовании отображения-паутины, наиболее интересны случаи резонанса между внешним воздействием и собственной частотой осциллятора, когда на фазовом портрете получаются периодические структуры, обладающие так называемой симметрией кристаллического типа [3]. Это происходит только когда $\alpha = \frac{2\pi}{q}$ при $q = 3, 4, 6$.

Построены карты диффузии в плоскости (u, v) при разных значениях параметра воздействия K (рис. 1) для слабого взаимодействия. Здесь если в данной точке фазового пространства среднее количество итераций отображения, необходимое для удаления в фазовом пространстве точки от изначальной на расстояние dist , меньше некоторого числа N_{\min} , то пиксель покрашен чёрным, больше N_{\max} – белым. В остальных случаях пиксель окрашен в оттенок серого тем более тёмный, чем быстрее убегание.

Показано, что даже при малом взаимодействии структуры с квазикристаллической симметрией разрушаются при намного меньших значениях K , чем в соответствующем отображении-паутине. Также диффузия протекает

намного быстрее и в большем объеме фазового пространства, чем при том же значении K для отображения-паутины.

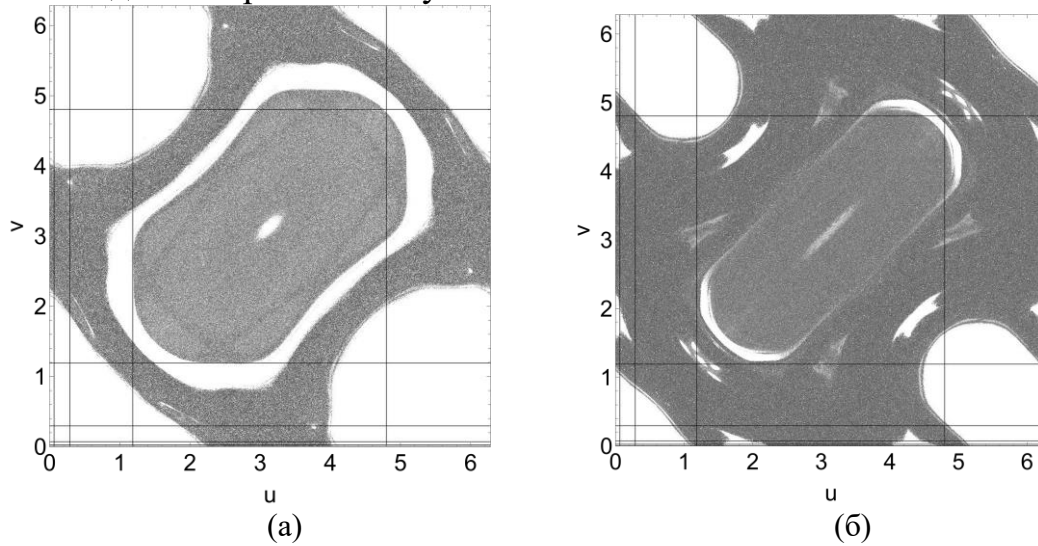


Рис.1. Карты диффузии отображения-мультипаутины а) $K = 1,5, q = 4, \beta^2 = 0,0001, N_{min} = 1, N_{max} = 4096, dist = 20\pi$. б) $K = 2, q = 4, \beta^2 = 0,0001, N_{min} = 1, N_{max} = 2048, dist = 20\pi$.

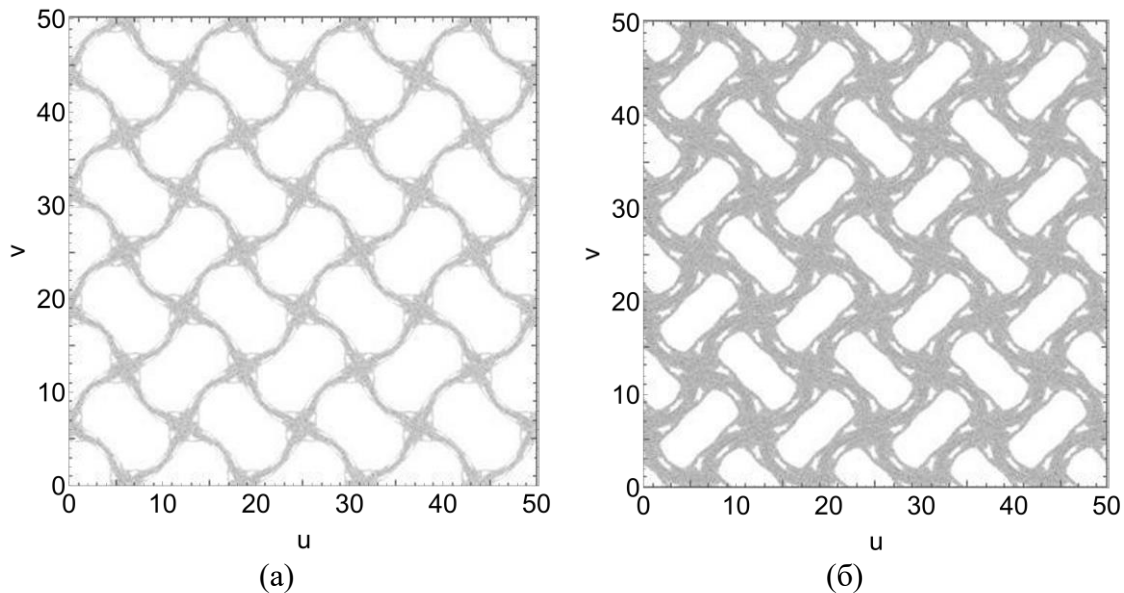


Рис.2. Карты диффузии отображения-паутины а) $K = 1,5, q = 4, N_{min} = 1, N_{max} = 256, dist = 6\pi$. б) $K = 2, q = 4, N_{min} = 1, N_{max} = 256, dist = 6\pi$.

Не смотря на то, что структура фазовых портретов при рассмотренных значениях K полностью состоит из хаотического моря, структуры карт диффузии остаются похожими на отображение-паутину без связи со стандартным.

Библиографический список

1. Райхл Л Е Переход к хаосу в консервативных классических и квантовых системах М. - Ижевск: Институт компьютерных исследований 2008, 756 с.
2. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З., Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. Москва: Наука, 1988.
3. Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев, Д.А. Усиков, А.А. Черников. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. Москва: Физматлит, 1983 , 235 с.

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПРОЦЕСС СВЧ-СТЕРИЛИЗАЦИИ МЕДИЦИНСКИХ ИНСТРУМЕНТОВ

**В.Б. Байбурин¹, В.А. Киркица¹, В.М. Дорошенко¹, А.А. Никифоров¹,
В.В. Комаров¹, М.И. Балакин²**

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

²АО «НПП «Алмаз»

E-mail: baiburinvb@rambler.ru, dorvalentina9@gmail.com, SKrkts@mail.ru,
ieeidirector@mail.ru, vyacheslav.komarov@gmail.com, balakinmaxim@gmail.com

Возможность применения электромагнитного СВЧ-излучения для обеззараживания металлических инструментов является актуальным направлением в науке. Важной частью исследования работы СВЧ-стерилизатора является оценка факторов, влияющих на эффективность процесса обработки. В докладе показаны результаты экспериментов по СВЧ-стерилизации медицинских инструментов, которые были заражены разными типами бактерий. Показано как учет расположения инструментов позволяет уменьшить мощность СВЧ-излучателя, проведено измерение температуры в рабочей области и измерены параметры шероховатостей инструментов до и после обработки. Были получены среднеарифметическое отклонение профиля (Ra), средняя ширина элементов профиля (Rs) и полная высота профиля шероховатости (Rt).

В данной работе рассматриваются экспериментальные данные работы СВЧ-стерилизатора, на основе метода описанного в работах [1, 2]. В работе использовалась экспериментальная модель СВЧ-стерилизатора, схема которого представлена на рис. 1. Контейнер, выполненный из жаропрочного радиопрозрачного материала с толщиной стенок 5 мм, и размерами 280×120×65 мм, он размещается в резонаторе с размерами 300×288×196 мм.

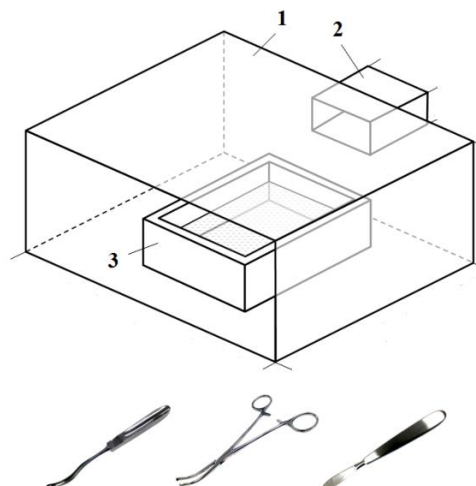


Рис.1. Геометрическая модель СВЧ-стерилизатора: объемный резонатор (1), стандартный волновод (2) и контейнер, заполненный водой (3).

В результате первой серии экспериментов, для инструментов, зараженных спорообразующими бактериями *V.antracoides* 1312 полная стерилизация была достигнута при мощности СВЧ-излучателя 1000 Вт. Обработке подвергались группы из 7 и 9 медицинских инструментов. Время обработки до достижения полной стерилизации составило 8 и 10 минут соответственно. Во второй серии экспериментов,

для инструментов, зараженных неспорообразующими бактериями *S.aureus* 209 P полная стерилизация достигалась при мощности излучателя 1000 Вт для групп из 5 и 7 инструментов за время обработки равное 5 и 8 минут соответственно. Далее была проведена еще одна серия экспериментов с учетом способа расположения инструментов. Объекты стерилизации размещались таким образом, чтобы исключить перекрытия и касания поверхностей инструментов, а также, учитывались результаты электро-динамического расчета тангенциальной напряженности электрического поля на поверхности обрабатываемых инструментов, погруженных в жидкость. При этом приемлемый диапазон верхнего слоя жидкости над поверхностью инструментов 0,5-1.5 мм. Эффект полной стерилизации был достигнут при пониженной мощности (900 Вт) за время обработки равное 10 мин. для группы из 8 инструментов.

Был проведен анализ влияния температуры воды на величину напряженности электромагнитного поля. Дополнительные исследования с помощью численной модели показали, что изменение температуры в пределах от 20°C до 100°C не оказывают существенного влияния на величину тангенциального электрического поля.

Для анализа влияния воздействия СВЧ-излучения на поверхности обрабатываемых инструментов было проведено исследование шероховатостей. Измерения проводили по трем параметрам - среднеарифметическое отклонение профиля (Ra), средний шаг неровностей (Sm) и наибольшая высота профиля шероховатости (Rmax). По полученным данным можно сделать вывод, что профиль до и после обработки не имеет значительных различий, следовательно, целостность рабочих поверхностей обрабатываемых инструментов не нарушается в процессе СВЧ-стерилизации.

Была проведена оценка температур воды и обрабатываемых инструментов в момент выемки их из стерилизатора. Максимальная температура была достигнута в жидкости и составила 79,3°C, минимальная температура была зафиксирована на поверхности инструментов и составила 36,5°C. Средняя температура в выделенной области равна 57,7°C. Это подтверждает, что стерилизация инструментов достигается не за счет термического воздействия, а в силу влияния электромагнитного СВЧ-излучения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00357, <https://rscf.ru/project/22-19-00357/>).

Библиографический список

1. Байбурин В.Б. СВЧ-энергия в задачах практической медицины // Актуальные вопросы биомедицинской инженерии: сборник материалов IV Всерос. науч. конф. для молодых ученых, студентов и школьников, Саратов, ИЦ «Наука», 2014. С. 178-181.
2. Байбурин В.Б., Терентьев А.А., Лунова И.О., Михайлин А.Ю. Исследование стерилизующего эффекта СВЧ излучения на фармакологические материалы // Электротехнология на рубеже веков: Сб.науч.статей по матер.конф. / СГТУ. – Саратов, 2001. – С.77-79.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТО- БЕТА-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С РАСПРЕДЕЛЁННЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

М.В. Елисов¹

¹Самарский университет, Самара, Россия

E-mail: maksimelisov2003@gmail.com

Фотовольтаика и бетавольтаика стали очень важными составляющими как для современных крупномасштабных систем выработки электроэнергии, так и для масштаба микроэлектроники с питанием мощности от нано-микроваттных источников энергии. Фотовольтаический модуль – это устройство, которое преобразует солнечный свет в электричество постоянного тока (DC) с помощью фотоэлектрического эффекта.

Эффективная оценка элементов и модулей и извлечение ключевых параметров в различных условиях эксплуатации могут быть определены моделью эквивалентной схемы и характеристиками ток–напряжение ($I-V$) и мощность–напряжение ($P-V$), по которым определяются возможности и перспективы применения.

Однако моделирование реальных фото- бета-вольтаических элементов отличается от идеальных вариантов учётом неидеальности составных частей, в частности распределением сопротивления, которое, в общем случае, зависит от слоевого сопротивления полупроводника, сопротивления контакта полупроводника, просветляющего покрытия и токосъёмными дорожками, базы.

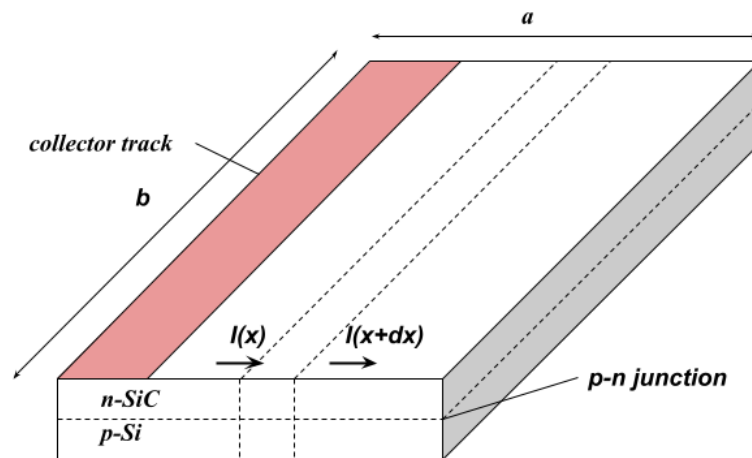


Рис. 1. Схема солнечного элемента с изображением токосъёмной дорожки

$$R_c = \rho \frac{a_1}{a_2 W} \quad (1)$$

Где ρ - удельное сопротивление полупроводника (фронтального n-слоя) a_1 , a_2 - размеры элемента поперёк и вдоль токосъёмной дорожки, W - толщина слоя.

Рассмотрена зависимость тока от напряжения при разной нагрузке. Для участка солнечного элемента шириной dx , ток нагрузки, протекающий через него, будет равен

$$dI_n = \left(I_{ph} - I_0 \left(e^{\frac{eU(x)}{AkT}} - 1 \right) \right) a_2 dx, \quad (2)$$

где $U(x)$ - потенциал фронтальной поверхности, изменяющийся по мере удаления от токосъёмной дорожки.

Ток нагрузки (load current)

$$I_l = \int_0^{U_{oc}} \left(I_{ph} - I_0 \left(e^{\frac{eU(x)}{AkT}} - 1 \right) \right) a_2 dx \quad (3)$$

Напряжение холостого хода (open circuit voltage)

$$U_{oc} = \frac{AkT}{e} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_0} + 1 \right) \quad (4)$$

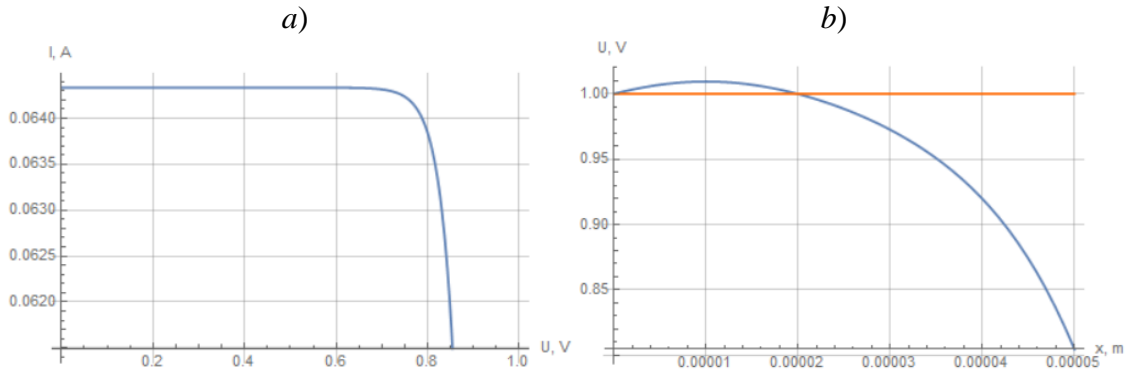


Рис. 2. (a) ВАХ (b) распределение напряжения в зависимости от расстояния от дорожки, где оранжевая линия - равномерное распределение

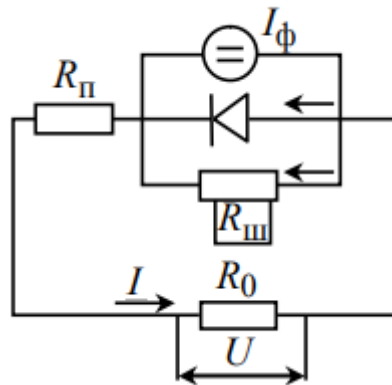


Рис. 3. Эквивалентная схема реального солнечного элемента

В данной работе предложена методология и рассмотрено компьютерное моделирование электрических свойств наночипов-генераторов полупроводникового преобразователя энергии на основе наноразмерных контактных гетеропереходов для обеспечения максимальной мощности в условиях распределения сопротивления. Представлена обобщенная эквивалентная схема для различных вариаций внутренних свойств и идентификации экспериментальных данных. Проанализировано влияние вида масштабирования и параметров моделей.

Автором созданы алгоритмы, программы на основе математической модели масштабирования вольтамперной и ваттвольтовой характеристик преобразователей с фото- и бета-генераторами. С помощью аналитической системы Wolfram Mathematica найдены параметры, при которых решение наиболее точно описывает экспериментальные данные с учётом поправок на распределение сопротивления.

Библиографический список

1. Афанасьев В. П., Теруков Е. И., Шерченков А. А. А94 Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. 2-е изд. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. 168 с. ISBN 978-5-7629-1106-1
2. *Sven Rißland, Otwin Breitenstein* Considering the Distributed Series Resistance in a Two-diode Model, *Data Energy Procedia*, Vol: 38 (2013) 167-175 ISSN: 1876-6102
3. Долгополов М.В., Елисов М.В., Раджапов С.А., Чипура А.С. Модели масштабирования электрических свойств фото- и бета-преобразователей с наногетеропереходами // *Computational Nanotechnology*. 2023. Т. 10. № 1. С. 138–146. DOI: 10.33693/2313-223X-2023-10-1-138-146

ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТАЯ ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА ТИПА ПЕТЛЯЮЩИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

И.А. Емелин¹, А.Ю. Мирошниченко², П.Д. Шалаев¹

¹АО «Научно-производственное предприятие «Алмаз».

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: ilya.emelin.1337@mail.ru

В процессе создания мощных ламп бегущей волны (ЛБВ) непрерывного действия миллиметрового диапазона длин волн наиболее сложные проблемы возникают при разработке конструкций замедляющих систем (ЗС). Часть энергии электромагнитных волн (СВЧ-волн) и часть кинетической энергии электронного потока в ЛБВ преобразуется в тепло на внутренних поверхностях ЗС: $Q = (P_{\text{пот.СВЧ}} + P_{I_{\text{эс}}})t$. Q – количество тепла, Дж, $P_{\text{пот.СВЧ}}$ – мощность потерь СВЧ-энергии в ЗС, Вт, $P_{I_{\text{эс}}}$ – мощность части тока электронного потока, осевшего на ЗС, Вт, t – время, с. В миллиметровом диапазоне, по сравнению с сантиметровым, возрастает удельная величина $P_{\text{пот.СВЧ}}$ относительно мощности отданной электронным потоком электромагнитному полю, что приводит к увеличению Q . Кроме этого, уменьшаются размеры ЗС, что снижает возможности отвода тепла от её деталей к охлаждаемым поверхностям. При увеличении выходной СВЧ-мощности ЛБВ миллиметрового диапазона, в результате увеличения Q и снижения возможности отвода тепла от деталей ЗС, возникает опасность их перегрева и снижения надёжности ЛБВ.

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.

Однако проблемы повышения выходной СВЧ-мощности ЛБВ миллиметрового диапазона не исчерпываются решением задач теплоотвода от внутренних деталей ЗС. Пролётные каналы в ЗС миллиметровых ЛБВ уменьшаются до диаметра 0,5...0,2 мм в диапазонах длин волн 5–1,5 мм. В прямоугольных пролётных каналах до таких же размеров уменьшаются оси поперечного сечения, параллельные узким границам канала. Но даже при таком уменьшении размеров пролётных каналов ЗС их сопротивление связи остаётся ниже 3–5 Ом. При таких значениях сопротивления связи электронный КПД ЛБВ обычно не превышает 5%. Увеличение выходной мощности достигается повышением плотности электронного тока в пролётных каналах ЗС и плотности тока эмиссии с катода. Это является причиной ограничений по величине выходной мощности, а также и снижения надёжности ЛБВ.

Известны предложения частичного решения проблемы повышения выходной мощности в многолучевых ЛБВ миллиметрового диапазона с ЗС типа петляющий волновод. Для этого предлагаются ЗС типа петляющий волновод для двух- и трёхлучевых ЛБВ [1-3]. Но все известные ЗС этого типа на каждом периоде имеют короткий прямолинейный участок волновода с отверстиями в широкой стенке для пролётных каналов. Длина этого прямолинейного участка равна или близка к четверти длины волны СВЧ-сигналов. На таком участке разместить более трёх пролётных каналов в реализуемых конструкциях нет возможности.

АО «НПП «Алмаз» предложена ЗС типа петляющий волновод, развитая в поперечном направлении относительно продольной оси ЗС [4]. От известных аналогов ЗС отличается тем, что длина каждого прямолинейного участка волновода между его изгибами больше длины этих участков в известных аналогах (больше четверти длины рабочей электромагнитной волны в волноводе). Она равна одному и тому же целому числу n длин волн электромагнитной волны в волноводе на средней частоте рабочего диапазона частот (f_{cp}). Имеющиеся в плоских участках широких сторон волновода отверстия образуют для прохождения электронных потоков $k = n \cdot m$ пролётных каналов, где m – целое число, количество пролётных каналов на длине волновода, равной одной длине электромагнитной волны на f_{cp} в волноводе. Синхронизм движения в ЗС электромагнитной волны на f_{cp} и электронных потоков обеспечивается при заданных в [4] размерах изгибов волновода и периодов ЗС.

Для расчёта электродинамических параметров предложенной ЗС можно воспользоваться методиками, которые использовались при проектировании известных аналогов ЗС. С учётом условий синхронизма [4] элементарные отрезки электронных потоков в соседних периодах ЗС будут попадать не в одну и ту же фазу электромагнитной волны (как в области ближайших к изгибам волноводов пролётных каналов), а в аналогичные фазы через целое число периодов волны.

В докладе дано описание принципа работы ЛБВ с такой ЗС и её преимуществ перед известными аналогами. Проанализированы особенности её проектирования, конструирования и разработки технологии производства.

Применение ЗС на петляющем волноводе, развитом в поперечном направлении относительно продольной оси, для увеличения выходной непрерывной мощности ЛБВ возможно как в миллиметровом, так и в сантиметровом диапазонах длин волн.

Библиографический список

1. *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.
2. *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.
3. *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.
4. *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.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ СЕРДЕЧНОГО РИТМА ИЗ СИЛЬНО ЗАШУМЛЕННЫХ ЗАПИСЕЙ НОЧНОГО МОНИТОРИНГА СНА

М.О. Журавлёв^{1,2}, А.Е. Руннова¹, А.Р. Киселев¹, О.М. Драпкина¹

¹Национальный медицинский исследовательский центр терапии и профилактической медицины Министерства здравоохранения

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

Применение новых методов нелинейной динамики в области медицины является в настоящее время одной из актуальнейших задач, в частности, одной из перспективных задач по применению таких методов является клиническая оценка сна пациентов [1, 2]. Одним из перспективных направлений внедрения автоматизированных методик анализа на основе методов нелинейной динамики является клиническая оценка сна, которую по сей день врачи-сомнологи проводят рутинным методом визуального анализа ночных полисомнограмм в соответствии с официальными стандартами [3, 4].

Одним из направлений анализа полисомнографических записей является исследования сердечного ритма пациента во время сна, при этом, оцениваются такие параметры, как частота сердечных сокращений (ЧСС) и вариабельность сердечного ритма (ВСР) [5]. В настоящее время, наиболее традиционным способом анализа ЧСС является выделение времени регистрации высшей точки R зубца на электрокардиограммы (ЭКГ) [5]. Данный метод хорош своей простотой и возможностью реализации даже на самых простых электронных схемах. В то же время, очевидно, что этот подход весьма затруднён в случаях аритмий, нарушениях сердечной проводимости и/или дыхательной недостаточности, когда R-зубец может быть существенно деформирован, изменяя свою выраженность и форму от цикла к циклу сердечного сокращения.

В рамках данной работы предлагается универсальный метод выделения ЧСС для длительных записей полисомнографии, основанный на нелинейном анализе колебательной структуры сигналов ЭКГ и фотоплетизмограммы (ФПГ), позволяющий детектировать динамику сердечного ритма с временным разрешением, превышающем таковое у классических методов. Кроме того, предлагаемый способ позволяет работать с сигналами даже при существенном зашумлении, позволяя отделять помехи от основной ритмической компоненты сердечной активности. Предложенный метод основан на разработанном ранее научной группой подходе к выделению и анализу колебательных паттернов на основе непрерывного вейвлетного преобразования [6–8]. С помощью анализа частотно-временной поверхности кардиограммы\фотоплетизмограммы определение сердечного ритма удаётся провести не только в моменты детекции R-зубцов (или аналогично, других характерных точек ЭКГ), а практически непрерывно по всему записанному сигналу. В работе продемонстрировано, что реализация метода позволяет выделить ритм сердечных сокращений с одинаково высокой точностью при анализе ЭКГ и ФПГ сигналов (см.

рис. 1), что, в свою очередь, открывает значительные перспективы для автоматического анализа параметров активности сердечно-сосудистой системы во время длительных записей ночного сна у пациентов при использовании простых наручных устройств типа часов или пальцевых датчиков, использующих записи ФПГ.

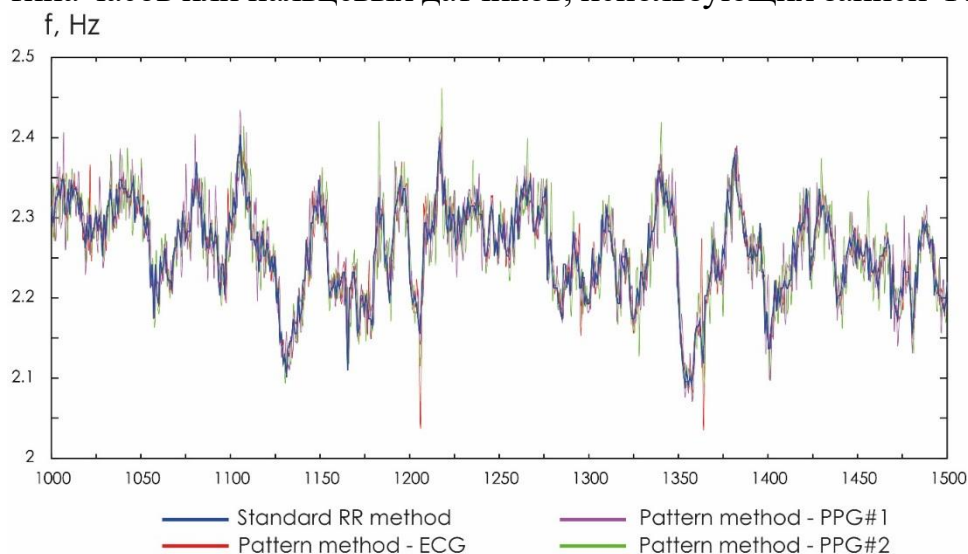


Рис. 1. Выделенный сердечный ритм из сигнала ЭКГ и ФПГ классическим методом и разработанным методом частотных паттернов.

Исследование проведено в рамках научной работы «Разработка алгоритмов распознавания маркеров нарушений дыхания во сне у пациентов с различными формами сердечно-сосудистой патологии», выполняемой в ФГБУ «НМИЦ ТПМ» Минздрава России в соответствии с государственным заданием Минздрава России на 2022-2024 гг.

Библиографический список

1. Tagluk M. E., Sezgin N., Akin M. // Journal of medical systems. – 2010. – V. 34. – P. 717-725.
2. Schaltenbrand N. et al. // Sleep. – 1996. – V. 19. – №. 1. – P. 26-35.
3. Carskadon M. A., // Principles and practice of sleep medicine. – 2011. – V. 5. – P. 16-26.
4. Carney P. R., Berry R. B., Geyer J. D. (ed.). Clinical sleep disorders. – Lippincott Williams & Wilkins, 2005.
5. Malik M. // Annals of Noninvasive Electrocardiology. – 1996. – P. 1. – №. 2. – P. 151-181
6. Runnova A. et al. // Scientific reports. – 2021. – V. 11. – №. 1. – P. 18505.
7. Simonyan M. et al. // The European Physical Journal Special Topics. – 2022. – P. 1-8.
8. Sergeev K. et al. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. – 2021. – V. 31. – №. 7. – P. 073110.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖПОЛУШАРНЫХ РАЗЛИЧИЯ НА ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММЕ У ДОНОШЕННЫХ И ПОЗДНИХ НЕДОНОШЕННЫХ НОВОРОЖДЕННЫХ В ПЕРВЫЕ ДНИ ПОСТНАТАЛЬНОЙ ЖИЗНИ

А.С. Акимова¹, М.А. Симонян², О.С. Панина², А.Е. Руннова²

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

²*Саратовский государственный медицинский университет имени В. И. Разумовского*
E-mail: superlesenok@inbox.ru

Особое внимание и интерес учёных в настоящее время привлекает изучение функционирования головного мозга в самом начале онтогенеза, иными словами, в первые дни жизни новорожденных [1-4]. Учитывая слабую развитость отклика сенсорных систем в этот период, особо важным становится анализ структуры активности головного мозга при переходе от сна к бодрствованию и изменение объективных характеристик головного мозга при этом. Наиболее часто в качестве характеристики мозговой активности используется сигнал электроэнцефалографии (ЭЭГ), что связано с дешевизной и простотой реализации данного вида записи. Анализ вариаций сигнала ЭЭГ также помогает в расшифровке вариаций процессов развития мозга у новорожденных, включая рожденных ранее обычного срока.

Данная работа посвящена изучению появления и первичной динамики маркеров глубокого сна у детей первой недели жизни различного срока гестации с точки зрения классического частотно-временного анализа. Кроме того, рассматривается вопрос о возможности создания системы единой объективной детекции и оценки качества сна новорожденных детей на основе автоматического анализа ЭЭГ.

Сбор экспериментальных данных был осуществлен в рамках клинического исследования, которое выполнялось на базе ФГБОУ ВО Саратовский Государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского Минздрава России (Саратов, РФ) и было одобрено локальным Комитетом по Этике. Все новорожденные были разделены на группы I и II в соответствии со сроком гестации 38 – 41 и 34 – 36 недели, соответственно. Каждый ребенок из группы I дважды прошёл неинвазивную и безболезненную процедуру функционального мониторинга через 8 часов и на 10 сутки после рождения. Новорожденные из группы II проходили аналогичный мониторинг только на 10 сутки после рождения. При проведении мониторинга ребенок располагался в кровати. Данные многоканального поверхностного мониторинга биомедицинских сигналов (ЭЭГ, ЭОГ, ЭКГ, ЭМГ левая рука, ЭМГ правая нога) регистрировались с помощью электроэнцефалографа «Энцефалан-ЭЭГР-19/26» (ООО «Медиком МТД», Россия). Все записи были дополнены протоколом врача-исследователя, в котором подробно описано состояние ребенка – визуально и на базе «ручного» анализа показателей сердцебиения и т.д. определялся три типа состояния: состояниях бодрствования (AW), активного сна (AS), глубокого сна (QS) [5].

Для изучения частотно-временных характеристик электроэнцефалографии было использовано классическое непрерывное вейвлетное преобразование, позво-

ляющее оценить динамику мощности колебательной активности в различных частотных интервалах с хорошим временным разрешением [6]. При этом, частотно-временные характеристики оценивались в традиционных частотных диапазонах, а именно дельта, тета, альфа, бета1, бета2, гамма, определяемым согласно принятым сегодня нейрофизиологическим представлениям [7]. При этом, многоканальные записи ЭЭГ были разделены на несколько зон. Физиологическое состояние бодрствования позволяет различить детей всех трёх подгрупп за исключением усреднений по зонам LTL и RH. В то же время в состоянии сна достоверно различить разницу возраста в 10 дней у доношенных детей не представляется возможным. В то же время интересно, что при относительно «слабом» усреднении (до полушарий) удаётся видеть достоверную статистическую разницу этих же детей с детьми, рожденными немного ранее 40 недель, для состояния QS, а для состояния AS – эта разница сохраняется даже при усреднении по всему левому полушарию.

зона	обозначение	каналы ЭЭГ
правая височная зона	$\varepsilon_{\Delta f} \text{RTL}$	F7, F3, T3
левая височная зона	$\varepsilon_{\Delta f} \text{LTL}$	F8, F4, T4
затылочная зона	$\varepsilon_{\Delta f} \text{OL}$	P3, Pz, P4, O1, Oz, O2
правое полушарие	$\varepsilon_{\Delta f} \text{RH}$	Fp1, F7, F3, T3, C3, T5, P3, O1
левое полушарие	$\varepsilon_{\Delta f} \text{LH}$	Fp2, F8, F4, T4, C4, T6, P4, O2

Таблица. 1. Оценки средней энергии колебательных режимов в частотных диапазонах $\Delta\delta$, $\Delta\theta$, $\Delta\alpha$, $\Delta\beta_1$, $\Delta\beta_2$, $\Delta\gamma$ для пространственных зон скальпа правой и левой височной, затылочной зон, а также правого и левого полушарий.

Работа выполнена в рамках финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-22-00517).

Библиографический список

1. Pichler G., Schmölder G. M., Urlesberger B. // *Frontiers in pediatrics*. – 2017. – V. 5. – P. 29.
2. Plomgaard A. M. et al. // *PLoS One*. – 2017. – V. 12. – №. 3. – P. e0173440.
3. Kenosi M. et al. // *Journal of Perinatology*. – 2018. – V. 38. – №. 3. – P. 264-270.
4. Pavlidis E., Lloyd R. O., Boylan G. B. // *Developmental neuroscience*. – 2017. – V. 39. – №. 1-4. – P. 23-35.
5. Lloyd R. O. et al. // *Pediatric research*. – 2016. – V. 80. – №. 3. – P. 382-388.
6. Hramov A. E. et al. *Wavelets in neuroscience*. – Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2015.
7. Garcia-Losarcos N., Vuppala A., Loparo K. // *Neurocritical Care Informatics: Translating Raw Data into Bedside Action*. – 2020. – P. 79-109.

СТРОЕНИЕ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ МЕТИЛЗАМЕЩЕННЫХ ПИРИДО[1,2-А]ПИРИМИДИНОВЫХ СИСТЕМ

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

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

Пиридо[1,2-а]пиримидиновые системы обладают широким спектром биологической и фармакологической активности. Исследуемые образцы пиридо[1,2-а]пиримидиновых систем получены нами методом синтеза путём одностадийной трехкомпонентной реакции аминопиридина, малонитрила и ароматических альдегидов. Полученные таким образом продукты реализовывались в виде смеси 2-(2-метилфенил(пиридин-2-иламино)метил-малонитрилов (I) и их незациклизированных форм 4-амино-2-(2-метилфенил)-6Н-пиридо[1,2-а]пиримидин-3-карбинитрилов (II) [1].

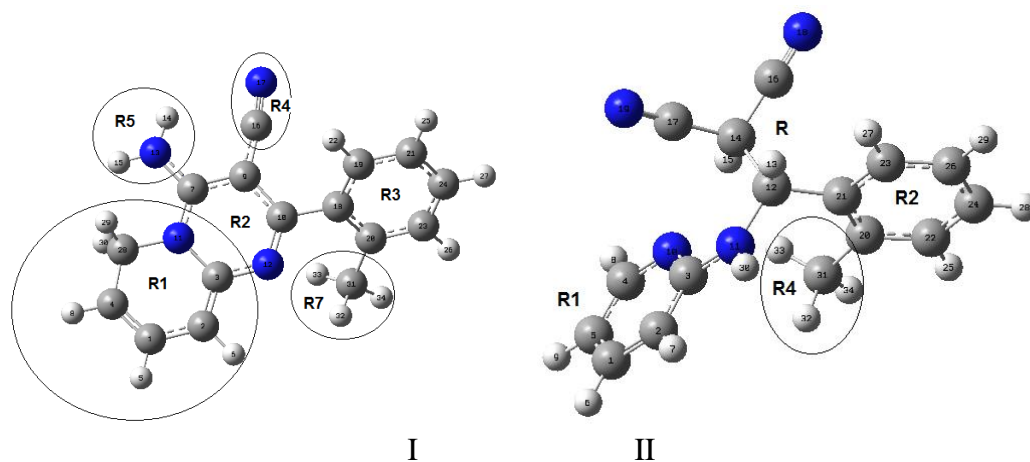


Рис. 1. Геометрическое строение молекул I и II

Методом теории функционала плотности B3LYP/6-31g(d) [2,3], реализованным в программном пакете GAUSSIAN'03 [4] проведено моделирование геометрической структуры и ИК спектров соединений в гармоническом приближении. Масштабирование частот не проводилось. Рассчитаны геометрические параметры исследуемых соединений. Их строение дано на рис.1 (атомы O выделены красным, C - серым цветом). Интерпретированы ИК спектры смесей соединений и установлено наличие этих соединений в смеси. В частности, интенсивным полосам 2205 см^{-1} измеренного спектра (рис.2) соответствуют колебания связей $Q_{R4}(C\equiv N)$ и $Q_{R2R4}(CC)$ - с рассчитанной частотой 2205^1 соединения I, а полосе 1648 и – плоские деформационные колебания группы R5 соединения I с рассчитанной частотой 1614 см^{-1} соединения I. Интенсивным полосам 2205 см^{-1} измеренного спектра (рис.2) соответствуют колебания связей $Q_{R4}(C\equiv N)$ и $Q_{R2R4}(CC)$ - с рассчитанной частотой 2205^1 соединения I, а полосе 1648 и – плоские деформационные колебания группы R5 соединения I с рассчитанной частотой 1614 см^{-1} соединения I. Интенсивной полосе 1313 см^{-1} измеренного спектра соответствуют неплоские колебания группы R с рассчитанной частотой 1344

cm^{-1} соединения II, а полосам 795 cm^{-1} - неплоские колебания кольца R1 с рассчитанной частотой 779 cm^{-1} соединения II. Перечисленные полосы измеренных ИКС являются спектрально-структурными признаками соединений смеси.

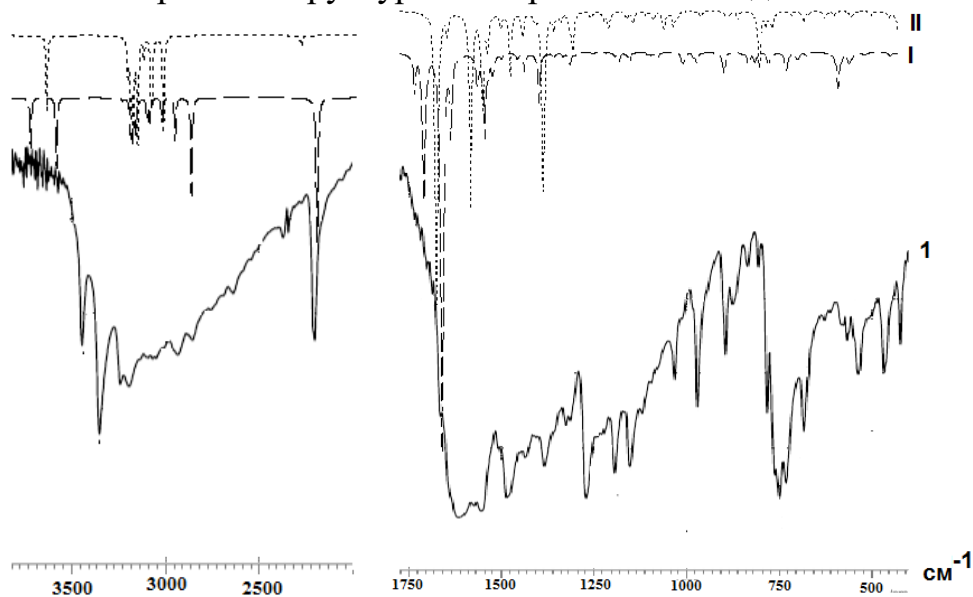


Рис.2. ИК спектры: экспериментальный (1) и теоретические (I, II)

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. Ивонин М. А., Тюлькина И. Р., Мещерякова А. А., Бурыгин Г. Л., Сорокин В. В. Трехкомпонентный синтез новых аминоцианов ряда пиродопиримидина Химия биологически активных веществ. 2019. Р. 134-135.
2. Кон В. Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности// УФН. 2002, Т.172, №3. С. 336–348.
3. Попл Дж. А. Квантово – химические модели// УФН. 2002, Т.172, №3. С. 349–356.
4. Frisch J., Trucks G.W., Schlegel H.B. Gaussian03, Revision B.03; Gaussian, Inc., Pittsburgh PA. 2003. 302 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХАЗОРНОГО ДВУХЧАСТОТНОГО РЕЗОНАТОРА

Е.В. Иргискин, В.А. Царев, А.Ю. Мирошниченко

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: irgiskinautostar@mail.ru

Перспективными в вакуумной СВЧ электронике являются конструктивные решения, способствующие улучшению основных характеристик СВЧ прибора, таких как КПД и выходная мощность, при уменьшенных габаритных размерах электродинамической системы [1]. В данной статье рассматривается двухазорный резонатор многолучевого клистрона, работающий одновременно на двух кратных частотах. Такой резонатор, в отличие от двухчастотного одноазорного резонатора [2], характеризуется повышенным характеристическим сопротивлением ρ и собственной добротностью Q_0 при работе, как на основном, так и на высших видах колебаний [3].

Основной целью данной работы является исследование поведения основного и первого высшего видов колебаний в многоканальном двухазорном резонаторе со ступенчато-неоднородной формой корпуса, необходимой для осуществления высокоэффективного режима взаимодействия пучка электронов с ВЧ полем на двух кратных частотах (2450 МГц и 4900 МГц), соответствующих π и 2π видам колебаний, возбуждаемых в зазорах резонатора. Предлагаемая конструкция резонатора имеет широкие возможности для настройки на кратные частоты, благодаря наличию трёх регулировочных элементов: подстроечной шайбы 5, емкостного элемента подстройки 6 и дополнительных объёмов в корпусе резонатора, обеспечивающих изменение резонансной частоты π вида колебаний (рис. 1).

Для проектирования резонатора использовалась трёхмерная среда моделирования CST Microwave Studio [4].

В таблице 1 указаны основные параметры исследуемого двухчастотного резонатора.

Табл. 1. Результаты моделирования двухазорного резонатора с двумя кратными резонансными частотами.

№	Тип колебаний	Частота, GHz	Характеристическое сопротивление ρ , Ом	Добротность, Q_0
1	π	2,45	230	2084
3	2π	4,90	129	4820

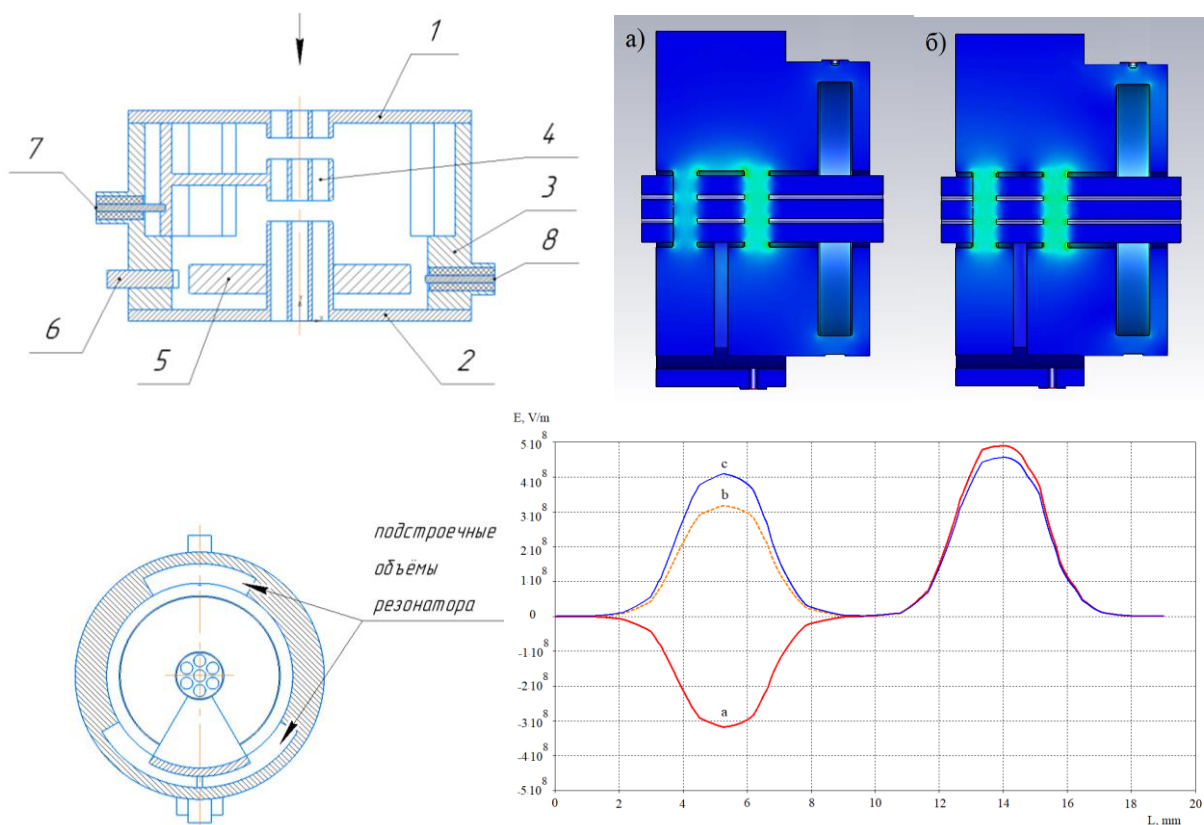


Рис. 1. Слева: схема основных конструктивных элементов резонатора, где: 1-верхняя крышка, 2-нижняя крышка, 3-внешнее кольцо, 4-втулка, 5-подстроечная шайба, 6-силиконовая подстройка, 7-выход сигнала π вида колебаний, 8-выход сигнала 2π вида колебаний; справа: а) – картина электрического поля на частоте 2,45 ГГц, б) – картина электрического поля на частоте 4,9 ГГц и зависимости напряжённости электрического поля от длины пространства взаимодействия для трех основных мод колебаний.

Уменьшенные размеры данного типа резонатора и его хорошие электродинамические параметры позволяет использовать его в перспективном на сегодня классе многолучевых клистронов, применяющихся в бортовых радиосистемах связи, навигации и радиолокации, а также в устройствах СВЧ нагрева.

Библиографический список

1. Smith M. J., Phillips G. // Power Klystron Today. 1995. P. 115
2. Сенчугов В.А., Царев В.А. // Молодой ученый. 2011. Т. 1. №3-26. С. 80.
3. Korolev A.N., Mamontov A.V., Simonov K.G. // EPAC08 Conf.Proc.C0806233. 2008. P.529-531.
4. Курушин, А.А., Пластиков А.Н. // Проектирование СВЧ устройств в среде CST MWS. 2010. С.8-97.

КЛАССИФИКАЦИЯ ФАЗ СНА С ПОМОЩЬЮ ПОЛНОСВЯЗНОЙ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Ю.М. Ишбулатов^{1,2}, А.М. Вахлаева^{1,2}, В.И. Пономаренко^{1,2},
М.Д. Прохоров¹

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

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

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Расстройства сна снижают качество жизни и ведут к развитию сопутствующих заболеваний, в частности заболеваний сердечно-сосудистой системы. Полисомнографические исследования – общепринятый способ диагностики заболеваний сна, ключевым этапом которого является детектирование фаз сна в режиме реального времени.

Существует значительное количество автоматических алгоритмов детектирования сна, в том числе основанных на применении машинного обучения к анализу полиполисомнографических данных, включающих электроэнцефалограммы (ЭЭГ) [1-3]. Однако мы не обнаружили литературных данных, посвященных адаптации к данной задаче спайковых нейронных сетей, хотя их структура наиболее приближена к структуре исследуемого объекта, что позволяет надеяться на более высокую точность классификации. Еще одной важной задачей является переход к минимальному количеству анализируемых сигналов с целью снизить требования к стоимости полисомнографического оборудования и повысить комфорт пациентов.

В работе решалась задача бинарной классификации 30-секундных эпизодов быстрого и глубокого сна по сигналу отведения О1 ЭЭГ. Использовалась полносвязная сеть спайковых LIF-нейронов [4] с единственным скрытым слоем. Входной слой включал 300 нейронов, скрытый слой – 1000 нейронов, выходной слой – 2 нейрона. Сигнал ЭЭГ предобрабатывался прямоугольным полосовым фильтром с полосой пропускания 1-5 Гц и перебирался до частоты дискретизации 10 Гц. Обучение нейронной сети производилось методом суррогатного градиентного спуска [5]. Обучение и тестирование модели выполнялось на размеченной базе данных, включавшей 13243 30-секундных эпизода, 85 % которой использовалось для обучения нейронной сети, а 15 % для тестирования. Точность детектирования эпизодов быстрого и глубокого сна составила 92 %.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00150, <https://rscf.ru/project/22-22-00150/>.

Библиографический список

1. Cheng Y.-H., Lech M., Wilkinson R.H. // Sensors. 2023. V. 23. P. 3468.
2. Ronzhina M., Janoušek O., Kolářová J., Nováková M., et al. // Sleep Med. Rev. 2012. V. 16. P. 251.
3. Alsolai H., Qureshi S., Iqbal S.M.Z., Vanichayobon S., et al. // IEEE Access. 2022. V. 10. P. 79419.
4. Abbott L.F. // Brain Research Bulletin. 1999. 50(5–6). P. 303.
5. Zenke F., Vogels T.P. // Neural Computation. 2021. V. 33 (4). P. 899.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

А.А. Казанков¹, И.В. Фролов^{1,2}, В.А. Сергеев^{1,2}

¹Ульяновский государственный технический университет

²УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: kazankov1992@gmail.com

Закономерности и особенности электрического пробоя p - n переходов постоянно находятся в поле зрения исследователей, поскольку явление электрического пробоя лежит в основе принципа работы различных классов полупроводниковых приборов [1]. Одной из наиболее интересных особенностей электрического пробоя p - n переходов является его неоднородный характер и зависимость от времени. Электрический пробой начинает развиваться не одновременно по всей площади p - n перехода, а в отдельных локальных областях, которые получили название микроплазм. Таким образом, микроплазменный пробой происходит в основном в областях протяженных дефектов, пересекающих активную область, и это явление сопровождается люминесценцией. Это могут быть вакансии, дислокации, включения второй фазы, неоднородности в распределении легирующих примесей, наличие амфотерных примесей. Помимо этого, дислокации являются центрами осаждения примесей, при этом коэффициенты диффузии примесей вдоль дислокаций повышены. Люминесценция в режиме электрического пробоя также характерна и для светоизлучающих диодов на основе различных гетероструктур [2, 3].

Авторами разработана экспериментальная установка, в которой люминесценция регистрируется модулем от IP-видеокамеры со смонтированными ПЗС-матрицей SC5239S (2560 × 1440 пикселей) и SoC - контроллером GK7205. С целью повышения чувствительности и снижения шумов предусмотрено дополнительное охлаждение ПЗС-матрицы. При наблюдении люминесценции изображение с ПЗС-матрицы передается на персональный компьютер по интерфейсу Ethernet для визуальной фиксации, сохранения и обработки результатов.

Для подачи обратного смещения на исследуемые структуры используется специально разработанный источник питания с «мягким» ограничением обратного тока для предотвращения возникновения теплового пробоя.

В качестве объектов исследования выбраны светодиоды синего цвета свечения ТО-3216BC-BF, ТО-3216BC-PG зеленого цвета свечения. На рис. 1 представлены экспериментальные результаты измерений пространственного распределения люминесценции в режиме пробоя по поверхностям кристаллов.

Для светодиода ТО-3216BC-BF получено пространственное распределение профиля люминесценции при обратном токе $I_{обр} = 300$ мкА, при этом обратное напряжение $U_{обр} = 28,6$ В. Из рис. 1 (а) видно, что излучение локализуется в узкой области кристалла. Это свидетельствует о локализации обратного тока утечки светодиода вблизи контактной площадки металлизации.

Для светодиода ТО-3216BC-PG характерно наличие на поверхности кристалла нескольких областей с люминесценцией различной интенсивности. На рис. 1 (б) приведено пространственное распределение профиля люминесценции по кристаллу при обратном токе $I_{обр} = 70$ мкА, при этом обратное напряжение $U_{обр} = 63,9$

В. При плавном изменении обратного смещения наблюдаются динамические флуктуации интенсивности излучения отдельных областей. Также следует отметить наличие большего количества локальных областей у светодиодов ТО-3216BC-PG по сравнению со светодиодами ТО-3216BC-BF.

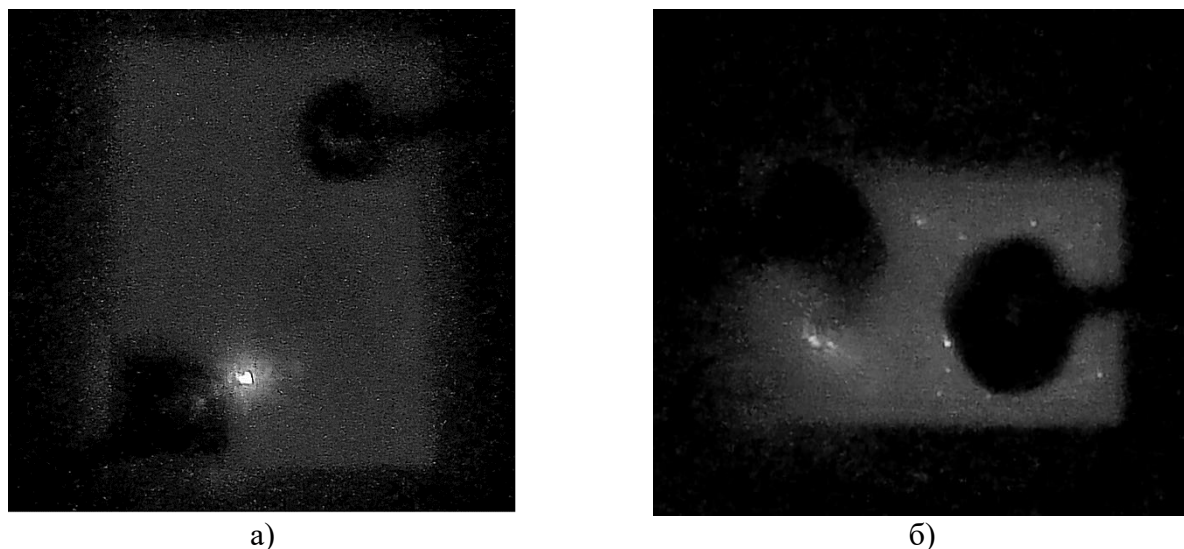


Рис. 1. Профили распределения люминесценции в режиме электрического пробоя по поверхностям кристаллов светодиодов ТО-3216BC-BF (а) и ТО-3216BC-PG (б)

В работе выполнено исследование распределение люминесценции в режиме электрического пробоя по кристаллам зеленых и синих InGaN светодиодов. Показана возможность обнаружения локальных областей возникновения токов утечки в кристаллах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН

Библиографический список

1. Старосельский, В.И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники : учеб. пособие / В. И. Старосельский - М. : Высшее образование; Юрайт-Издат, 2009. – 463 с.
2. Велецук В.П., Власенко А.И., Киселюк М.П., Ляшенко О.В. Микроплазменный пробой InGaN/GaN-гетероструктур мощных светодиодов // Журнал прикладной спектроскопии. 2013. Т. 80. № 1. – С. 121–127.
3. Liu, Y., Luo, W. Micro-plasma noise of 30 krad gamma irradiation broken-down GaN-based LED // J. Semicond. 2018. V.39 P. 074005.

ПОВЫШЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ НИЗКОВОЛЬТНОГО МНОГОЛУЧЕВОГО КЛИСТРОНА Ku-ДИАПАЗОНА

А.Д. Калачев¹, В.А. Царев^{1,2}

¹Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз»

²Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: anton_kalachev90@mail.ru

Низковольтные многолучевые клистроны (НМЛК) на протяжении многих лет применяются в качестве усилителей СВЧ-мощности для оконечных каскадов передатчиков радиолокационных систем различного назначения, работающих в *Ku*-диапазоне частот. НМЛК обладают следующим рядом преимуществ: малые габариты и масса, низкие питающие напряжения, широкий рабочий диапазон частот и высокая удельная мощность [1], [2]. В настоящее время коэффициент полезного действия (КПД) подавляющего большинства промышленно выпускаемых приборов этого типа составляет не более 30 %. Разработка НМЛК, предназначенных для работы в *K*- и *Ka*-диапазонах частот, возможна лишь при наличии методов дальнейшего повышения их выходной мощности и коэффициента полезного действия при неизменных массогабаритных параметрах.

Одним из способов повышения КПД в многорезонаторном клистроне является формирование слетающегося сгустка с тем, чтобы электроны приходили в выходной резонатор с минимальным разбросом скоростей. Известен ВАС-метод улучшения группировки электронов («Bunching, Alignment, Collecting»), согласно которому плотность конечного сгустка увеличивается за счет специальных частотных расстроек резонаторов группирователя [3]. Так, применение концепции ВАС-метода при разработке миниатюрного многолучевого клистрона с резонаторной системой, содержащей два кластерных двухзачорных резонатора, позволило достигнуть величины электронного КПД порядка 58 % [4].

В данной работе рассматривается низковольтный многолучевой клистрон, резонаторная система содержит девять призматических однозачорных резонаторов. Расчет выходных параметров прибора (рис. 1) проводился в одномерной программе DISKLY [5], основанной на дисковой модели клистрона. Прибор работает при ускоряющем напряжении $U_0 = 3$ кВ. Ток катода составляет $I_{\text{кат}} = 800$ мА. Резонансные частоты второго, третьего и четвертого резонаторов выбирались выше центральной частоты полосы усиления для формирования ядра сгустка. В то же время периферийные электроны, двигаясь между этими резонаторами приближаются к ядру сгустка. Пятый резонатор был настроен на частоту ниже центральной частоты рабочей полосы частот с тем, чтобы уменьшить разброс скоростей электронов в ядре и не допустить его разрушения, пока происходит сбор периферийных электронов. Для окончательной группировки электронов после колебания ядра сгустка остальные резонаторы группирователя были настроены на частоты, превышающие среднюю частоту полосы усиления.

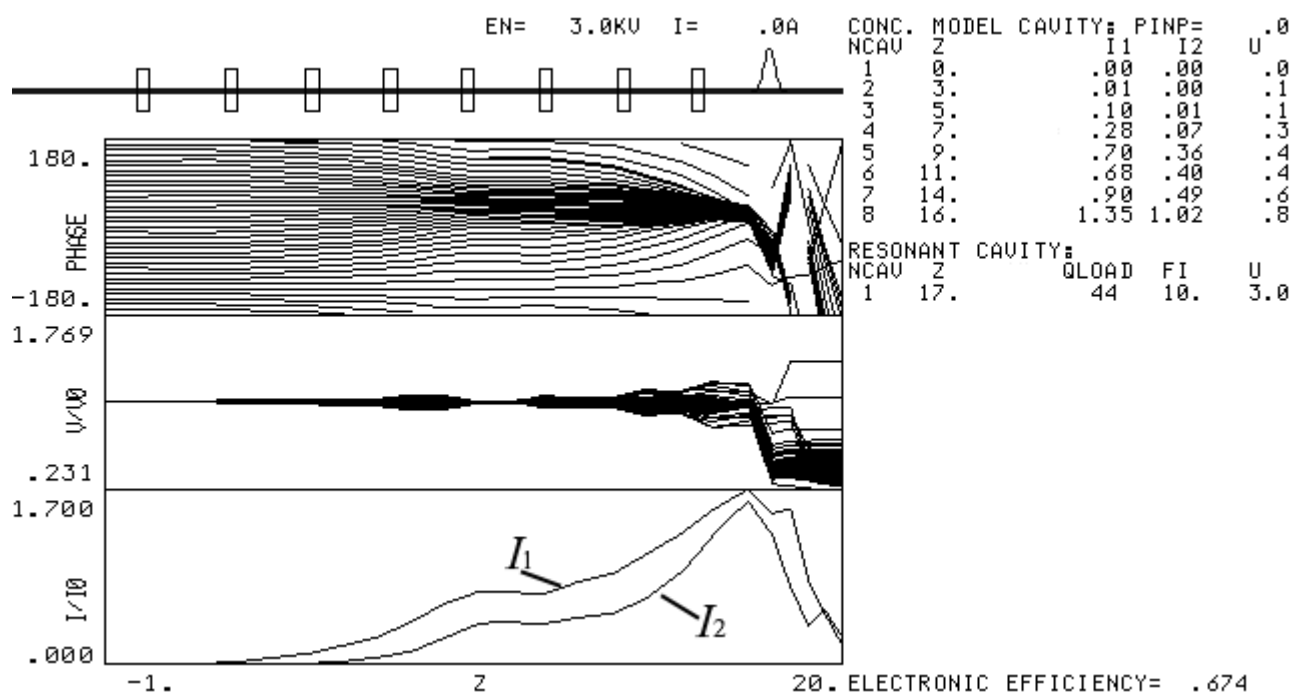


Рис. 1. Фазовая диаграмма группирования и графики зависимостей нормированных амплитуд гармоник конвекционного тока и нормированной скорости электронного потока от продольной координаты НМЛК

Представлены результаты моделирования девятирезонаторного НМЛК, работающего в Ku -диапазоне частот. Показано, что применение схемы расстроек резонансных частот резонаторов группирователя прибора, построенной на основе ВАС-метода, позволяет достигнуть величины электронного коэффициент полезного действия равной 67,4 %.

Библиографический список

1. Закурдаев А.Д. Мощные малогабаритные и миниатюрные многолучевые клистроны для бортовых РЛС // Радиотехника. 2006. №3. С. 31–33.
2. Калачев А.Д., Царев В.А. Широкополосный малогабаритный многолучевой клистрон Ku -диапазона // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2023. Вып. 1 (557). С. 34-45.
3. Guzilov I. VAS Method of Increasing the Efficiency in Klystrons // IEEE Vacuum Electron Sources Conference (IVESC2014), Russia, Saint Petersburg, June 29-July 4, 2014.
4. Калачев А.Д., Царев В.А. Пути повышения комплекса выходных параметров миниатюрного многолучевого клистрона Ku -диапазона // «Электроника и микроэлектроника СВЧ»: Сборник трудов XII Всероссийской научно-технической конференции / СПбГЭТУ «ЛЭТИ». – Санкт-Петербург, 29 мая – 2 июня 2023 г. – С. 268 – 271.
5. Teryaev V.E. DISKLY code for calculation and optimization of klystrons // Proceedings of the Int. Workshop on Pulsed RF Power Sources for Linear Colliders (RF-93). July 1993. Dubna. Russia. Pp. 161–166.

ПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ НА ОСНОВЕ ПОЛИАНИЛИНА

**Т.Я. Каратышова, К.Ю. Пресняков, Н.А. Бурмистрова,
М.В. Гавриков, О.А.Х. Хассун, А.Ж.К. Аль-Алвани, В.Н. Миронюк,
Е.Г. Глуховской**

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: tatochka338@gmail.com*

Синтез проводящих полимеров, к числу которых относится и полианилин (ПАНИ), значительно ускорил развитие гибкой электроники [1-2]. При создании новых устройств решается важная технологическая задача по формированию высокоупорядоченных мономолекулярных слоев. Среди различных способов получения тонких пленок технология Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) выделяется простотой реализации и контроля сформированных слоев [3-6].

Соединения полианилина, как правило, не являются поверхностно-активными веществами (ПАВ) и практически не меняют поверхностного натяжения водной субфазы. В настоящей работе предложена и апробирована стратегия контроля степени сжатия плавающих слоев такого типа соединений путем добавления малой доли арахидиновой кислоты (АК). Присутствие молекул ПАВ в составе плавающего ленгмюровского слоя позволяет проявить и измерить изменение поверхностного давления, которое происходит при переупаковке молекул АК. Таким образом, контроль степени сжатия плавающего слоя ПАНИ осуществлялся по изменению поверхностного натяжения, создаваемого молекулами АК. В настоящей работе плавающие ленгмюровские слои протонированной эмеральдиновой формы ПАНИ с добавлением малой доли арахидиновой кислоты (АК) были исследованы методом изотерм сжатия.

Плавающие слои смеси ПАНИ:АК переносились на стеклянные подложки с системой встречно-штыревых электродов методом Ленгмюра-Шеффера, после чего исследовались их проводящие свойства методом вольтамперных характеристик (ВАХ). Исследована зависимость проводимости пленок ПАНИ:АК от толщины (количества актов переноса), которая увеличивалась на несколько порядков при увеличении толщины плёнки. Предложена феноменологическая модель, согласно которой сильная зависимость проводимости пленок малой толщины является следствием «залечивания» разрывов в предыдущем слое при нанесении поверх него следующего слоя.

На рисунке 1 представлены ВАХ пленок, полученных путем переноса 1, 3 и 8 единичных слоев. Видно, что проводимость имеет сверхлинейную зависимость от числа слоев в пленке.

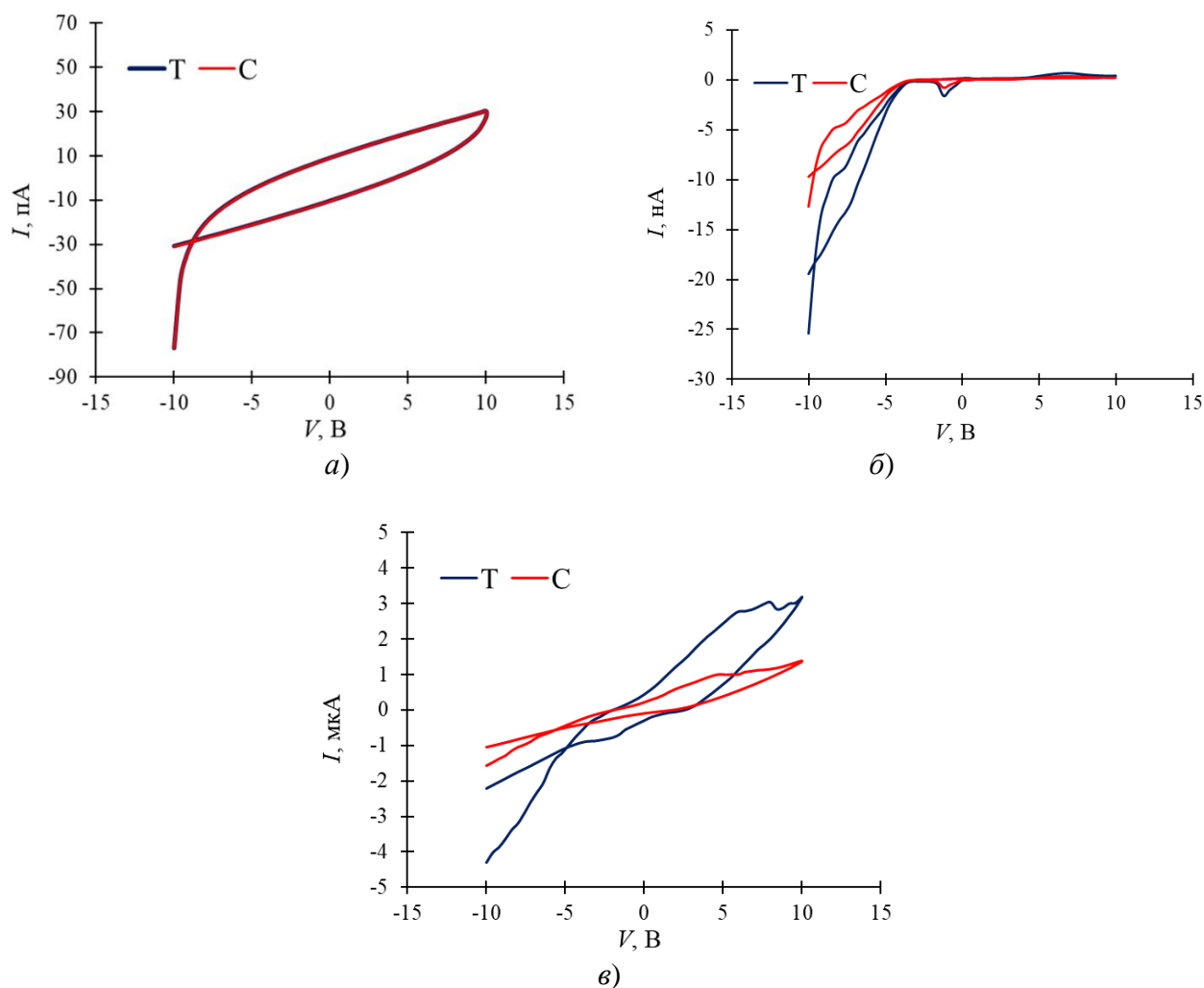


Рис. 1. Темновые и световые ВАХ пленок на основе смеси ПАНИ:АК, содержащих 1 (а), 3 (б) и 8 (в) слоев

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета

Библиографический список

1. Pan F., Wang S. [et al.], An All-Solid-State Flexible Supercapacitor Based on MXene/MSA Ionogel and Polyaniline Electrode with Wide Temperature Range, High Stability, and High Energy Density, *J. Molecules*, 28 (4) (2023) 1-13
2. Tran V. V. [et al.], Recent Developments and Implementations of Conductive Polymer-Based Flexible Devices in Sensing Applications, *Polymers*. 14 (18) (2022) 1-29.
3. Al-Alwani A. J. K., Mironyuk V. N., Al-Hassani A. J. [et al.], *Liq. Cryst. and their Appl.* 21 (4) (2021) 74–84.
4. Mironyuk V. N., Al-Alwani A. J. K., Begletsova N. N. [et al.], Modeling of the interaction of porphyrin molecules in a nonpolar solvent, *J. Phys.: Conf. Ser.* 2086 (1) (2021) 1-5.
5. Morales D. [et al.], Single-Step Binary Electrostatic Directed Assembly of Active Nano-gels for Smart Concentration-Dependent Encryption, *Langmuir*. 34 (4) (2018) 1557-1563.
6. Kise R. [et al.], Fluorous Property of a Short Perfluoroalkyl-Containing Compound Realized by Self-Assembled Monolayer Technique on a Silicon Substrate, *BCSJ. The Chemical Society of Japan*. 92 (4) (2019) 785-789.

ГАЗО – И ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ SnO_2 – ZnO

Н.А. Клычков, Д.В. Курмашева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: nklychkov@mail.ru

Диоксид олова является полупроводником n-типа, ширина запрещенной зоны которого составляет $\sim 3,6$ эВ. Отклик полупроводниковых сенсоров газа основан на изменении проводимости при взаимодействии детектируемых молекул газов- восстановителей (например CO , H_2 в чистом виде) с хемосорбированными ионами кислорода O^- или O^{2-} , находящимися на поверхности SnO_2 при температуре порядка 300°C . Однако, детектирование легковоспламеняющихся компонентов, используемых в химической промышленности (NH_3 , H_2 , H_2S) делает актуальным разработку газоанализирующих устройств, функционирующих при температурах близких к комнатной [1 – 3].

Одной из стратегий снижения рабочих температур полупроводниковых сенсоров газа является фотостимуляция, как альтернатива нагреву. Так, например известно, что при облучении композита SnO_2 – ZnO на его поверхности может происходить гетерогенный фотокатализ. К тому же, результаты ряда работ показывают, что благодаря наличию n-n гетеропереходов, в структурах на основе SnO_2 – ZnO достигается эффективное разделение носителей заряда, что в свою очередь приводит к улучшению его каталитической активности [4].

Образцы пленок на основе SnO_2 и SnO_2 – ZnO формировались с помощью золь-гель технологии [5]. Изопропиловый спирт предварительно нагревался до 60°C , затем измельченный порошок $\text{SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ растворялся и перемешивался с помощью магнитной мешалки. Золь цинка формировался по аналогичной технологии путем растворения ZnCl_2 в изопропиловом спирте. Легирование производилось путем смешения золь. Массовая доля цинка в композите составляла 4% от массы олова. Созревший гель наносился на поликорковые подложки 5×10 мм и центрифугировался. Пленки отжигались в электропечи SNOL 0.2/1250 при атмосферном давлении в потоке кислорода 100 sccm при 550°C в течение часа. На полученных структурах формировалась контактная система электродов путем термического испарения хрома с последующим осаждением на слои через маску.

Исследование на фоточувствительность производилось с помощью освещения образцов ультрафиолетовым (УФ) светодиодом с длиной волны максимума излучения 365 nm . На рисунке 1 изображена динамика сопротивления образца SnO_2 – ZnO при периодическом освещении пленки светодиодом в атмосфере сухого воздуха. Ток светодиода составлял 50 mA .

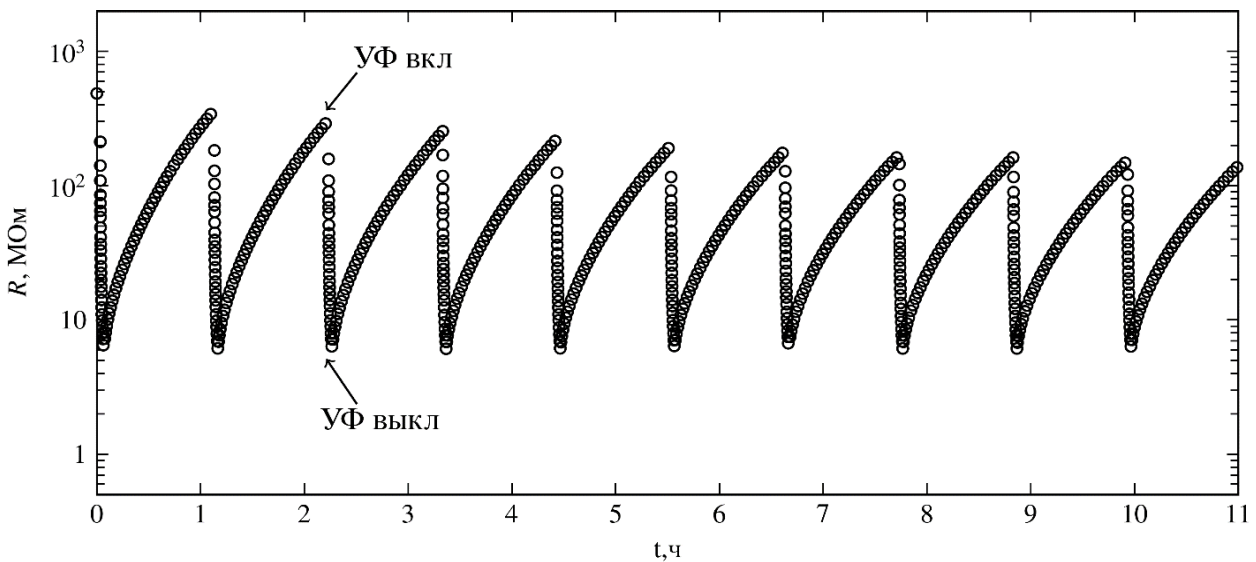


Рис. 1. Динамика фотоотклика образца $\text{SnO}_2 - \text{ZnO}$ к излучению УФ светодиода

Экспериментально установлено, что композиционные пленки обладают воспроизводимым фотооткликом, многократно превышающим фотоотклик образцов на основе чистого SnO_2 , как показано на рисунке 2 (а). Вероятно, высокий фотоотклик связан с собственным поглощением ZnO (ширина запрещенной зоны $\sim 3,2$ эВ) [6]. На рисунке 2 (б) изображена динамика сопротивления образцов при напуске паров изопропанола при комнатной температуре после освещения.

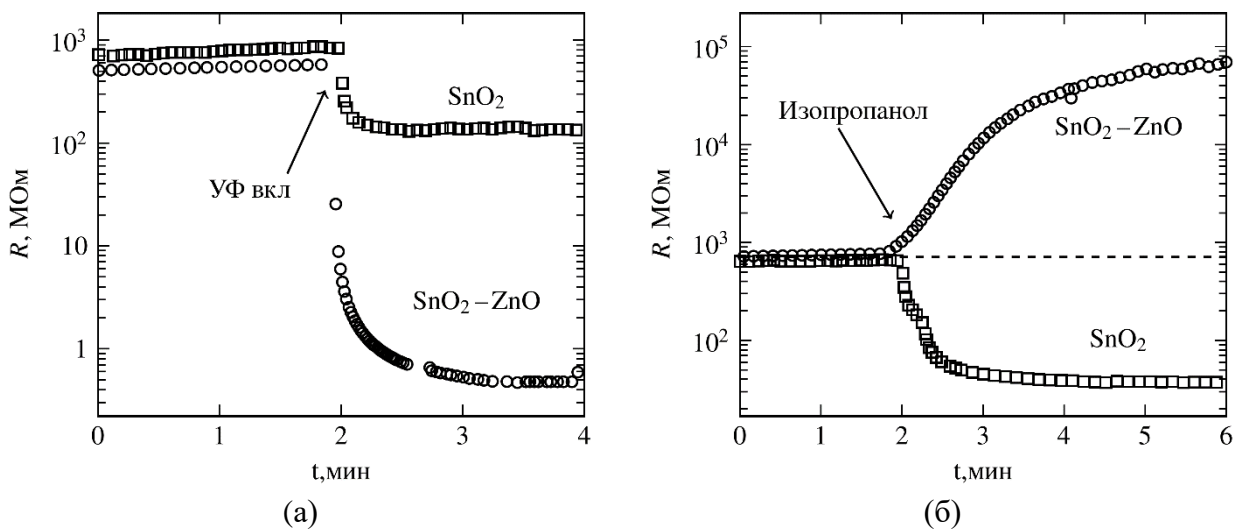


Рис. 2. Динамика фотоотклика при включении УФ светодиода для образцов SnO_2 и нанокompозита $\text{SnO}_2 - \text{ZnO}$ (ток светодиода 500 мА) (а) и динамика отклика образцов к парам изопропанола (б)

Обнаружено, что пленки, легированные ZnO , обладают р-типом отклика к изопропанолу и этанолу. В литературе данный эффект наблюдается как для пленок на основе оксидов металлов без примеси, так и легированных пленок. Данный тип отклика обнаруживается для различных веществ, их концентраций и температурных режимов работы сенсора [7 – 9]. Механизм N-P перехода не до

конца ясен, поэтому его исследование представляет научный интерес с точки зрения улучшения селективности полупроводниковых датчиков газа.

Библиографический список

1. *Симаков, В.В. [и др.]* // Нано- и микросистемная техника. 2017. Т.19. № 9 (146). С. 34-40.
2. *Симаков В.В. [и др.]* // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2017. №. 9. С. 449-454.
3. *Синев И.В. [и др.]* // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2020. № 12. С. 713-721.
4. *Dodd A. [et al.]* // Nanotechnology. 2006. V. 17. №. 3. Pp. 692-698.
5. *Клычков Н.А. [и др.]* // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2022. № 14. С. 632-638.
6. *Uddin M.T. [et al.]* // Inorganic chemistry. 2012. V. 51. №. 14. Pp. 7764-7773.
7. *Xie L. [et al.]* // Frontiers in Materials. 2019. V. 6. Pp. 96-105.
8. *Karthik T. V. K.* // Journal of alloys and Compounds. 2018. V. 731. – Pp. 853-863.
9. *Wu Y.Q. [et al.]* // Chinese Physics B. 2014. V. 23. №. 4. P. 040704.

ВЛИЯНИЕ ДОНОРНОЙ ПРИМЕСИ НА ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПЛЕНОК SnO₂

Н.А. Клычков, Д.В. Курмашева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: nklychkov@mail.ru

Диоксид олова является распространённым материалом, используемым в качестве активного элемента в полупроводниковых сенсорах газа. Известно, что нестехиометричные пленки на основе SnO₂ обладают чувствительностью к широкому спектру веществ и высокой химической стабильностью [1]. Чувствительность является основным параметром сенсора и зависит от состава газовой среды, детектируемого вещества, рабочей температуры, материала электродов, структуры, состава и предыстории образцов. Улучшение селективности, стабильности и чувствительности сенсоров газа на сегодняшний день является актуальной научно-технической задачей [2].

Известно, что легированный SnO₂ является полупроводником n-типа. Электронная проводимость материала обусловлена наличием энергетических уровней донорного типа в запрещенной зоне, индуцируемых вакансиями кислорода. Доноры могут находиться как в нейтральном (электрон локализован на донорном уровне), так и в ионизованном (электрон делокализован) состоянии. Концентрация доноров является одним из основных факторов, влияющих на проводимость и газочувствительность слоев SnO₂ [3 – 4].

Образцы пленок SnO₂ были изготовлены методом магнетронного распыления стехиометрической мишени и отжигались в потоке кислорода в течение часа. В качестве подложек использовались поликоробовые пластины 5×10 мм. Контактная система формировалась с помощью термического испарения хрома. Полученные пленки были исследованы на газочувствительность к различным концентрациям изопропанола при 350 °С (рисунок 1а). Для теоретического описания экспериментальной зависимости приведено к виду СЛАУ и решено уравнение Пуассона.

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot (N_d^+(x) + N_D^+(x) - n(x)) \quad (1)$$

где φ – положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости, N_d^+, N_D^+ – концентрации «мелких» (энергия ионизации $E_d = 0.1$ эВ) и «глубоких» ($E_d = 1$ эВ) ионизованных доноров, n – концентрация электронов, ε – диэлектрическая проницаемость материала зерна.

Уравнение (1) решалось методом Ньютона в диффузионно-дрейфовом приближении для двух зерен полупроводника, приведенных в контакт через газовую фазу. При расчетах учитывалась диссоциация кислорода на поверхности полупроводника. Параметры зерен считались идентичными. Граничными условиями являлись электронейтральность системы зерен в целом, а также отсутствие электрического поля в центре каждого зерна. Отклик к пробе рассчитывался как относитель-

ное изменение проводимости в атмосфере сухого воздуха и парах пробы. Для расчета использовались характерные для SnO_2 параметры, которые приведены в работе [4].

На рисунке 1 (а) изображена экспериментальная и теоретическая концентрационная зависимость отклика сенсоров на основе пленок SnO_2 к парам изопропанола. Для теоретического исследования влияния «мелких» и «глубоких» донорных уровней на чувствительность сенсора был построен контурный график, изолинии которого содержат значения отклика сенсора S к парам насыщенного изопропанола в плоскости параметров N_d и N_D при температуре 350°C .

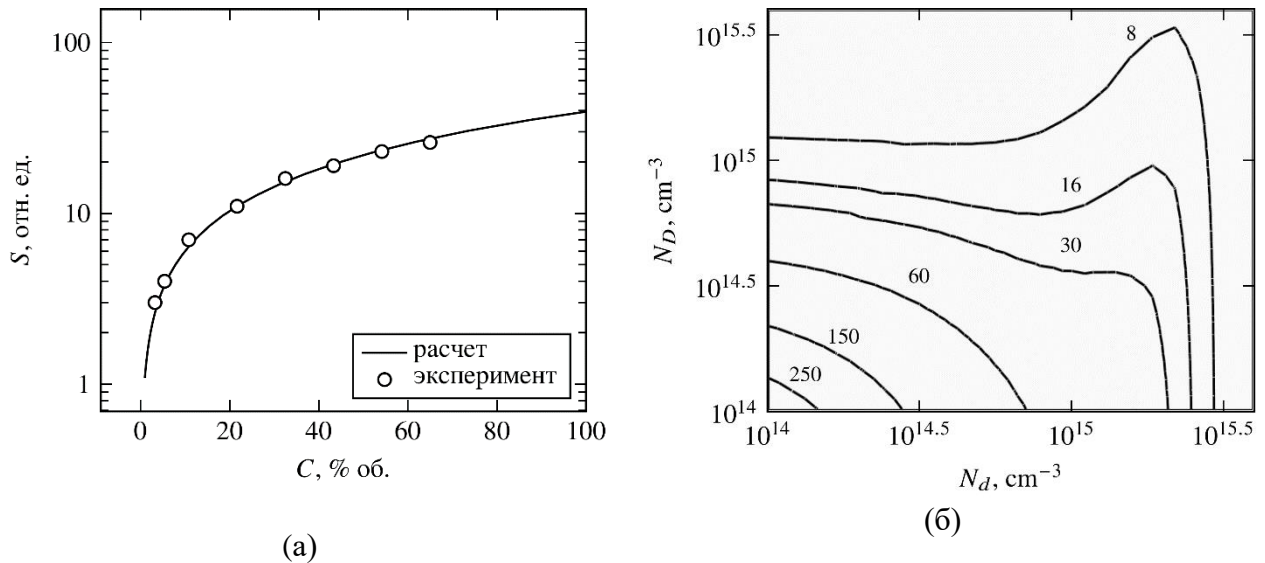


Рис. 1. Экспериментальная и теоретическая зависимости чувствительности от концентрации (а), а также вид контурных карт в плоскости параметров N_d и N_D (б)

Таким образом, расчеты, произведенные, согласно модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это позволяет допустить предположение о том, что уменьшение концентрации донорной примеси, независимо от глубины залегания приводит к увеличению отклика сенсора. Технически, ликвидация объемных доноров может быть достигнута, например, с помощью термообработки. Из рисунка 2 (б) видно, что влияние концентрации «глубоких» доноров становится наиболее выражено в случае $N_d < N_D$. По-видимому, это связано с тем, что из-за положения уровня Ферми при данной температуре глубокие доноры оказываются ионизованы частично.

Библиографический список

1. Симаков, В.В. [и др.] // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. №. 16. С. 75-83.
2. Корабель М.Д. [и др.] // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2020. № 12. С. 827-835.
3. Oviedo J., Gillan M. J. // Surface science. 2000. V. 467. №. 1-3. Pp. 35-48.
4. Al-Hashem M. [et al] // Sensors and Actuators B: Chemical. 2019. V. 301. P. 126845.
5. Клычков, Н.А. // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами / Под редакцией Ал.В. Скрипаля. 2023. С. 178-185.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ ЛЕСТНИЧНОГО ТИПА ДЛЯ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Е.Е. Колесниченко^{1,2}

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

²Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: kolesnicenkoevgenia19@gmail.com

Освоение субтерагерцового (суб-ТГц) диапазона частот является одной из приоритетных задач вакуумной электроники, поскольку когерентные источники суб-ТГц излучения имеют широкие возможности применения, например, для нового поколения высокоскоростных систем беспроводной передачи данных [1]. Перспективным является создание малогабаритных усилителей на основе лампы бегущей волны (ЛБВ) с использованием пространственно-развитых замедляющих систем (ЗС), взаимодействующих с многолучевыми ленточными электронными пучками [2]. В данной работе представлены результаты разработки лестничных ЗС, которые представляют собой закрепленную в волноводе металлическую пластину с периодическими вырезами различной формы. Несмотря на то, что подобные ЗС известны с 1950-х годов [3,4], подробное исследование их характеристик с помощью современных пакетов численного моделирования по-прежнему представляет интерес.

С помощью пакета COMSOL Multiphysics [4] подробно исследованы электродинамические характеристики лестничной ЗС в прямоугольном волноводе (рис. 1,а). Недостатком данной ЗС является то, что высокое замедление возможно лишь в очень узком частотном диапазоне вблизи верхней границы полосы пропускания. Наиболее интересными для практических целей являются модификации данной замедляющей системы для изменения полосы пропускания. Одной из таких модификаций является волновод с симметричными выступами параллельными пластине ЗС (рис. 1,б). В такой системе сопротивление связи уменьшается по сравнению с ЗС в прямоугольном волноводе, а коэффициент замедления увеличивается. Тем не менее, в ней не удастся обеспечить высокое замедление в широкой полосе частот. Также интересными для практических целей являются модификации данной ЗС, которые могут проявлять свойства метаматериала. Этого можно достичь путем увеличения критической частоты волновода, чтобы она превысила частоту щелевого резонанса, что имеет место в волноводе с пазами (рис. 1,в). Максимальное увеличение волноводной отсечки достигается при ширине паза несколько большей половине ширины волновода. Когда частота отсечки становится больше частоты щелевого резонанса, происходит изменение типа дисперсионной характеристики: основная гармоника становится обратной. При этом ЗС начинает проявлять свойства «дважды отрицательного» метаматериала с отрицательными эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Рассчитанные численно дисперсионные характеристики хорошо описываются формулами, известными из теории метаматериалов. Можно реализовать синхронизм на прямой +1-й пространственной гармонике в широкой полосе частот.

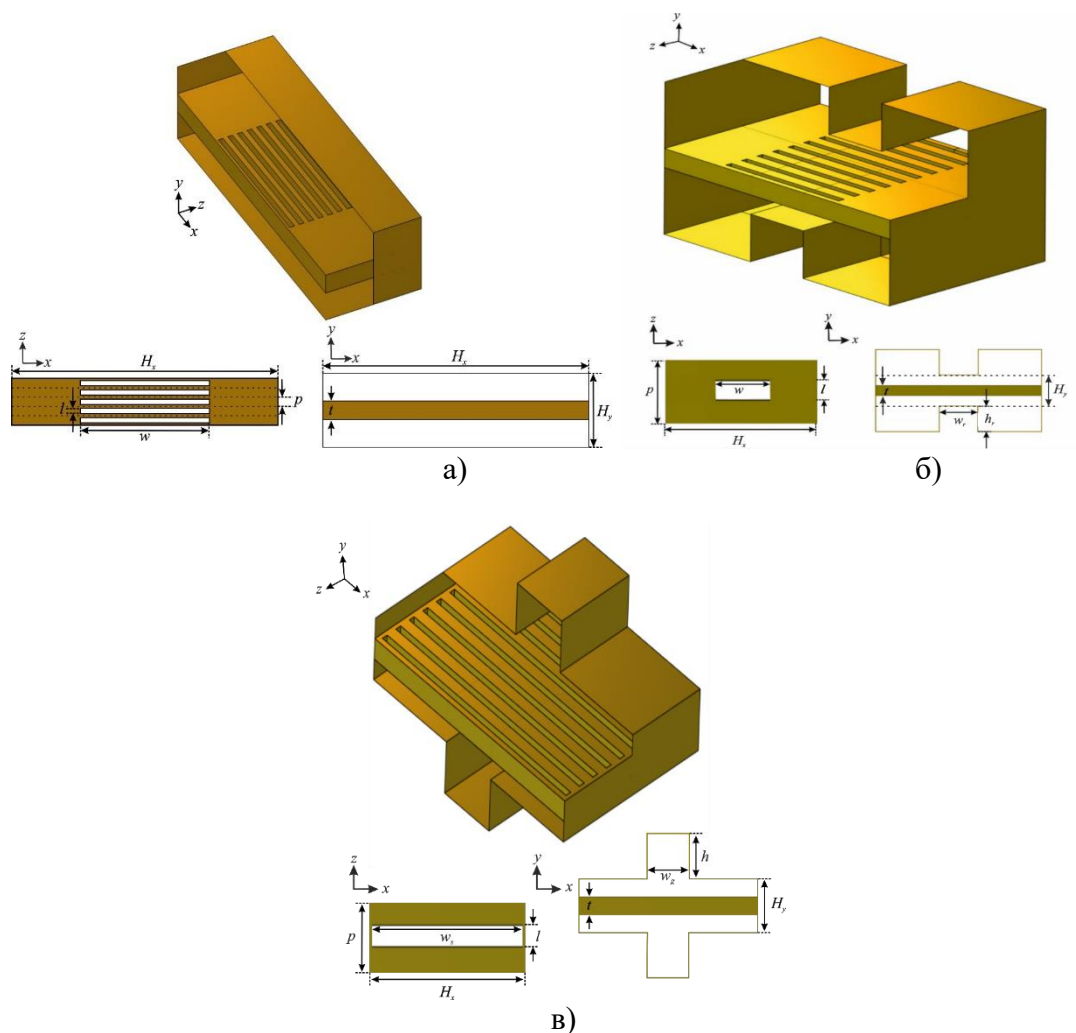


Рис. 1. Схемы лестничных ЗС в прямоугольном волноводе (а), в волноводе с симметричными выступами (б) и в волноводе с пазами (в).

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 22-12-0018.

Библиографический список

1. Григорьев А. Д. Терагерцевая электроника. М.: Физматлит, 2021. 308 с.
2. Рыскин Н.М., Торгашов Р.А., Тутов В.Н., Навроцкий И.А., Стародубов А.В., Плоских А.Э., Рожнев А.Г. Исследование миниатюрных ламп бегущей волны миллиметрового диапазона длин волн с многолучевыми ленточными электронными пучками // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65. № 5-6. С. 494-504.
3. Pierce J.R. Propagation in linear arrays of parallel wires // IRE Trans. Electron Devices. 1955. Vol. 2, No. 1. P. 13–24.
4. Альтиулер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампы малой мощности с обратной волной. М.: Сов. радио, 1963. 296 с.
5. Comsol Multiphysics Engineering Simulation Software (COMSOL Inc., Burlington, MA, 2020), <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics>.

ГЕНЕРАЦИЯ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ И АНАЛОГОВ ВОЛН-УБИЙЦ В МНОГОСВЯЗАННЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРАХ ВЫШКИНД-РАБИНОВИЧА

П.С. Комков, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

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

Известно, что волны-убийцы являются экстремальными волнами, амплитуда которых как минимум в два раза превосходит амплитуды соседних волн [1]. Было установлено, что волнами-убийцами являются не только волны гигантской амплитуды (*светлые волны-убийцы*), но и провалы, которые образуются на амплитудном фоне (*темные волны-убийцы*) [2]. К волнам-убийцам можно отнести и автоколебания гигантской амплитуды, которые формируются, например, в кольцевых вакуумных генераторах, работающих в режиме динамического хаоса [3]. Среди твердотельных генераторов микроволнового диапазона, демонстрирующих хаотическую динамику, хорошо известен кольцевой спин-волновой генератор, работающий в условиях трехволнового параметрического распада спиновых волн [4]. Хаотическая динамика такого автогенератора описывается моделью Вышкинд-Рабиновича [5]. В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования режимов генерации многосвязанных параметрических осцилляторов.

Известно, что параметрический осциллятор Вышкинд-Рабиновича демонстрирует периодические режимы генерации импульсов релаксационной формы на неустойчивой волне, обладающей линейным инкрементом [4]. В наших исследованиях добавление второго параметрического осциллятора и установление между ними однонаправленной связи приводит к тому, что из релаксационных импульсов огибающей на неустойчивой волне формируется периодическая последовательность «темных» импульсов огибающей, а на параметрически возбуждаемых волнах формируются периодические последовательности «светлых» импульсов огибающей. При однонаправленной связи трех параметрических осцилляторов, работающих в режиме динамического хаоса, наблюдается формирование светлых и «темных» импульсов огибающей гигантской амплитуды во всех трех осцилляторах (см. рис.1а). При более детальном рассмотрении гигантских светлых импульсов на неустойчивой волне (см. рис.1а – левый столбец) и параметрически возбуждаемых волнах (см. рис.1а – правый столбец) обнаруживается, что каждый гигантский импульс на неустойчивой волне состоит из более коротких темных импульсов огибающей, являющихся аналогами темных волн-убийц (см. рис.1b – верхний фрагмент), а каждый гигантский импульс на параметрически возбуждаемых волнах – из более коротких светлых импульсов огибающей, являющихся аналогами светлых волн-убийц (см. рис.1b – нижний фрагмент). Длительность темных импульсов огибающей на неустойчивых волнах является минимальной (4 нс) в центре «гигантского» импульса и уменьшается к краям «гигантского» импульса до 30 нс. Длительность светлых импульсов на параметрически возбуждаемых волнах также является ми-

нимальной (20 нс) в центре «гигантского» импульса и уменьшается к краям «гигантского» импульса до 70 нс. Аналогичный эффект наблюдается при дальнейшем увеличении количества однонаправленно связанных осцилляторов.

В заключение отметим, что полученные в работе результаты представляют определенный фундаментальный интерес, связанный с изучением нелинейной динамики многосвязанных параметрических осцилляторов. В практическом плане полученные результаты могут быть использованы для создания источников коротких и ультракоротких импульсов огибающей, работающих не только в микроволновом, но и в терагерцовом диапазонах частот.

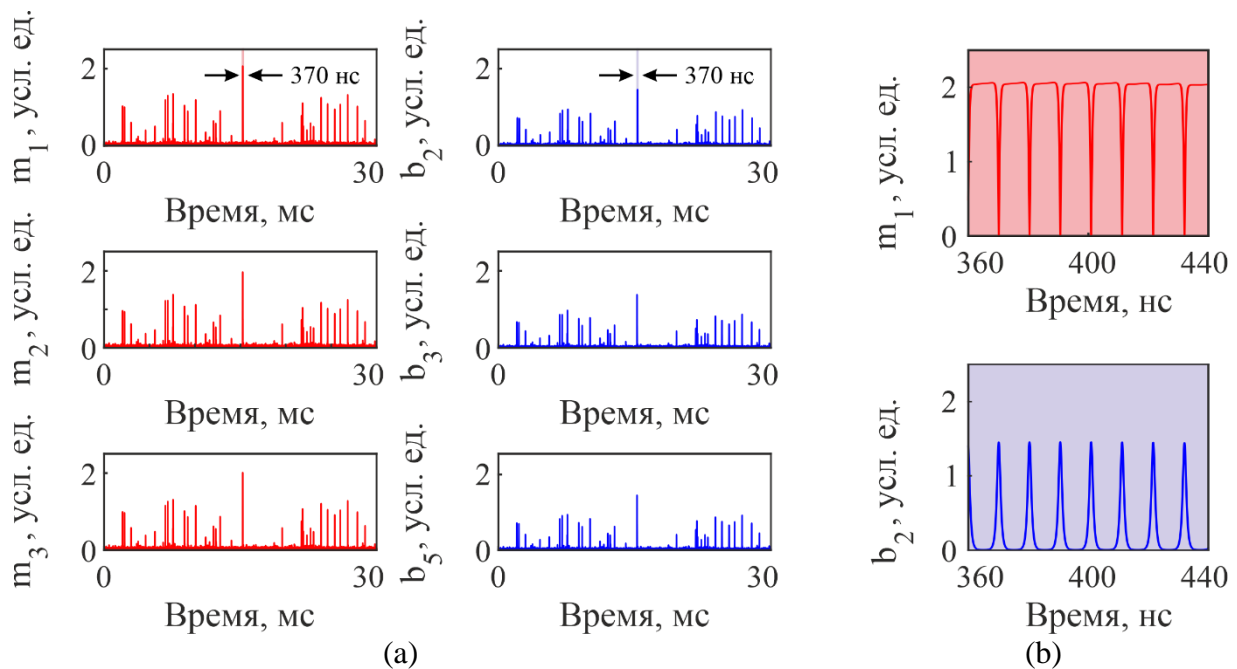


Рис. 1. (а) Режим генерации аналогов волн-убийц для системы трех однонаправленно связанных параметрических осцилляторов Вышкинд-Рабиновича с коэффициентами однонаправленной связи $K_1=0.8$, $K_2=0.8001$, $K_3=0.801$. (б) Увеличенные фрагменты временных реализаций неустойчивой и параметрически возбуждаемых волн в первом осцилляторе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-30027, <https://rscf.ru/project/23-79-30027/>.

Библиографический список

1. С. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev // Rogue Waves in the Ocean Heidelberg: Springer, (2009).
2. Chen S. et al. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89, No 1. 011201(R).
3. Гришин С. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2019. № 19. Т. 33, с.33.
4. Демидов В. Е., Ковшиков Н. Г. // ЖТФ. 1999. № 8. Т. 69, с. 100.
5. Вышкинд С. Я., Рабинович М. И. // ЖЭТФ. 1976. № 2. Т. 71, с. 557.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КОЛЛОИДНОГО РАСТВОРА НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА НА ПРОЦЕСС ИХ ЗАГРУЗКИ В МИНЕРАЛИЗОВАННЫЕ КАРБОНАТОМ КАЛЬЦИЯ ВОЛОКНА ПОЛИКАПРОЛАКТОНА

Н.В. Короневский, И.В. Хайрушев, А.А. Андреев, Б.В. Сергеева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: kaskad_94@mail.ru

Была разработана технология получения композитного материала на основе волокон поликапролактона (ПКЛ) [1–7] в качестве матрицы и микрочастиц карбоната кальция (CaCO_3) [4–11] со встроенными в их структуру наночастицами магнетита (Fe_3O_4) в качестве наполнителя [12–14]. Повышение в композитном материале массовой доли магнетита должно увеличить его чувствительность к магнитным полям и экранирующий эффект.

Волокна ПКЛ были получены методом электроспиннинга из прядильного гомогенного раствора. Средний диаметр волокон – 100 ± 50 нм. При проведении исследований использовались два коллоидных раствора наночастиц магнетита с концентрациями 0,4 и 1,6 мг/мл.

Минерализация волокон ПКЛ проводилась смешиванием эквимолярных растворов карбоната натрия (Na_2CO_3) и хлорида кальция (CaCl_2). В пробирку с раствором CaCl_2 (1 мл) помещался образец волокон ПКЛ, затем был добавлен раствор Na_2CO_3 (1 мл). Система подвергалась ультразвуковой обработке (1 мин) и была оставлена в состоянии покоя для завершения процесса кристаллизации. Далее образец изымался из пробирки, промывался этиловым спиртом и помещался в сушильный шкаф при 45°C на 15 – 20 мин. Минерализация повторялась три раза для формирования однородного CaCO_3 покрытия на волокнах ПКЛ.

Полученные образцы исследовались с помощью растровой электронной микроскопии (Mira II LMU, «TESCAN»). СЭМ изображения обрабатывались с помощью программного обеспечения Image J: в каждом технологическом цикле анализировалось 500 микрочастиц карбоната кальция. Средний диаметр микрочастиц CaCO_3 после третьего повторения составлял $1,0 \pm 0,2$ мкм.

Встраивание наночастиц магнетита в композитный материал проводилось методом адсорбции, индуцированной кристаллизацией [10, 15]. Один фрагмент был оставлен в качестве контрольного, образцы № 1 и № 2 были помещены в пробирки с двумя коллоидными растворами наночастиц магнетита.

Исследование эффективности встраивания наночастиц магнетита в синтезированные образцы проводилось с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (сканирующий электронный микроскоп MIRA 2 LMU с системой энергодисперсионного микроанализа AztecLive Advanced Ultim Max 40). В контрольном образце атомы Fe отсутствуют, в образце № 1 их 4,2 %, в образце № 2 – 5,6 %. Следовательно, инкапсуляция наночастиц магнетита проходит эффективнее из растворов с большей концентрацией.

Морфология поверхности контрольного образца и образца № 1 идентичны, на поверхности образца № 2 микрочастицы ватерита перекристаллизовались в кальцит, что можно объяснить их чувствительностью к рН раствора [16–18]. Снижение рН раствора обусловлено ростом концентрации наночастиц Fe_3O_4 , поверхность которых стабилизировалась лимонной кислотой.

При повышении концентрации коллоидного раствора массовая доля загруженных методом адсорбции, индуцированной кристаллизацией, наночастиц магнетита в минерализованные микрочастицами ватерита волокна поликапролактона растёт. Качество морфологии поверхности синтезированного композитного материала при этом ухудшается, ускоряя процесс перекристаллизации микрочастиц ватерита в кальцит и уменьшая время их эффективного использования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта в рамках реализации инновационного проекта № 17309ГУ/2022 от 04.12.2022.

Библиографический список

1. *Сергеев С.А., Короневский Н.В., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С.* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2017. Т. 1. С. 155–159.
2. *Сергеев С.А., Короневский Н.В., Аткин В.С., Сергеев Р.С.* // НННФ: тезисы докладов. Саратов: Техно-Декор, 2017. С. 249–251.
3. *Короневский Н.В., Сергеев С.А., Ломова М.В., Савельева М.С.* Патент 2761321 РФ. Способ минерализации органических волокон поликапролактона микрочастицами карбоната кальция. № 2021101913; заявл. 28.01.2021; опублик. 07.12.2021. Бюл. № 34.
4. *Короневский Н.В., Иноземцева О.А., Сергеева Б.В. и др.* // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2023. Т. 23, вып. 2. С. 179–187.
5. *Короневский Н.В., Сергеев Р.С., Савельева М.С., Сергеев С.А.* // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине. – Саратовский источник. 2017. С. 120–123.
6. *Короневский Н.В., Сергеев Р.С., Савельева М.С., Сергеев С.А.* // Актуальные вопросы биомедицинской инженерии. – Саратов: СГТУ, 2018. С. 38–42.
7. *Сергеев С.А., Короневский Н.В., Сергеев Р.С.* // Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. – Саратов: Техно-Декор, 2018. С. 76.
8. *Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В.* // Новые материалы и технологии: состояние вопроса и перспективы развития. – Саратов: Наука, 2014. С. 244–249.
9. *Sergeeva A., Sergeev R., Lengert E. et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces. 2015. V. 7(38). P. 21315–25.
10. *Koronevskiy N.V., Savelyeva M.S., Lomova M.V. et al.* // Izvestiya of Saratov University. Physics. 2022. V. 22(1). P. 62–71.
11. *Горин Д.А., Щукин Д.Г., Михайлов А.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32(2). С. 45–50.
12. *Сергеева А.С., Сергеев Р.С., Сергеев С.А.* // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов. – Казань: ИП Синяев Д.Н., 2013. С. 139–141.
13. *Сергеева А.С., Сергеев Р.С., Сергеев С.А.* // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов. – Казань: ИП Синяев Д.Н., 2013. С. 142–144.
14. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Горин Д.А. и др.* // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сб. статей. – Саратов: Наука, 2013. С. 214–228.
15. *Mikheev A.V., Pallaeva T.N. et al.* // Crystal Growth & Design. 2022. V. 23(1). P. 96–103.
16. *Song X.W., Zhang L., Cao Y.W. et al.* // Powder Technology. 2020. V. 374. P. 263–273.
17. *Choukrani G., Freile J.A. et al.* // Particle & Particle Syst. Charact. 2021. V. 38(7). P. 2100012.
18. *Yang T., Wu Y., Yue X., Wang C.* // J. Materials Research. 2020. V. 35(18). P. 2427–2440.

ФУРЬЕ-ОБРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПО НЕСКОЛЬКИМ НЕЗАВИСИМЫМ КАНАЛАМ

А.А. Зенкина¹, А.С. Белоусова¹, С.В. Аверин¹, В.М.Котов¹

¹Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: anastasiya-zenkina@mail.ru

Использование нескольких независимых каналов обработки изображений позволяет существенно увеличить надежность распознавания элементов изображения, увеличить пространственное разрешение, уменьшить аберрации оптической системы регистрации и т.д. [1, 2]. Как правило, обработка изображений выполняется с привлечением больших вычислительных мощностей. Для уменьшения «нагрузки» на вычислительные ресурсы широко используется Фурье-метод, который заключается в использовании двух пассивных базовых элементов (линз), выполняющих «прямое» и «обратное» преобразования Фурье. С помощью различных фильтров пространственных частот выполняются операции дифференцирования и интегрирования изображения, поиск фазового контраста, операция кросскорреляции и т.п.

В настоящем докладе описывается обработка двумерных изображений с применением акустооптического (АО) фильтра пространственных частот, в котором используется брэгговская дифракция в несколько дифракционных порядков [3,4]. Демонстрируется возможность обработки по трем различным каналам. Физической основой АО фильтра является дифракция в два симметричных брэгговских порядка. На основе метода расчета амплитуд дифрагировавших лучей, описанного в [3,4], получены передаточные функции всех трех порядков в зависимости от частоты акустической волны и мощности звука.

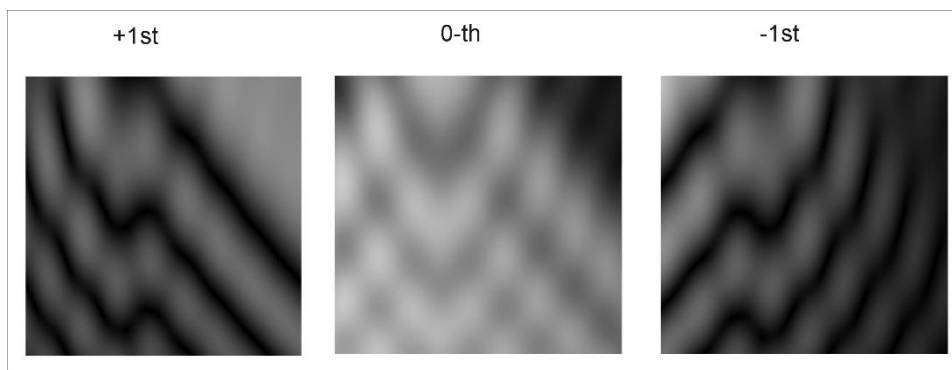


Рис. 1. Передаточные функции +1-го, 0-го и -1-го порядков

На рис. 1 в качестве примера приведен один из вариантов набора передаточных функций, формируемых в процессе АО дифракции в плюс первый (+1st), нулевой (0th) и минус первый (-1st) дифракционные порядки. Полагается, что дифракция происходит в кристалле парателлурита на «медленной» звуковой волне. Оптическое излучение переносится на длине волны света 0.63 мкм, частота звука – 43 МГц.

На рис. 2 приведено исходное изображение, представляющее собой крест (In), и результаты его обработки с использованием распределений рис. 1, получаемые в плюс первом ((+1st), нулевым (0th) и минус первом (-1st) дифракционных порядках.

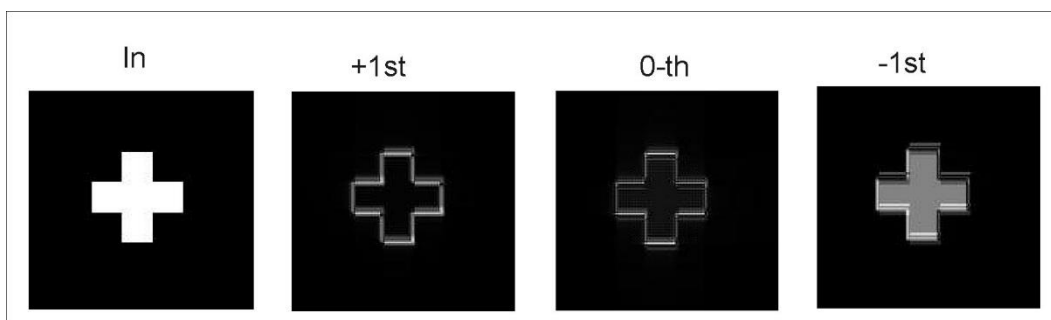


Рис.2. Результат Фурье-обработки по трем каналам

Видно, что в плюс первом и нулевом дифракционных порядках формируются хорошо выраженные контуры входного изображения, а в минус первом порядке – границы контура «смазаны», что соответствует операции интегрирования изображения.

Работа выполнена при поддержке РНФ (Грант РНФ № 22-21-00059).

Библиографический список

1. Беззубик В.В., Белашенков Н.Р., Васильев В.Н., Вдовин Г.В., Инночкин Ф.М., Соловьев О.А., Рудин Я.В. // Оптический журнал. 2020. Т. 87. № 12. С.93-102.
2. Сиразетдинов В.С., Дмитриев И.Ю., Линский П.М., Никитин Н.В. // Оптический журнал. 2022. Т.89. № 4. С. 12-22.
3. Котов В.М., Аверин С.В. // Квантовая Электроника. 2020. Т.50. № 3. С.305-308.
4. Kotov V.M., Averin S.V., Zenkina A.A., Belousova A.S. // Computer Optics 2022. V.46. No.6. P. 905-913.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ДВУХФАЗНОЙ РЕШЕТКИ: ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Л.А. Кочкуров

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: lkochkurov@yandex.ru

Теория перколяции - математическая концепция, описывающая поведение связанных кластеров в случайном графе, - является краеугольным камнем в понимании различных физических явлений, включая протекание тока в неупорядоченных системах [1]. Исследование течения тока в перколяционных системах представляет значительный интерес в силу своей актуальности в самых разных областях, от электропроводности в композитных материалах до течения жидкости в пористых средах [2]. Концепция перколяции, введенная Бродбентом и Хаммерсли в 1957 году, сыграла важную роль в понимании перехода от изоляционного к проводящему состоянию в неупорядоченных материалах [3]. Ключевым параметром в этих исследованиях является порог перколяции - критическая точка, в которой система переходит из неперколирующего в перколирующее состояние [4]. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в понимании теории перколяции и ее влияния на течение, остается много проблем. Например, поведение течения вблизи порога перколяции, роль дальнедействующих корреляций, влияние размерности системы - все это области продолжающихся исследований [5]. Целью данной работы является исследование проводимости в перколирующей системе, близкой к ее критическому значению p_c .

Традиционно проводящие свойства неупорядоченного материала рассматриваются путем изучения поведения случайных резисторных решеток. В этом случае к неупорядоченному материалу прикладывается напряжение V и измеряется общий ток I через образец, при этом проводимость G образца определяется как константа пропорциональности $I = GV$. Для образца L^d в d -мерной системе проводимость однородного материала σ равна

$$G = L^{d-1} g / L = L^{d-2} g. \quad (2)$$

Проводимость обратно пропорциональна длине образца в направлении потока и пропорциональна площади поперечного сечения $(d-1)$ -мерной площади. Это можно понять, если учесть, что в потоке участвуют L^{d-1} параллельных частей. Параллельные части увеличивают проводимость.

В общем случае проводимость G будет функцией p и L : $G = G(p, L)$. Два соседних участка i и j соединены связью проводимости $G_{i,j}$. Если связь присутствует (с вероятностью p в перколяционной системе), то проводимость $G_{i,j}$ равна 1, в противном случае она равна нулю.

Ток от участка i к участку j связан с разностью потенциалов между этими двумя участками:

$$I_{i,j} = G_{i,j} (V_i - V_j), \quad (3)$$

где заметим, что ток положителен, если потенциал в месте i выше, чем в месте j .

Кроме того, условие непрерывности дает уравнение сохранения для токов: заряд (или масса жидкости для потока Дарси) не может изменяться, поэтому сумма

токов в любой точке решетки должен быть равен нулю. Это соответствует условию, что сумма токов из точки i во все соседние с ней точки k должна быть равна нулю (правило Кирхгофа):

$$\sum_k I_{i,k} = 0 \quad (4)$$

Также можно записать это уравнение в терминах локальных потенциалов V_i :

$$\sum_k G_{i,k} (V_i - V_k) = 0. \quad (5)$$

Уравнение 5 по своей сути приводит к задаче решения системы из L^d уравнений для V_i . В качестве граничных условий можно учесть, что левая и правая границы исследуемой системы являются полностью проводящими, а также потенциалы в каждой из точек границ заранее известны. В результате решения уравнения были получены численные результаты, показанные на рисунке 1.

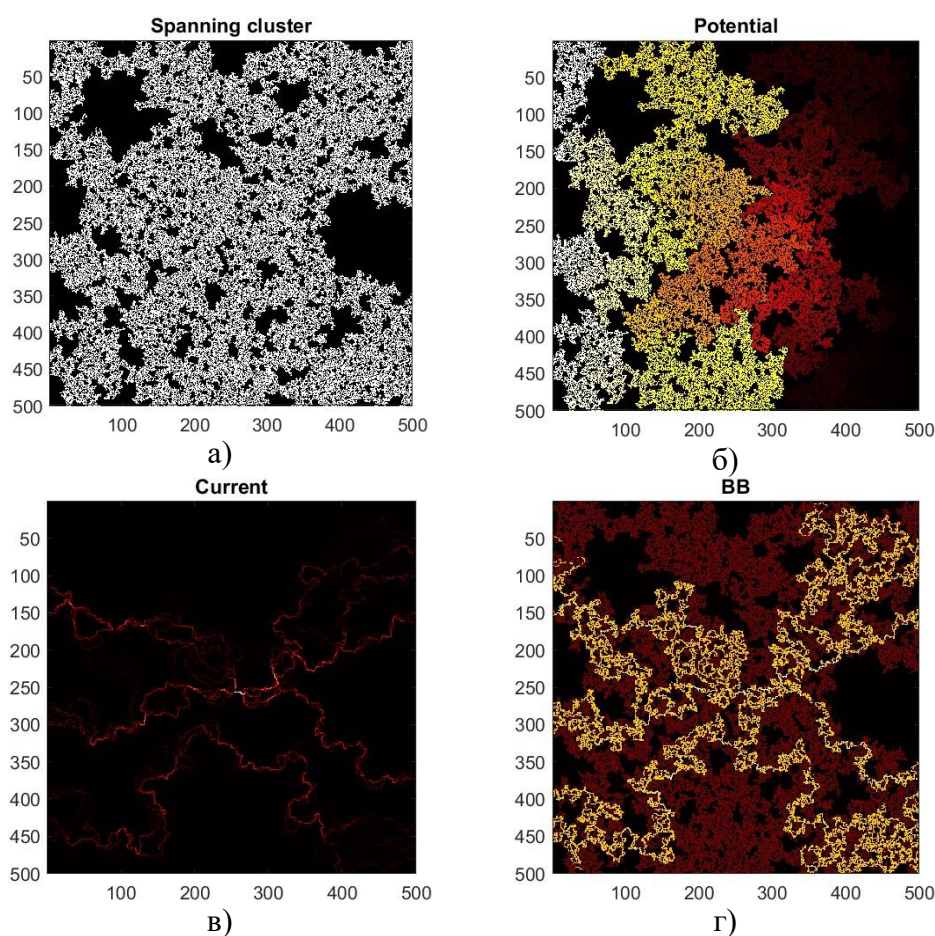


Рис. 1 Результаты численного моделирования процесса протекания тока через случайную двухфазную структуру при вероятности того, что узел является проводящим равной $p=0.6$.

На рисунке 1а белым цветом показан кластер из проводящих узлов, который соединяет правую и левую проводящие границы структуры. На рисунке 1б показано распределение потенциала поля в проводящем кластере. На рисунке 1в представлена двумерная картина распределения тока в структуре. На заключительном рисунке продемонстрирован так называемый скелет кластера, который не имеет в своем составе «мертвых» концов, ток в которых не протекает.

В результате проведенных исследований была сформулирована теоретическая основа для решения задачи нахождения тока, протекающего через двухфазную случайную проводящую структуру. Результаты можно распространить на более общие случаи случайных сред.

Библиографический список

1. *Stauffer D., Aharony A.* // CRC press. 1994.
2. *Sahimi M.* // CRC Press. 1994.
3. *Kirkpatrick S.* // Reviews of Modern Physics. 1973. V. 45(4), P.574.
4. *Broadbent S. R., Hammersley J. M.* // Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical societ. 1957. V. 53(3), Pp. 629-641.
5. *Ziff R. M.* // Computer Physics Communications. 2018. V.196, Pp.704-707.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СИЛЬНО РАССЕИВАЮЩИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ С ДОБАВЛЕНИЕМ ФЛУОРОФОРОВ

Л.А. Кочкуров

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: lkochkurov@yandex.ru

Случайные лазеры - уникальный класс лазеров, работающих без традиционного резонатора, - стали предметом пристального интереса с момента их появления в конце XX века [1]. Эти лазеры, работа которых основана на многократном рассеянии в неупорядоченной среде, предлагают множество потенциальных применений в таких областях, как формирование изображений, зондирование и освещение без спеклов [2].

Работа случайных лазеров принципиально отличается от работы обычных лазеров. Вместо четко определенного зеркально-ограниченного резонатора в случайных лазерах используется неупорядоченная среда усиления, в которой свет многократно рассеивается перед излучением [3]. Этот уникальный механизм работы приводит к широкому пространственно-некогерентному излучению, что резко контрастирует с узконаправленным излучением обычных лазеров [4].

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в понимании физики случайных лазеров, многие вопросы остаются без ответа. Например, природа режимов свечения в случайных лазерах, роль когерентности, влияние свойств среды усиления на характеристики свечения – все это области продолжающихся исследований [5,6].

Цель данной работы – сравнительное исследование стохастической лазерной генерации в сильно рассеивающих случайных неоднородных средах на примере трех красителей: родамин 6Ж, 4-дицианометил-2-метил-6-[4-(ди-метиламино)-стирил]-4Н-пиран DCM, пиридин. В качестве образцов использовались слои плотноупакованных полидисперсных наночастиц анатаза (продукт № 637254 от Sigma Aldrich Inc., средний диаметр не более 25 нм), насыщенные растворами лазерных красителей. Толщина слоев составляла $\approx (0.94 \pm 0.04)$ мм; объемная доля частиц в слоях, определенная с помощью масс-волюмометрических измерений, составляла $\approx (0.22 \pm 0.02)$. Слои находились в цилиндрических контейнерах с внутренним диаметром 20 мм и высотой 1.5 мм, расположенных на стеклянных подложках. Экспериментальные исследования влияния энергии накачки E_p на ширину контура спектральной линии излучения $\Delta\lambda$ проводились по традиционной схеме исследования случайной лазерной генерации. Накачка образцов осуществлялась сфокусированным лазерным пучком (лазер Lotis III LS-2145, $\lambda_p = 532$ нм, длительность импульса 10 нс, частота повторения импульсов 10 Гц). Контроль энергии импульсов накачки осуществлялся с помощью светоделителя и измерителя энергии лазерного излучения Gentec Maestro. Флуоресцентный отклик регистрировался с помощью волоконно-оптического патчкорда (Ocean Optics P200-5-UV-VIS), входной торец которого располагался на расстоянии ≈ 50 мм от зоны воздействия.

Выходное излучение лазера накачки фокусировалось при помощи собирающей линзы с фокусным расстоянием $F = 150$ мм. Исследуемые образцы располагались вне зоны перетяжки пучка на расстоянии 2.5 см. В качестве растворителя в данном случае был выбран полипропиленгликоль. Перед волоконно-оптическим патчкордом устанавливался фильтр ОС-12 для отсекаания излучения накачки, а также фильтр НС-10 при высоких значениях энергии импульса накачки.

Результаты проведенных опытов продемонстрированы на рисунке 1.

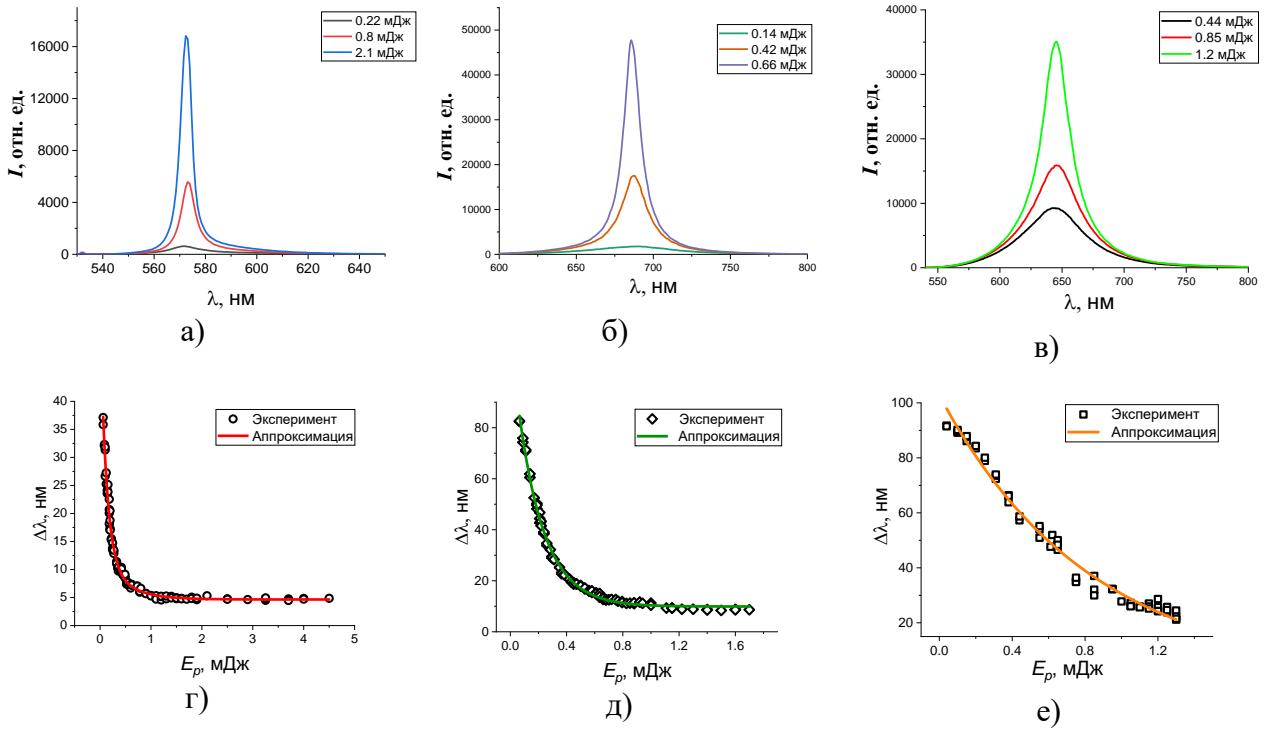


Рис. 1. Примеры спектров флуоресценции исследуемых слоев TiO_2 , насыщенных раствором R6G (а), пиридина (б) и DCM (в) при возбуждении на 532 нм; зависимости ширины линии излучения спектров флуоресценции Р6Ж (г), пиридина (д) и DCM (е) от энергии импульсов накачки на длине волны 532 нм.

На рисунках 1 (а-в) выборочно представлены спектры флуоресценции образцов при различных уровнях накачки; интенсивность флуоресценции выражена в показаниях спектрометра. Соответствующий накачке пик на 532 нм исключен. На рисунке 2 представлены восстановленные из спектров флуоресценции зависимости $\Delta\lambda$ от E_p для исследуемых образцов.

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что с ростом энергии импульса накачки E_p ширина спектральной линии $\Delta\lambda$ стремится к минимальному значению. Наблюдается переход к предельному состоянию спектрального качества флуоресцентного отклика случайно-неоднородных сред при росте уровня лазерной накачки. Подобный переход может быть обусловлен достижением насыщенного состояния по населенности возбужденного состояния молекул флуорофора в среде. Это приводит к уменьшению характерной длины усиления флуоресценции в среде до предельного значения, не зависящего от свойств флуорофора, а определяемого средним размером локальных эмиттеров, ассоциируемых со спеклами поля накачки, и фактором радиационного обмена между эмиттерами

Библиографический список

1. *Letokhov V. S.* // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1968. V. 26(4), P. 835.
2. *Wiersma D. S.* // Nature Physics. 2008 V. 4(5), Pp. 359-367.
3. *Cao H.* // Waves in Random and Complex Media. 2005. V. 15(4), Pp. 515-529.
4. *Cao H.* // Optics and Photonics News. 2003. V. 14(7), Pp. 24-29.
5. *Leonetti M., Conti C., Lopez C.* // Nature Photonics. 2011. V. 5(8), Pp. 615-617.
6. *Polson R. C., Vardeny Z. V.* // Applied Physics Letters. 2005. V. 85(7), Pp. 1289-1291.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ В РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

Л.А. Кочкуров

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: lkochkurov@yandex.ru

Исследование лазерных красителей и их спектров излучения уже несколько десятилетий является предметом значительного интереса в области лазерной физики и спектроскопии [1]. Лазерные красители, известные своими широкими и перестраиваемыми спектрами излучения, нашли широкое применение в различных областях, таких как биомедицинская визуализация, лазерные технологии и экологическое зондирование [2].

Одним из ключевых факторов, влияющих на спектры излучения лазерных красителей, является температура. Было замечено, что изменение температуры может существенно изменять спектральные характеристики этих красителей, включая длину волны пика излучения, ширину спектра и квантовый выход [3].

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в понимании температурно-зависимого поведения лазерных красителей, многие вопросы остаются без ответа. Например, точные механизмы, лежащие в основе температурно-индуцированных спектральных сдвигов, роль концентрации красителя и свойств растворителя, а также влияние температуры на фотостабильность красителя - все это области продолжающихся исследований [4,5].

Объектом исследования в данной работе являются спектральные зависимости трех растворов органических красителей в широком диапазоне температур. В качестве образцов были выбраны широко используемые на практике растворы красителей родамина 6Ж, DCM (4-дицианометилен-2-метил-6-[4-(ди-метиламино)-стирил]-4Н-пиран), а также кумарина. Образцы располагались в кварцевой кювете шириной 5 мм. Накачка осуществлялась импульсным лазером с модуляцией добротности на длине волны 532 нм. Частота следования импульсов составляла 10 Гц; длительность каждого импульса была равна 10 нс. Образец располагался в несфокусированном пучке накачки. Энергия импульсов накачки контролировалась при помощи светоделительной призмы вкупе с измерителем мощности. Значение величины энергии импульса накачки оставалась фиксированной на протяжении всего эксперимента и составляла 0.53 мДж. Регистрация спектров по температуре производилась каждые 2 градуса.

В результате проведения эксперимента были получены зависимости ширины линии излучения, а также значение максимума спектра в зависимости от температуры красителя (рисунок 1).

Спектры эмиссии красителей исследовались в зависимости от температуры от -14 до 60°C. При повышении температуры у всех образцов наблюдалось уширение полосы флуоресценции. Так, например, у раствора Р6Ж ширина варьировалась от 38,9 нм при 0°C до 45,6 нм при 54°C. Данный эффект связан с увеличением конформационной подвижности молекул красителя при нагревании, что приводит к тепловой активации большего числа колебательных уровней в возбужденном состоянии.

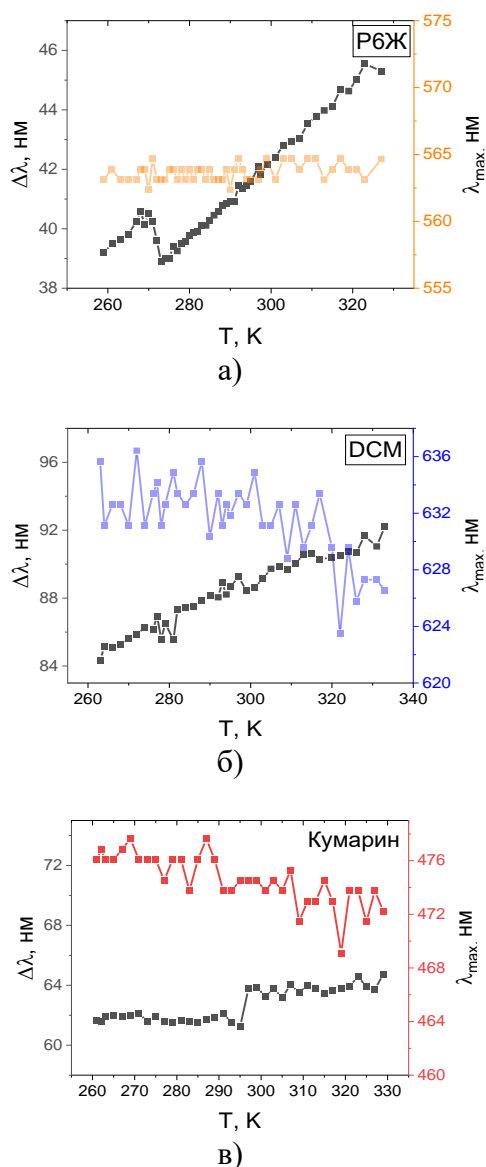


Рис. 1 Экспериментальные зависимости полуширины спектра излучения, а также спектрального максимума от температуры в растворах а) родамина 6Ж, б) DCM и в) кумарина.

Помимо расширения спектра, длина волны пика эмиссии также имеет температурную зависимость. Этот постепенный сдвиг в синюю сторону примерно на 1,6 нм для раствора Р6Ж при нагревании свидетельствует об изменении молекулярной геометрии. При низких температурах молекулы красителя приобретают более жесткую планарную структуру. При повышении температуры искажения в молекулярном каркасе становятся более заметными, что нарушает сопряжение и приводит к более высокоэнергетическому флуоресцентному излучению с синим сдвигом. В целом результаты исследования позволяют получить общее количественное представление о взаимосвязи между молекулярной структурой и эмиссионными свойствами представленных лазерных красителей. Дальнейший анализ наблюдаемых спектральных изменений с использованием моделей, учитывающих температурно-зависимый распад возбужденного состояния и структурные искажения, позволит глубже понять механизм этих эффектов.

Библиографический список

1. Duarte, F. J., & Hillman, L. W. (1990) // Dye Laser Principles: With Applications. Academic Press, Inc.
2. Sorokin P. P., Lankard J. R. // IBM Journal of Research and Development. 1966. V. 10(2), Pp. 162-163.
3. Haefner D., Sukharev M., Seideman T. // Physical Review A. 2015. V. 91(6), P. 063839.
4. Rebane K. K., Avarmaa, R. A. // Optics and Spectroscopy. 1982. V.52, pp.1-6.
5. Hammond G. S., Saltiel J., Lamola, A. A., Turro N. J. // Pure and Applied Chemistry. 1981. V. 53(5), pp. 977-1002.

СИНХРОНИЗАЦИЯ И БИСТАБИЛЬНОСТЬ В СИСТЕМЕ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ПОЛЕВОЙ СВЯЗЬЮ

П.В. Купцов¹

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

E-mail: kupav@mail.ru

Спин-трансферный осциллятор — это наноразмерное устройство, в котором при прохождении постоянного тока возникает прецессия вектора намагниченности \vec{m} , что приводит к генерации маломощного микроволнового излучения, см. рис. 1.

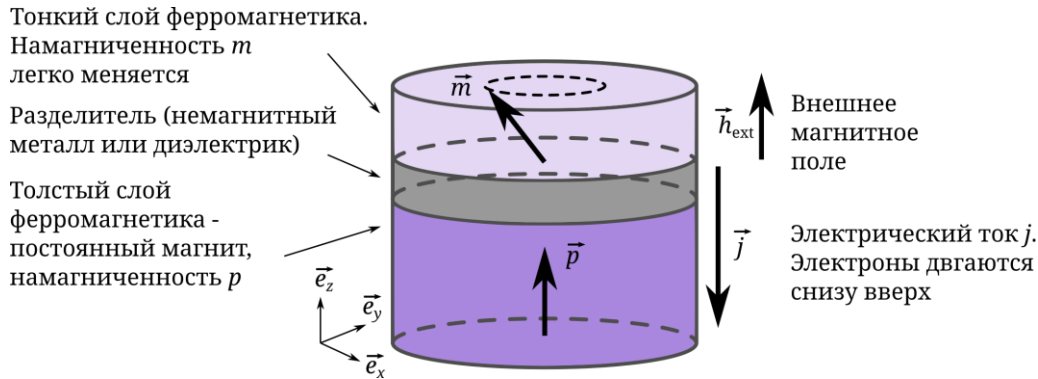


Рис. 1. Устройство спин-трансферного осциллятора

В общем случае поведение вектора намагниченности \vec{m} описывается уравнением Ланаду–Лифшица–Гильберта–Слончевского [1]. Мы рассматриваем частный, но, тем не менее, физически релевантный, случай одноосной симметрии, когда все характерные направления ориентированы вдоль оси Z , см. рис. 1, что приводит к существенному упрощению уравнений. В безразмерной форме они имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= m_z A m_x + B m_y, & A &= \alpha \frac{m_z - h_z + \beta/\alpha}{1 + \alpha^2}, \\ \dot{m}_y &= -B m_x + m_z A m_y, \\ \dot{m}_z &= A(m_z^2 - 1), & B &= \frac{m_z - h_z - \beta\alpha}{1 + \alpha^2}. \end{aligned} \quad 1)$$

В этих уравнениях параметр β пропорционален силе тока J , проходящего через осциллятор, а h_z — единственная ненулевая компонента внешнего магнитного поля \vec{h}_{ext} .

Электрическое сопротивление r спин-трансферного осциллятора зависит от косинуса угла между намагниченностями его слоёв \vec{p} и \vec{m} . Поэтому в режиме осцилляций напряжение на осцилляторе Jr также совершает колебания. Если осциллятор подключён к идеальному источнику тока с бесконечно большим внутренним сопротивлением, эти колебания не повлияют на значение J и соответствующий параметр β можно считать константой [2]. Если параллельно осциллятору подключить RC или RLC цепочку, ток через осциллятор будет зависеть также от тока в этой цепочке и поэтому параметр β в уравнениях нужно заменить на $\beta(1 - j_2)$ где j_2 - ток в цепочке. Так как частота колебаний спин-трансферного осциллятора находится в СВЧ диапазоне, резонансное взаимодействие с подключённой цепочкой не

возникает. Однако её присутствие влияет на колебания в осцилляторе. В частотности, появляется возможность управления выбором осциллятором начальных условий [3].

Мы рассматриваем систему из N спин-трансферных осцилляторов, взаимодействующих друг с другом через магнитные поля, то есть предполагается, что осцилляторы просто расположены рядом друг с другом. В дипольном приближении магнитное поле осциллятора пропорционально его намагниченности \vec{m} . Поэтому соответствующие уравнения для системы осцилляторов получаются следующей заменой члена, отвечающего за внешнее поле n -го осциллятора $\vec{h}_{ext} \rightarrow \vec{h}_{ext} + \epsilon \sum_{i \neq n}^N a_{n,i} \vec{m}_i$, где ϵ контролирует интенсивность взаимодействия, а $a_{n,i}$ обозначает элементы матрицы связности. Значения $a_{n,i}$ и ϵ задаются в зависимости от расстояний между осцилляторами и поглощающих свойств среды.

Мы рассмотрим системы спин-трансферных осцилляторов с полевой связью без нагрузки и в присутствии RC и RLC цепочек. Будет показано, что такие системы демонстрируют режимы полной синхронизации, кластеризации (синхронизация не всех осцилляторов) и бистабильность (разные режимы поведения в зависимости от выбора начальных условий). Будет рассмотрено управление бистабильность при помощи манипуляций параметрами нагрузочных цепочек.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00121

Библиографический список

1. *Mayergoyz I.D., Bertotti G., Serpico C.* Nonlinear magnetization dynamics in nanosystems. / Elsevier, 2009. 466 с.
2. *Kuptsov P. V.* // Regular and Chaotic Dynamics, 2022, V. 27, No. 6, P. 697.
3. *Купцов П. В.* // Физика твердого тела, 2023, Т. 65, №6, С. 943.

СИНХРОНИЗАЦИЯ МЕМРИСТИВНО СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО

А.В. Курбако, Е.В. Навроцкая, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники

им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: kurbako.sasha@mail.ru

Для моделирования нейронной активности широко используются биологически реалистичные модели нейронов, параметры которых имеют физиологический смысл [1]. Такие динамические модели нейронов способны демонстрировать присущую реальным нейронам сложную динамику, в том числе спайки. При построении сетей, использующих в качестве узлов биологически реалистичные модели нейронов, важен выбор типа связи между нейронами. В реальных нейронных сетях связи между нейронами обусловлены во многом свойствами синапсов. В искусственных нейронных сетях реализовать синаптическую пластичность позволяет использование мемристивных элементов [2]. В данной работе мы исследовали в радиофизическом эксперименте синхронизацию двух нейроподобных генераторов типа ФитцХью-Нагумо, связанных мемристивной связью.

Модельные уравнения исследуемой системы имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \varepsilon \dot{x}_i = x_i - x_i^3/3 - y_i + kW(\varphi_i)(x_{i+1} - x_i), \\ \dot{y}_i = \gamma_i x_i - y_i + \beta, \\ \dot{\varphi}_i = x_i - x_{i+1}, \end{cases}$$

где x описывает динамику мембранного потенциала i -го нейрона, $i=1,2$, y отвечает за восстановление потенциала покоя мембраны, φ определяет мгновенное состояние мемристивной связи, ε — параметр соотношения временных масштабов, γ — пороговый параметр, β характеризует проводимость ионных каналов, k — коэффициент связи, функция $W(\varphi) = a + b\varphi^2$ описывает проводимость мемристивного элемента связи, где a и b — параметры этой функции.

Для экспериментального исследования этой системы нами была построена лабораторная установка, состоящая из двух аналоговых электронных генераторов ФитцХью-Нагумо, связь между которыми была реализована в цифровом виде с использованием языка программирования LabView. Такой аналого-цифровой подход позволяет изменять интенсивность мемристивной связи между генераторами в режиме реального времени.

Генераторы ФитцХью-Нагумо были расстроены по параметру γ , который принимал значения $\gamma_1=1$ и $\gamma_2=1.05$, соответствующие режиму автоколебаний. Остальные параметры системы имели следующие значения: $\varepsilon=0.05$, $\beta=0.2$, $a=1$, $b=1$. Особенностью мемристивной связи является ее зависимость от начальных условий. В эксперименте мы перебирали $\varphi(t_0)$ от -2 до 2, где t_0 — начальный момент времени, и для каждого фиксированного значения $\varphi(t_0)$ меняли коэффициент связи k от 0 до 0.01 с шагом 0.00025.

Записав временные ряды генераторов, мы рассчитали коэффициент их синхронизации R , используя следующие формулы [3]:

$$\begin{cases} x_s = (x_1 + x_2)/2, \\ R = \frac{\langle x_s^2 \rangle - \langle x_s \rangle^2}{\frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 (\langle x_i^2 \rangle - \langle x_i \rangle^2)}, \end{cases}$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени.

На рис. 1 построена зависимость $R(k)$ при $\varphi(t_0) = -0.5$. Из графика видно, что при значениях k от 0.00025 до 0.003 и от 0.00475 до 0.01 коэффициент синхронизации R близок к 1, что соответствует полной синхронизации генераторов. При значениях k от 0.003 до 0.00475 коэффициент R принимает значения от 0.59 до 0.70, что соответствует уменьшению степени синхронизации генераторов. При других значениях $\varphi(t_0)$ область снижения синхронизации наблюдается в других диапазонах коэффициента связи k . Таким образом, нами экспериментально исследована синхронизация мемристивно связанных электронных генераторов ФитцХью-Нагумо и показана ее зависимость от начальных условий системы.

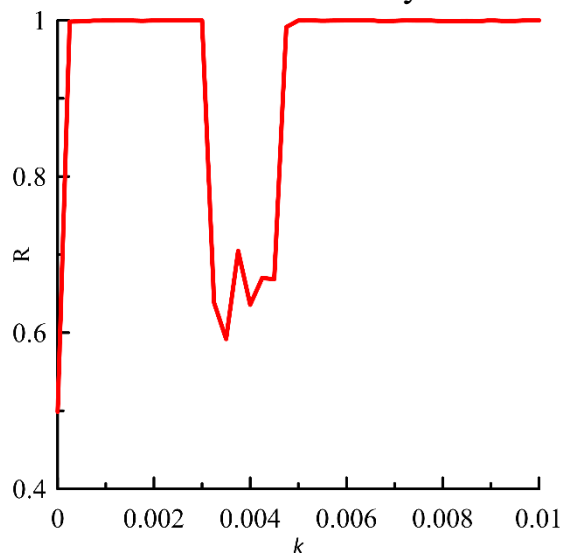


Рис. 1. Зависимость коэффициента синхронизации R между двумя мемристивно связанными электронными генераторами ФитцХью-Нагумо от коэффициента связи k при $\varphi(t_0) = -0.5$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00150, <https://rscf.ru/project/22-22-00150/>.

Библиографический список

1. Дмитричев А.С., Касаткин Д.В., Клиньшов В.В., Кириллов С.Ю., Масленников О.В., Щапин Д.С., Некоркин В.И. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 4. С. 5–58.
2. Choi S., Yang J., Wang G. // Adv. Mater. 2020. V. 32. 2004659.
3. Xu Y., Jia Y., Ma J., Alsaedi A., Ahmad B. // Chaos, Solitons & Fractals. 2007. V. 104. P. 435–442.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОДУЛИРОВАННОЙ ВОЛНЫ В АКТИВНОМ НЕОДНОРОДНОМ СВЕТОВОДЕ

А.С. Абрамов¹, В.А. Лапин¹, Д.И. Семенцов¹

¹Ульяновский государственный университет Научно-технологический институт им. С.П. Капицы.

E-mail: lva2013@yandex.ru

В работе рассматривается методика усиления и временной компрессии частотно модулированных импульсов в активном световоде с профилем зависимости дисперсии от длины подобранном таким образом, чтобы обеспечивать максимальные степени сжатия импульсов с заданным начальным chirпом при заданном усилении световода.

Динамика временной огибающей ВП описывается уравнением для амплитуды огибающей вида НУШ [1, 2]:

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

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, g – коэффициент усиления (потерь) в волокне.

При этом в работе выбиралась зависимость дисперсии вида [3]:

$$d_2(z) = -|d_{20}| \exp \left[-\frac{\alpha_0 |d_{20}|}{g_0} (\exp(2g_0 z) - 1) + 2g_0 z \right] \quad (7)$$

На рис. 1 приведены: динамика ДГС(1, **a**) и пиковой мощности слабомодулированного непрерывного сигнала (2, **a**) в каскадном световоде, состоящем из двух световодов длиной $l_1 = 28$ м и $l_2 = 142$ м, профили этого сигнала на входе (1, **b**), на выходе из первого сегмента (в точке $l_1 = 28$ м) (2, **b**), на выходе из световода (3, **b**).

В работе рассматривался частотно модулированный импульс вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)] \quad (8)$$

Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения **Ошибка! Источник ссылки не найден.** методом SSF [1, 4]. При следующих значениях параметров импульса: мощность $P_0 = 0.01$ Вт, и световода: ДГС $d_2 = -10^{-27}$ с²/м, параметр нелинейности $R = 10^{-3}$ (Вт·м)⁻¹, усиления на первом сегменте волокна $g_1 = 0.1$ м⁻¹, усиления на втором сегменте волокна $g_2 = 0.015$ м⁻¹.

Распределения ДГС и пиковой мощности последовательности импульсов по длине волокна показаны на рис. 3(а) (кривые 1 и 2 соответственно). Распространяясь по первому отрезку волокна, слабомодулированный сигнал CW адиабатически усиливается. Меняется его форма, увеличивается глубина модуляции и сигнал приобретает линейный chirп в каждом периоде сигнала. Мощность сигнала имеет линейный рост с длиной волокна, достигая ~1 Вт на выходе первого отрезка волокна. Затем второй сегмент волокна обеспечивает его преобразование в периодическую последовательность импульсов. При этом формирование контрастных импульсов происходит как за счет адиабатического усиления в активном волокне, так и за счет

нелинейного взаимодействия между нарастающими импульсами и непрерывной волной. Стабильная высококонтрастная последовательность импульсов с пиковой мощностью 700 Вт и субтерагерцовой частотой следования импульсов (рис. 1**(b, 3)**) обеспечивается каскадной конфигурацией волокна.

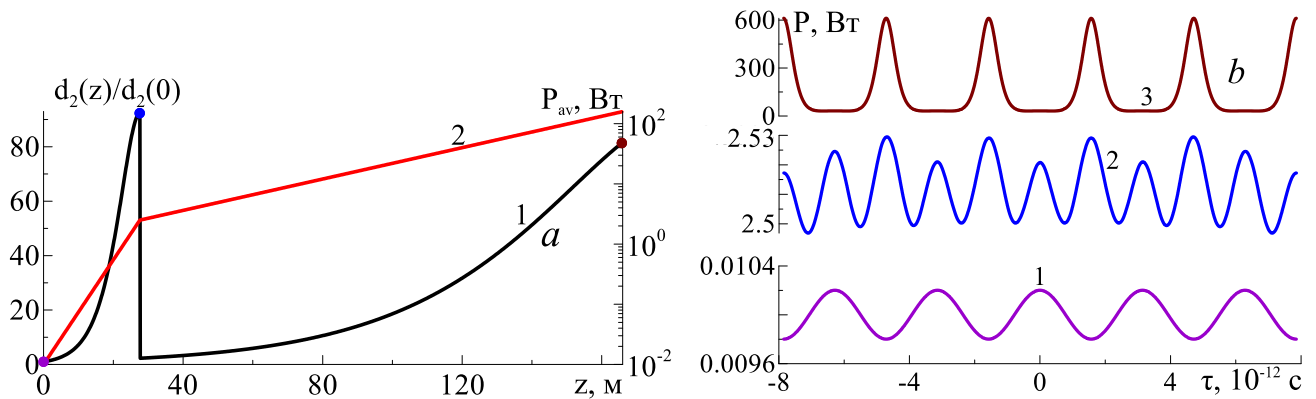


Рис. 1. (а) Динамика ДГС (1) и пиковой мощности(2). (b) Временные профили импульса на входе (1), в точке максимума модуля дисперсии (2), на выходе из световода (3).

Работа выполнена при поддержке РФФ в рамках проекта № 23-22-00412, стипендии президента РФ СП-4058.2021.5 и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации проект FEUF-2023-0003.

Библиографический список

1. Agrawal G.P. Applications of Nonlinear Fiber Optics (Elsevier Science, 2010).
2. Zolotovskii I.O., Lapin V.A., Sementsov D.I., Fotiadi A.A et al.// Opt. Commun. 426, 333 (2018).
3. Abramov A., Zolotovskii I., Lapin V., Mironov P. et al.// Photonics 9 (3), 160 (2022).
4. Mahboub M. // Appl. Math. Sci. 6 (117), 5841 (2012).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ М 1:20000000 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСА ШУМАНА

А.П. Марков¹, А.Л. Филатов¹

¹ ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия.

E-mail: markov-lesha@inbox.ru

В ходе исследований влияния помех от грозовой активности на передачу информации в низкочастотном радиодиапазоне в 1952 году Шуман выдвинул гипотезу о существовании стоячих электромагнитных волн в волноводе Земля – ионосфера [1]. На рисунке показана иллюстрация гипотезы Шумана. 1 – Земля $R \approx 6400$ км, 2 – зазор $h \approx 80$ км со слабо ионизированной атмосферой, 3 – ионосфера, 4 – символическое изображение пространственно-локализованной в зазоре (2) стоячей электромагнитной волны, узлы и пучности которой находятся в электромагнитном пространстве. Во многих странах созданы национальные исследовательские центры для круглосуточного мониторинга резонанса Шумана (РШ). В России такие исследования проводятся в Томском государственном университете [2].



В настоящее время интерес к изучению таких волн, в первую очередь, связан с метеорологическими аспектами. Например, были экспериментально зафиксированы временные корреляции глобальной грозовой активности [3] и температурой в тропиках во время цикла Эль Ниньо [4] с амплитудой волн, находящихся вблизи основной частоты РШ ($f \approx 8$ Гц). В работах [5-7] было предложено использовать данные высокочастотной киносъемки, полученные геостационарным детектором молний, для изучения РШ. Для правильной интерпретации полученных результатов оказалось, что данных, которые можно получить из существующих численных моделей РШ [8], недостаточно. Поэтому было принято решение о создании первого прототипа экспериментальной установки, предназначенной для изучения стоячих волн в сферическом резонаторе, который в $2 \cdot 10^7$ раз меньше, чем в волновод Земля – ионосфера. Длина экватора Земли $\approx 4 \cdot 10^7$ м.

В данной работе описан: 1) процесс изготовления конденсатора, состоящего из двух проводящих сфероидов $R \approx 320$ мм, разделенных регулируемым зазором $h \approx 3 - 30$ мм. 2) источники возбуждения искрового разряда, 3) аппаратура для регистрации электрических параметров конденсатора и свойств стоячих электромагнитных волн, на частотах близких к $f \approx 8$ Гц в $2 \cdot 10^7 \approx 160$ МГц. Изготовленная модель не позволяет изучать биологические аспекты РШ, для которых важна частота резонанса.

В качестве каркаса при последовательном изготовлении из папье-маше вложенных сфероидов использовался стандартный 36 дюймовый надувной шар.



Рис. 1. Этапы создания макета: а) определение формы и максимальных размеров воздушного шара; б) шар с бандажами для коррекции формы; в) сфероид из папье-маше.

Видно (1а), что форма надувного шарика сильно отличается от шарообразной, поэтому при надувании использовались (1б) бумажные бандажи $R \approx 320$ мм, которые стал первым слоем папье-маше. Форма ионосферы меняется в зависимости от степени ионизации солнечным излучением, и геоид Земли не является идеальным шаром, поэтому сфероид из папье-маше не дорабатывался.

Электромагнитные волны возбуждались: а) искровыми разрядами, создаваемыми модулями МС800 генераторов высокого напряжения, которые преобразуют постоянное напряжение 3.7 - 6 В в 200кВ и обеспечивают дугу зажигания до 1,5 см; б) гармоническими колебаниями, подаваемыми на штыревую антенну. Амплитуда и фаза волн измерялись в разных местах модели с учетом диаграммы направленности. Электрические параметры конденсатора измерялись векторный анализатор цепей PLANAR C1209, который позволяет проводить измерения в диапазоне 100 кГц – 9 ГГц.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Библиографический список

1. Schumann, W. O. // Zeitschrift für Naturforschung A. 1952 V 7, No 3-4 pp. 250–252
2. http://soslff.tsu.ru/?page_id=7 (дата обращения 06 июля 2023 г.)
3. Balser M., Wagner C. A // Journal of Geophysical Research, 1962, V. 67, Iss 2 P. 619
4. Williams, E.R., // Science 1992 т. 256, в. 5060 P.1184 DOI: 10.1126/science.256.5060.1184
5. Филатов А.Л. // Известия РАН. Серия физическая, 2022, Т. 86, № 11, с. 1654-1659
6. Филатов А.Л. // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8, № 3. с. 82–85.
7. Филатов А.Л., Луканина Л. А. // Известия РАН. Серия физическая, 2023, Т. 87, № 10, с.
8. <https://www.dissercat.com/content/trekhmernye-chislennye-modeli-shumanovskogo-rezonansa-dlya-issledovaniya-nizhnei-ionosfery> (дата обращения 06 июля 2023 г.)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ ЛАТЕРАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

А.А. Мартышкин¹, А.А. Грачев¹, А.В. Садовников¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: aamartyshkin@gmail.com

Развитие технологий структурирования тонкопленочных магнитных микро- и наноструктур открыло новые возможности для исследования механизмов, методов возбуждения и управления спиновыми волнами (СВ) в магнитных материалах [1]. Управление свойствами СВ может осуществляться различными способами: путем изменения локальных свойств магнитных структур [2]; вариацией формы спин-волновых структур [3]; путем изменения ориентации и величины поля подмагничивания [4]. Как было показано в работах [5], эффекты дипольной связи спиновых волн в латеральных полосках приводят к периодической перекачке мощности между полосками, при этом спин-волновая связь может быть использована для реализации режимов пространственно-частотной селекции СВ [6]. Сигнал закодированный в фазу или величину амплитуды может быть использован в качестве двоичного кода в интегральных спиновых вычислительных устройствах [7].

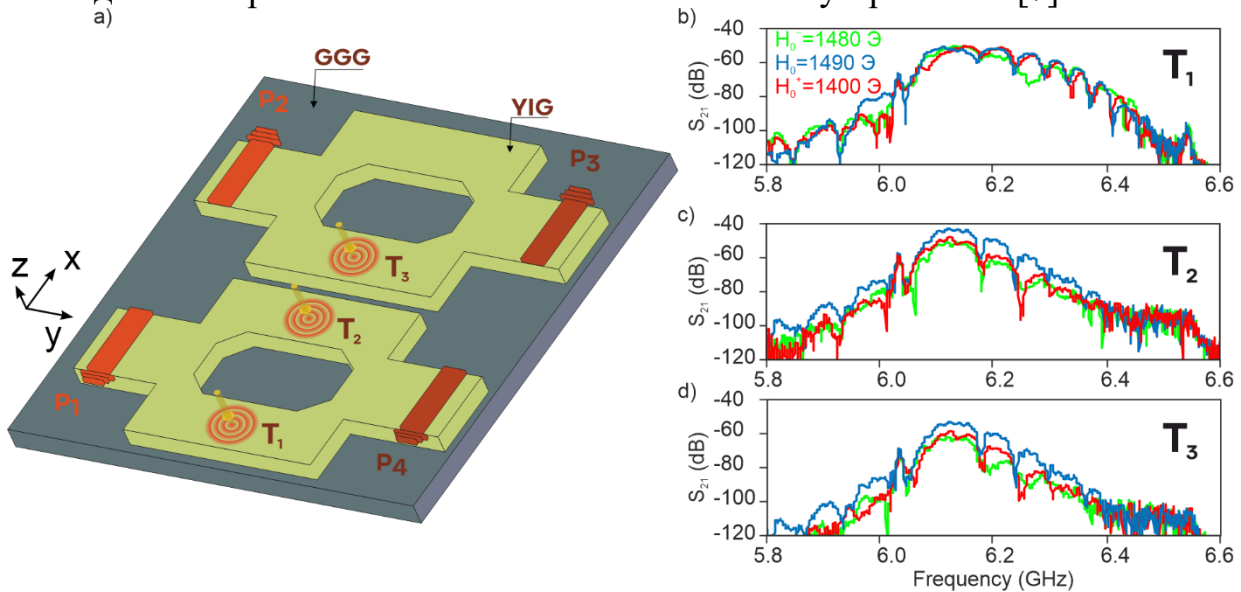


Рис. 1. (а) Схематическое изображение системы связанных интерферометров типа Маха-Цендера. Спектры возбуждения спиновых волн в латерально связанных интерферометрах, полученные в области P_4 при локальном изменении поля в плече T_1 (b), T_2 (c), T_3 (d) при различной величине внешнего поля подмагничивания H_0 .

На рисунке 1а представлено схематическое изображение исследуемой системы интерферометров. При этом ширина каждого интерферометра составляла 1.5 мм, а длина 10 мм. Ширина волноведущего канала составляла 0.5 мм. Намагниченность насыщения пленки ЖИГ, из которой была сформирована исследуемая структура, составляла $1,39e-5$ А/м; Величина постоянного внешнего магнитного поля – 1480-1500 Э. Направление внешнего магнитного поля выбрано так, чтобы в волноведущей структуре возбуждались поверхностные магнитостатические спиновые волны. Для описания физических процессов динамики распространения СВ

было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3[8] на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \left[\vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} \right] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right],$$

которое описывает прецессию магнитного момента \mathbf{M} в эффективном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a$ – эффективное магнитное поле, \mathbf{H}_0 – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ – поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} – обменное поле, \mathbf{H}_a – поле анизотропии, включающее в себя учет внешнего электрического поля, $\gamma = 2.7$ МГц/Ое – гиромагнитное отношение в пленке ЖИГ. На краях интерферометров были установлены области генерации (P_1) и приёма ($P_{2,3,4}$) сигналов. На следующем этапе решалась задача о распространении СВ в системе интерферометров, при возбуждении волны в области P_0 . На основе разработанной численной модели были получены спектральные характеристики СВ (рис. 2b-c), полученные в области P_4 при изменении величины внешнего магнитного поля H_0 .

Проведенные исследования распространения спиновых волн в системе латерально связанных интерферометров могут быть использованы для построения логических сетей, основанных на магнетонных принципах.

Работа выполнена в рамках гранта Российского Научного Фонда (№20-79-10191).

Библиографический список

1. Barman A., Gubbiotti G., Ladak S. et. al., // J. Phys.: Condens. Matter. 2021
2. Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V., et. al., // Phys. Rev. B 2017. V. 9. P. 060401(R).
3. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Odintsov S.A., // JETP Lett. 2018. V. 108. P. 332
4. Kostylev M., Schrader P., Stamps R.L., // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 132504
5. Grunberg P., Cottam M.G., Vach W., et. al., // Journal of Applied Physics. 1982. V. 53. P. 2078.
6. Martyshkin A.A., Odintsov S.A., Gubanov Y.A. et al., // JETP Letters. 2019. V. 110. P. 533.
7. Chumak A.V., Kabos P., Wu M., et. al., // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. V. 58(6). Pp. 1-72.
8. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et. al., // AIP Advances. 2014. V. 4. P. 107133.

ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА В СИСТЕМЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЖИГ ВОЛНОВОДОВ

Р.В. Маслий, А.Б. Хутиева, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: romamaslij5@gmail.com

В настоящее время активно исследуются способы построения систем обработки информационного сигнала на основе эффектов переноса магнитных моментов или спинов электронов без переноса заряда[1]. В таких устройствах, основанных на магнотонных принципах информационный сигнал кодируется в фазе или амплитуды спиновых волн (СВ), а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции[2]. Планарные ферритовые волноведущие микроструктуры конечной ширины на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы «магнотонных сетей», для создания различных устройств обработки сигналов: линий задержки, фильтров, интерферометров, переключателей, мультиплексоров[3-4].

В данной работе мы исследуем влияние дипольной связи магнотонных микроволноводов для реализации вертикального и латерального транспорта магнотоннов. Для исследования динамики распространения СВ в системе ЖИГ-волноводов использовался метод связанных волн[5-6]. С помощью микромагнитного моделирования были исследованы режимы распространения СВ в массивах микроволноводов, образованных массивом полосок ЖИГ[7]. Исследованы механизмы, приводящие к формированию различных «паттернов», образованных спин-волновым сигналом при его распространении в продольно-нерегулярных тонкопленочных магнотонных микроволноводах.

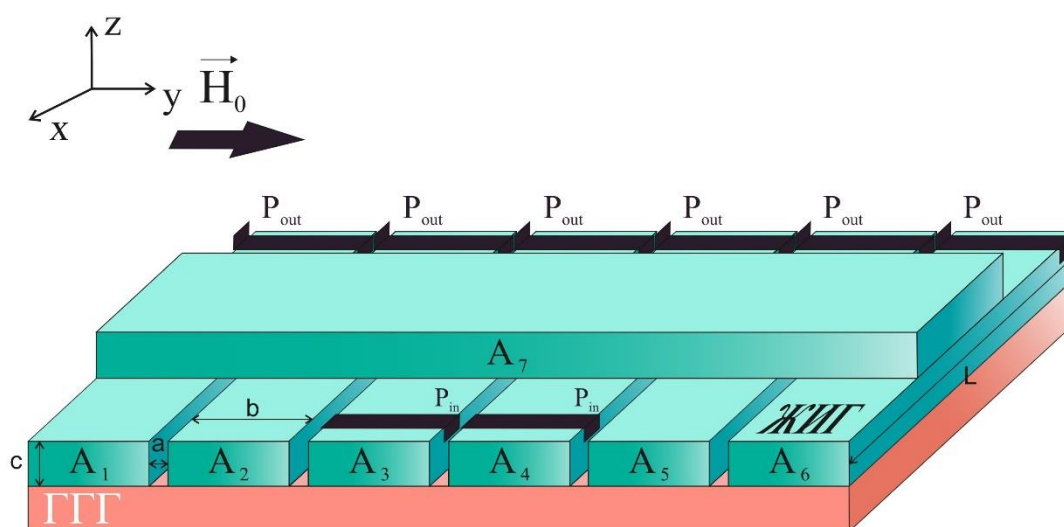


Рис. 1. Схематическое изображение решетки микроволноводов, a – горизонтальный зазор, b – ширина, c – толщина, L – длина микроволноводов, P_{in} и P_{out} – микрополосковые антенны для возбуждения и приема СВ соответственно.

Микромагнитное моделирование [8] проводилось для системы латерально и вертикально связанных ферритовых микроволноводов (рис. 1) из пленки железо-иттриевого граната, расположенную на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Микроволноводы выполнены в виде удлинённых полосок, в длину $L = 4$ мм, в ширину $b = 300$ мкм и толщиной $c = 10$ мкм, образующие решётку из горизонтального слоя, которая содержит шесть волноводов, расположенных с зазорами в горизонтальной плоскости, и одного волновода, расположенного перпендикулярно над ними. Намагниченность насыщения пленок железо-иттриевого граната составляет $M = 139$ Гс, а величина внешнего магнитного поля составляет $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси y , обеспечивающее эффективное возбуждение поверхностных спиновых волн (ПСВ). Радиационное затухание слабых мод различается от затухания сильных на два порядка, что позволяет уменьшить величину накачки, необходимой для выхода на режим генерации. Величину накачки можно уменьшить, практически, до уровня компенсации диссипативных потерь. Частота затухания слабых мод составляет около 0.0005 ТГц, в то время, как частота затухания сильных мод – около 0.08 ТГц. Режим усиления требует компенсации не только диссипативных потерь, но и потерь на излучение. Таким образом, уменьшение радиационного затухания существенно снижает порог генерации.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект №20-79-10191).

Библиографический список

1. Barman A., Gubbiotti G., Ladak S. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. N. 41. 413001
2. Stancil D. D., Prabhakar A. // Springer. 2009.
3. Wang Q., Pirro P., Verba R. et al. // S. Adv. 4. 2018. e1701517.
4. Vogt K., Schultheiss H., Jain S. et al. // Appl. Phys. Lett. 101. 2012. 042410.
5. Хутиева А.Б., Акимова В.Р. и др. // ФТТ. 2022. Т. 64. № 9. С. 1288-1292.
6. Хутиева А.Б., Бегинин Е.Н. и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 12. С. 2116-2118.
7. Хутиева А.Б., Акимова В.Р. и др. // Из. РАН. Серия физич. 2023. том 87. № 6. с. 792–795.
8. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. // AIP Adv. 4. 2014. 107133.

ВЛИЯНИЕ pH ВОДНОЙ СУБФАЗЫ НА СВОЙСТВА ПЛАВАЮЩИХ СЛОЕВ ЛЕНГМЮРА И ПЛЕНОК НА ТВЕРДЫХ ПОДЛОЖКАХ ПРОИЗВОДНЫХ ПОРФИРИНА

В.Н. Миронюк¹, Д.В. Ткачев¹, М.В. Гавриков¹, Т.Я. Каратышова¹,
О.А.Х. Хассун¹, А.Ж.К. Аль-Алвани¹, А.И. Смирнова²,
Н.В. Усольцева², Е.Г. Глуховской¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Ивановский государственный университет

E-mail: bestblogger@yandex.ru

Производные порфирина (ПП) являются перспективными материалами для фотовольтаики. Электронные свойства молекул, а, следовательно, и проводящие свойства пленок на их основе, могут управляться путем добавления к ним атомов водорода (протонирования) или его удаления (депротонирования). Известно, что протонированные формы порфирина приобретают электроакцепторную способность в кислой среде (менее pH=4) и благодаря добавлению протонов к ароматическим атомам азота макроцикла, могут использоваться как акцепторы электронов в отличии от мономерной формы ПП, которая в основном используется в качестве доноров электронов [1].

В настоящей работе исследовались особенности формирования плавающих слоев и пленок ПП на твердых подложках при различной pH субфазы.

Объектом исследования являлись производные порфина, имеющие различные заместители периферии макроцикла: 5,10,15,20-тетра(4-н-метилоксифенил)порфин – ПП1; 5-(4-аминофенил)-10,15,20-трис(4-гексадецил-оксифенил)порфин – ПП2; 5-(4-гидроксифенил)-10,15,20-трис(4-гексадецил-оксифенил)порфин – ПП3.

Плавающие слои формировались на поверхности водного раствора H_3PO_4 (pH=1,5) и дистиллированной воды (pH=5.3). Обнаружено, что при увеличении pH субфазы с 1.5 до 5.3, площадь на молекулу в плотноупакованном состоянии увеличивается: для ПП1 – на 0.132 нм^2 , ПП2 – на 0.887 нм^2 , ПП3 – на 0.5 нм^2 . Одновременно с этим спектральные исследования слоев, перенесенных на стеклянные подложки методом Ленгмюра-Шеффера (ЛШ), показали небольшой гипсохромный сдвиг полос Sore и практически полное исчезновение Q-полос.

Появление дополнительной полосы в области 459 нм для пленки ПП2 на спектре поглощения может свидетельствовать о депротонировании макроцикла ПП2.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета

Библиографический список

1. Shunichi F, Tatsuhiko H, Takahiko K. 2012. Coordination Chemistry Reviews 256 2488-2502.

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ОСОБЕННОСТИ ГАННОВСКОЙ И РЕКОМБИНАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ТОКА В СТРУКТУРАХ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Р.А. Щипцов¹, Д.В. Курочкин¹, А.В. Митин¹, А.И. Михайлов¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет

имени Н.Г. Чернышевского

E-mail: mitin_av@mail.ru

В ряде исследований [1-4], проведенных с использованием разработанной авторами локально-полевой математической модели, было установлено, что даже в предположении постоянства времени жизни неравновесных носителей заряда τ (линейной рекомбинации) изменение величины времени жизни может приводить к существенным изменениям характера динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$ (на основе полуизолирующего $n - \text{GaAs}$) как при учете механизма только ганновской неустойчивости тока, так и при одновременном учете дрейфового и рекомбинационного механизмов развития неустойчивости тока (при доминировании второго) в условиях локализованного воздействия на активную область структуры излучения из диапазона длин волн, соответствующего собственному поглощению арсенида галлия. Было показано, что наиболее сложные и интересные изменения в характере динамики носителей заряда, электрического поля и, соответственно, в спектре генерируемых колебаний тока, обусловленные изменением постоянного приложенного напряжения и величины τ , возможны в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры.

В данной работе с целью выявления закономерностей указанных изменений проведен более детальный анализ особенностей проявления ганновской и рекомбинационной неустойчивостей тока в исследуемых структурах при различных значениях времени жизни в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры. Значения времени жизни, используемые в численных экспериментах, выбирались на основе известных литературных данных для арсенида галлия [5], а также с учетом результатов предыдущих работ авторов [1-4], и, в частности, задавались в интервале $\tau = 1 - 10$ нс для ганновской неустойчивости тока и $\tau = 10 - 17$ нс – для рекомбинационной.

Исследование динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в исследуемых структурах в условиях проявления ганновской неустойчивости тока показало, что при всех значениях времени жизни из анализируемого интервала ($\tau = 1 - 10$ нс) в структуре возможно установление двух характерных устойчивых различающихся динамических режимов, описанных ранее в работах [2, 4], переключение между которыми происходит при достижении некоторого переходного напряжения $U_{\text{п}}$. Показано, что в рассматриваемом интервале значений времени жизни $U_{\text{п}}$ немонотонно зависит от τ . В интервале значений времени жизни $\tau = 1 - 3$ нс при увеличении τ наблюдается уменьшение $U_{\text{п}}$, что, по всей видимости, обусловлено уменьшением влияния рекомбинационных процессов на динамику простран-

ственного заряда при сопоставимости τ и времени, определяющего пролет дипольного ганновского домена через освещаемую область и прилегающие к ней области с повышенной концентрацией неравновесных носителей заряда. В диапазоне значений времени жизни $\tau = 4 - 10$ нс происходит увеличение U_p при увеличении τ , что, вероятно, обусловлено увеличением дрейфового и диффузионного смещения неравновесных носителей заряда за пределы освещаемой области, приводящим к перераспределению электрического поля между этой областью и остальными частями структуры.

Исследование динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в исследуемых структурах в условиях проявления рекомбинационной неустойчивости тока показало, что при всех значениях времени жизни из анализируемого интервала ($\tau = 10 - 17$ нс) в структуре возможно установление двух основных режимов генерации колебаний тока. При малых напряжениях наблюдается режим, периодический колебательный процесс в котором обусловлен формированием вблизи катода бегущего рекомбинационного домена, достигающего освещаемой области и рассасывающегося в ней. При больших напряжениях наблюдается режим, в котором формируемый домен оказывается способным преодолевать освещаемую область и уходить в анод. Установлено, что изменение значения времени жизни оказывает наиболее существенное влияние на характер динамики электронных процессов в интервале напряжений, соответствующем переходу структуры из одного основного динамического режима в другой. Обнаружено, что в интервале значений времени жизни $\tau = 13 - 17$ нс в указанном «промежуточном» интервале напряжений реализуется «переходный» режим, при котором в одном периоде наблюдается несколько циклов колебаний, соответствующих процессам последовательного формирования, движения и исчезновения (в освещаемой области или на аноде) подвижных рекомбинационных доменов. Установление «переходного» режима связано с тем, что распределение электронов и дырок, искажаемое при прохождении домена через активную область, не успевает возвращаться в исходное состояние до формирования очередного домена в периоде.

Библиографический список

1. Михайлов А.И., Митин А.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т.10(2). С. 49-56.
2. Михайлов А.И., Митин А.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13(1). С. 73-81.
3. Михайлов А.И., Митин А.В. // III научный форум телекоммуникации: теория и технологии ТТТ-2019. 2019. С. 22-23.
4. Михайлов А.И., Митин А.В., Кожевников И.О. // Физика полупроводников и твердотельная электроника: Сборник статей / Под общей ред. проф. А.И. Михайлова. Саратов: Изд-во "Амирит", 2022. С. 42-76.
5. Das B., Aguilera I., Rau U., Kirchartz T. // Phys. Rev. Materials. 2020. V. 4(2). P. 024602.

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ОБЛАСТИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОСОБЕННОСТИ ГАННОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА В СТРУКТУРАХ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Н.В. Шпак¹, А.В. Митин¹, А.И. Михайлов¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: mitin_av@mail.ru

Исследование особенностей проявления ганновской неустойчивости тока в структурах арсенида галлия в условиях внешнего оптического воздействия [1-3] представляет интерес в связи с возможными перспективами создания на этой основе принципиально новых приборов и устройств функциональной микроэлектроники и оптоэлектроники.

В данной работе на основе описанного и обоснованного ранее варианта одномерной локально-полевой математической модели [4, 5] проведено исследование влияния ширины и расположения области оптического воздействия на особенности нелинейной динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$ в условиях ганновской неустойчивости тока. Длина активной n -области (полуизолирующий арсенид галлия) составляла порядка 500 мкм, концентрация доноров в ней $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Локальность оптического воздействия (излучения, соответствующего собственному поглощению GaAs) осуществлялась заданием пространственного распределения интенсивности светового возбуждения вдоль освещаемой области конечной ширины d посредством введения пространственной функции $G(x)$ вида «приподнятый косинус», определяющей скорость генерации электронов и дырок светом и принимаемой идентичной для электронов и дырок. Параметры оптического воздействия (ширина d и положение освещаемой области, а также максимальное значение функции генерации G_{\max} , соответствующее середине освещаемой области) выбирались из физических соображений и определялись характеристическими параметрами процессов, происходящих в структуре. Так, освещаемая область не должна располагаться к $n^+ - n$ -переходам ближе некоторого расстояния, определяемого характерным диффузионным смещением неравновесных носителей заряда. Значения ширины d освещаемой области принимались равными 10, 30, 50, 70, 84, 100, 120, 150, 200 и 250 мкм. При этом произведение $d \cdot G_{\max}$ оставалось неизменным и выбиралось равным $9,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует распределению заданной мощности применяемого источника оптического воздействия на освещаемую область определенной ширины. Значения времени жизни для электронов и дырок принимались постоянными (линейная рекомбинация) и равными $\tau_n = \tau_p = 10^{-8} \text{ с}$.

Численное моделирование показало, что изменение ширины освещаемой области оказывает более существенное влияние на спектральный состав генерируемых колебаний тока при ее расположении в центральной части активной области структуры (рис. 1) по сравнению со случаями ее расположения вблизи катода или анода структуры.

Изменение ширины области оптического воздействия в интервале от 100 до 250 мкм при ее локализации в центральной части активной области структуры приводит к существенному и немонотонному изменению частоты основной гармоники f колебаний тока (рис. 1, а) при напряжениях, меньших напряжения перехода $U_{п}$ структуры из одного динамического режима в другой, а также к немонотонному изменению $U_{п}$. На основе анализа динамики распределений электронов и дырок в структуре установлено, что при изменении ширины освещаемой области d происходит заметное перераспределение дырок в структуре, приводящее к возникновению двух противоборствующих факторов, определяющих немонотонный характер зависимостей $f(d)$ и $U_{п}(d)$: 1) изменение соотношения скоростей перераспределения напряженности электрического поля между формирующимся (между освещаемой областью и анодом) обогащенным слоем и остальной частью активной области структуры; 2) изменение эффективной ширины области, в которой формируется и движется обогащенный слой. При увеличении значения ширины освещаемой области от 100 до 150 мкм происходит уменьшение частоты основной гармоники колебаний тока при напряжениях, меньших $U_{п}$, и увеличение напряжения перехода $U_{п}$, что, по всей видимости, обусловлено доминированием первого фактора. При увеличении значения ширины освещаемой области от 150 до 250 мкм наблюдается увеличение частоты основной гармоники колебаний тока при напряжениях, меньших $U_{п}$, и уменьшение напряжения перехода $U_{п}$, что, вероятно, связано с доминированием второго фактора.

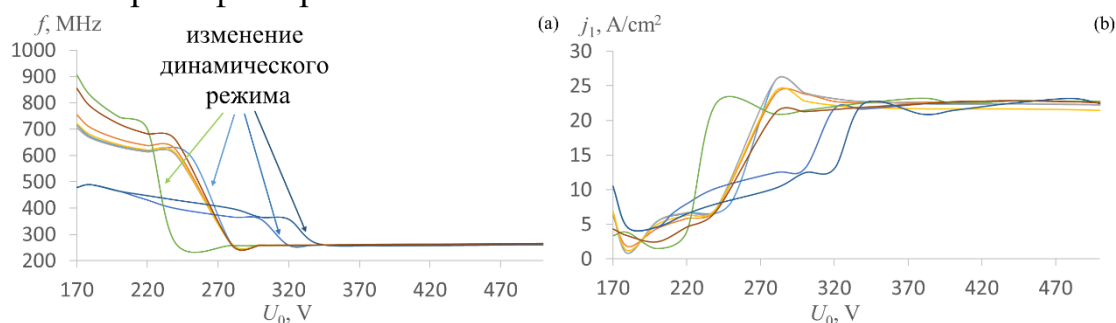


Рис. 1. Зависимости частоты (а) и амплитуды (б) основной гармоники плотности полного тока от величины приложенного постоянного напряжения при различных значениях ширины освещаемой области: 10 мкм (серая кривая); 30 мкм (голубая кривая); 50 мкм (желтая кривая); 100 мкм (оранжевая кривая); 120 мкм (синяя кривая); 150 мкм (тёмно-синяя кривая); 200 мкм (коричневая кривая); 250 мкм (зеленая кривая).

Библиографический список

1. Hsu H.W., Sih V. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129(9). P. 095701.
2. Kašalynas I., Subačius L. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89(15). P. 152104.
3. Segev M., Collings B., Abraham D. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76(20). P. 3798.
4. Михайлов А.И., Митин А.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т. 10(2). С. 49-56.
5. Михайлов А.И., Митин А.В. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13(1). С. 73-81.

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ОПТОВОЛОКОННОГО ПАТЧ-КОРДА НА РЕГИСТРАЦИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ МЕТОДОМ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

И.Н. Михайлов^{1,2}, Е.В. Ушакова², С.С. Волчков², Д.А. Зимняков^{2,3}

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

²*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*

³*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия*

E-mail: ilya98mih@yandex.ru

Метод низкокогерентной рефлектометрии является одним из многих методов регистрации рассеянного света [1,2], позволяющих описывать структуру и динамику случайно-неоднородных сред [3-5] на микроскопическом уровне.

В представленной работе использовался разработанный ранее [6] оптический блок, собранный по конфокальной схеме (рисунок 1, блок «А»), как альтернатива классической реализации метода безопорной рефлектометрии с применением рамановского микроскопа в качестве блока регистрации рассеянного излучения [7].

Данное исследование является развитием разработанных ранее решений и направлена на установление влияния длины оптоволоконного патч-корда на подавление интенсивности флуоресценции, регистрируемой с поверхности образца, представляющего собой насыщенную флуорофором полимерную матрицу, полученную методом сверхкритического флюидного вспенивания (СКФ вспенивания). При этом образцы сканировались вдоль произвольно выбранных трасс; количество точек сканирования для каждой трассы было равно 30; шаг сканирования Δx установлен равным 250 мкм.

В процессе сбора спектральных данных исследуемые образцы облучались расходящимся пучком непрерывного лазерного излучения с использованием геометрии освещения под углом с применением вогнутой линзы, расширяющей пучок накачки. Расширенный пучок полностью перекрывал поверхность образца. Используемый в блоке детектирования базовый оптоволоконный патч-корд длиной 1 метр искусственно наращивался другими патч-кордами с теми же характеристиками (числовой апертурой и диаметром сердцевины) длиной 2 м с помощью SMA коннекторов. Увеличение длины патч-корда приводит к дополнительному подавлению мод высших порядков в процессе распространения через оптоволокно. Общее количество возбуждаемых мод N_m можно оценить с помощью выражения $\approx 4\pi^2 a^2 (NA_p^2) / 2\lambda^2$. В таблице 1 представлены результаты оценок нормированной средней интенсивности флуоресценции при сканировании для различных длин волн. Дополнительным фактором, приводящим к снижению интенсивности, являются возрастающие френелевские потери при увеличении числа SMA коннекторов.

Таблица 1 – Влияние длины патч-корда на нормированную среднюю интенсивность регистрируемой флуоресценции

	550 нм	600 нм	650 нм	700 нм
1 м	1±0.05	1±0.05	1±0.05	1±0.05
3 м	0.83±0.04	0.80±0.04	0.76±0.04	0.75±0.04
5 м	0.47±0.02	0.44±0.02	0.40±0.02	0.39±0.02

В рамках методологии низкокогерентной рефлектометрии восстановлены значения моментов второго и третьего порядка флуктуаций регистрируемой флуоресценции в зависимости от длины патч-корда. Полученные величины моментов интенсивности демонстрируют высокую взаимную корреляцию. Наблюдаемое в экспериментах подавление средней интенсивности флуоресценции при возрастании длины патч-корда приводит к необходимости предварительной калибровки используемой оптической схемы с применением отражательного стандарта или флуоресцентного агента с известным квантовым выходом.

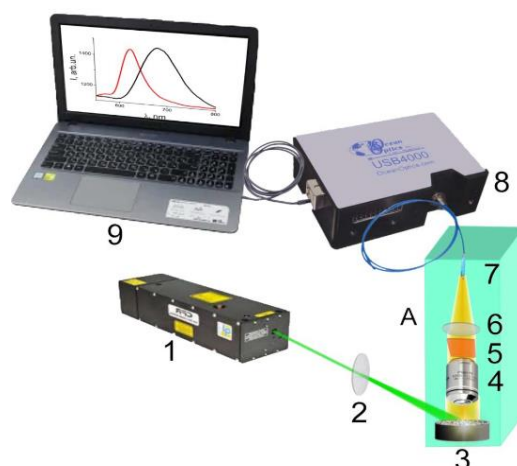


Рисунок 1 - схема безпорного рефлектометра со спектральной селекцией детектируемого излучения: 1 – непрерывный лазер; 2 – расширитель пучка; 3 - исследуемый образец; 4 - микрообъектив; 5- фильтр, блокирующий лазерное излучение; 6 - коллекторная линза; 7 - входной наконечник оптоволоконного патч-корда; 8 - спектрометр; 9 - ПК.

Библиографический список

1. *Maret, G.; Wolf, P.E.* // Zeitschrift für Physik B Condensed Matter. 1987. V. 65. Pp. 409–413.
2. *Pine, D.J.; Weitz, D.A.; Chaikin, P.M.; Herbolzheimer, E.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60, Pp. 1134–1137.
3. *Pine, D.J.; Weitz, D.A.; Zhu, J.X.; Herbolzheimer, E.* // J. Phys. Fr. 1990. V. 51. pp. 2101–2127.
4. *Yodh, A.G.; Kaplan, P.D.; Pine, D.J.* // Springer Ser. Chem. Phys. 1990. V. 53. pp. 169–171.
5. *Morin, F.; Borrega, R.; Cloitre, M.; Durian, D.* // Appl. Opt. 2002. V. 41. pp. 7294–7299.
6. *Zimnyakov, D.; Isaeva, E.; Isaeva, A.; Volchkov, S.* // Applied Sciences. 2020. V. 10(5). p. 1629.
7. *Zimnyakov, D.A.; Yuvchenko, S.A.; Pavlova, M.V.; Alonova, M.V.* // Opt. Express. 2017. V. 25. pp. 13953–13972.

УСИЛЕНИЕ ТГц ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ДВУМЯ СЛОЯМИ ГРАФЕНА

И.М. Моисеенко¹, Д.В. Фатеев^{1,2}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: MoiseenkoIM@yandex.ru

Создание устройств на основе графена для работы в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот в последние годы являются актуальной задачей [1, 2]. В частности, активно исследуются плазмонные свойства графена [3-6]. Графеновые плазмоны могут возбуждаться на ТГц-частотах при комнатной температуре, а их характеристиками можно управлять путем изменения концентрации носителей заряда в графене [6-7]. Для эффективного возбуждения плазмонов в графене внешней ТГц волной необходим элемент связи, в качестве которого могут быть использованы металлические решетки [8-9]. В графене возможно создание инверсной населенности, что приводит к отрицательной проводимости графена и возможности усиления электромагнитного излучения на ТГц частотах [7, 10]. Усиления на ТГц частотах можно также добиться в структурах на основе графена с постоянным током, в том числе с использованием эффекта плазмонного резонанса [6, 11].

В настоящей работе теоретически исследовано возбуждение и усиление плазмонов в структуре на основе двух слоев графена, в одном из которых течет постоянный ток. Слои графена разделены диэлектриком толщиной $h=20$ нм, и отнесены от металлической решетки на расстояние $d=50$ нм (Рис. 1). Структура является периодической в направлении оси x , с периодом $L=w_1+S_1+w_2+S_2$, где $w_1=500$ нм, $w_2=4.35$ мкм размеры электродов и $S_1=100$ нм, $S_2=200$ нм размеры просветов между электродами. Слои графена описаны в рамках гидродинамического приближения [11] и имеют следующие параметры: энергия Ферми составляет 125 мэВ и время релаксации импульса носителей заряда 2 пс в графене без электронного дрейфа, и 120 мэВ и 0.1 пс в графене с дрейфом носителей заряда, соответственно. Падающая на структуру ТГц волна возбуждает поверхностные плазмоны в слое графена без дрейфа носителей заряда, имеющем индуктивную проводимость, в то время как проводимость графена с дрейфом носителей заряда является емкостной в широком диапазоне частот для различных параметров графена, что запрещает существование собственных поверхностных плазмонных мод. Действительная часть проводимости графена с дрейфом носителей заряда является отрицательной, что приводит к возможности

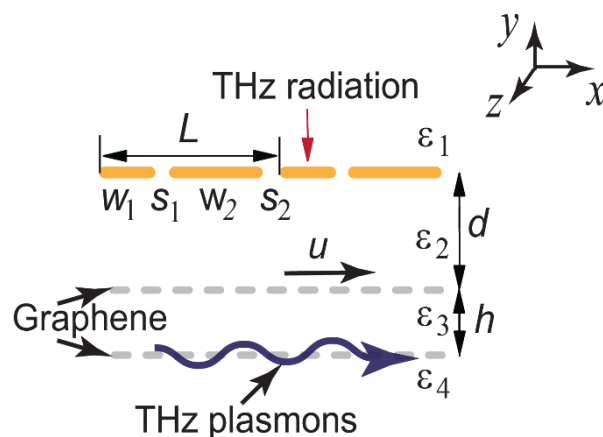


Рис.1 Схематическое изображение структуры.

усиления ТГц плазмонных волн в структуре с дрейфом носителей заряда.

усиления плазмонов, возбуждающихся в графене без электронного дрейфа, в случае близкого расположения слоев графена (меньше длины волны плазмонов). В работе [6] была предсказана возможность возбуждения усиливающихся плазмонов в монослое графена с электронным дрейфом при скоростях дрейфа $u > V_F/\sqrt{2}$, где V_F – скорость Ферми в графене. Использование структуры с двумя слоями графена позволяет возбуждать усиливающиеся плазмоны ($A < 0$) при скорости дрейфа носителей заряда $u < V_F/\sqrt{2}$, а также достигнуть порога лазерного режима ТГц излучения (Рис. 2).

Частотой плазмонного резонанса можно управлять путем изменения размера электродов решетки, а также концентрации носителей заряда в слоях графена.

Таким образом, исследуемая структура может быть использована для возбуждения и лазерного излучения плазмонов в широком диапазоне ТГц частот и скоростей дрейфа носителей заряда в одном из слоев графена.

Работа финансируется стипендией Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики.

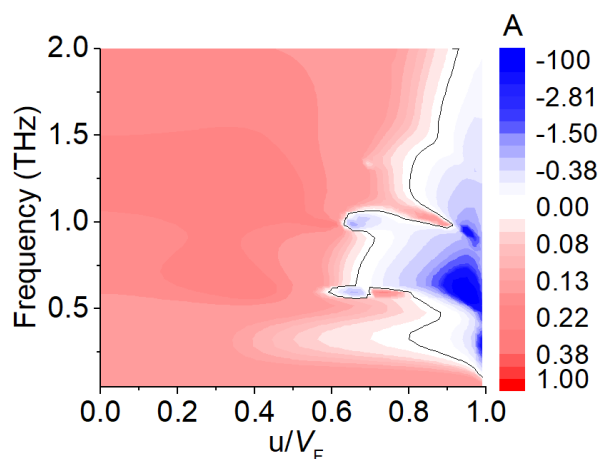


Рис. 2. Коэффициент поглощения падающей на графеновую структуру электромагнитной волны в зависимости от частоты и скорости дрейфа носителей заряда u .

Библиографический список

1. A.N. Grigorenko, M. Polini, and K.S. Novoselov // Nature Photonics 6, 749 (2012).
2. F.H.L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A.C. Ferrari, M.S. Vitiello and M. Polini // Nature Nanotech 9, 780 (2014).
3. F.J. Garca de Abajo // ACS Photonics 1 (3), 135 (2014).
4. A. Soltani et al // Light Sci. Appl. 9, 97 (2020).
5. D. Svintsov, T. Otsuji, V. Mitin, M.S. Shur and V. Ryzhii Appl. Phys. Lett. 106, 113501 (2015).
6. D. Svintsov // Phys. Rev. B 100, 195428 (2019).
7. M.Yu. Morozov, A.R. Davoyan, I.M. Moiseenko et al. // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
8. P. Alonso-Gonzalez, A. Y. Nikitin, Y. Gao, A. Woessner et al. // Nat. Nanotech. 12, 31 (2012).
9. N. Kumada, S. Tanabe, H. Hibino, H. Kamata, M. Hashisaka // Nat. Commun. 4, 1363 (2013).
10. I.V. Oladyshkin et al. // Phys. Rev. B, V. 96, 155401 (2017).
11. I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev // Phys. Rev. B 103, 195430 (2021).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАФЕНЕ С КОСЫМ ДРЕЙФОМ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

И.М. Моисеенко¹, Д.В. Фатеев^{1,2}, В.В. Попов¹

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: MoiseenkoIM@yandex.ru

Исследования по созданию усилителей, источников и детекторов терагерцового (ТГц) излучения на основе графена являются активно разрабатываемыми направлениями современной фотоники [1-3]. Помимо графеновых структур с инверсной населенностью носителей заряда, интересных для создания ТГц усилителей и источников, перспективными являются структуры на основе графена с постоянным электрическим током. Возможность усиления ТГц излучения за счет черенковской эмиссии плазмонов дрейфующими электронами в графене в гидродинамическом режиме была показана в работе [4]. Постоянный электрический ток, направленный перпендикулярно направлению распространения волны в графене приводит к емкостной проводимости графена и возможности существования в нем усиливающих поверхностных поперечно-электрических (ТЕ) волн [5, 6].

В данной работе теоретически изучается преобразование ТМ волны, наклонно падающей на графен с постоянным электрическим током, направленным под углом к плоскости падения волны, в отраженную волну с ТЕ поляризацией. В исследуемой структуре монослой графена окружен полубесконечными диэлектриками с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{1,2}$ (Рис. 1). Волна с ТМ поляризацией падает на структуру под произвольным углом α в плоскости x - y . Лист графена описывается нелокальной проводимостью, полученной в рамках гидродинамического приближения.

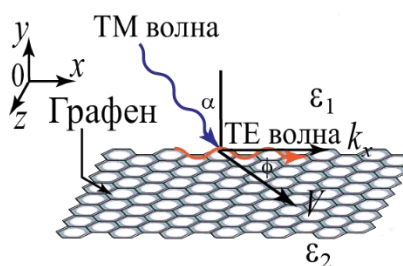


Рис.1 Схематическое изображение структуры.

Наличие дрейфа носителей заряда, направленного под углом к плоскости падения ТМ волны, приводит к тензорному виду проводимости графена и возникновению новых компонент электрического и магнитного полей в отраженной и прошедшей волнах. Чтобы избежать прохождения падающей волны сквозь структуру и повысить эффективность преобразования поляризации падающей волны, диэлектрические проницаемости окружающих графен сред должны удовлетворять условию $\epsilon_1 > \epsilon_2$, а угол падения должен превышать угол полного внутреннего отражения (ПВО). Преобразование поляризации значительно возрастает благодаря возбуждению квази-поверхностных ТЕ мод в графене с постоянным током. Эффективность возбуждения ТЕ волны можно описать коэффициентом преобразования поляризации волны, равным отношению плотности потока энергии отраженной ТЕ волны к плотности потока энергии падающей волны (Рис. 2). В зависимости от величины

скорости дрейфа носителей заряда в графене и угла ϕ между направлением скорости дрейфа и плоскостью падения волны, величина коэффициента преобразования поляризации может превышать единицу, что говорит об усилении волны. Усиление возникает за счет эффекта отрицательной проводимости графена с дрейфом носителей заряда. Рисунок 2 симметричен относительно $\phi=90^\circ$ из-за незначительной пространственной дисперсии проводимости графена при отражении внешней ТГц волны от графена.

Вблизи частоты 0.15 ТГц при углах $\phi=55^\circ$ и $\phi=125^\circ$ возможно лазерное излучение ТГц волны, связанное с резонансным возбуждением квази-поверхностных ТЕ мод в графене.

Таким образом, показано, что в графене с постоянным током падающая ТМ волна может быть эффективно преобразована в волну с ТЕ поляризацией. В режиме ПВО при определенном направлении дрейфа носителей заряда в графене относительно плоскости падения волны возможно лазерное излучение ТЕ поляризованной волны.

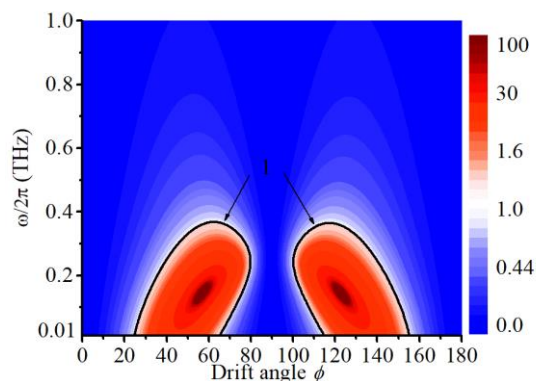


Рис. 2. Отношение потока энергии отраженной волны с ТЕ поляризацией к потоку энергии падающей ТМ волны в зависимости от частоты падающей волны и направления дрейфа носителей заряда в графене (угол ϕ на Рис. 1). Параметры графена: энергия Ферми 600 мэВ, $\tau=0.1$ пс, скорость дрейфа электронов $V=0.5$ VF, где VF – скорость Ферми в графене.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-79-00262.

Библиографический список

1. A.N. Grigorenko, M. Polini, and K.S. Novoselov // Nature Photonics 6, 749 (2012).
2. F.H.L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A.C. Ferrari, M.S. Vitiello and M. Polini // Nature Nanotech 9, 780 (2014).
3. R.A. Lewis // J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 374001 (2014).
4. D. Svintsov // Phys. Rev. B 100, 195428 (2019).
5. I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev // J. Phys.: Condens. Matter 34 295301 (2022).
6. I.M. Moiseenko, V.V. Popov, D.V. Fateev // J. Phys.: Condens. Matter 35, 255301 (2023).

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ВАКУУМНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ СУБ-ТГц ДИАПАЗОНА

И.А. Навроцкий^{1,2}

¹Акционерное общество НПП «Алмаз», г. Саратов

²Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: ingvarna@gmail.com

Среди различных электровакуумных приборов для ряда приложений, прежде всего, для нового поколения информационно-телекоммуникационных систем, наибольший интерес представляют широкополосные усилители типа лампы бегущей волны (ЛБВ). К 2023 году появилось большое многообразие вариантов исполнения макетов ЛБВ, однако до сих пор отсутствует их коммерческая реализация. В результате анализа библиографических источников в данной работе выделены основные типы ЛБВ усилителей суб-ТГц диапазона, которые характеризуются по способу формирования и транспортировки электронного пучка. Каждый рассматриваемый тип имеют свои преимущества и недостатки.

Наиболее распространённый тип ЛБВ содержит электронно-оптическую систему (ЭОС) на основе цилиндрического электронного пучка с компрессией, который транспортируется при помощи периодической магнитной фокусирующей системой (МПФС) из кольцевых магнитов. Замедляющая система (ЗС) такого прибора как правило представляет собой петляющий волновод [1]. Неоспоримым преимуществом данной ЭОС является то, что цилиндрический пучок легко транспортируется в МПФС и его возможно юстировать кольцевыми магнитами. Способ настройки таких приборов не отличается от традиционной технологии настройки ЛБВ. Однако для приборов W-диапазона и выше тонкая подстройка пучка затрудняется малыми размерами самой системы.

В основе второго типа ЛБВ лежит ЭОС с ленточным электронным пучком и МПФС из прямоугольных магнитов. Следует отметить, что на основе ЭОС такого типа в 2004 году был создан клистрон W-диапазона с рекордной пиковой выходной мощностью 100 кВт, средняя мощность в полосе 95 ГГц составила 2 кВт при токе пучка 3.6 А [2]. Резонаторы клистрона были изготовлены при помощи технологии LIGA. В литературе описаны ЛБВ с ленточным пучком Ka, W и G-диапазонов [3,4]. Однако, в публикациях как правило не обсуждается долговечность прибора. Кроме того, настройка магнитной системы для приборов с ленточным пучком осложняется тем, что в каждом периоде МПФС располагается по 2 магнита и 2 полюсных наконечника, которые необходимо юстировать [5]. В последнее время проблему юстировки МПФС с ленточным пучком пытаются решить в ряде работ. В [6] магниты закрепляются на общей «шине», она представляет собой металлический брусок, на котором вырезана структура в виде чередующихся ламелей. В пазах между ламелями размещаются магниты. Таким образом, размещение магнитов в МПФС зависит только от точности изготовления ламелей.

В основе третьего конструктивного типа ЛБВ лежит массивная магнитно-фокусирующая система с однородным полем [7]. В канале ЭОС может транспортироваться цилиндрический или ленточный электронный пучок, также встречаются варианты с многолучевым исполнением. Длина пространства взаимодействия в таком

случае может достигать 50 мм и более, поэтому такая система имеет большой вес и ее применение в компактных системах затруднено [9].

В четвертый конструктивный тип ЛБВ можно выделить приборы с цилиндрическим пучком и компактными магнитными системами с однородным полем, которое создается магнитами и наконечниками сложной конической формы (см., например, [9]). Обычно длина пространства взаимодействия в таких системах не превышает 40 мм. Как правило масса магнитов данных магнитных систем около 1 кг, поэтому такие приборы легко транспортировать, однако, недостатком является сложная коническая форма магнитов и полюсных наконечников.

В результате проведенного анализа выделено четыре основных типа ЛБВ суб-ТГц диапазона. МПФС и МФС с однородным полем демонстрируют примерно одинаковую способность транспортировать электронные пучки с приемлемым токопрохождением, но они чувствительны к размеру вакуумной оболочки высокочастотного блока ($D \leq 4$ мм). Это связано с тем, что система состоит из небольших магнетиков, которые должны располагаться как можно ближе к оптической оси ЭОС, для того чтобы обеспечить требуемую индукцию магнитного поля. Напротив, системы МФС с однородным полем имеют массивные магниты, которые находятся на удалении от ВЧ-блока, при этом внешний диаметр его вакуумной оболочки может достигать более $D \geq 10$ мм. Это дает возможность конструирования многоуровневых пространственно-развитых многолучевых ЭОС, потому что в таком блоке возможно упаковать несколько пакетов ЗС.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-49-00217.

Библиографический список

1. *Li H. et al.* // 2015 IEEE Int. Vac. Electron. Conf. (IVEC), Beijing, China. P. 1–2.
2. *Scheitrum G. et al.* // Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004. Karlsruhe, Germany. 2004. P. 525-526.
3. *Shi X. et al.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2015. Vol. 62, No. 12. P. 4258-4264.
4. *Gamzina D. et al.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2020. Vol. 10. No. 4. P. 411-418.
5. *Zhang C. et al.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2021. Vol. 68, No. 6. P. 3056-3062.
6. *Yin P.C. et al.* // Phys. Plasmas. 2021. Vol. 28, No. 12. 123101.
7. *Navrotsky I.A. et al.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2021. Vol. 68, No. 2. P. 798-803.
8. *Stockwell B.C. et al.* // 2010 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Monterey, CA, USA, 2010, P. 451-452.
9. *Basten M.A. et al.* // 2016 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). Monterey, CA, USA. P. 1–2.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СИНХРОННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА ПРИМЕРЕ СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ЭНО

И.Д. Несмелов^{1,2}, П.В. Купцов^{1,2}

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

²СГТУ имени Гагарина Ю.А.

E-mail: sneeds@mail.ru

В данной работе мы исследуем возможность, при помощи нейронной сети, выявления синхронных режимов системы с дискретным временем на примере связанных отображений Эно [1]. Построенная нейронная сеть имеет архитектуру ансамбля сетей, которая называется также «машинная ассоциация», рис. 1. Для каждого из рассматриваемых вариантов синхронизации - полная, со сдвигом, с инверсией, строится отдельная сеть-эксперт. Эксперты включают в себя сверточные и рекуррентные слои [2] и схематически показаны на рис. 1. Входные данные предъявляются параллельно каждому эксперту, а их ответы затем ассемблируются при помощи нескольких дополнительных слоев, выполняющих функцию арбитра. При обучении сети, ей предъявляются синтетические данные в виде пар последовательностей, получаемых при помощи генератора случайных чисел. Для моделирования ситуации синхронизации пара формируется из двух изначально идентичных последовательностей посредством сдвига, инверсии и перемасштабирования одной из них. Также в набор включаются пары полностью разных последовательностей, которые моделируют случай отсутствия синхронизации. Рассматриваются сдвиги на один и два шага в обе стороны, а также инверсии. В сумме это даёт 10 различных ситуаций синхронизации, а с учётом случая отсутствия синхронизации получается набор данных, содержащий 11 классов.

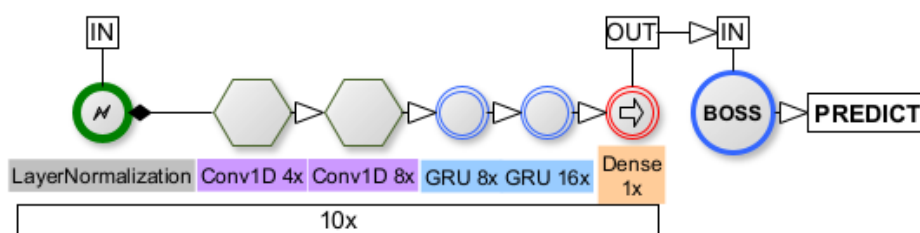


Рис. 1. Схема архитектуры ансамбля моделей, где IN – вход, OUT – выход, PREDICT – предсказание (ответ), слой LayerNormalization: обеспечивает нормализацию входных данных, приводя диапазоны изменения значений последовательностей к единичному интервалу. 2 слоя Conv1D: этот слой применяет операцию одномерной свертки. Имеем 2 таких слоя с 4 и 8 фильтрами, функцией активации «selu». 2 слоя GRU: этот слой представляет из себя Gated Recurrent Unit (GRU). Имеем 2 таких слоя с 8 и 16 модулями. Выходной слой Dense с 1 единицей, который формирует выходной сигнал.

Мы рассматриваем связанные отображения Эно из статьи [1], которые могут при разных значениях силы связи демонстрировать разные синхронные режимы. На рис. 2 приведены примеры решений системы, на которых тестировалась обученная сеть.

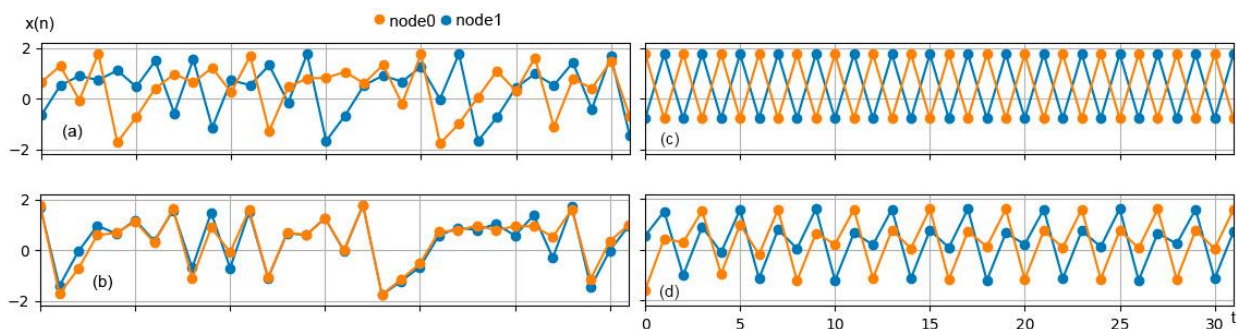


Рис. 2. Графики траекторий отображений Эно, где (а) случай со случайными последовательностями, (b) случай синхронизации с незначительными отклонениями в амплитуде, (с) случай синхронизации пар в противофазе, (d) случай синхронизации со сдвигом на 2.

Мы видим, что на рис. 2 (а) показаны случайные последовательности, на что наша модель выдает соответствующий ответ. На рис. 2 (b) мы видим практически полную синхронизацию, с незначительными отклонениями амплитуды, наша модель сообщает о режиме синхронизации, несмотря на эти отклонения. На рис. 2 (с) имеет место синхронизация в противофазе, и наша модель также сообщает об этом режиме. На рис. 2 (d) мы видим режим синхронизации со сдвигом на 2, однако модель выдала ответ, что в данном примере есть как сдвиг на 2, так и инверсия.

Таким образом, мы разработали архитектуру нейронной сети, которая идентифицирует различные режимы синхронизации и протестировали ее на примере решений системы связанных отображений Эно.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00121

Библиографический список

1. *Kuptsov P.V., Kuptsova A.V. // Physical Review E. 2015. Т. 92. С. 042912.*
2. *Николенко С., Кадури́н А., Архангельская Е. Глубокое обучение. СПб.: Питер, 2018. 480 с.*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НА МОРФОЛОГИЮ УГЛЕРОДНОЙ ПЛЕНКИ И ЕЕ АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА

Д.В. Нефедов, Н.О. Шабунин

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

E-mail: nefedov_dv@rambler.ru

Углеродные материалы, несмотря на активное применение в качестве автоэмиссионных (АЭ) катодов [1], имеют и свои недостатки. В частности, для начала автоэлектронной эмиссии требуется провести активацию, которая может заключаться в проведении различных процедур, приводящих к изменению морфологии и структуры поверхности катода [2].

В представляемой работе рассматривается активация углеродной пленки электрическим пробоем в вакууме. Тонкие углеродные пленки были получены разложением паров этанола в СВЧ плазме газового разряда. Поверхностные сопротивления пленок составляли 29, 72 и 230 кОм, что соответствовало толщинам пленок в диапазоне от 200 до 150 нм. Образцы размещались в высоковакуумной установке УСУ-4. Расстояние между пленкой и молибденовым анодом составляло 40 мкм. Процесс активации заключался в подаче на исходную пленку импульсов напряжения с нарастающей амплитудой до возникновения пробоя, который проявлялся в моментальном возникновении тока (рис. 1,а). Последующие измерения показали, что структура начинает эмитировать при гораздо меньшем напряжении, а характер ВАХ имеет экспоненциальный вид. По результатам оптической микроскопии было установлено, что в месте пробоя происходит нарушение целостности исходной углеродной пленки. Более детальное исследование с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) показало, что в месте пробоя формируются высокоаспектные образования – ленты и/или торцы, которые, по всей видимости, являются эмитирующими центрами (рис. 1,б).

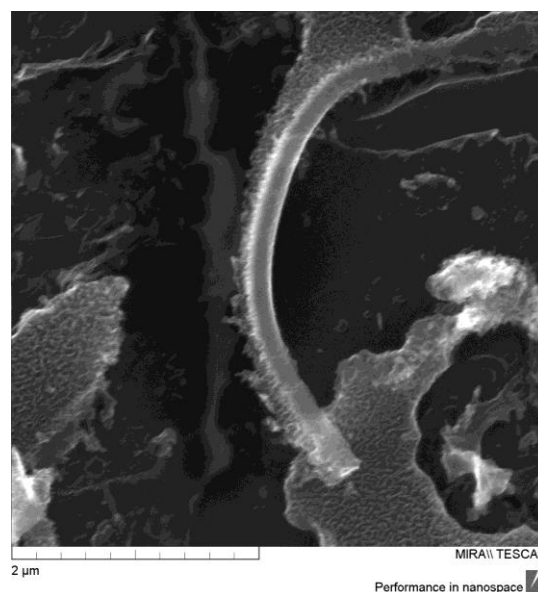
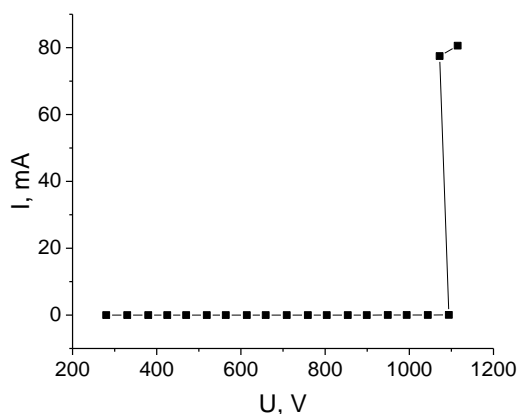


Рис. 1. (а) Возникновение пробойного тока. (б) СЭМ-изображение высокоаспектного образования. Образец с сопротивлением 29 кОм.

В ходе исследования также было установлено, что с уменьшением толщины пленки вид образований переходит от явно выраженных лент и протяженных торцов, к небольшим изрезанным торцам. При этом АЭ характеристики имеют принципиальные различия. В частности, для более толстых пленок характерен относительно низкий порог начала эмиссии и экспоненциальный характер тока. Снижение толщины пленки позволяет получать более высокие значения АЭ тока при большем пороге начала эмиссии.

Полученные результаты могут быть применены при формировании тонкопленочных катодных структур.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Библиографический список

1. Dwivedi N., Dhand C., Carey D. et. al. // Journal of Materials Chemistry. 2021. V. 9. P. 2620–2659. DOI: 10.1039/D0TC05873D.
2. Bobkov A.F., Davidov E.V., Zaitsev S.V., et. al.// Journal of Vacuum Science & Technology B. 2001. V. 19. No. 32. P. 32-38. DOI: 10.1116/1.1340017.

ТРЕНИРОВКА УГЛЕРОДНОГО АВТОЭМИССИОННОГО КАТОДА ИМПУЛЬСАМИ ТОКА МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Д.В. Нефедов, Н.О. Шабунин

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: nefedov_dv@rambler.ru

Углеродные структуры являются одним из перспективных материалов для автоэмиссионных (АЭ) применений [1] ввиду наличия целого ряда привлекательных свойств, таких как низкая работа выхода, высокая термическая стабильность и другие [2].

Как правило, для обеспечения устойчивой автоэлектронной эмиссии из углеродных катодов, требуется проведение тренировочных процедур, в ходе которых происходит выравнивание характеристик эмиссионных центров. В частности, наиболее простым способом является токовая тренировка углеродных АЭ катодов [3].

В настоящей работе была проведена токовая тренировка углеродных тонкопленочных катодов импульсами тока микросекундной длительности. Установлены критерии завершения тренировочного процесса.

Углеродные пленки были получены в СВЧ плазме газового разряда из паров этанола. Поверхностные сопротивления пленок составляли 13, 72 и 230 кОм. Полученные образцы размещались в высоковакуумной установке УСУ-4, которая откачивалась до давления 10^{-6} Па. Расстояние между пленкой и молибденовым анодом составляло 40 мкм. Тренировка углеродных пленок осуществлялась с помощью хариографа Эрбий-7176 при подаче на исследуемую структуру импульсов напряжения длительностью 10 мкс. Количество импульсов напряжения (N), поданных на АЭ структуру составляло 450. АЭ-токи измерялись проходами по 450 токовых значений при фиксированном напряжении амплитуды импульса (рис. 1,а). АЭ ВАХ, измеренные после каждого прохода, становились все более воспроизводимыми, что косвенно подтверждало выравнивание характеристик эмиссионных центров. Измерения проводились до возникновения электрического пробоя, выражающегося в мгновенном, кратном увеличении тока. Было отмечено, что возникновение электрического пробоя приводит к изменению АЭ характеристик образца. Следовательно, необходимо было установить критерии прекращения процедуры тренировки, чтобы не доводить структуру до критического режима функционирования. Для этих целей был произведен расчет среднеквадратичного отклонения (СКО) тока, измеренного при каждом фиксированном напряжении, а также рассчитан коэффициент вариации (КВ), который представляет собой отношение СКО к среднему значению тока. Было установлено, что по мере роста тока СКО в целом растет, а КВ до определенного момента падает. Это говорит о том, что темп нарастания тока выше, чем темп нарастания флуктуаций тока относительно среднего значения. Дальнейшее увеличение тока приводит к тому, что флуктуации тока растут сильнее, чем сам ток, и КВ начинает увеличиваться, а в какой-то момент наступает электрический пробой. Для оценки изменения КВ была рассчитана первая производная (рис. 1,б). По поведению первой производной КВ было установлено, что ее

переход через ноль является признаком приближения электрического пробоя, и, следовательно, процедуру тренировки необходимо прекращать.

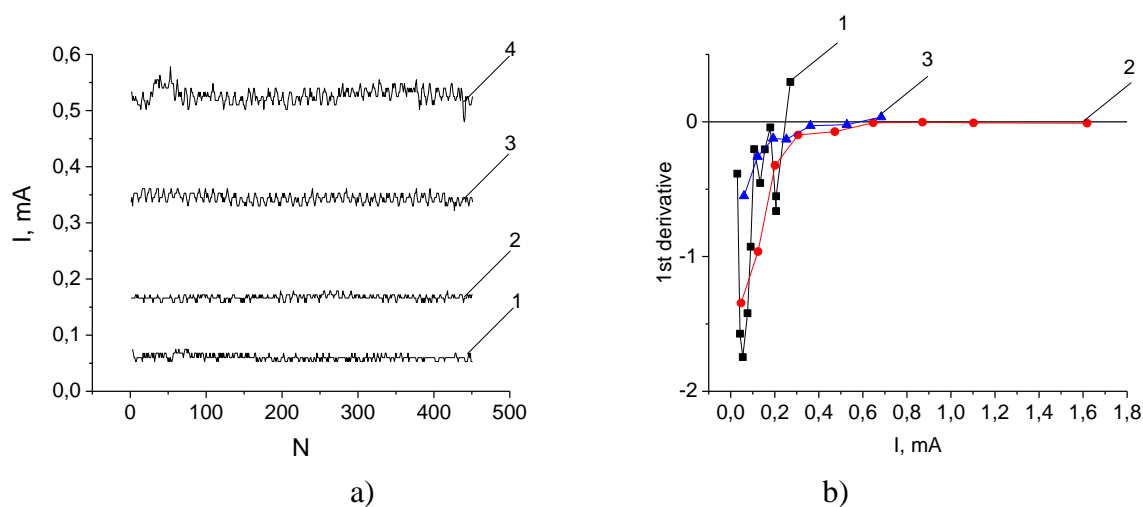


Рис. 1. (а) АЭ ток, измеренный на образце с сопротивлением 230 кОм при фиксированном напряжении импульса: 1 - 1740 В, 2 - 1930 В, 3 - 2120 В, 4 - 2220 В.
(б) Первая производная КВ, рассчитанная для измерений, произведенных до возникновения электрического пробоя. Сопротивления образцов: 1 – 13 кОм, 3 – 72 кОм, 5 – 230 кОм.

В ходе выполнения работы было установлено, что при тренировке тонкопленочных катодов импульсами микросекундной длительности происходит стабилизация эмитирующей структуры, а за критерий завершения тренировки следует принимать пересечение первой производной КВ нуля.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Библиографический список

1. Talin A.A., Dean K.A., Jaskle J.E. // Solid-State Electronics. 2001. V. 45. No. 6. P. 963–976.
2. Giubileo F., Di Bartolomeo A. et al. // Appl. Sci. 2018. Vol. 8, No. 4. P. 526.
3. Левин З.Я., Шешин Е. П., Чжо Н.Ч. и др. // Труды МФТИ. 2018. Т. 10, вып. 2. С. 30-45.

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ГЕНЕРАЦИЮ ЭДС ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СТРУКТУРЕ ЖИГ – ПЛАТИНА

Ю.В. Никулин^{1,2}, С.Л. Высоккий^{1,2}, А.В. Кожевников¹,
Ю.А. Филимонов^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}

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

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: vysotsl@gmail.com

Исследование генерации ЭДС при распространении спиновых волн (СВ) в структурах магнитный диэлектрик - металл представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах магноники и спинтроники [1-3]. При проведении экспериментов, как правило, используются пленки железоиттриевого граната (ЖИГ), на поверхность которых наносят пленку платины (Pt). При распространении в такой структуре СВ через интерфейс ЖИГ/Pt может инжектироваться спиновый ток I_s , при этом в пленке Pt по механизму обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [4] генерируется электрический ток $I_e \sim [n I_s]$, где n – орт вектора спинового момента в ЖИГ [1-5]. При расположении контактов к Pt вдоль направления, перпендикулярного n , измеряют величину ЭДС $U = I_e R$, где R – сопротивление Pt [1-5]. Зависимость величины U от условий распространения СВ представляет интерес для оптимизации спинтронных устройств. В работе рассматривается влияние изгибной деформации структуры ЖИГ/Pt на генерацию ЭДС.

Для проведения измерений из пленки ЖИГ толщиной 11,8 мкм, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната толщиной 0,5 мм методом жидкофазной эпитаксии, был вырезан волновод длиной 10 мм, шириной 5 мм, на поверхность которого с помощью магнетронного распыления была нанесена пленка платины толщиной 5 нм. В центральной части волновода с использованием технологий фотолитографии и ионного травления из пленки Pt была сформирована полоска длиной 4 мм, шириной 25 мкм. Полученная структура располагалась на возбуждающей 3 и приемной 4 микрополосковых антеннах спиновых волн (см. рис. 1а), расположенных на отдельных платах на расстоянии 8 мм друг от друга так, что в свободном пространстве между ними можно было с помощью токопроводящего клея изготовить контакты 5, 6 для измерения ЭДС. С нерабочей стороны структуры прикладывалась нагрузка, создаваемая с помощью набора грузиков 7, что приводило к изгибу структуры. Макет размещается в зазоре электромагнита так, чтобы магнитное поле H было направлено перпендикулярно волновому вектору q СВ, что соответствует геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [6]. Исследование распространения ПМСВ проводилось с помощью векторного анализатора цепей, при этом подаваемая на входную антенну мощность модулировалась для обеспечения возможности измерения генерируемой ЭДС с помощью селективного вольтметра. Регистрировались частотные зависимости модуля коэффициента передачи макета $S_{12}(f)$ и ЭДС $U(f)$.

На рис. 1б приведены фрагменты частотных зависимостей $S_{12}(f)$ и $U(f)$ (красные и синие линии, соответственно) вблизи низкочастотной границы спектра

ПМСВ f_0 [6], где величина ЭДС была наибольшей в частотной области наблюдения ПМСВ, при величинах нагрузки $P=0$ и $P=308$ г, $N=980$ Э. Пунктиром показано положение частоты f_0 при $P=0$. При увеличении нагрузки в указанных пределах частота f_0 монотонно увеличивается примерно на 15 МГц - см. рис. 1с, (синяя линия), при этом максимальная величина ЭДС всегда наблюдается на соответствующей частоте $f_0(P)$. На рис. 1с приведена зависимость $U(P)$ (черная линия), содержащая выраженный максимум (см. также рис. 1b). Таким образом, показано, что предварительным упругим напряжением структуры ЖИГ/Pt можно добиться увеличения величины генерируемой ЭДС примерно на 50%.

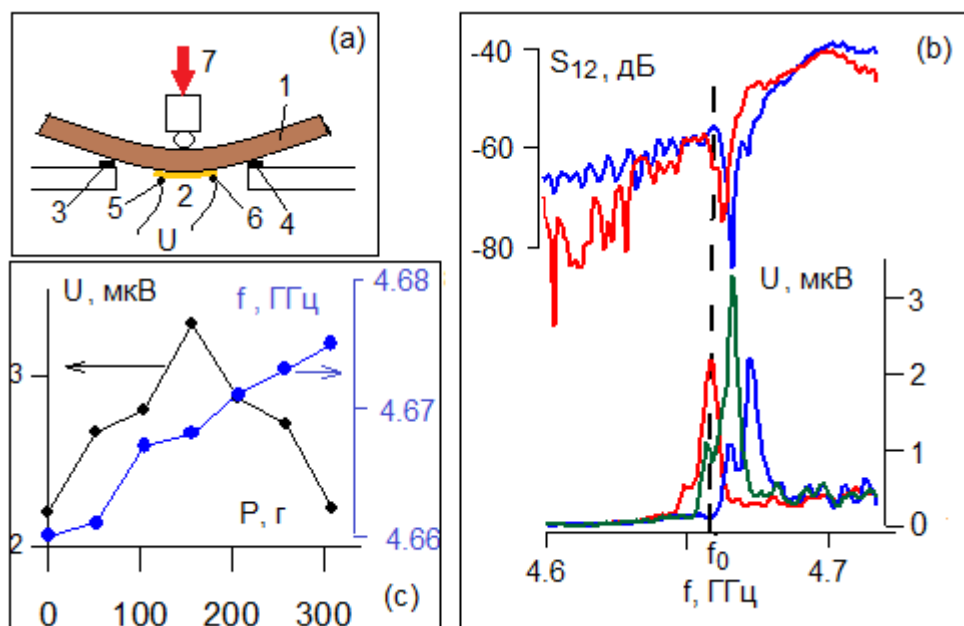


Рис. 1. (а) Схематическое изображение экспериментального макета: 1 – пленка ЖИГ, 2 – полоска Pt, 3, 4 – антенны СВ, 5, 6 – контакты к Pt, 7 – шток с грузиками. (б) Фрагменты частотных зависимостей модуля коэффициента передачи макета $S_{12}(f)$ и генерируемой ЭДС $U(f)$ при $N=980$ Э. Красные и синие линии получены для $P=0$ и $P=308$ г, соответственно; зеленая линия на графике $U(f)$ получена для $P=152$ г. (с) Зависимости $f_0(P)$ (синяя линия) и $U(P)$ на соответствующих частотах $f_0(P)$ (черная линия).

Работа поддержана Российским Научным фондом (грант № 22-19-00500).

Библиографический список

1. Li Y., Zhang W., Tyberkevych V. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V.128. P. 130902.
2. Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y. et al. // JMMM. 2020. V.509. P. 166711.
3. Demidov V.E., Urazhdin S., Anane A. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V.127. P. 170901.
4. Dyakonov M. I., Perel V.I. // Phys. Lett. 1971. V. A 35. P. 459.
5. Константилян К.И., Овсянников Г.А., Станкевич К.Л. и др. // ФТТ. 2021. Т.63. С. 1312.
6. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. 1994. 464 с.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МИНИАТЮРНОЙ МНОГОЛУЧЕВОЙ ЛБВ W-ДИАПАЗОНА

Д.А. Ножкин^{1,2}, А.В. Стародубов^{1,2}, В.В. Галушка^{1,2}

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

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

E-mail: dmitrynozhkin14@gmail.com

На данный момент, крайне перспективным прибором для освоения коротковолновой части миллиметрового диапазона являются миниатюрные лампы бегущей волны (ЛБВ) [1]. Применением миниатюрных ЛБВ в качестве источников когерентного излучения возможно в различных областях современной науки, беспроводной высокоскоростной передачи данных нового поколения и т.д. В то же время при разработке устройств миллиметрового диапазона возникает проблема, связанная с уменьшением характерных размеров. Для обеспечения эффективного взаимодействия предлагается использовать пространственно-развитые замедляющие системы (ЗС) [2-6]. Помимо разработки самих устройств, в силу компактности устройства, необходима разработка новых технологий создания ЗС с высокой точностью.

Данная работа посвящена изготовлению полосковой ЗС типа меандр с металлическими опорами для миниатюрной ЛБВ W-диапазона (75-110 ГГц) с двумя электронными пучками, конструкция которой была разработана в [7]. Изготовление ЗС осуществлялось с помощью прецизионной лазерной резки импульсами наносекундной длительности [8-10]. Экземпляры ЗС формировались из тонкого листа бескислородной меди толщиной 200 мкм. Прецизионная резка производилась с использованием коммерчески доступной лазерной технологической установки МиниМаркер 2-20А4 в несколько этапов. Первым этапом является формирование аккратного канала по контуру структуры с наименьшей длительностью и частотой следования импульсов. После идет лазерная резка по контуру структуры с большей длительностью и частотой следования импульсов.

Изготовленные структуры ЗС были исследованы с помощью методов оптической и сканирующей электронной микроскопии. Фотографии образца изготовленной структуры ЗС приведены на рис. 1. Погрешность измерений не превышает 9 мкм. Характерные размеры ЗС составили: период (d) - 529.62 ± 9.14 , ширина полоска (w_x) - 147.40 ± 2.31 , ширина полоска (w_z) - 216.28 ± 2.42 , ширина меандра (l) - 1431.76 ± 5.10 , длина опоры (l_p) - 179.27 ± 5.17 .

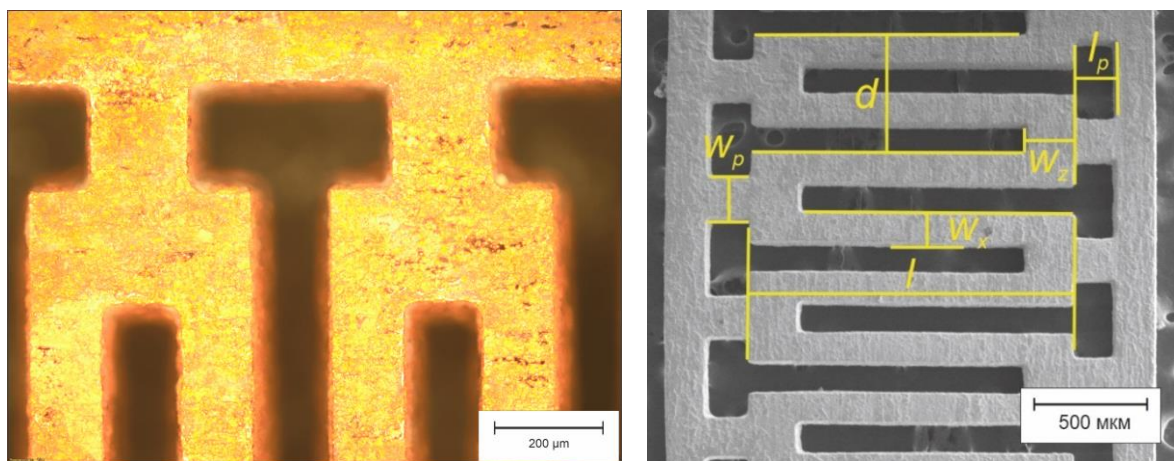


Рис. 1. Фотография фрагмента структуры, полученная с помощью оптического микроскопа (а) и ее СЭМ–изображение (б).

Следующим шагом в изготовлении полноразмерного макета ЗС является формирование волновода, изготовленного из пакета пластин, а также проведение радиофизических измерений электродинамических параметров системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-12-00181.

Библиографический список

1. Paoloni C., Gamzina D., Letizia R., et al. // J. Electromag. Waves Appl. 2021. Vol. 35, № 5. P. 567-603. DOI: 10.1080/09205071.2020.1848643.
2. Shao W., Xu D., Wang Zh., et.al. // Phys. Plasmas. 2019. Vol. 26, № 6. 063106 DOI: 10.1063/1.5096331.
3. Lu Z., Ding K., Wen R., et al. // IEEE Electron Dev. Lett. 2020. Vol. 41, № 2. P. 284 DOI: 10.1109/LED.2019.2963686.
4. Dong Y., Chen Z., Li X., et al. // J. Electromag. Waves Appl. 2020. Vol. 34, № 16. P. 2236. DOI: 10.1080/09205071.2020.1807413.
5. Wang H., Wang Zh., Li X., et al. // Phys. Plasmas. 2018. Vol. 25. 063113 DOI: 10.1063/1.5023776
6. Torgashov R.A., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. // IEEE Trans. Electron Dev. 2022. Vol. 29, № 3. P. 1396. DOI: 10.1109/TED.2022.3141337.
7. Торгашов Р.А., Ножкин Д.А., Стародубов А.В., Рыскин Н.М. // Разработка и исследование замедляющей системы для миниатюрной многолучевой лампы бегущей волны W-диапазона// Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. (в печати).
8. Ryskin N. M., Torgashov R.A., Starodubov A.V. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2021. Vol. 39, № 1. P. 013204. DOI: 10.1116/6.0000716.
9. Стародубов А.В., Ножкин Д.А., Расулов И.И. и др. // Радиотехника и электроника. 2022. Т. 67, № 10. С. 935.
10. Starodubov A.V. et al. // 2020 International Conf. Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE), Саратов, 24-25 сентября 2020. P. 256. DOI: 10.1109/APEDE48864.2020.9255610.

**ПОЛНОРАЗМЕРНЫЙ МАКЕТ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ
МЕАНДРОВОГО ТИПА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ:
ИЗГОТОВЛЕНИЕ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ
И ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК**

Д.А. Ножкин^{1,2}, А.А. Сердобинцев², И.О. Кожевников²,

В.В. Галушка^{1,2}, А.В. Стародубов^{1,2}

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

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

E-mail: dmitrynozhkin14@gmail.com

Портативные и высокомошные устройства вакуумной СВЧ электроники важны в силу перспективности их применения в системах сверхскоростной беспроводной передачи данных, для радиоастрономических исследований, в системах неразрушающего контроля, в медицине и т.д. [1] При проектировании и изготовлении таких устройств необходимо использовать высокоточные методы обработки [2-4]. Ранее был предложен технологический маршрут, основанный на наносекундной лазерной микрообработке и магнетронном распылении [3], с целью создания замедляющих систем на диэлектрической подложке для компактных и миниатюрных устройств вакуумной микроэлектроники миллиметрового диапазона типа лампа бегущей волны.

В данной работе представлен усовершенствованный вариант указанного технологического маршрута. В частности, глубокой переработке подвергся этап лазерной микрообработки, который теперь включает в себя несколько этапов. Первым этапом идет деликатное удаление материала по контуру структуры с минимальной длительностью и частотой следования импульсов. На данном этапе формируется аккуратный канал для дальнейшей микрообработки. После идет удаление материала внутри структуры с аналогичным режимом микрообработки. Третий этап заключается в удалении материала вокруг структуры. Лазерное излучение проходит с большей частотой следования импульсов и скоростью перемещения лазерного луча. Заключаящим этапом лазерной микрообработки является повторение первого и второго этапа для удаления продуктов лазерной абляции. Каждый из этапов имеет определенный макет для лазерного станка, а также режим микрообработки. Также вместо растрового типа файла макета использовался векторный тип. Векторный тип файла позволяет качественно контролировать процесс лазерной микрообработки, снижает шероховатость поверхности и изрезанность краевой зоны абляции.

С целью отработки всего технологического маршрута были изготовлены полноразмерные макеты замедляющей системы меандрового типа V-диапазона (50-75 ГГц). Геометрические параметры системы более подробно описаны в работе [5]. В ходе проведенной работы установлено, что точность изготовления составляет порядка 3.7 мкм. Кроме того, с использованием специальной измерительной оснастки было проведено измерение коэффициентов отражения и передачи изготовленных полноразмерных макетов замедляющих структур. На рис. 1,а приведено фото

структуры в измерительной оснастке, а на рис. 1,б — результаты измерений. Установлено, что полученные экспериментально результаты хорошо согласуются с численным моделированием.

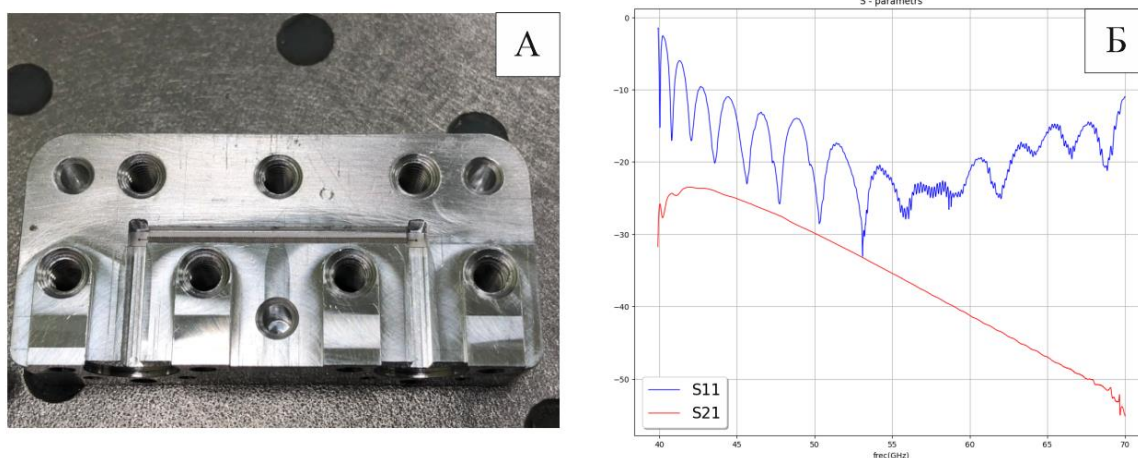


Рис. 1 А – фотография полноразмерного макета в измерительной оснастке, Б – график частотной зависимости коэффициента отражения и коэффициента передачи.

Библиографический список

1. *Akyildiz I.F., Kak A., Nie S.* 6G and Beyond: The Future of Wireless Communications Systems // IEEE Access 2020. Vol. 8. P. 133995.
2. *Ives R.L.* Advanced Fabrication of Vacuum Electron Devices // IEEE Trans Electron Devices 2023. Vol. 70, P. 2693.
3. *Стародубов А.В., Ножкин Д.А., Расулов И.И., Сердобинцев А.А., Кожевников И.О., Галушка В.В., Сахаров В.К., Бессонов Д.А., Галкин А.Д., Бахтеев И.Ш., Молчанов С.Ю., Герман С.В., Рыскин Н.М.* Технологии формирования электродинамических структур для устройств вакуумной микроэлектроники миллиметрового и терагерцевого диапазонов (обзор) // Радиотехника и электроника. 2022. Т. 67, № 10. С. 935.
4. *Gamzina D., Himes L.G., Barchfeld R., Zheng Y., Popovic B.K., Paoloni C., et al.* Nano-CNC machining of sub-THz vacuum electron devices // IEEE Trans. Electron Devices 2016. Vol. 63, No. 10. P. 4067.
5. *Nozhkin D., Starodubov A., Kozhevnikov I., Galushka V., Serdobintsev A, Lededev A, et al.* Improved laser microprocessing of 2D planar microstrip slow-wave structures for millimeter-band vacuum microelectronic devices // 2023 IEEE 24th Int. Vac. Electron. Conf., 2023. P. 1–2. DOI: 10.1109/IVEC56627.2023.10157265.

СЕЛЕКЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СЛОЕМ Fe-Rh

С.А. Одинцов¹, А.С. Пташенко¹, Е.Н. Бегинин¹, А.А. Амиров²,
Э.Г. Локк³, А.В. Садовников¹

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

²Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН

³Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: odinoff@gmail.com

Известно, что многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, поддерживают распространение сигналов спиновых волн и технологии создания магнитных слоёв также развиваются для решения задач обработки информационных сигналов. [1]. Магнитные тонкопленочные структуры изготавливаются в виде одиночных магнитных пленок, двойных магнитных пленок и многослойных магнитных пленок, состоящих из ферромагнитных (ФМ), антиферромагнитных (АФМ) и немагнитных (НМ) пленок различной толщины и расположения слоев, как так и в виде магнонных кристаллов [2]. На основе ферромагнитных пленок с периодической модуляцией геометрических или материальных параметров – магнонных кристаллов (МК) также возможно их использование для управления спектром магнитных волн. Магنونика открывает альтернативу концепции устройств обработки сигналов, в которых информация переносится не электронами, а спиновыми волнами (СВ). Спектр спиновых волн, распространяющихся в МК состоит из чередующихся зон пропускания и непропускания. на частотах, где волновые числа удовлетворяют условию резонанса Брэгга [1]. Двухслойные структуры поддерживают отдельные многочастотные полосы распространения спиновых волн, что открывает альтернативные пути для изготовления невзаимных магнонных устройств. В свою очередь, интерметаллический сплав Fe-Rh является одним из перспективных материалов с гигантским магнитокалорическим эффектом (МСЕ) и колоссальным магнитосопротивлением (СМР) при температуре выше комнатной[3]. Комбинируя эти структуры, возможно добиться большего контроля над дисперсией и динамикой спиновых волн.

Исследуемая система представляла собой ферромагнитную двухслойную ферритовую пленку ЖИГ с слоем Fe-Rh на ней. При создании пленки на подложке из ГГГ сначала был выращен слой чистого ЖИГ толщиной 7 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_1 = 1738$ Гс (ЖИГ1), а на нем — слой ЖИГ, легированный галлием и лантаном, толщиной 9 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_2 = 904$ Гс (ЖИГ2) выполненный в виде МК. Структура помещалась в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Э, ориентированное вдоль оси x, причём имелась возможность менять направление поля на 180 градусов. Ширина исследуемого образца составляла $w = 200$ мкм. Длина волновода $L = 7$ мм.

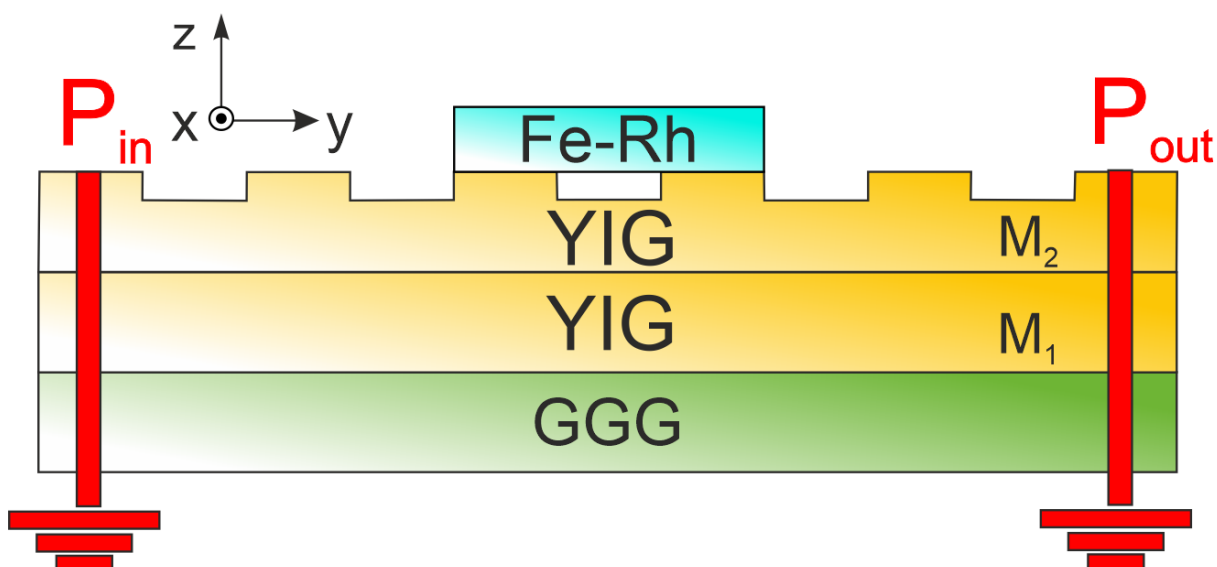


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры.

На рис. 1 показано схематичное изображение структуры. С помощью численного моделирования выявлена трансформация дисперсионных кривых, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Показано, что двуслойные структуры поддерживают две полосы частот распространения спиновых волн. При изменении состояния сплава Fe-Rh путём нагрева, наблюдается дополнительная трансформация дисперсионных характеристик [4,5], в том числе в области запрещённых зон. Эти результаты открывают новые пути изготовления невзаимных магнетронных устройств.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№23-29-00610).

Библиографический список

1. Camley R., Celinski Z., Fal T., Glushchenko A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2048-2054.
2. S. Tacchi, P. Gruszecki, M. Madami. et al. // Sci Rep 5 2015 10367.
3. Одинцов С.А., Амиров А.А., Грачев А.А., Родионова В.В., Садовников А.В. // ФТТ 2021. Т. 63. вып.9 С. 1317.
4. Odintsov S.A., Sheshukova S.E., Nikitov S.A., Lock E.H. et al. // JMMM 2021. V. 546. P. 168736.
5. Odintsov S.A., Lock E.H., Beginin E.N., Sadovnikov A.V // Russian Technological Journal. 2022 V.10(4) P. 55-64.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ГИБКИХ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ**И.С. Ожогин¹, И.А. Чистяков^{1,2,3}, В.В. Галушка^{1,2}, А.А. Сердобинцев¹,
И.О. Кожевников¹, А.В. Стародубов^{1,2}**¹*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н.Г. Чернышевского.*²*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
ЗАО "НПП" АЛМАЗ"**E-mail: ozshoginis@gmail.com*

За последние десятилетия гибкая электроника претерпела значительное развитие, благодаря широкому спектру ее применения в различных областях, включая телекоммуникационные системы, медицину, датчики, носимые устройства и др. [1–4]. Для обеспечения высокой точности, гибкости и масштабирования изготовления гибких радиоэлектронных компонентов (линии передачи, антенны) ранее был предложен комбинированный подход с использованием магнетронного распыления и наносекундной лазерной микрообработки [2,5]. Цель данной работы заключается в рассмотрении результатов последующей оптимизации и совершенствовании указанного технологического подхода.

В ходе работы в качестве гибкой диэлектрической подложки использовалась плёнка полиимида, на которую наносилась металлизация типа «Ti (адгезионный подслои) – Cu (основной слой)» или «Cr (адгезионный подслои) – Cu (основной слой)», а также «Cr (адгезионный подслои) – Cu (основной слой) – Cr (верхний защитный слой)» с применением технологии магнетронного распыления. Лазерная микрообработка осуществлялась с использованием лазерного технологического комплекса МиниМаркер 2–20А4 с длиной волны лазерного излучения $1.064 \mu\text{m}$ и длительностью импульсов 8–14 ns. Были установлены эффективные режимы лазерной абляции на гибкой диэлектрической подложке с толщиной основного медного покрытия 3–4 μm и 6–7 μm . В ходе выполнения работы лазерная микрообработка многослойного покрытия типа «Cr-Cu-Cr» показала результаты, сравнимые с покрытием типа «Ti-Cu»/«Cr-Cu».

Таким образом, было произведено успешное формирование копланарных линий передачи и компактных антенн на подложках с приведёнными типами металлизации. Кроме того, в ходе экспериментального исследования радиотехнических характеристик были получены приемлемые результаты потерь на передачу и на отражение сформированной копланарной линии передачи [6] и планарной гибкой антенны [7]. Указан рабочий спектр частот основных стандартов передачи данных, которые входят в рабочий диапазон линии передачи, что демонстрирует широкое практическое применение изготовленной линии передачи. Также показано, что компактная антенна работает в трех диапазонах с центральными частотами 2.64, 5.88 и 6.88 GHz.

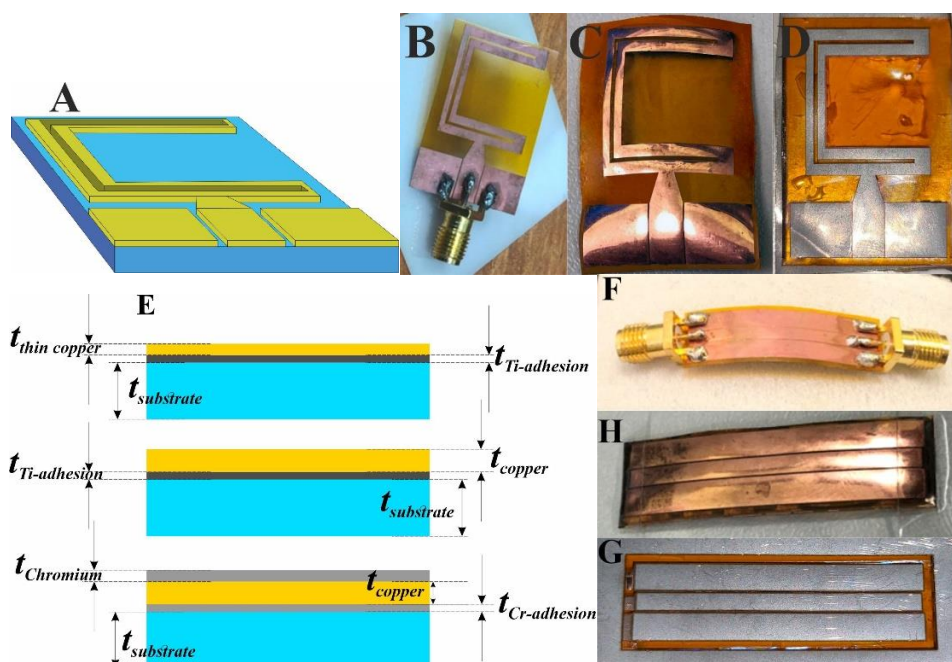


Рис. 1. (А) Схема гибкой антенны. Сформированные структуры в СВЧ диапазоне на гибкой диэлектрической подложке: антенна (В) и копланарная линия передачи (F) с толщиной металлического слоя $t_{\text{copper_thin}}$; антенна (С) и линия передачи (Н) с толщиной металлического слоя $t_{\text{copper_thick}}$; антенна (D) и линия передачи (G) с металлизацией типа «Cr-Cu-Cr» и толщиной металлического слоя $t_{\text{copper_thick}}$. (Е) Параметры используемой металлизации в экспериментах по лазерной микрообработке: толщина гибкой подложки $t_{\text{substrate}} - 100 \mu\text{m}$; толщина адгезионного подслоя $t_{\text{Ti(Cr)-adhesion}} \sim 30 \div 50 \text{ nm}$; толщина основного медного слоя $t_{\text{copper_thin}} \sim 3 \div 4 \mu\text{m}$; толщина основного медного слоя $t_{\text{copper_thick}} \sim 6 \div 7 \mu\text{m}$; толщина верхнего защитного слоя $t_{\text{Chromium}} \sim 100 \div 150 \text{ nm}$.

Библиографический список

1. D. Godlinski, R. Zichner, V. Zöllmer, R.R. Baumann // IET Microwaves, Antennas Propag. 11 (2017) 2010–2015. <https://doi.org/10.1049/iet-map.2017.0042>.
2. A. V. Starodubov, V. V. Galushka, A.A. Serdobintsev, A.M. Pavlov, G.A. Korshunova, P. V. Ryabukho, S.Y. Gorodkov // in: 2018 18th Mediterr. Microw. Symp., IEEE, 2018: pp. 303–306. <https://doi.org/10.1109/MMS.2018.8612092>.
3. A. V. Starodubov, A.A. Serdobintsev, V. V. Galushka, P. V. Ryabukho, I.O. Kozhevnikov, A.M. Pavlov // in: 2019 Antennas Des. Meas. Int. Conf., IEEE, 2019: pp. 138–140. <https://doi.org/10.1109/ADMInC47948.2019.8969323>.
4. A. V. Starodubov, A.A. Serdobintsev, I.O. Kozhevnikov, V. V. Galushka, A.M. Pavlov // in: V.L. Derbov (Ed.), Saratov Fall Meet. 2019 Laser Physics, Photonic Technol. Mol. Model., SPIE, 2020: p. 40. <https://doi.org/10.1117/12.2564421>.
5. I. Ozhogin, A.A. Serdobintsev, I.I. Kozhevnikov, I.I. Chistyakov, V. V. Galushka, A.A. Pavlov, A.A. Starodubov // in: V.L. Derbov (Ed.), Saratov Fall Meet. 2020 Laser Physics, Photonic Technol. Mol. Model., SPIE, 2021: p. 48. <https://doi.org/10.1117/12.2591939>.
6. I.S. Ozhogin, I.O. Kozhevnikov, A.M. Pavlov, A.A. Serdobintsev, A. V. Starodubov, I.A. Chistyakov // in: 2021 Antennas Des. Meas. Int. Conf., IEEE, 2021: pp. 3–5. <https://doi.org/10.1109/ADMInC54110.2021.9670897>.
7. I.A. Chistyakov, I.S. Ozhogin, I.O. Kozhevnikov, A.M. Pavlov, A.A. Serdobintsev, A. V. Starodubov // in: 2021 Antennas Des. Meas. Int. Conf., IEEE, 2021: pp. 10–12. <https://doi.org/10.1109/ADMInC54110.2021.9670983>.

ДВУМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТОВ ГРАФЕН/ $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ И УГЛЕРОДНАЯ НАНОТРУБКА/ $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ЛИТИЙ-ИОННЫХ АККУМУЛЯТОРОВ: РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ АВ INITIO

А.А. Петрунин¹, В.В. Шунаев¹, О.Е. Глухова^{1,2}

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

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

E-mail: sacha.petrynin@gmail.com.

Химические источники питания стали важнейшими компонентами современных портативных электронных устройств, электромобилей и перезаряжаемых электрохимических накопителей энергии. Например, литий-ионные аккумуляторы (LIBs) отличаются высокой плотностью энергии, а также длительным сроком службы, низкой стоимостью и экологичностью. Поиск и синтез новых материалов, способных улучшить свойства LIBs, является одной из главных задач в настоящее время. Шпинель $\text{Li}_4\text{Ti}_5\text{O}_{12}$ (LTO) широко применяется в качестве анодного материала для литий-ионных аккумуляторов и суперконденсаторов (SCs) благодаря почти нулевой деформации, термостабильности, хорошей интеркаляции литий-ионов, обратимости деинтеркаляции и среднему напряжению накопления, что предотвращает образование межфазных пленок твердого электролита (SEI) и дендритов лития [1-4].

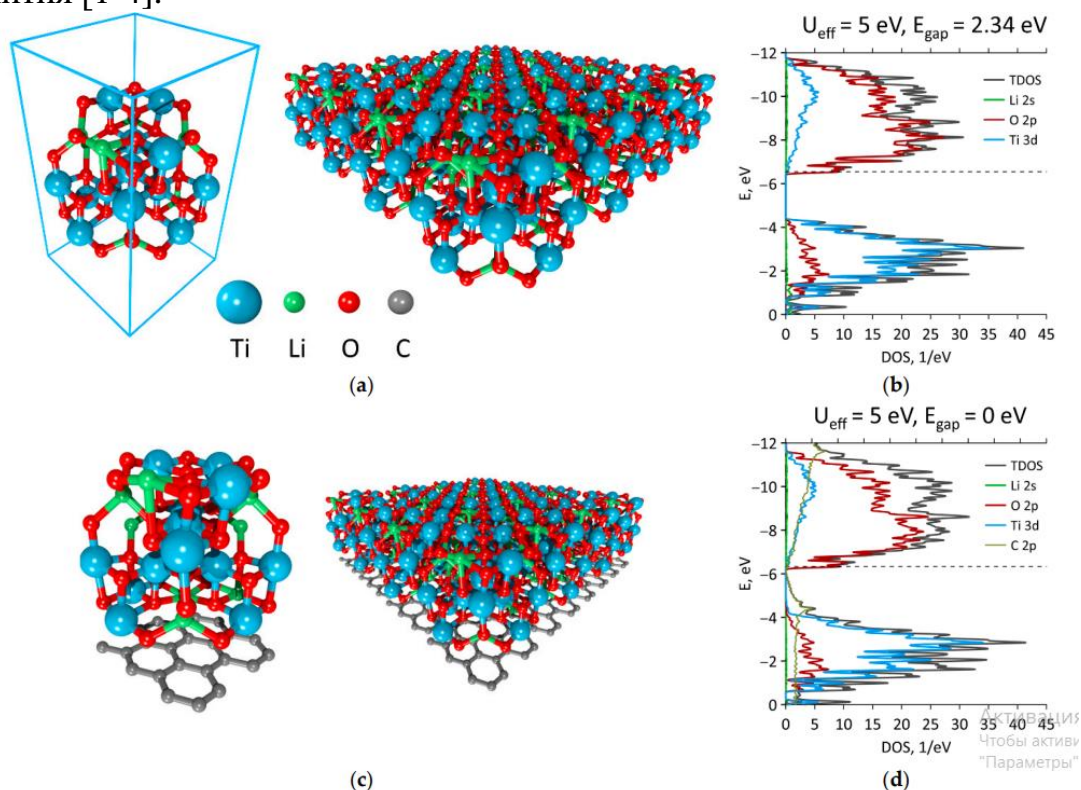


Рис. 1. Двумерные пленки LTO и G/LTO: (а) элементарная ячейка и транслируемая суперячейка LTO, (б) функция плотности состояний (DOS) и частичная плотность состояний (PDOS) LTO, (с) суперячейка и транслированная суперячейка G/LTO, и (д) DOS и PDOS из G/LTO.

В этой работе впервые была предпринята попытка *ab initio* оценить электронные и емкостные свойства таких композитов. Было обнаружено, что взаимодействие между частицами LTO и CNT было выше, чем у графена, из-за большей величины переносимого заряда. Увеличение концентрации графена повысило уровень Ферми и улучшило проводящие свойства композитов графен/LTO (G/LTO). Для образцов композитов углеродных нанотрубок/LTO (CNT/LTO) радиус CNT не влиял на уровень Ферми. В композитах G/LTO и CNT/LTO увеличение соотношения углерода привело к аналогичному снижению квантовой емкости (QC). Было замечено, что во время цикла зарядки в реальном эксперименте нефарадаевский процесс преобладал во время цикла зарядки, в то время как фарадаевский процесс преобладал во время цикла разряда. Полученные результаты подтверждают и объясняют экспериментальные данные и улучшают понимание процессов, происходящих в композитах G/LTO и CNT/LTO для их использования в LIBs и SCs.

Молекулярное моделирование зарекомендовало себя как эффективный инструмент для изучения материалов, используемых в химических источниках энергии. В этой работе впервые были исследованы суперячейки из нанокompозитов G/LTO и CNT/LTO, часто используемых в качестве анодных материалов для LIBs и SCs. Графен продемонстрировал высокие проводящие свойства, поскольку его зонные структуры не демонстрировали энергетической щели на уровне Ферми. В отличие от графена, 2D LTO имел энергетическую щель $E_{\text{gap}} = 2.34$ эВ. Добавление графена в LTO уменьшило энергетический разрыв и PDOS, очевидно, означающие вклад атомов С. Во взаимодействии между графеном и LTO преобладали дальнедействующие ван-дер-ваальсовы взаимодействия, и наиболее заметное перекрытие атомных орбиталей наблюдалось между атомами С и Ti. Согласно QC чистого LTO (который согласуется с предыдущими экспериментальными данными), увеличение концентрации графена или УНТ в суперячейке приводило к снижению QC. В частности, величина QC зависела от соотношения С, но не зависела от типа углерода наноматериалы. Добротность графена на уровне Ферми была близка к нулю, что составляло около 583.19 F/g для 2D LTO. Другими словами, более высокая концентрация LTO приводила к большей величине QC.

Работа финансировалась Российским научным фондом (проект №21-73-10091) и стипендией Президента России, проект № СП-3976.2021.1.

Библиографический список

1. Yi T.-F., Jiang L.-J., Shu J. Yue C.-B. et al. // J. Phys. Chem. Solids. 2010, V. 71, P. 1236–1242.
2. Lu X., Zhao L., He, X., Xiao, R. et al. // Adv. Mater. 2012, V. 24, P. 3233–3238.
3. Liu Z., Huang, Y., Cai, Y., Wang, X et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2021, V. 13, P. 18876–18886.
4. Xiang, Y., Zhao, P., Jin, Z., Chen, B. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2018, V. 10, 42258–42267.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НУТАЦИОННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

О.С. Поликарпова, М. Черкасский, А.Б. Хутиева, А.В. Садовников

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

²RWTH Aachen University, 52074, Germany

E-mail: polikarpovaol.s@gmail.com

Одной из наиболее важных с фундаментальной и прикладной точек зрения является проблема повышения частот работы магнонных устройств. Однако, в недавних работах было теоретически и экспериментально продемонстрировано, что эффекты инерции намагниченности должны учитываться при полном описании спиновой динамики на пико- и фемтосекундных временных масштабах, при этом приводя к возникновению в спектре субтерагерцевых частот колебаний намагниченности [1-3]. Нутационное движение намагниченности является проявлением инерции магнитных моментов – оно может приводить к возникновению нутационных волн. Было сообщено о прямом экспериментальном доказательстве внутренней инерционной спиновой динамики в ферромагнитных тонких пленках в виде нутации намагниченности на частоте $\sim 0,5$ ТГц, что позволило установить, что время релаксации углового момента в ферромагнетиках составляет порядка порядка 10 пс.

Как было показано ранее, учет инерции особенно важен для объяснения высокочастотного резонанса, который можно наблюдать в спиновых системах. Недавно в работе [1] учли инерцию в аналитическое решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), чтобы проанализировать динамику намагниченности.

Нутация представляет собой периодическое изменение наклона оси симметрии вращающегося объекта. Недавно была обнаружена нутация в ферромагнетиках [3]. Поэтому динамику следует рассматривать в сочетании с прецессией намагниченности.

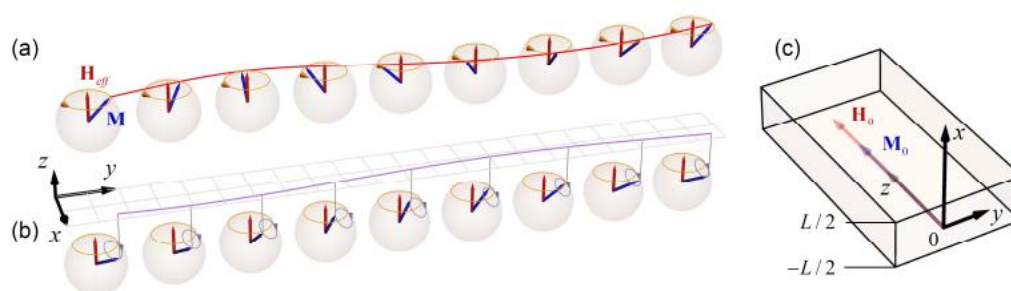


Рис. 1. (а) Безынерционная спиновая волна прецессии (красная кривая). Синяя стрелка указывает на движение намагниченности \mathbf{M} в пленке. (б) НПСВ (фиолетовая кривая) с частотой значительно выше, чем (а), нанесенная маленькими синими кружками поверх замороженной прецессии. (с) Координатная система ферромагнитной пленки толщиной L намагниченность \mathbf{M} и приложенное магнитное поле \mathbf{H} .

Известно, что связь между воздействием и откликом, которая включает эффекты прецессии, затухания и нутации, может быть описана инерционным уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ИЛЛГ) [2]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha}{|\gamma|M_0} \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} \right) \right], \quad (9)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – постоянная затухания Гильберта, а τ – время инерционной релаксации.

В данном докладе рассмотрен вывод дисперсионного соотношения для распространяющихся нутационных поверхностных спиновых волн (НПСВ) в пределе диполь-дипольной связи. Также проведено сравнение моделей НСВ на основе памяти (рис.2(a,b)) соответственно и на основе спин-орбитального взаимодействия на рис.2(c).

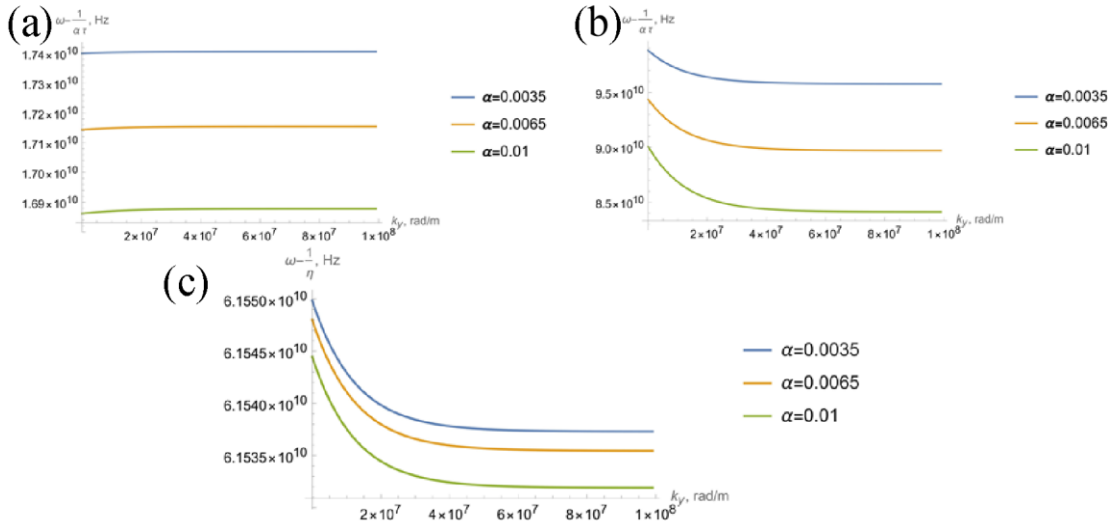


Рис.2. (a) Дисперсия прямых НСВ в модели на основе модели памяти. (b) Дисперсия обратных НСВ на основе модели памяти. (c) Дисперсия обратных НСВ на основе спин-орбитального взаимодействия.

Исследование выполнено за счет гранта РФФ (проект №20-79-10191).

Библиографический список

1. M. Cherkasskii, M. Farle, and A. Semisalova // Phys. Rev. B 102, 184432 (2020).
2. M. Cherkasskii, M. Farle, and A. Semisalova // Phys. Rev. B 103, 174435 (2021).
3. K. Neeraj et al // Nature Physics 17, 245 (2021).

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ–ФЕРРОМАГНИТНАЯ ПЛЕНКА

А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: andrey.po3@mail.ru

Многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, которые поддерживают распространение спиново-волновых сигналов, вызывают большой интерес среди исследователей. Технологические прорывы в создании магнитных слоев на немагнитных подложках и идеи использования волн намагничивания для обработки информационных сигналов делают эти материалы все более популярными [1]. Многослойные диэлектрические пленки из железоиттриевого граната (ЖИГ) показывают эффект не взаимности и имеют преимущества перед слоистыми структурами ЖИГ/металл, благодаря меньшим потерям спин-волн в двухслойной пленке ЖИГ с различными значениями намагниченности [2]. Пространственно-неоднородные магнитные структуры являются перспективными кандидатами для эффективной связи спиновых волн между функциональными единицами магнонной сети, а создание магнонных кристаллов (МК) широко используется для вычислений на основе спиновых волн [4]. Особенности пространственной и частотной фильтрации МК имеют явные преимущества в магнонных приложениях [5]. Таким образом, использование многослойных пространственно-структурированных пленок феррит-гранатов может стать основой для развития энергоэффективных компьютерных технологий на основе магноники [3].

Исследуемая система представляла собой ферритмагнитную двухслойную ферритовую пленку ЖИГ. На подложке из ГГГ располагалась двухслойная пленка, вблизи поверхности которого располагается слой чистого ЖИГ толщиной 9.2 мкм с намагниченностью насыщения $M_2 = 72$ Гс, а на нем — слой ЖИГ, легированный галлием и лантаном, толщиной 6.8 мкм с намагниченностью насыщения $M_1 = 140$ Гс, в котором имеются периодические углубления глубиной 1 мкм и длиной равной 200 мкм, в то время как период исследуемой структуры составляет $L = 400$ мкм. Волновод помещался в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Э, ориентированное вдоль оси x , для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

Анализ спин-волновых явлений в слоистой структуре магнонный кристалл-ферромагнитная проводился с помощью решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов. На рис.1 б показаны дисперсионные ветви, наблюдаемые в ходе численного моделирования, что существует в двух частотных диапазонах, что связано с механизмом распространения ПМСВ в двухслойных структурах [6]. На рис.1 б изображена низкочастотная (НЧ) ветвь дисперсионной характеристики, что характеризуется невзаимным поведением прямой и обратной волны. В НЧ диапазоне не происходит формирования запрещенных зон (ЗЗ). На рис.2 с продемонстрирована вторая ветвь дисперсионной характеристики, что существует в частотном диапазоне от 3.58 ГГц, в ней также наблюдается асимметрия (невзаимность) относительно $k=0$. Однако, в следствии наличия в пленке с

наибольшей намагниченностью МК, происходит формирование ЗЗ, что вызваны набегом фаз прямой и обратной волны ПМСВ.

Проведенные исследования подтвердили возможность распространения спиновых волн как в низкочастотном, так и в высокочастотном диапазонах частот, возможность фильтрации сигнала на частотах запрещенных зон. Эти результаты открывают новые перспективы для создания магнонных устройств с невзаимным поведением спиновых волн, которые могут использовать нелинейные свойства последних.

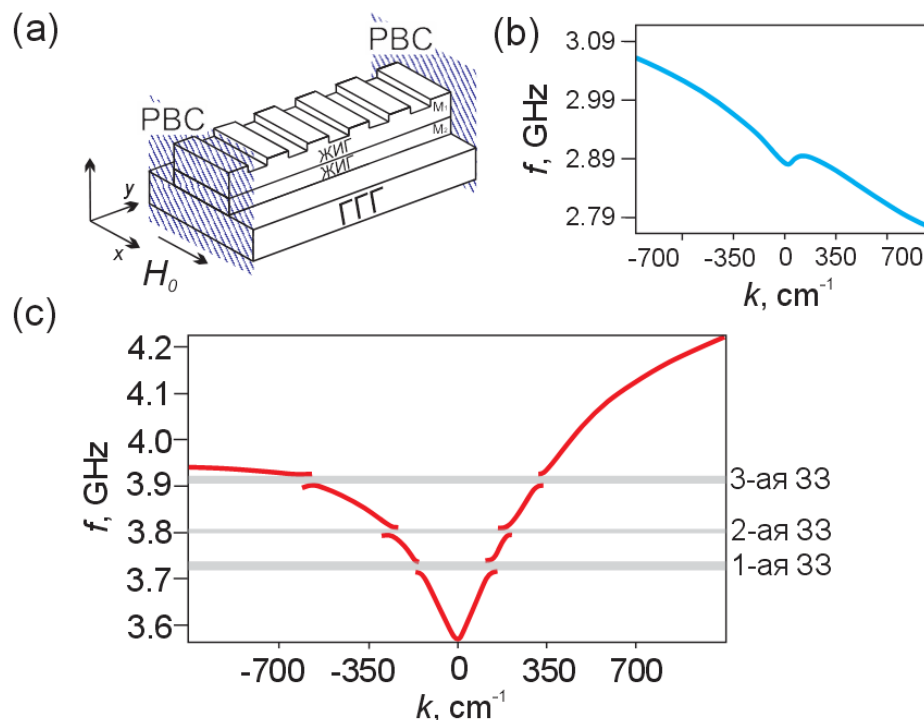


Рис. 1. (a) Схематическое изображение фрагмента исследуемой периодической структуры. (b) Дисперсионная характеристика спиновых волн низкочастотной области. (c) Дисперсионная характеристика спиновых волн высокочастотной области.

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

Библиографический список

1. Nikitovab S. A., Safina A. R., Kalyabina D. V., Sadovnikova A. V., Beginin E. N., Logunov M. V., Morozova M. A., Odintsov S. A., Osokina S. A., Sharaevskaya A. Yu., Sharaevsky Yu. P., Kirilyuka A. I. // УФН 190 1009–1040 (2020).
2. Demidov V. E., Kostylev M. P., Rott K., Münchenberger J., Reiss G., Demokritov S. O. // Appl. Phys. Lett. 2015.
3. Gurevich A.G., Melkov G.A. “Magnetization Oscillations and Waves”. CRC Press, London, 1996.
4. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. // Nature Phys 11. 2015. 453–461.
5. Gubbiotti G, Tacchi S, Madami M, Carlotti G, Adeyeye AO, Kostylev M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. 43 264003.
6. Зубков В.И, Lock Edwin, Нам Б.П, Хе А.С, Щеглов В.И. // Дисперсия поверхностных магнитостатических волн в двухслойных ферритовых пленках. Журнал технической физики. 59. 115-117. (1989).

УПРАВЛЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ YIG/FeRh

А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, Е.И. Саломатова, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: andrey.poz@mail.ru

В последнее время активно развиваются исследования создания систем обработки информационных сигналов на основе магноники — коллективного прецессионного движения упорядоченных магнитных спинов. Использование спиновых волн (СВ) позволяет создавать компактные устройства для хранения, передачи и обработки информации. Интерес представляет изучение динамики СВ в структурах микро- и наномасштабных размеров [2]. Структуры магноники на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) обладают низкой величиной затухания СВ и являются основой для создания планарных ферритовых волноводов, которые могут использоваться в различных устройствах функциональной магнитоэлектроники [3, 4]. Создание слоистых структур с использованием сегнетоэлектрических или пьезоэлектрических слоев позволяет управлять характеристиками СВ в пленках ЖИГ [5, 6]. В качестве материала обладающего фазовым переходом от антиферромагнитного к ферромагнитному состоянию был выбран FeRh(ЖР).

В работе исследовалась структура из микроволновода железо-иттриевого граната (ЖИГ), ориентированного вдоль оси x , и слоя ЖР на его поверхности (рис. 1 а). Для моделирования использовалось внешнее магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси y . Микроволновод состоит из ЖИГ с намагниченностью насыщения $M_s = 139$ кА/м, шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.54$ Э и размерами: длина $d_1 = 7000$ мкм, ширина $w_1 = 500$ мкм и толщина $h_1 = 10$ мкм. Слой ЖР расположен на поверхности пленки ЖИГ и имеет следующие размеры: длина $d_2 = d_1$, ширина $w_2 = 50$ мкм и высота $h_2 = 30$ мкм.

Для исследования распространения спиновых волн в исследуемой структуре было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом Дормана–Принса, которое описывает прецессию магнитного момента M в эффективном магнитном поле $H_{\text{eff}} = H_0 + H_{\text{demag}} + H_{\text{ex}} + H_a$, где H_0 — внешнее магнитное поле, H_{demag} — поле размагничивания, H_{ex} — обменное поле, H_a — поле анизотропии. Значения намагниченности выбиралось на основе ранее выполненных работ [7]. При величине $M_{\text{ЖР}} = 40$ кА/м (рис. 1 б) СВ не проходят под слоем ЖР, вся интенсивность сигнала концентрируется на границе соприкосновения двух слоев. На рисунке рис. 1 с намагниченность изменяется до $M_{\text{ЖР}} = 139$ кА/м, СВ стали связываться в малых областях под слоем ЖР, но интенсивность все также концентрируется вдоль слоя ЖР. Далее увеличили намагниченность до $M_{\text{ЖР}} = 215$ кА/м, что продемонстрировано на рис. 1 д, связь увеличилась до значительных областей и СВ не разделяются слоем ЖР.

В данном исследовании была продемонстрирована возможность модовой фильтрации для управления спиновыми волнами в структуре с полосой железо-иттриевого граната, на которой располагается полоса Fe-Rh. Микромагнитное чис-

ленное моделирование проводилось для определения спектров магнонной структуры при различных значениях намагниченности и геометрических параметров блока Fe-Rh. Анализ результатов показал, что данная структура может быть использована в качестве функциональной единицы в планарных магнонных сетях. Более того, благодаря сильному влиянию Fe-Rh на внутреннее магнитное ЖИГ в такой структуре, также становится возможен контроль распространения спиновых волн за счет изменения температуры слоя Fe-Rh, что открывает новые перспективы для разработки устройств на основе спиновой электроники.

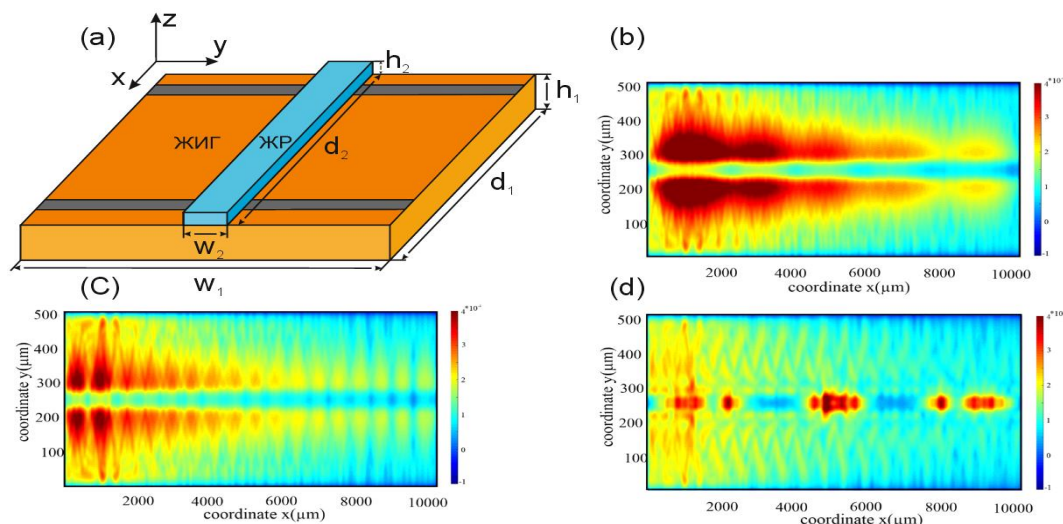


Рис. 1. (а) Схематическое изображение фрагмента исследуемой структуры. (б) Пространственное распределение интенсивности при $M_{ЖР}=40$ кА/м. (с) Пространственное распределение интенсивности при $M_{ЖР}=139$ кА/м. (д) Пространственное распределение интенсивности при $M_{ЖР}=215$ кА/м.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (No 23-29-00610).

Библиографический список

1. С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков, А. Н. Славин, Ю. Н. Барабаненков. // Магноника—новое направление спинтроники и спин-волновой электроники. Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – №. 10. – С. 1099-1128.
2. Sadovnikov A. V. et al. // Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide. Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – №. 6. – С. 060401.
3. Бухараев А. А. и др. // Стрейнтроника—новое направление микро-и наноэлектроники и науки о материалах //Успехи физических наук. – 2018. – Т. 188. – №. 12. – С. 1288-1330.
4. Sadovnikov A. V. et al. // Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure. Physical Review B. – 2019. – Т. 99. – №. 5. – С. 054424.
5. Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. // Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах. / УФН – 2018. - №188. – с.1288-1330.
6. Sadovnikov A. V., Bublikov K. V., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Yu. P., Nikitov S. A. // Nonreciprocal propagation of hybrid electromagnetic waves in a layered ferrite-ferroelectric structure with a finite width. Phys. Rev. – 2019. - №99. – с. 054424.
7. С.А. Одинцов, А.А. Амиров, А.А. Грачев, В.В. Родионова, А.В. Садовников // Модовая фильтрация поверхностных магнитостатических волн в YIG/FeRh. Физика твердого тела, 2021, том 63, вып. 9

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛБВ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ КУ-ДИАПАЗОНА И СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРИИ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Н.А. Алексеева¹, И.П. Медведков¹, В.И. Роговин^{1,2}, Ф.П. Разуваев¹,
И.А. Чистяков^{1,2}

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

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет
им. Н. Г. Чернышевского, г. Саратов
E-mail: razuvaev.fp@almaz-rpe.ru

Представлены результаты расчёта основных функциональных узлов ламп бегущей волны (ЛБВ) Ку-диапазона для спутниковой связи, обеспечивающих требуемые выходные характеристики.

Расчёты проводились с использованием комплекса программ моделирования современных ЛБВ, основанных на 1-D, 2-D и 3-D моделях [1]. Особое внимание уделялось выбору размеров элементов замедляющей системы (ЗС) и их оптимизации для обеспечения максимального электронного КПД при минимальных ВЧ потерях. Диаметр пролётного канала выбран при обобщённом параметре спирали $\gamma_{ea} = 0.86$. За счёт использования изохронного закона изменения шага спирали, минимизации диэлектрической нагрузки и омических потерь получено значение электронного КПД равное 25% при ускоряющем напряжении 5800 В.

Проведён расчёт двуханодной электронной пушки с диаметром катода, обеспечивающим требуемую долговечность в 150000 часов при плотности токоотбора не более 4.6 А/см². Наличие ионной ловушки обеспечивает анод с повышенным потенциалом относительно ЗС на 150 В. Проведены расчёты управления пучка ЛБВ потенциалом фокусирующего электрода и определены размеры и положение коллиматора, предохраняющего спиральную ЗС от оседания пучка в момент включения и выключения.

Для повышения технического КПД и уменьшения потребляемой мощности использован четырёхступенчатый коллектор, экранированный от магнитного поля. Расчёты позволили определить оптимальную конфигурацию электродов и получить КПД коллектора, равный 73%, обеспечивающий необходимую потребляемую мощность. Уменьшение влияния вторичной эмиссии из четвёртой ступени осуществляется применением поперечного магнитного поля.

Представлены тепловые расчёты режима охлаждения ЛБВ. При выходной мощности, превышающей 100 Вт, целесообразно использовать радиационное охлаждение коллектора и теплопередачу теплопроводностью на плиту охлаждения остальной части ЛБВ. Проведённые расчёты позволили выбрать оптимальные размеры радиатора и определить температурные поля элементов конструкции.

Показаны отличия экспериментальных выходных характеристик от расчётных (рис.1).

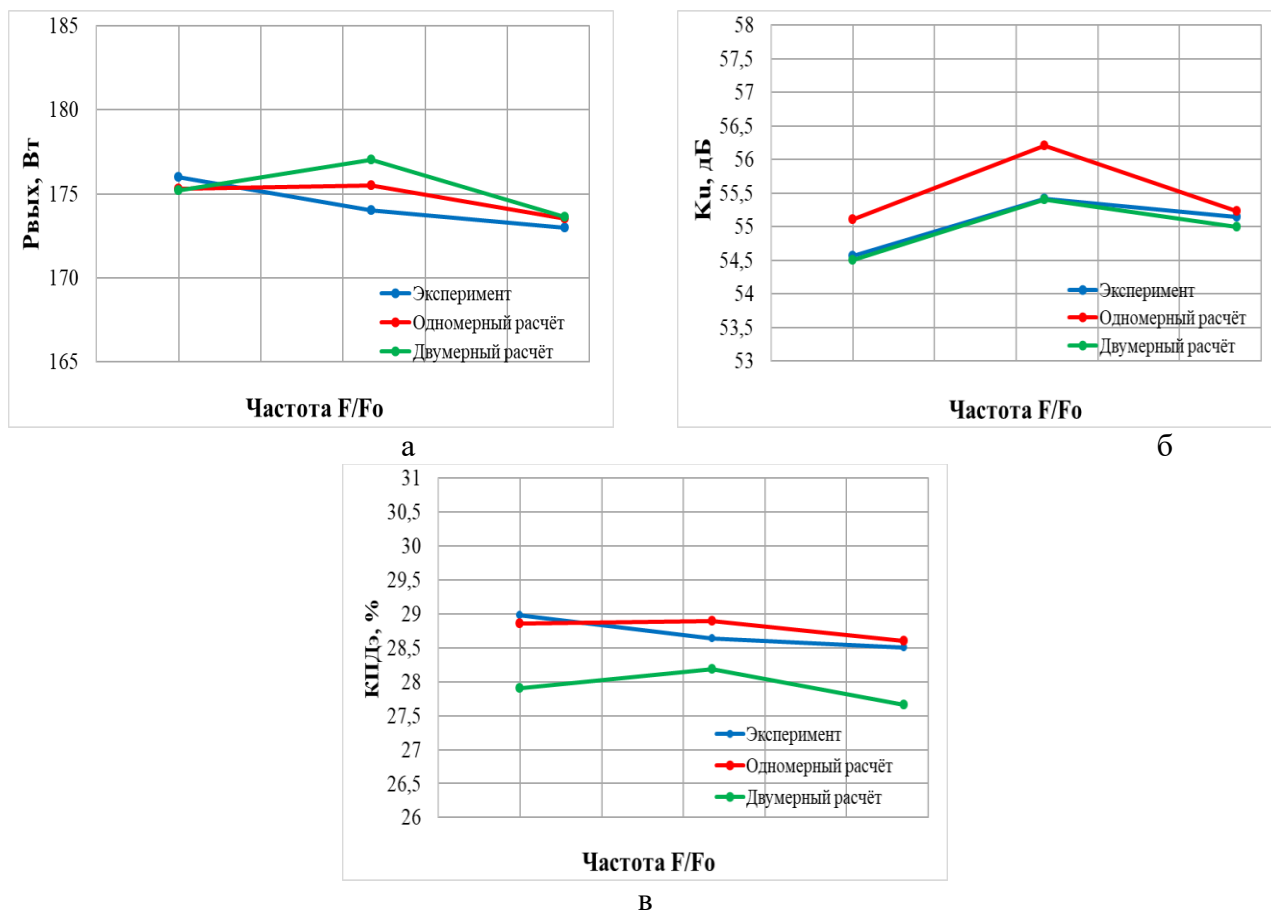


Рис. 1. Сравнение выводных характеристик ЛБВ спутниковой связи Ku-диапазона: зависимости выходной мощности (а), коэффициента усиления (б) и КПД (в) от частоты.

Библиографический список

1. Журавлёва В.Д., Ильина Е.М., Конторин Ю.Ф. и др. Компьютерное моделирование современных ламп бегущей волны различного назначения // Радиотехника. 2001. №2. С. 56-59.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ НА ГЕНЕРАЦИЮ СОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.А. Разуков, Л.А. Мельников, П.В. Купцов

*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.,
г. Саратов*

E-mail: razukov.vad@gmail.com

Очевидно, что возможность предсказывать поведение электромагнитного поля в резонаторе имеет огромную практическую ценность. Из-за того, что режимы работы таких устройств сильно нелинейные, то какие-либо исследования динамики возможны лишь с помощью численных методов и сравнения полученных результатов с данными эксперимента для построения теории. Показатели Ляпунова – характерные числа, которые описывают динамические свойства нелинейных систем [1 – 3]. Самый большой отрицательный показатель обозначает стабильное состояние, положительный показывает хаотические колебания, а когда самый большой по модулю показатель равен нулю, то в системе наблюдается периодический режим. Значительной выгодой данного подхода является то, что появляется возможность построить наглядные карты динамических режимов рассматриваемой системы. В последствии, с помощью таких карт, легко описать состояние конкретной системы и определить картину изменений в ней, когда один или несколько параметров изменяются.

Ранее мы применяли численный метод «Кабаре» [4] для исследования различных лазерных систем с длинным резонатором, когда время одного обхода значительно превышает длительность генерируемых импульсов, и приближение, в котором поле внутри такого резонатора заменяется средним на обходе, более не применимо. Рассмотренные системы включали в себя одномодовый лазер, рамановский лазер, беззеркальный ВРМБ лазер. Необходимо отметить, что ВРМБ является одним из самых ограничивающих факторов при передаче мощности по волокну, и есть вероятность того, что обратный ВРМБ импульс получит пиковую мощность значительно превышающую мощность накачки, что приведет к необратимому повреждению волокна даже при уровнях накачки много ниже порога повреждения для подобной системы без эффекта ВРМБ. Таким образом, особое внимание обращается на различные волоконные кольцевые лазерные системы со встречными волнами, в которых нелинейные эффекты, такие как кросс и самофазовая модуляция, невзаимный сдвиг по фазе, случайные неоднородности в среде резонатора, оказывают значительное влияние на поведение поля.

Подобные системы оказались чрезвычайно чувствительно даже к самым незначительным изменениям в их параметрах, и не всегда удавалось сразу четко определить какого типа режим установился в этих системах, так что требовалось проводить длительное моделирование для получения однозначных выводов. Вычисление спектра показателей Ляпунова позволяет разрешить между собой наблюдаемые режимы. В данной работе мы обсуждаем возможность построения карты показателей для волоконного лазера, т.е. двумерные графики, на которых различными маркерами обозначаются значения показателей. Рассматриваемая система представляет

собой нелинейный кольцевой резонатор с постоянной внешней накачкой, в которой модуляционная нестабильность приводит к генерации оптических солитонов, потому что в резонаторе присутствует дисперсия второго порядка (дисперсия групповых скоростей) и кубическая нелинейность. Такие системы могут применяться в качестве лазера для создания последовательности оптических солитонов, период которых определится временем обхода резонатора, а длительность импульса будет зависеть от модуля и знака дисперсии. Вычисление спектра показателей Ляпунова необходимо для нахождения режимов при которых происходит устойчивая генерация таких последовательностей. Кроме того, микрорезонаторные устройства, имеющие в своей основе стеклянные и кристаллические резонаторы шепчущей галереи вместо оптического волокна, также можно описать подобной моделью. В данной работе проводится отработка метода, и планируется дальнейшая апробация на реальных системах [5].

В заключение следует так же отметить, что данный метод можно применить и для вычисления квантовых флуктуаций в подобных системах. Если квантовые флуктуации рассматривать как малые возмущения классических значений, тогда уравнения для них будут решаться подобным способом, с единственной разницей в том, что квантовые флуктуации задаются операторами, а не числами. Однако, существует метод, при котором решение операторных уравнений заменяется на решение уравнений для функций, соответствующим фильтрующим функциям [6], необходимым для вычисления физических значений уровней флуктуаций, например, для вариантов числа квантов в соответствующей волне.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00396, <https://rscf.ru/project/22-12-00396/>

Библиографический список

1. P.V. Kuptsov, // *Izvestiya Vuzov, Applied Nonlinear Dynamics*. 2010. V. 18 (5). P. 91-110.
2. A.A. Balyakin, E.V. Blokhina // *Izvestiya Vuzov, Applied Nonlinear Dynamics*. 2008. V. 16 (2). P. 87-91.
3. A.D. Koloskova, O.I. Moskalenko, A.A. Koronovsky // *ZhTF Letters*. 2018. V. 44 (9). P. 19-23.
4. V.M. Goloviznin, A.A. Samarskii // *Matem. Mod.* 1998. V. 10(1). P. 86-100.
5. V.A. Razukov, L.A. Melnikov, P.V. Kuptsov, K.S. Gochelashvili // *Laser Phys.* 2023. V. 33. P. 025004.
6. Yu. A. Mazhirina, L.A. Melnikov // *Laser Phys. Lett.* 2020. V. 17. P. 015204.

КОГЕРЕНТНЫЙ РЕЗОНАНС В УПРАВЛЯЕМОМ ШУМОМ ХАОТИЧЕСКОМ СПИН-ВОЛНОВОМ АВТОГЕНЕРАТОРЕ

Д.В. Романенко, С.В. Гришин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: dmitrii.romanenk@mail.ru

Явление когерентного резонанса было открыто в возбуждимых шумом модельных системах и проявлялось в существовании у шумового сигнала оптимального уровня, при котором индуцированные шумом колебания динамической системы становились более когерентными [1, 2]. Исследования, проводимые на радиофизических автогенераторах [3] и их моделях [4], затрагивали ситуацию, когда автоколебательная система находилась в предгенерационном режиме, а колебания в системе возбуждались шумом. Исследования когерентного резонанса при воздействии шума на автоколебательную систему, в которой в отсутствие шума уже генерировались бы собственные колебания, не проводились. В таких системах изучалось другое явление – синхронизация автоколебаний в присутствии шума [5].

В настоящей работе предлагается исследовать явление когерентного резонанса в твердотельных хаотических распределенных автогенераторах микроволнового диапазона, способных формировать в отсутствие внешнего шумового воздействия хаотические последовательности радиоимпульсов.

Экспериментальный макет неавтономной автоколебательной системы представляет собой последовательно соединенные в кольцо широкополосный твердотельный СВЧ - усилитель мощности на GaAs полевых транзисторах, объемный резонатор, переменный аттенюатор и перестраиваемую магнитным полем широкополосную нелинейную линию задержки на поверхностных магнитостатических волнах (ПМСВ). Внешний сигнал заводился в кольцо посредством направленного ответвителя, включенного в цепь обратной связи перед СВЧ усилителем мощности. При экспериментальном исследовании внешний шумовой сигнал подавался с векторного генератора сигналов на вход твердотельного усилителя мощности на частоте 2.06 ГГц. Спектр возбуждения МСВ при этом находился выше по частоте в диапазоне 2.35-2.4 ГГц. Как следствие внешний СВЧ шумовой сигнал оказывал воздействие только на коэффициент усиления твердотельного усилителя мощности, не воздействуя непосредственно на сигнал, генерируемый в кольцевой системе. При этом в отсутствие внешнего шумового сигнала в кольцевой системе генерировалась последовательность хаотических релаксационных импульсов (смотреть [6])

Генерация сигнала в кольцевой системе начинается на временных интервалах, где амплитуда внешнего шумового сигнала спадает до нуля либо достаточно мала. Амплитуда генерируемого сигнала экспоненциально растёт при слабом внешнем воздействии и резко снижается до нуля при большой амплитуде шумового сигнала. Период следования генерируемой последовательности зависит от ширины полосы внешнего шумового сигнала и его амплитуды. С ростом мощности внешнего сигнала на осциллограмме заметно увеличение среднего периода между генерируе-

мыми импульсами. Дальнейшее увеличение амплитуды внешнего воздействия почти полностью подавляет генерацию сигнала в кольце. Увеличение ширины спектра внешнего шумового сигнала приводит к снижению уровня мощности, необходимого для подавления генерации в кольцевой системе. Так при $\Delta f=5$ МГц генерация в кольцевой системе прекращается при мощности внешнего сигнала $P_{ext}=15$ дБмВт. А при $\Delta f=0.5$ МГц подавления генерации сигнала не наблюдалось. Последнее связано с большим средним периодом внешнего воздействия.

Если построить зависимость времени автокорреляции генерируемого сигнала от интенсивности шумового воздействия (см. рисунок 1), то при некоторых значениях полосы шумового сигнала можно наблюдать увеличение времени автокорреляции. При этом, появление максимума на автокорреляционной зависимости наблюдается для значений полос шума больших или равных ширине спектра генерируемого хаотического сигнала.

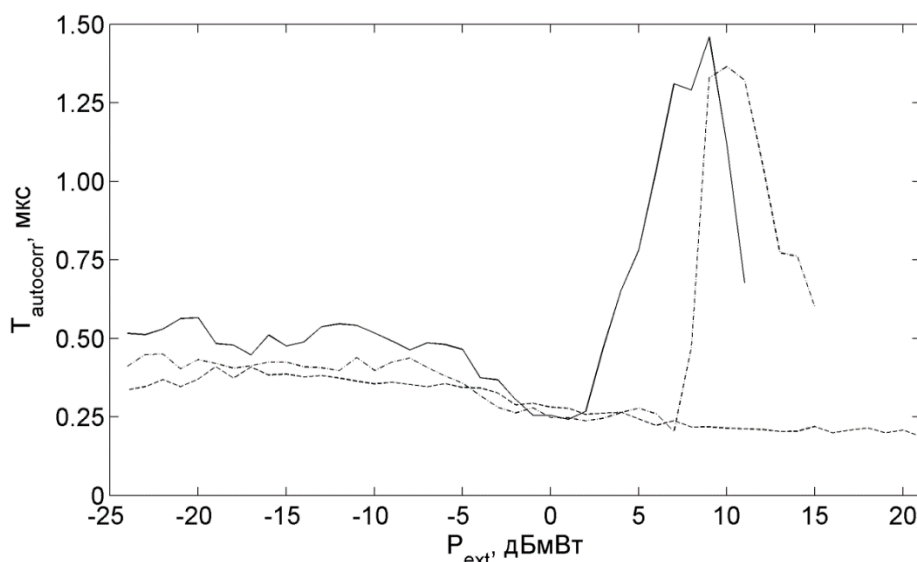


Рис. 1. (а) Время автокорреляции МСВ в зависимости от мощности шумового сигнала, при различной ширине спектра внешнего шумового сигнала: а) 0.5 МГц (пунктирная кривая), б) 1.5 МГц (сплошная кривая), в) 5 МГц (штрих-пунктирная кривая)

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-22-00274).

Библиографический список

1. Hu G., Ditzinger T., Ning C. Z., Haken H. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 807–810.
2. Pikovsky A., Kurths J. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 775–778.
3. Feoktistov A., Anishchenko V. // Rus. J. Nonlin. Dyn. 2012. Vol.8. P. 897–911.
4. Ushakov O. V., Wünsche H. J., Henneberger F., Khovanov I. A., Schimansky-Geier L., Zaks M. A. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. 123903.
5. Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е. Регулярные и хаотические автоколебания. Синхронизация и влияние флуктуаций. Долгопрудный: Изд. Дом «Интеллект». 2009. – 312 с.
6. Демидов В.Е., Ковшиков Н.Г. // ЖТФ. 1999. Т. 69, № 8. С. 100.

ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛА ДЛЯ ЛБВ-УСИЛИТЕЛЯ СУБТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

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

Лестничные замедляющие системы (ЗС) известны с 1950-х годов [1,2]. Они представляют собой закрепленную в прямоугольном волноводе металлическую пластину, в которой периодически вырезаны щели определенной формы. В простейшем случае, когда щели прямоугольные, такие ЗС обладают сильной дисперсией основной гармоники и обеспечивают высокое замедление волны только в узком диапазоне частот вблизи верхней отсечки, поэтому их проблематично использовать для создания широкополосных усилителей на основе лампы бегущей волны (ЛБВ).

В данной работе рассматриваются модификации лестничной ЗС, связанные с усложнением формы щелей в пластине так, чтобы частота щелевого резонанса была ниже частоты отсечки волновода. В таких системах имеет место нормальная дисперсия на +1-ой гармонике, что позволяет обеспечить широкополосное усиление в ЛБВ при нерелятивистских напряжениях электронного пучка. Особенностью рассматриваемых ЗС является проявление свойств дважды отрицательного метаматериала (эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемость отрицательны).

Отметим, что идея использования метаматериалов в вакуумных приборах, работающих в суб-ТГц диапазоне (0.1-0.3 ТГц), в последние годы привлекает большое внимание [3]. Продвижение в область более высоких частот требует пропорционального уменьшения размеров приборов. Метаматериалы, являющиеся периодическими структурами из резонансных элементов, представляют интерес с точки зрения миниатюризации существующих СВЧ-устройств.

В рамках исследований, представленных в данной работе, наиболее интересна ЗС с щелями гантелеобразной формы (рис. 1а). Разработана конструкция ЗС, полоса пропускания которой лежит в диапазоне 85–111 ГГц и обеспечивает синхронизм с электронным пучком в широкой полосе частот при ускоряющем напряжении около 8 кВ (рис. 1б). Характерные размеры структуры имеют порядок сотен микрон. Конструкция предполагает взаимодействие с двумя ленточными электронными пучками, расположенными с разных стороны от металлической пластины. ЗС обладает сопротивлением связи порядка 0.2-0.6 Ом на расстоянии в 150 мкм от пластины, что приемлемо для получения эффективного усиления при 50-70 периодах системы. Разработана система широкополосного согласования, потери на отражения в которой составляют менее –10 дБ в рабочей полосе частот (рис. 1в).

Теоретическую модель для описания электродинамических характеристик ЗС с щелями в форме «гантель» можно строить, основываясь на классической теории Друде-Лоренца. Были предложены аналитические выражения для эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости среды и показано, что ЗС действи-

тельно проявляет свойства дважды отрицательного метаматериала [4]. Сопоставление дисперсионной диаграммы, полученной для теоретической модели, с результатами моделирования электродинамических параметров ЗС в среде COMSOL Multiphysics (см. рис. 1б) показывает эффективность такого теоретического описания среды.

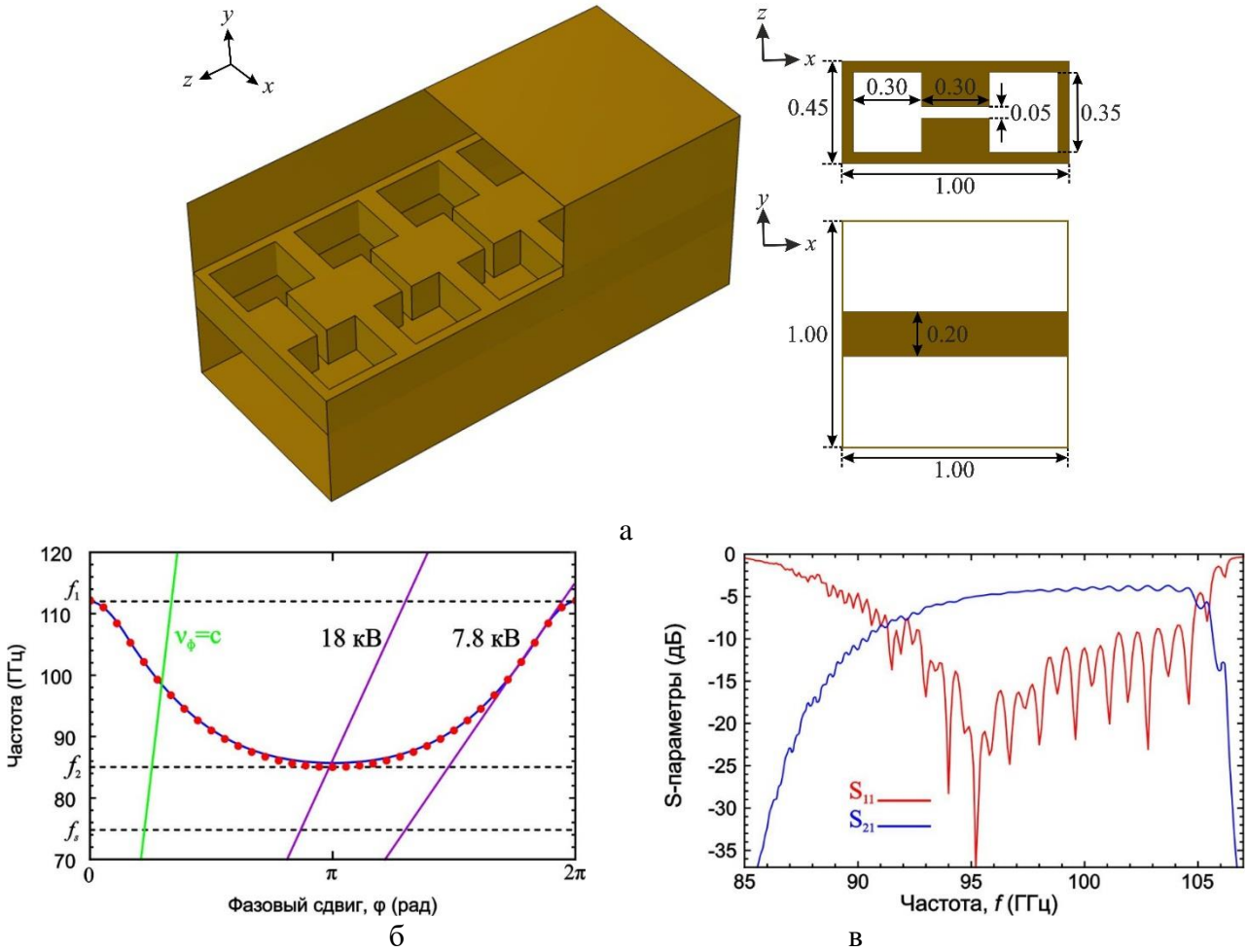


Рис. 1. (а) Схематическое изображение ЗС с щелями гантелеобразной формы. Размеры указаны в мм. (б) Дисперсионная диаграмма, где точками показаны результаты численного моделирования, а сплошными линиями – теоретические зависимости. (в) Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения при длине системы в 70 периодов.

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

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., Schamiloğlu 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. Torgashov R.A., Kolesnichenko E.E., Rostuntsova A.A., Rozhnev A.G., Starodubov A.V., Ryskin N.M. // 2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC). 23–25 November 2022. P. 86–89.

УСТОЙЧИВЫЕ РЕЖИМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ГОЛОВНОГО МОЗГА У ПАЦИЕНТОВ С ЗУБОЧЕЛЮСТНЫМИ АНОМАЛИЯМИ

Е.Е. Дрождева¹, А.О. Сельский², Д.Д. Суетенкова¹

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

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

E-mail: drozhdeva.e@bk.ru

В настоящее время активно исследуются вопросы процессов адаптации электрической активности мозга при деформации и коррекции ротовой полости [1 - 7]. В частности, работы *Kordass, et al* [4] и *Miyamoto, et al* [5] по наложению окклюзионных шин продемонстрировали значительные изменения в сенсомоторной коре, и кроме того, работы [5] и *Morokuma* [6] показали, что установка имплантатов дополнительно меняет активность фронтальных зон, не затрагивая сенсомоторные зоны. В работе *Nishiyama, et al* [7] сделана попытка объективного анализа психоэмоционального состояния испытуемых после протезирования. Уже достаточно подробно описана активность головного мозга на малых группах относительно здоровых испытуемых в процессе обычного жевания и ритмического челюстного движения [8 – 11]. В частности, показана активность мозга в сенсорной, моторной и домоторной коре с обеих сторон, совпадение большей активности в полушарии, соответствующем предпочтительной стороне жевания, а также на небольшой группе 11 человек выявлены различия между произвольными движениями челюстей и жеванием. В то же время, все выполненные исследования были проведены на малых группах пациентов и практически всегда без использования сравнения с контрольной группой пациентов. Кроме того, остаётся открытым вопрос оценки успешности процесса адаптации организма к ортодонтическим вмешательствам. Хорошо известно, что процесс адаптации организма к элайнерам и брекет-системам различного типа весьма индивидуален и варьируется от выражено болевого до практически незаметного.

В настоящем докладе представлены результаты первого этапа работ по объективному выявлению маркеров адаптации головного мозга пациентов при коррекции зубочелюстных аномалий. В исследование были включены пациенты только с выявленными зубочелюстными аномалиями (МКБ К07.3 Аномалии положения зубов). Пациенты с выявленными челюстно-лицевыми аномалиями, требующими дополнительного хирургического лечения, а также необходимости дополнительного удаления зубов, из участия в исследовании были исключены. Данные требования введены для определенной стандартизации временных рамок и методов ортодонтического лечения. В клиническое исследование включены две возрастные группы 15 – 18 и 18 – 25 лет. Для сравнения был осуществлен набор контрольных групп добровольцев сопоставимого возраста. Все участники исследования проходили ряд функциональных мониторингов (записи ЭЭГ, ЭКГ, ЭМГ, ЭОГ сигналов) до начала и в течение первого этапа корректировки положения зубных рядов. В процессе мониторинга все участники проходили ряд нейропсихологических тестов дважды: (1) исходно, при постановке диагноза и (2) в процессе лечения (через 1 – 2 дня после

установки элайнеров или брекет-систем). Участники контрольных групп были приглашены на выполнение регистрации функциональных биомедицинских мониторингов в аналогичные периоды времени. Во время каждого мониторинга проводилось исследование устойчивости к монотонной активности согласно методике построения когнитивных вызванных потенциалов на стимул [12]. Для исследования пространственных структур активности головного мозга пациентов были использованы методы частотно-временного анализа (преобразование Фурье и непрерывное вейвлетное преобразование) и рекуррентных преобразований для независимой оценки пространственных мод динамики.

Исследование психометрических показателей (вработываемости, утомляемости, устойчивости внимания) позволило показать, что статистически достоверных различий между выполненными оценками когнитивных функций при постановке диагноза и в острый период ортодонтической коррекции выявить не удаётся. Выполнение оценок мощности, продолжительности и изменчивости выделяемых на ЭЭГ нейрофизиологических ритмов (дельта, тета, альфа-1,2, бета-1,2, гамма) показало, что центральные и височные доли головного мозга достоверно различаются у пациентов в острую фазу ортодонтической коррекции положения зубных рядов. В то же время, использование стандартных методов оценки спектрального и пространственного анализа не позволяет выявить данные закономерности. Однако, применение подхода оценки времени жизни и количества колебательных паттернов для каждого из выделяемых ЭЭГ ритмов позволяет статистически значимо выделить острое состояние после установки элайнеров и брекет-систем.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 23-72-01021.

Библиографический список

1. Orr M.E., Reveles K.R., Yeh C.K., Young E.H., Han X. // Oral Diseases. 2020. V. 26(2). P. 249
2. Kumar A., Kothari M., Grigoriadis A., Trulsson M., Svensson P. // Journal of oral rehabilitation. 2018. V. 45(4). P. 323
3. de Sire A., Baricich A., Ferrillo M., Migliario M., Cisari C., Invernizzi M. // Topics in Stroke Rehabilitation. 2020. V. 27(3). P. 208
4. Kordass B., Lucas C., Huetzen D., Zimmermann C., Gedrange T., Langner S., et al. // Ann Anat. 2007. V. 189. P. 371
5. Miyamoto I., Yoshida K., Bessho K. // Cranio. 2009. V. 27. P. 94
6. Morokuma M. // Nihon Hotetsu Shika Gakkai Zasshi. 2008. V. 52. P. 194
7. Nishiyama Y., Ohnuki M., Kikuchi S., Suzuki K., Ohkubo C. // J Prosthodont Res. 2011. V. 55. P. 82
8. Tamura T., Kanayama T., Yoshida S., Kawasaki T. // J Oral Rehabil. 2002. V. 29, P. 467
9. Tamura T., Kanayama T., Yoshida S., Kawasaki T. // J Oral Rehabil. 2003. V. 30, P. 614
10. Byrd K.E., Romito L.M., Dziedzic M., Wong D., Talavage T.M. // J Oral Rehabil. 2009. V. 36, P. 346
11. Shibusawa M., Takeda T., Nakajima K., Ishigami K., Sakatani K. // Neurosci Lett. 2009. V. 449. P. 98
12. Zhuravlev M., Novikov M., Parsamyan R. et al. // Neurosci. Bull. 2023. V. 39, P. 1105

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

Е.А. Рябов, Д.Н. Браташов, Е.С. Прихожденко

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

Плазмонно-резонансные наночастицы (НЧ) в настоящее время используются в таких разнообразных областях, как доставка лекарств [1], создание антибактериальных покрытий [2], разработка сенсоров на методе гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) [3]. Спектроскопия комбинационного рассеяния — это неразрушающий аналитический метод, в котором неупруго рассеянный свет используется для измерения мод колебательной энергии образца [4]. Вероятность неупругого рассеяния фотонов мала, поэтому для усиления эффекта разрабатывают ГКР подложки с использованием плазмонно-резонансных НЧ. Интенсивность регистрируемого сигнала от аналитов связана с локальным усилением поля вокруг НЧ и уменьшается с увеличением расстояния между аналитом и НЧ. В случае наличия двух НЧ на небольшом расстоянии друг от друга формируется так называемая «горячая точка» — место, позволяющее потенциально усилить интенсивность ГКР сигнала до 10^{10} и выше [5]. Таким образом, важной частью для характеристики подложек является оценка величины зазора между НЧ. На современных вариантах подложек эти зазоры имеют нанометровые и субнанометровые размеры. Доступные методы исследования подобных зазоров включают просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ) и сканирующую зондовую микроскопию (СЗМ). В то же время, настолько прецизионные измерения требуют сложных в реализации вариантов методик и сложных приборов. С другой стороны, оценить величину зазоров можно на основе известных теоретических и модельных представлений по данным спектроскопии в УФ-видимой области длин волн.

Для ряда применений интерес представляет получение гибких ГКР-подложек с использованием нетканых материалов в качестве матрицы [6]. Нетканый материал представляет собой волокнистую полимерную матрицу, на поверхности волокон которых расположены металлические НЧ. Функционализация волокон наночастицами серебра обеспечивает эффективный подход к селективной адсорбции биомолекул и их точному обнаружению с помощью ГКР [7]. Однако, использование ПЭМ или СЗМ, а также спектроскопии поглощения УФ-видимой области длин волн для таких подложек еще более усложнено. Чтобы определить приблизительное увеличение интенсивности ГКР, вызванное наноразмерными зазорами, в данной работе приведены результаты математического моделирования наночастиц серебра на подложке поликапролактона с использованием программного пакета PyGDM.

PyGDM — это набор инструментов Python для электродинамического моделирования в нанооптике, основанный на диадическом методе Грина (GDM) [8]. НЧ серебра имеют сферическую форму и расположены на подложке поликапролактона.

Исследованы взаимодействие двух НЧ серебра при различных зазорах. На рис. 1 представлена зависимость максимального значения напряженности электрического поля от расстояния между НЧ при лазерном излучении с длиной волны $\lambda=532$ нм. Определены зазоры между наночастицами с максимальным усилением электрического поля.

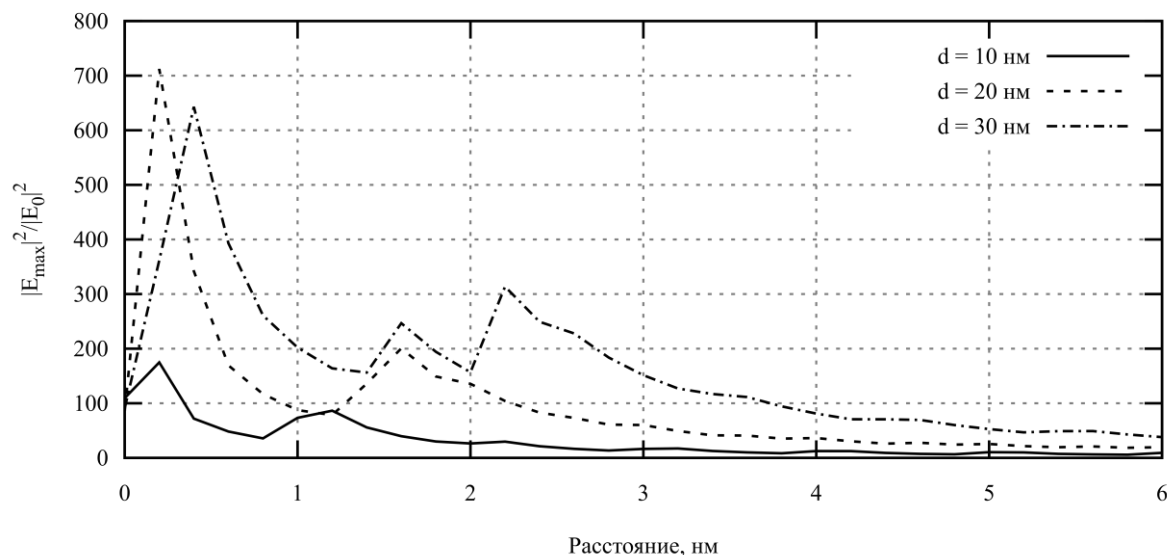


Рис.1 Зависимость максимального значения напряженности электрического поля от зазора между двух наночастиц серебра при различных диаметрах наночастиц.

Несмотря на длительную историю исследований, наночастицы до сих пор остаются актуальным объектом фундаментальных и прикладных исследований. Полная реализация биомедицинского и технологического потенциала наночастиц серебра требует надежных методов их синтеза с точно контролируруемыми размерами, структурой и морфологией. Варьируя геометрический размер, структуру и состав частиц, можно добиться полного контроля над оптическими свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ № 22-79-10270).

Библиографический список

1. Patra J.K., Das G., Fracet, L.F. et al. //Journal of nanobiotechnology. 2018. V. 16. Is. 1. P. 1-33.
2. Bruna T., Maldonado-Brav, F., Jara P. et al.//International Journal of Molecular Sciences. 2021. V. 22. Is. 13. P. 7202
3. Dey T. //Nanotechnology for Environmental Engineering. 2023. V. 8. Is. 1. P. 41-48.
4. Dawadi, S., Katuwal, S., Gupta, A. et al. //Journal of nanomaterials. 2021. V. 2021. P. 1-23.
5. Jiang M., Wang Z., Zhang J. //Optical Materials Express. 2022. V. 12. Is. 3. P. 1010-1018.
6. Prikhozhenko E.S., Bratashov D.N., Gorin D.A., Yashchenok A.M. //Nano Research. 2018. V. 11. P. 4468-4488.
7. Saveleva M, Prikhozhenko E., Gorin D. et al. //Frontiers in Chemistry. 2020. V. 7. P. 888.
8. Wiecha P.R., Majorel C., Arbouet A. //Computer Physics Communications. 2018. V. 233. P. 167-192.

РАСПРОСТРАНЁННОСТЬ ОСТАТОЧНОЙ ДИФФУЗИИ В СИСТЕМЕ - ГЕНЕРАТОРЕ «СТОХАСТИЧЕСКОЙ ПАУТИНЫ» ПРИ ВВЕДЕНИИ МАЛОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИИ

А.В. Голоколенов, Д.В. Савин

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: golokolenovav@gmail.com

В работе исследуется поведение осциллятора Ван дер Поля под импульсным воздействием специального вида [1]

$$\ddot{x} - (\gamma - \mu x^2)\dot{x} + x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Lambda \cos x \delta(t - nT), \quad (1)$$

а именно, траектории такой системы, сохраняющие в диссипативном случае на определённом временном интервале свойства характерной для консервативной системы диффузии в фазовом пространстве – траектории с «остаточной диффузией» [2]. Ранее нами было показано, что средняя энергия ансамбля систем с начальными условиями, выбранными в границах стохастического слоя, которая в консервативном случае растёт линейно и неограниченно [3], в слабодиссипативном случае растёт в течение определённого – достаточно небольшого – времени, после чего зависимость энергии выходит на насыщение. При этом в двойном логарифмическом масштабе на графике зависимости энергии от времени хорошо выделяется линейный участок, угловой коэффициент которого зависит от параметров диссипации и начальной энергии ансамбля. При приближении к консервативному случаю максимальный угловой коэффициент увеличивается, а с ростом начальной энергии угловой коэффициент уменьшается и при определённом её значении стремится к нулю [4]. Этот факт позволяет заключить, что диффузия происходит наиболее интенсивно в областях с малой энергией системы. В работе предлагается несколько характеристик, позволяющих оценить распространённость диффузии в фазовом пространстве. Так, начальная энергия ансамбля, при которой угловой коэффициент стремится к нулю, позволяет определить **радиус насыщения** (размер области в фазовом пространстве, внутри которой находятся в этом случае начальные условия). Далее, если взять начальные условия с малой энергией, то есть из области близкой к началу координат фазовой плоскости, то изображающая точка будет на фазовой плоскости оставаться внутри области определённого радиуса, который зависит только от параметров диссипации и не зависит от времени наблюдения — назовём его **минимальным радиусом** диффузии. Наконец, если брать ансамбли начальных условий с разной начальной энергией при одинаковых значениях диссипации, то максимальная энергия в системе будет расти, и расстояние, на которое уходит изображающая точка от начала координат, также будет увеличиваться за счёт диффузии. Однако, начиная с некоторого радиуса, назовём его **максимальным радиусом диффузии**, начальная энергия может оказаться максимальной и со временем будет убывать, а не расти, что свидетельствует об отсутствии диффузии и притяжении траекторий к аттракторам.

На рисунке 1 приведены зависимости минимального, максимального радиусов диффузии и радиуса насыщения от параметра нелинейной диссипации μ при раз-

личных значениях параметра линейной диссипации γ . Видно, что в двойном логарифмическом масштабе зависимости хорошо аппроксимируются прямыми, причём угловой коэффициент слабо зависит от параметра линейной диссипации, а для максимального радиуса такая зависимость практически отсутствует.

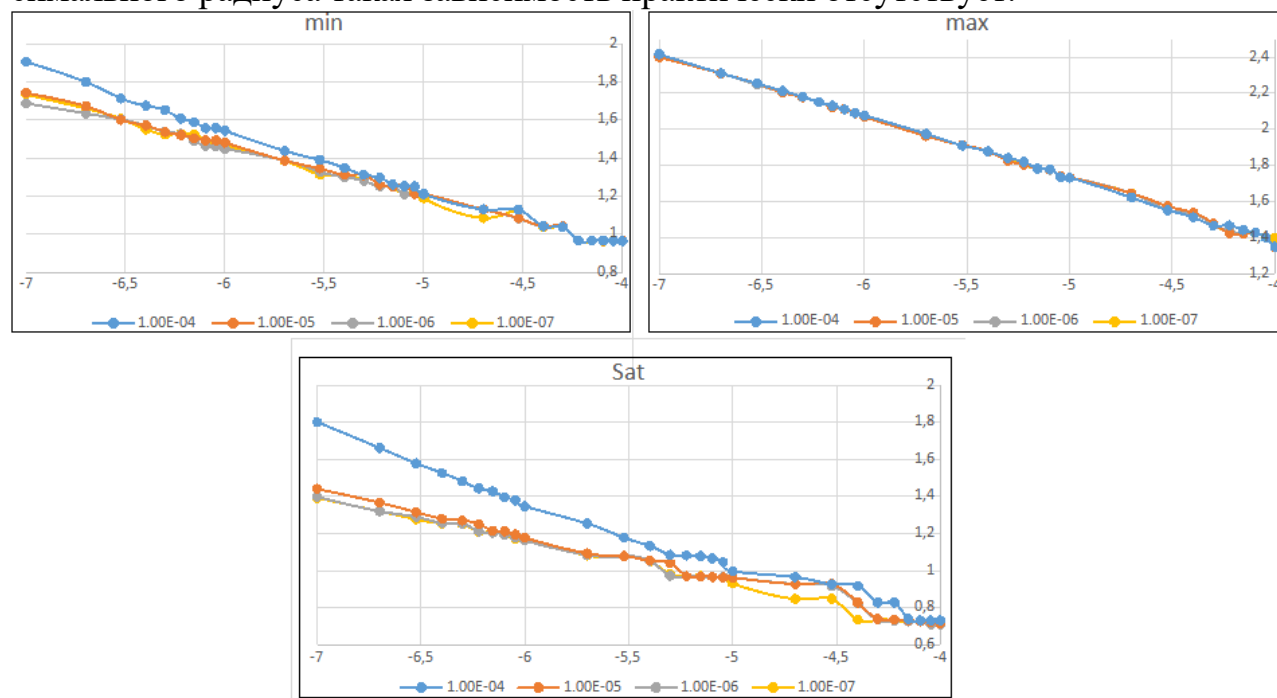


Рис. 1 Зависимость минимального радиуса диффузии (верхний ряд, слева), максимального радиуса диффузии (верхний ряд, справа), радиуса насыщения (нижний ряд) от параметра нелинейной диссипации μ в двойном логарифмическом масштабе. Значения параметра линейной диссипации γ указаны на рисунках.

Библиографический список

1. Golokolenov A.V., Savin D.V. // Rus. J. Nonlin. Dyn. 2023. V. 19. Pp. 111-124.
2. Голоколенов А.В., Савин Д.В. // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика: тез. докл. XVII Всерос. конф. молодых ученых. Саратов, 2022. Сс. 58-59.
3. Daly M.V. and Heffernan D.M. // J. Phys. A: Math. Gen. 1995. V. 28 Pp. 2515-2528.
4. Golokolenov A.V., Savin D.V. // Comm. Computer Inform. Sci. 2022. V. 1750. Pp. 9-13.

Ж-ОБРАЗНЫЕ КАНАЛЫ СПИНОВЫХ ВОЛН, ПОЛУЧЕННЫЕ ДЕКОРИРОВАНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА ОБЛАСТЯМИ ИЗ ПЕРМАЛЛОЯ

В.К. Сахаров^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.С. Джумалиев¹, Ю.В. Никулин^{1,2},
Ю.А. Филимонов^{1,2}

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

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

E-mail: valentin@sakharov.info

Декорирование поверхности плёнок ферритов-диэлектриков металлическими (как магнитными, так и немагнитными) областями, образующими каналы из непокрытых участков плёнки, является одним из методов формирования и управления пучками спиновых волн (СВ) [1, 2]. В этом заключается важность «декорированных» структур для реализации устройств магноники [3]. Однако данный способ задания каналов СВ нуждается в более подробном изучении. В частности, с точки зрения проектирования устройств на интерференции СВ необходимо рассмотреть прохождение СВ в каналах с ответвлениями (или скрещенных каналах).

В данной работе на основе микромагнитного моделирования в ООММФ [4] исследуется прохождение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) для случая Ж-образной структуры, состоящей из каналов шириной 100 мкм и длиной 800-1200 мкм в декорациях из пермаллоя (Рy), толщиной 1.5 мкм и намагниченностью $4\pi M=9.2$ кГс, на плёнке железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 6.5 мкм и $4\pi M=1.83$ кГс (рис. 1,а).

Поля размагничивания от элементов Рy формируют в нижележащей плёнке ЖИГ неоднородное распределение поля с резкими перепадами по границам каналов, в особенности, для каналов, перпендикулярных приложенному полю (рис. 1,а). Существенная неоднородность поля наблюдается также вблизи углов элементов из Рy в центральной области структуры (рис. 1,а).

Интерференция ПМСВ с отраженным на различных геометрических участках структуры сигналом приводит к сильной изрезанности АЧХ коэффициентов прохождения S_{ij} (рис. 1,б,с) от антенн $i=2$ и 3 к антеннам $j=4, 5, 6$ (обозначены на рис. 1,а), рассчитанных аналогично [5].

В длинноволновой области кривые $S_{ij}(f)$ за исключением $S_{36}(f)$ демонстрируют схожий характер (рис. 1,б,с) – постепенный спад прохождения от длинноволновой границы ПМСВ f_0 до частот $f=1.65-1.70$ ГГц (длин волн $\lambda \approx 500$ мкм) – что показывает отсутствие влияния декораций для длинноволновых ПМСВ. Из вставок к рис. 1,б,с видно, что каналирование ПМСВ улучшается с уменьшением λ (ростом f).

Наилучшее прохождение демонстрирует кривая $S_{25}(f)$ (рис. 1,б). Кривые $S_{24}(f)$ и $S_{26}(f)$ одинаковы, соответственно, в правый и левый канал поступают равные части от сигнала ПМСВ с антенны 2, а на частотах вблизи $f \approx 2.35$ и 2.75 ГГц они выравниваются с $S_{25}(f)$ (рис. 1,б).

От антенны 3 в диапазонах частот 1.8-2.1 ГГц и 2.6-2.8 ГГц большая часть сигнала ПМСВ проходит к антенне 5, а в интервале 2.35-2.55 ГГц – к антенне 6

(рис. 1,с). Кривые $S_{34}(f)$ и $S_{36}(f)$ показывают схожее поведение в центральной части зоны прохождения ПМСВ (1.9-2.3 ГГц) и вблизи коротковолновой границы (2.6-2.9 ГГц). В длинноволновом участке до 1.9 ГГц кривая $S_{36}(f)$ демонстрирует наихудшее прохождение.

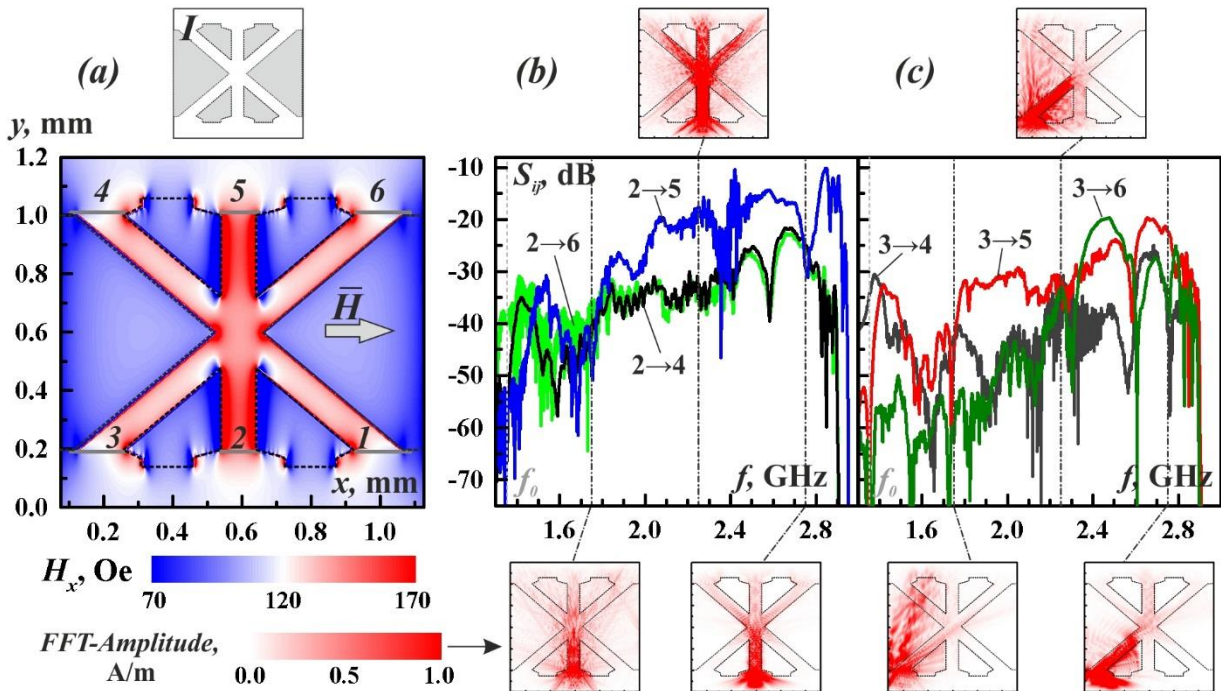


Рис. 1. (а) Исследуемая структура (вставка I , серым показаны области расположения пермаллоя на плёнке ЖИГ) и распределение внутреннего поля в ней при внешнем поле 120 Э. Серыми линиями и цифрами рядом обозначены антенны и их номер. (б) и (с) Амплитудно-частотные характеристики коэффициента прохождения от антенн 2 и 3 к антеннам 4, 5, 6 (кривые подписаны). На вставках показаны распределения Фурье-амплитуды на частотах, выделенных штрихпунктирными линиями.

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда (проект РНФ № 22-22-00563).

Библиографический список

1. Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Джумалиев А.С. и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. Вып. 7. С. 1186.
2. Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. Вып. 9. С. 1664.
3. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D. 2010. V. 43. P. 264001.
4. Donahue M.J., Porter D.G. Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999).
5. Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М. и др. // ФТТ. 2022. Т. 64. Вып. 9. С. 1255.

ДИНАМИКА ДИСКРЕТНЫХ ХАОТИЧЕСКОГО И ГИПЕРХАОТИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРОВ РЕССЛЕРА

А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: sedovayv@yandex.ru

Метод Заславского [1] построения новых моделей в виде отображений путем замены в исходных уравнениях производных по времени конечными разностями применен к связанным системам Ресслера [2]. Учитывается возможность дополнительного параметра – частотных расстройок Δ_1 и Δ_2 между осцилляторами, так что для трех осцилляторов уравнения имеют вид:

$$x_{n+1} = x_n - \varepsilon(y_n + z_n),$$

$$y_{n+1} = y_n + \varepsilon(x_n + a_1 y_n) + \varepsilon\mu(v_n - y_n),$$

$$z_{n+1} = z_n + \varepsilon b + \varepsilon(x_n - r)z_n.$$

$$u_{n+1} = u_n - \varepsilon((1 - \Delta_1)v_n + w_n),$$

$$v_{n+1} = v_n + \varepsilon((1 - \Delta_1)u_n + a_2 v_n) + \varepsilon\mu(y_n + q_n - 2v_n),$$

$$w_{n+1} = w_n + \varepsilon b + \varepsilon(u_n - r)w_n,$$

$$p_{n+1} = p_n - \varepsilon((1 - \Delta_2)q_n + s_n),$$

$$q_{n+1} = q_n + \varepsilon((1 - \Delta_2)p_n + a_3 q_n) + \varepsilon\mu(v_n - q_n),$$

$$s_{n+1} = s_n + \varepsilon b + \varepsilon(p_n - r)s_n.$$

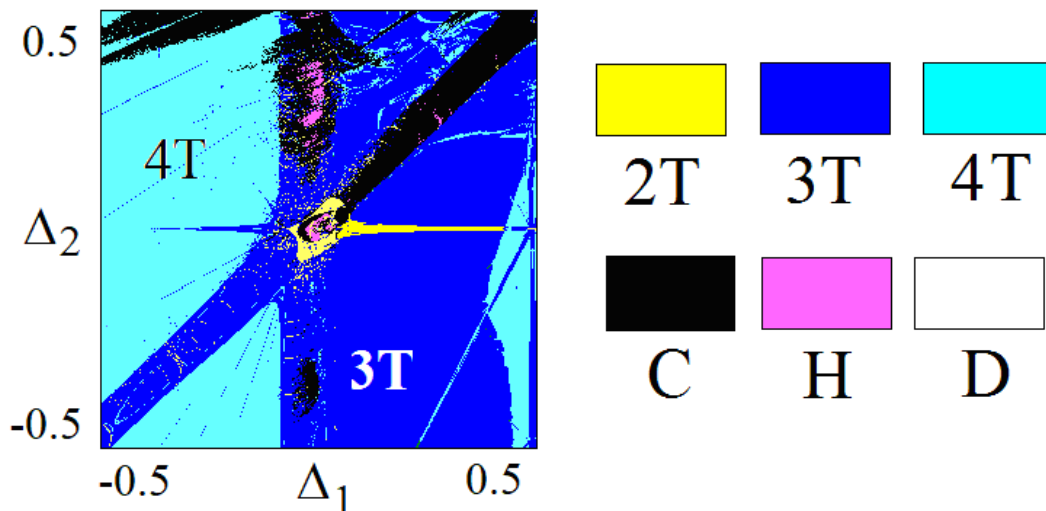


Рис.1. Ляпуновская карта цепочки трех связанных дискретных осцилляторов на плоскости их частотных расстройок. 2Т – двухчастотный тор, 3Т – трехчастотный тор, 4Т – четырехчастотный тор, С – хаос, Н – гиперхаос, D – разбегание.

Анализ проведен с использованием метода карт ляпуновских показателей, анализа графиков ляпуновских показателей, построения фазовых портретов и их сечений и спектров Фурье. Обсуждается устройство пространства параметров. Продемонстрирована возможность седло-узловых бифуркаций инвариантных торов, ква-

зипериодических бифуркаций Хопфа, бифуркаций удвоения двух-, трех- и четырехчастотных торов. Обсуждаются аналогии и отличия устройства карт ляпуновских показателей для топологии связи в виде цепочки и сети.

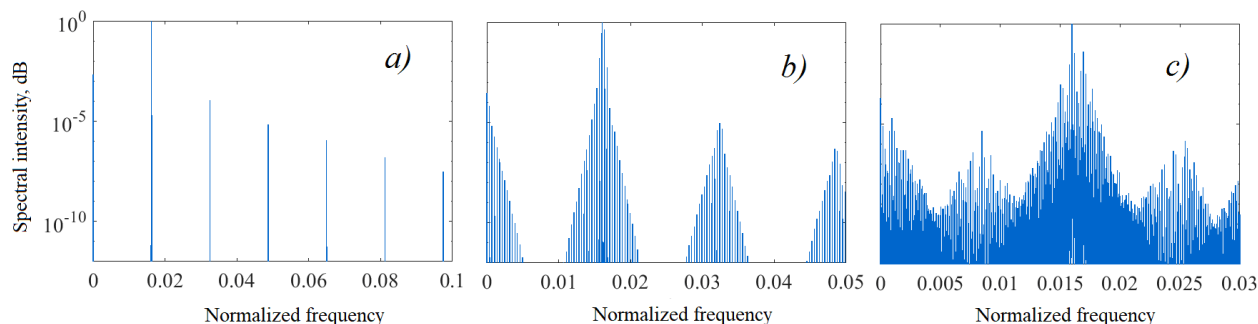


Рис.2. Спектры Фурье цепочки трех связанных дискретных осцилляторов для случаев двухчастотного (a), трехчастотного (b) и четырехчастотного (c) торов.

Рассмотрена также более высокоразмерная система – дискретная версия гиперхаотического осциллятора Ресслера [3].

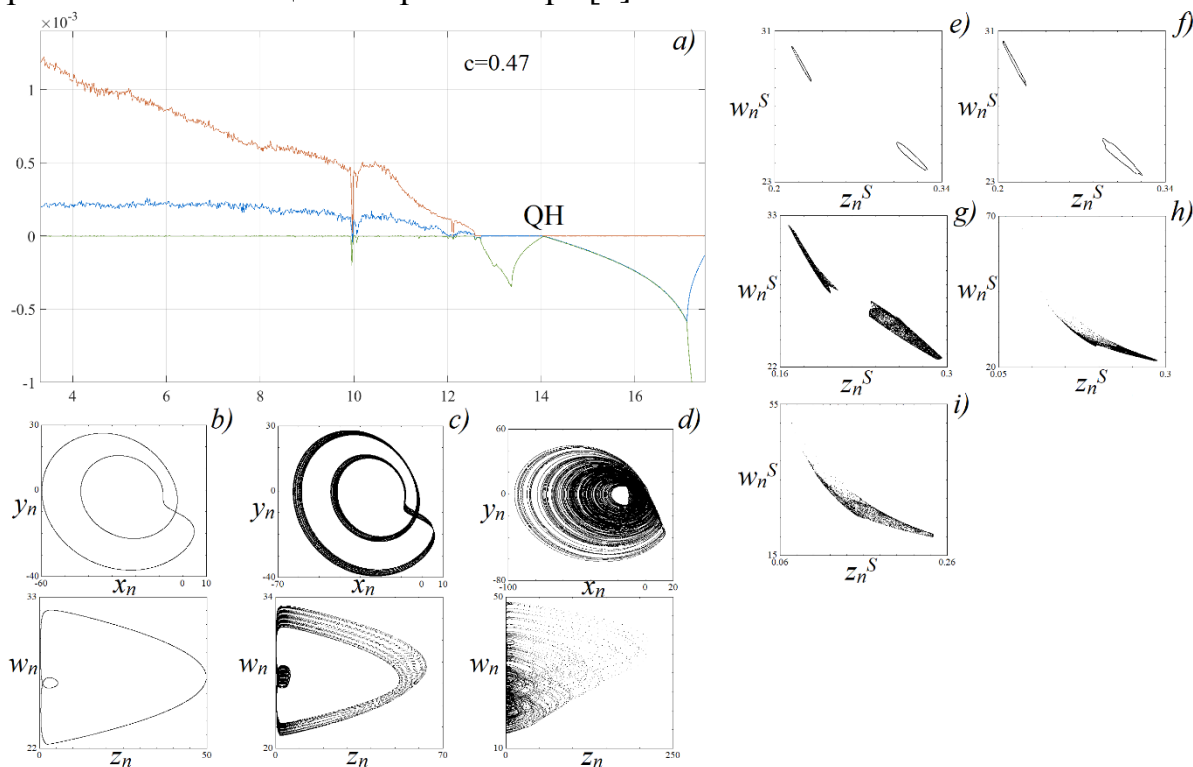


Рис.3. График показателей Ляпунова (a), двумерные проекции фазовых портретов (b-d) и их сечений (e-i) для дискретного гиперхаотического осциллятора Ресслера, QH – квазипериодическая бифуркация Хопфа

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН.

Библиографический список

1. Zaslavsky G.M. The physics of chaos in Hamiltonian systems. World scientific, 2007. 328 p.
2. Rössler O.E. // Physics Letters A. 1976. V. 57. № 5. P. 397.
3. Rossler O.E. // Physics Letters A. 1979. V. 71. № 2-3. P. 155.

ХАОТИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР РЕССЛЕРА С АДАПТИВНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич

Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: sedovayv@yandex.ru

В природе и технике встречаются ситуации, когда параметры внешнего воздействия, например, его фаза, зависят от свойств самой колебательной системы. В таком случае можно говорить об адаптивном воздействии. Затухающий осциллятор с адаптивным воздействием теоретически и экспериментально исследовался в [1-3]. Автоколебательная система на примере осциллятора ван дер Поля изучена в [4]. Логично обратиться к системе, демонстрирующей хаос. В настоящем сообщении исследуется хаотическая система Ресслера [5] под внешним гармоническим воздействием, фаза которого линейным образом зависит от переменной системы:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= -y - z, \\ \dot{y} &= x + ay + A \sin(pt + kx), \\ \dot{z} &= b + (x - r)z.\end{aligned}$$

Здесь x, y, z – переменные автономной системы, p и A – частота и амплитуда воздействия, параметр k отвечает за зависимость фазы сигнала от переменной автономной системы. Величины остальных параметров выбираем равными традиционными значениям $a = 0.15$, $b = 0.4$, $r = 8.5$, при которых в системе Ресслера наблюдается хаос.

В хаотической системе Ресслера под обычным гармоническим воздействием ($k = 0$) доминирует либо хаос и гиперхаос, либо убегание траекторий на бесконечность, но в небольших областях пространства параметров возможны периодические режимы (стабилизация хаоса) [6,7]. Мы, кроме того, демонстрируем возможность квазипериодичности со встроенной системой языков Арнольда.

Для системы с адаптивным воздействием для $k = 0.05$ и $k = 1$ ляпуновские карты показаны на рис.1. В первом случае можно отметить наличие достаточно обширных областей двухчастотных квазипериодических колебаний $2T$, которые, однако, не имеют встроенных языков периодических режимов, а также наличие гиперхаоса H . При этом квазипериодичность возможна при достаточно большой амплитуде воздействия. С ростом параметра адаптивности k гиперхаос исчезает. Наблюдается система языков квазипериодических колебаний, встроенных в область хаоса. При этом острия этих языков располагаются при примерно одинаковых и небольших значениях амплитуды, напоминая классические языки Арнольда, но с квазипериодической динамикой и погруженные в область хаоса.

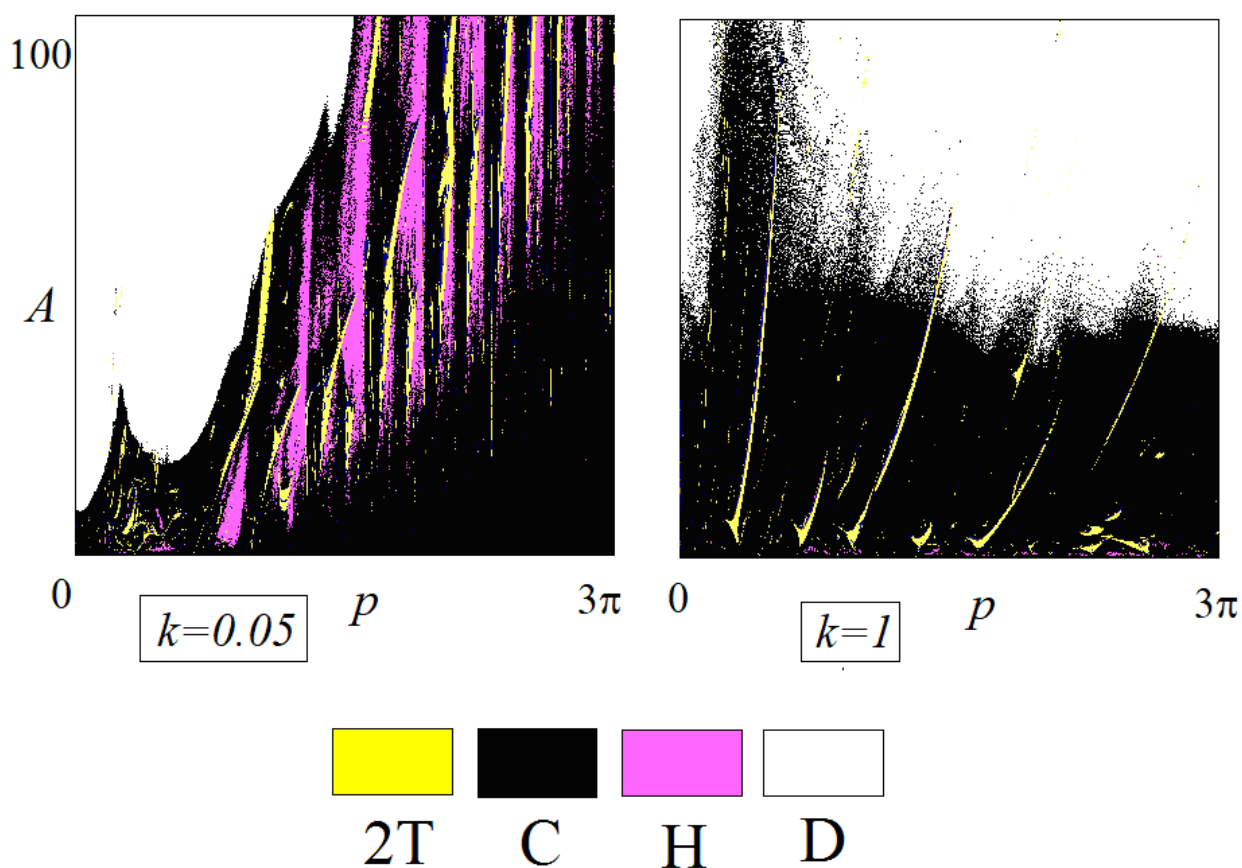


Рис.1. Ляпуновские карты системы Ресслера с адаптивным воздействием, 2Т – двухчастотный тор, С – хаос, Н – гиперхаос, D – разбегание.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда No 21-12-00121, <https://rscf.ru/project/21-12-00121/>

Библиографический список

1. Селезнев Е.П., Станкевич Н.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 2. С. 59.
2. Krylosova D.A., Seleznev E.P., Stankevich N.V. // Chaos, Solitons & Fractals. 2020. V. 134. No.5. P. 109716.
3. Селезнев Е.П., Станкевич Н.В., Крылосова Д.А. // Нелинейные волны-2020. Нижний Новгород, ИПФ РАН. 2020. С. 153-155.
4. Крылосова Д.А., Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Радиолокация, навигация, связь. Издательский дом ВГУ, Воронеж. 2023. Том 3. С. 311-315.
5. Rössler O.E. // Physics Letters A. 1976. V. 57. №. 5. P. 397.
6. Пиковский А.С., Розенблюм М.Г., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М: Техносфера, 2003. 496 с.
7. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В., Чернышов Н.Ю. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18. №4. С. 3.

ВЛИЯНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ДЕКОРАЦИЙ ИЗ ЖЕЛЕЗА НА СПИНОВУЮ НАКАЧКУ В МИКРОСТРУКТУРАХ ЖИГ/Pt

**М.Е. Селезнев¹, Ю.В. Никулин^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2},
А.В. Кожевников¹, Г.М. Дудко¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Н.А. Быстров^{1,3},
Ю.А. Филимонов^{1,2,3}**

¹СФирЭ им. В.А. Котельникова РАН

²СГУ имени Н.Г. Чернышевского

³СГТУ имени Гагарина Ю.А.

E-mail: mixanich94@mail.ru

Эффекты, проявляющиеся в структурах на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt), возможно использовать для построения устройств магнонной спинтроники [1]. При этом особое внимание уделяется обратному спиновому эффекту Холла [1, 2], возникающему за счёт спиновой накачки из ЖИГ в Pt. В данной работе впервые исследуется влияние градиента магнитного поля H в приповерхностной области пленки ЖИГ, обусловленного декорацией из железа (Fe) на ЭДС, генерируемую спиновой накачкой.

Влияние неоднородности поля измерялось экспериментально на микрополосках из Pt (длиной 200-240 мкм и шириной 2 мкм), удалённых от декорации из Fe на расстоянии 4 мкм (элемент 1) и 16 мкм (элемент 2) на плёнке ЖИГ, толщиной 42 мкм с намагниченностью $4\pi M_0 = 1.75$ кГс (рис. 1, а). Спиновая накачка в Pt проводилась при внешнем поле $H = 939$ Э бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ), возбуждаемыми микроантеннами длиной 300 мкм, апертурой 250 мкм, шириной 4 мкм (обозначены как 3 и 4 на рис. 1, а) при уровне падающей мощности $P_{in} = 10$ дБм. Генерируемая ЭДС измерялась по аналогии с [2]. Микромагнитное моделирование в ООММФ [3] показывает, что область из Fe (отмечена на рис. 1,а) толщиной 0.3 мкм и $4\pi M_0 = 21$ кГс создает в нижележащей плёнке ЖИГ (с $4\pi M_0 = 1.75$ кГс) градиент внутреннего поля величиной ≈ 120 Э в области расположения элемента 1 и ≈ 26 Э в области элемента 2 (рис. 1,б,с), что смещает длинноволновую границу f_0 ПМСВ на 425 и 86 МГц, соответственно.

На рис. 1, д, е приведены частотные зависимости ЭДС, измеренные с элемента 1 (рис. 1, д) и 2 (рис. 1, е) при распространении ПМСВ в структурах без декорации из Fe (кривые отмечены как 0 нм) и с декорациями из Fe с толщиной $d_{Fe} = 70$ и 280 нм (отмечены около кривых). Можно видеть, что частотные зависимости ЭДС $U(f)$ при $d_{Fe} = 0$ нм характеризуются ярко выраженным пиком вблизи длинноволновой границы f_0 ПМСВ и слабо выраженным пиком вблизи коротковолновой границы f_s , что отражает плотность состояний в спектре ПМСВ [2]. Неоднородные поля, задаваемые декорациями из Fe, приводят к росту ЭДС и увеличению частотного диапазона $\Delta f_{ЭДС}$ детектируемого сигнала в коротковолновой области: чем ближе к декорации из Fe расположен элемент Pt и чем больше толщина декорации, тем больше $U(f)$ и $\Delta f_{ЭДС}$ в этой области (рис. 1, д, е), что отражает рост градиента поля с ростом толщины декорации и уменьшением расстояния до неё. Такое поведение, скорее всего, обусловлено ростом закрепления поверхностных спинов с увеличением градиента поля, за счёт чего эффективнее происходит возбуждение обменных спино-

вых волн. Одновременно с этим увеличение градиента поля смещает длинноволновый пик ЭДС в большие частоты и уменьшает его по величине за счёт «размазывания» плотности состояний вблизи f_0 (рис. 1, d, e).

Таким образом, с помощью декораций из Fe разной толщины и расположения детектирующих элементов из Pt на разном удалении от декораций, возможно управлять частотным диапазоном и величиной регистрируемого сигнала ЭДС.

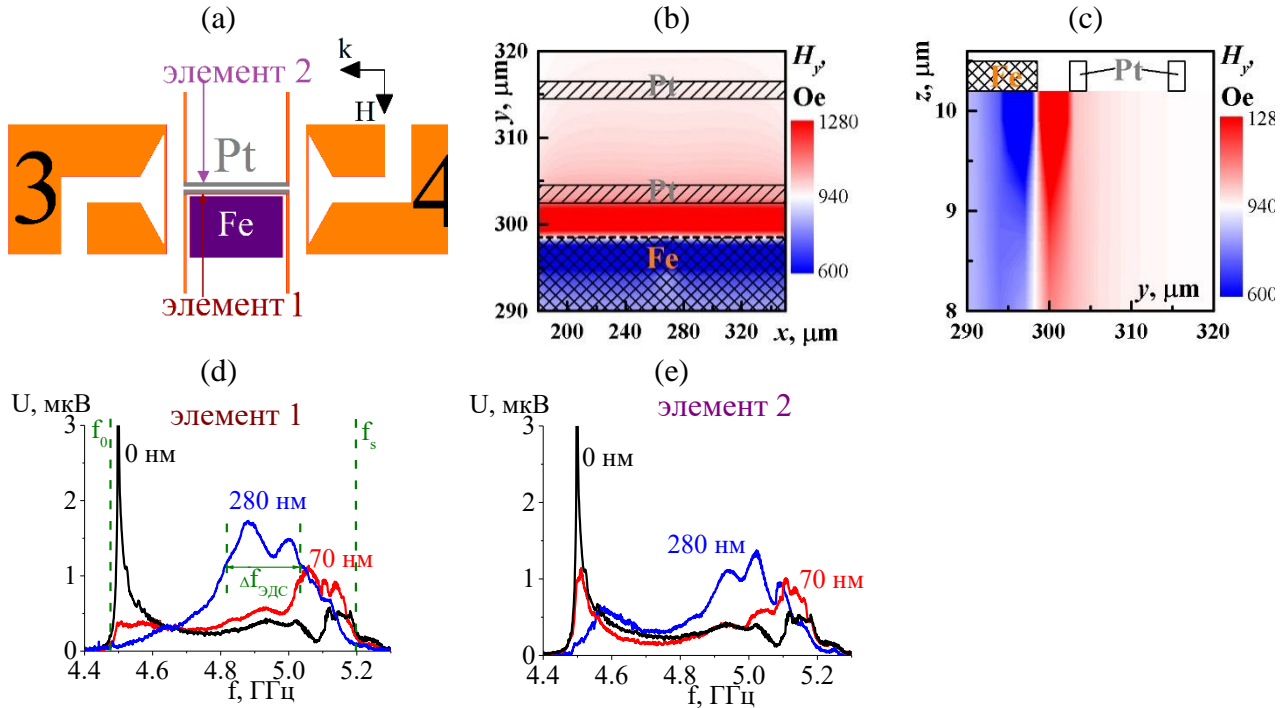


Рис 1. (a) Схематическое изображение изготовленных структур; (a, b) распределения y -компоненты внутреннего поля в пленке ЖИГ (отмечены области, покрытые Fe и Pt); (d, e) частотные зависимости ЭДС, измеренные при $H=939$ Э и $P_{in}=10$ дБм с Pt элементов 1 (d) и 2 (e) в структурах с Fe декорациями с толщинами, указанными на рисунках; (f) АЧХ коэффициента передачи S_{12} и дисперсионные зависимости $k(f)$, измеренные при $H=939$ Э и $P_{in}=-20$ дБм в «свободной пленке ЖИГ» и пленке ЖИГ с декорацией из Fe.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00500).

Библиографический список

1. Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., et al. // Nature. 2010. V. 464. P. 262.
2. Селезнёв М.Е. Автореферат дис. кан. физ-мат. Наук // 2022. С. 24
3. Donahue M.J., Porter D.G. Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1999).

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ ПРИ ФЛУКТУАЦИЯХ ПРОВОДЯЩЕЙ МИНИЗОНЫ

А.О. Сельский

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

В настоящий момент электроника, способная работать в субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне, приобретает все большее значение во многих областях науки [1]. Основными направлениями при этом являются создание устойчивых каналов связи между различными приборами и терагерцовая спектроскопия [2-4]. Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой многослойную структуру из различных полупроводниковых материалов, подобранных таким образом, чтобы формировать определенную конфигурацию разрешенных и запрещенных узких энергетических зон [5]. При приложении к полупроводниковой сверхрешетке достаточно высокого напряжения можно наблюдать генерацию колебаний тока, частота которых достаточна для достижения субтерагерцового/терагерцового диапазона при работе с высшими гармониками [6, 7]. В этом случае при формировании гетероструктуры неизбежно возникают пространственные неоднородности решетки (например, случайные флуктуации ширины проводящей минизоны [8]), влияющие на ток, протекающий через полупроводниковую структуру. В настоящей статье рассматривается как флуктуации ширины проводящей минизоны влияют на средние характеристики тока, протекающего через сверхрешетку.

В рамках настоящей работы рассматривалось гидродинамическое приближение для численного моделирования тока, протекающего через сверхрешетку. В рамках данного приближения рассматривается последовательное решение уравнений Пуассона и непрерывности с учетом дрейфового приближения. В дрейфовом приближении плотность тока прямо зависит от дрейфовой скорости электронов, которая в свою очередь сильно зависит от значения ширины проводящей минизоны.

Для того чтобы изучить влияние изменений ширины проводящей минизоны на ток, необходимо рассмотреть, как сильно при введении флуктуаций изменяется форма среднего тока и амплитуда его колебаний. Для решения этой задачи мы определяли флуктуации ширины запрещенной зоны случайным образом для каждого слоя сверхрешетки. Максимальная величина, на которую могла измениться ширина запрещенной зоны в безразмерных переменных выступала некоторым эффективным уровнем шума, если флуктуации структуры решетки рассматривать как некоторое внешнее шумовое воздействие. Для каждого уровня шума были рассчитаны пятьдесят случайных распределений флуктуаций решетки. При расчете зависимости среднего тока от напряжения и амплитуды колебаний тока они сравнивались с аналогичными зависимостями без введения флуктуаций и считалось интегральная разница формы среднего тока и амплитуды колебаний. Таким образом, стало возможным по пятидесяти случайным конфигурациям флуктуаций в решетке построить статистические закономерности для этих величин при различных уровнях шума, как показано на рисунке 1.

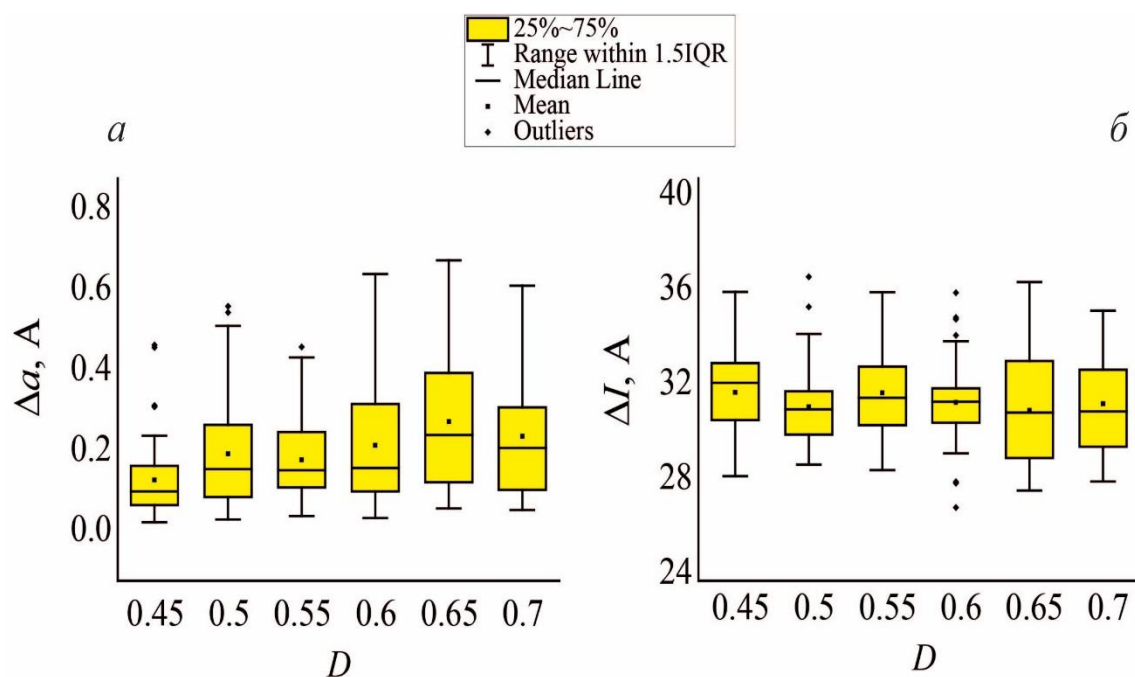


Рис. 1. Статистические зависимости разниц амплитуды (а) колебаний тока и формы (б) зависимости среднего тока от напряжения при различных значениях уровня шума. Случай без магнитного поля.

Видно, что среднее значение амплитуды с ростом уровня шума увеличивается, также растет и разброс амплитуд. Медиана всегда лежит ниже среднего значения амплитуды. Форма тока изменяется не так сильно. Медиана и среднее почти всегда лежат на одном уровне, разброс симметричен.

Результаты исследования показывают, что разброс амплитуды колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, существенно зависит от флуктуаций ширины проводящей минизоны. Предсказать значение амплитуды становится сложнее, если флуктуации сильнее, а форма распределения у них несимметричная. Форма зависимости среднего тока от напряжения не так сильно зависит от данных флуктуаций.

Работа выполнена в рамках стипендии Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект СП-497.2021.5).

Библиографический список

1. Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14. P. 61.
2. Wacker A. // Phys. Rep. 2002. V. 357. P. 1.
3. Greenaway M. T., et. al. // Phys. Rev B. 2009. V. 80. P. 205318.
4. Alexeeva N., et. al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 024102.
5. Selskii A. O., et. al. // Phys. Rev B. 2011. V. 84. P. 235311.
6. Сельский А. О., и др. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 62.
7. Сельский А. О., и др. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 20. С. 3.
8. Баланов А. Г., и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 50-54.

МЕТОДИКА РАЗМЕТКИ СТАДИЙ СНА НА ОСНОВЕ РЕКУРРЕНТНОГО АНАЛИЗА

А.О. Сельский, Е.П. Емельянова, М.О. Журавлев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: selskii@yandex.ru

В данной работе представлен метод разметки стадий сна с помощью расчета рекуррентных показателей и их последующего анализа. Проблема быстрой и качественной разметки полисомнографических данных весьма важна в настоящий момент [1]. А из-за большого объема ночных записей и наличия в них различных физиологических сигналов, данная задача весьма нетривиальна [2]. С учетом этого, рекуррентный анализ является хорошим методом для обработки полисомнографических записей, так как он достаточно универсален и прост в реализации [3, 4].

В основе предлагаемого метода разметки стадий сна лежит расчет рекуррентных показателей в небольших временных окнах. По динамике рекуррентного показателя можно определить стадии наиболее медленного и быстрого сна, позволяя записать гипнограмму - графическое представление стадий сна.

Рекуррентный анализ в настоящее время нашел применение в широком диапазоне задач обработки сложных сигналов различной природы [5]. Сам алгоритм расчета отличается простотой [4], что делает его перспективным для работы с большими данными и обработкой сигналов в реальном времени. Рассмотрим сигнал $x(t)$, значения которого известны в моменты времени t_i , где $i = 1, \dots, n$. В случае, если в момент времени i сигнал $x(t_i)$ лежит в ε -окрестности сигнала в момент времени j , $x(t_j)$, то рекуррентный показатель увеличивается на одну единицу. После проверки всех i и j от 1 до n , рекуррентный показатель нормируется на все количество точек временного ряда [5].

Такой показатель может быть рассчитан для каждого анализируемого сигнала x по всей длине временного ряда или по небольшому временному фрагменту. Из-за очень большого объема данных в сигналах полисомнографии рекуррентный показатель стоит рассчитывать для относительно небольших временных фрагментов в скользящем временном окне.

Примерная схема расчета показана на рисунке 1. Для расчета рекуррентных показателей были использованы временные окна по 60 секунд, что включает 30 000 отсчетов сигнала, с шагом смещения окна в 30 секунд. Это соответствует экспертной разметке стадий сна на гипнограмме и позволяет определить среднее значение рекуррентного показателя для каждой стадии сна.

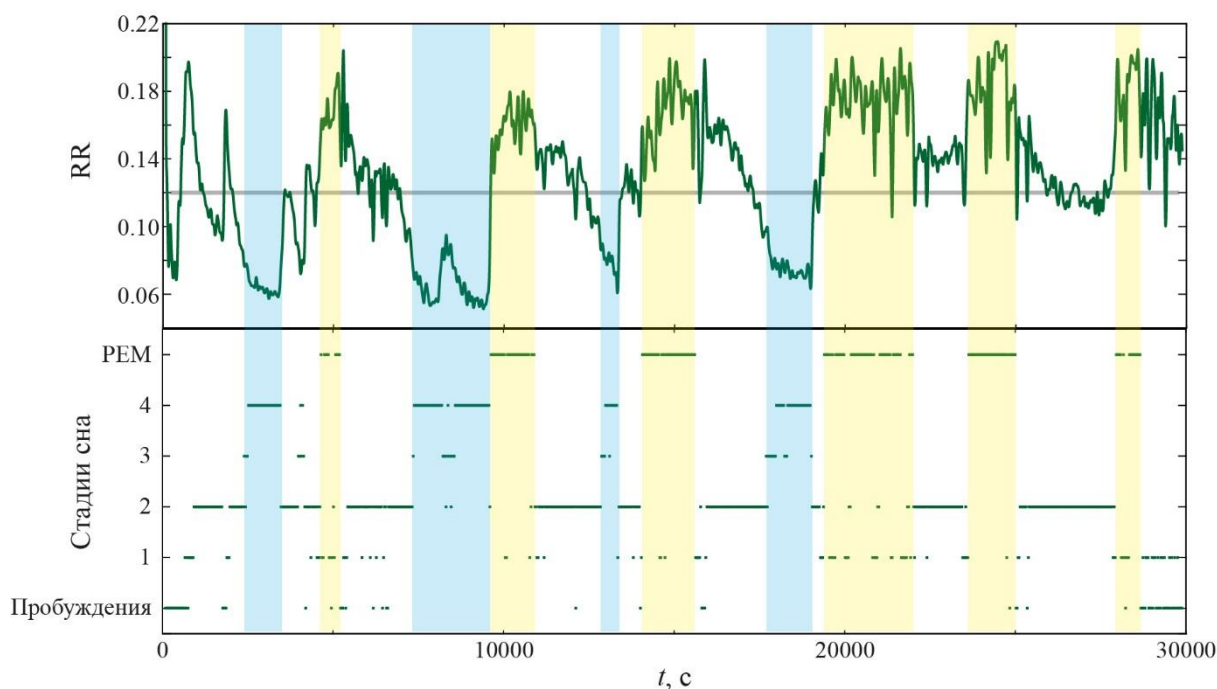


Рис. 1. Диаграмма изменения рекуррентного показателя от времени и гипнограмма для одного из испытуемых. Синим цветом отмечены стадии медленного сна, желтым стадии быстрого сна. Серая линия на диаграмме изменения рекуррентного показателя показывает его среднее значение.

Теперь, алгоритм разметки быстрых и медленных стадий сна представляет собой следующую последовательность действий:

- Поиск максимального, RR_{max} , и минимального, RR_{min} , значения рекуррентных показателей для данной гипнограммы;
- Определение значений RR^1 и RR^2 по следующим правилам: $RR^1 = RR_{min} + 0.3(RR_{max} - RR_{min})$, $RR^2 = RR_{max} - 0.4(RR_{max} - RR_{min})$;
- Определение стадий сна по следующим правилам: если рекуррентный показатель $RR < RR^2$, то отмечаются стадии сна 3 и 4; если $RR > RR^1$, то отмечается стадия БДГ-сна; если $RR^1 < RR < RR^2$, то отмечаются стадии сна 1 и 2.

Применение данного метода распознавания дало точность в 72.725%. Минусом метода является то, что оно не позволяет выделить случаи пробуждения. Однако, эта проблема может быть решена в дальнейшем, а точность метода увеличена, что позволит данному методу стать весьма перспективным способом разметки стадий сна.

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

Библиографический список

1. Ebrahimi, F., Alizadeh, I. // Sleep & breathing. 2002. V. 26. P. 965-981.
2. Mikkelsen, K. B., Villadsen, D. B., et al., // Biomedical engineering online. 2017. V. 16. P. 111.
3. Parro, V. C., Valdo, L. // Chaos. 2018. V. 28. P. 085706.
4. Acharya U. R., Sree, S. V., et al., // Knowledge-Based Systems. 2013. V. 45, P. 147-165.
5. Acharya, U. R., Sree, S. V., et al., // International journal of neural systems. 2011. V. 21. P. 199.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЯЗКОСТИ И ПРОВОДИМОСТИ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА С ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.П. Семёнов, Б.Д. Зайцев, А.А. Теплых, И.А. Бородина

Саратовский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: alex-sheih@yandex.ru

Быстрое и точное определение материальных констант различного рода жидкостей весьма актуально для многих областей науки и техники [1-2]. В работе показано, что для этой цели могут быть использованы пьезоэлектрические резонаторы с продольным электрическим полем [3-4].

Для проведения исследований дисковый резонатор из кварца АТ среза с толщиной пластины 368 мкм и диаметром электродов 5.8 мм был вмонтирован в основание пластмассового контейнера объемом 30 мл (рис. 1).

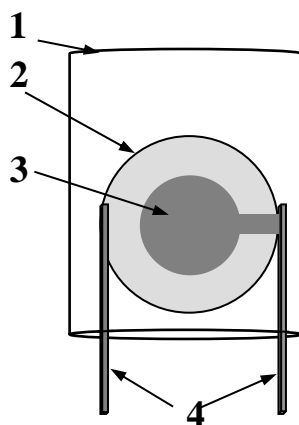


Рис. 1. Устройство датчика для проведения исследований с жидкостями: 1 – контейнер, 2 – пьезоэлектрическая пластина, 3 – электроды, 4 – выводы электродов.

Было изготовлено 15 различных образцов смеси воды и глицерина с различной проводимостью с объемной концентрацией глицерина 0, 65 и 75%. Проводимость изменялась путем добавления хлористого натрия.

Вначале измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса свободного резонатора, после чего контейнер заполнялся исследуемой жидкостью таким образом, чтобы резонатор был полностью покрыт жидкостью с обеих сторон, и измерения повторяли. После каждого измерения жидкость удалялась из контейнера, затем контейнер с встроенным резонатором тщательно промывался дистиллированной водой, высушивался и заполнялся следующим образцом смеси.

Измерения частотных зависимостей проводились при помощи измерителя импедансов E4990A (Keysight Technologies) при температуре около 27 °С. Вязкость полученных образцов смеси жидкостей определялась экспериментально при помощи вязкозиметра SV-10, проводимость измерялась кондуктометром HI8733 («Hanna», USA).

По полученным частотным зависимостям реальной и мнимой частей электрического импеданса кварцевого резонатора определялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического адмиттанса. В результате были построены зависимости резонансной частоты последовательного резонанса f_{ser} и максимального значения электрического адмиттанса G_{max} от проводимости смеси для трех различных объемных концентраций глицерина в воде; 0%, 65% и 75% (Рис. 2).

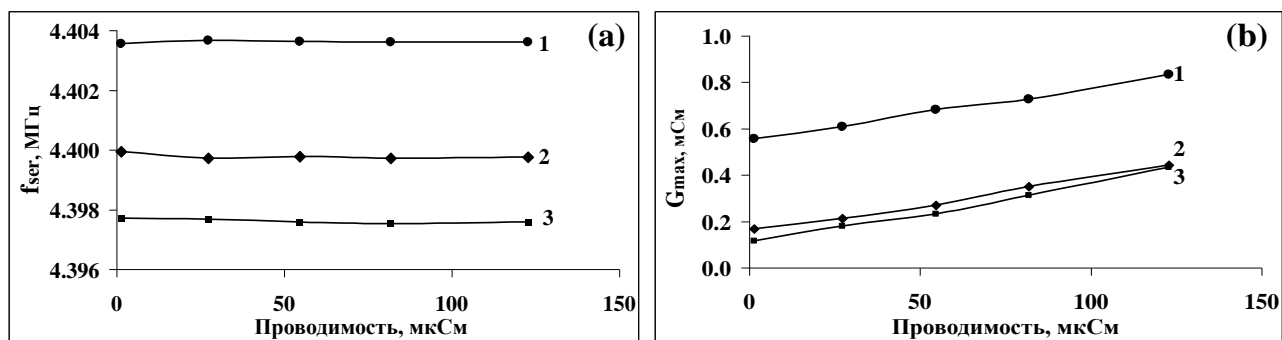


Рис. 2. Зависимости частоты последовательного резонанса (а) и максимального значения реальной части электрического адмиттанса (б) кварцевого резонатора с продольным электрическим полем от проводимости смеси глицерин-вода для трех различных значений объемной концентрации глицерина (1 – 0% (0.94 мПа·с), 2 – 65% (16.2 мПа·с), 3 – 75% (33.4 мПа·с))

Из рисунка 2 видно, что при увеличении проводимости жидкости частота последовательного резонанса кварцевого резонатора остается практически неизменной, а максимальное значения реальной части электрического адмиттанса монотонно увеличивается. При этом обе величины (f_{ser} и G_{max}) зависят от вязкости жидкости. Очевидно, что приведенные зависимости можно использовать как калибровочные кривые для определения вязкости и проводимости жидкости.

Таким образом, полученные результаты исследования показывают возможность использования пьезоэлектрического резонатора с продольным электрическим полем, изготовленного на основе АТ-среза кварца, для одновременного определения вязкости и проводимости различного рода жидкостей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 23-22-00134).

Библиографический список

1. Barlow, A.J.; Lamb, J.; Matheson, A.J.; Padmini, P.R.K.L.; Richter, J. Viscoelastic Relaxation of Supercooled Liquids. I. Proc. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Sci. 1967, 298, 467–480.
2. Майер А.Е., Погорелко В.В., Яловец А.П. // Акустический журнал. 2011. 57, № 2. С. 153.
3. Balantine, D.S.; White, R.M.; Martin, S.J.; Ricco, A.J.; Frye, G.C.; Zellers, E.T.; Wohltjen, H. Acoustic Wave Sensors: Theory, Design and Physico-Chemical Applications; JohnWiley & Sons: New York, NY, USA, 1997.
4. Kuznetsova, I.; Zaitsev, B.; Krasnopolskaya, L.; Teplykh, A.; Semyonov, A.; Avtonomova, A.; Ziangirova, M.; Smirnov, A.; Kolesov, V. Influence of humidity on the acoustic properties of mushroom mycelium films used as sensitive layers for acoustic humidity sensors. Sensors 2020, 20, 2711.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ СИНХРОНИЗАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ У БОЛЬНЫХ COVID-19

В.В. Сказкина¹, К.А. Попов², А.С. Караваяев^{1,2,3}

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

²*Саратовский государственный медицинский университет им. В.И.Разумовского*

³*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.*

E-mail: skazkinavv@yandex.ru

Пандемия, возникшая с появлением Covid-19, стала серьезным испытанием для человечества и унесла множество жизней. Было показано, что вирусная инфекция может влиять на работу различных органов и систем человека [1]. Нелинейные методы анализа связанности регуляторных систем организма показали свою перспективность для исследования и диагностики ранних проявлений патологий, и зарекомендовали себя при изучении сердечно-сосудистой системы [2]. Показано снижение степени синхронизации контуров регуляции кровообращения у пациентов с Covid-19 [3].

На данный момент детальный анализ специфичности метода оценки синхронизации при анализе данных пациентов с Covid-19 не проводился. В данной работе были рассчитаны несколько количественных оценок степени синхронизации регуляторных механизмов кровообращения у пациентов с Covid-19, отягощенных такими распространенными сопутствующими заболеваниями, как артериальная гипертензия, ожирение и сахарный диабет. В качестве контрольной группы была использована группа здоровых испытуемых.

Все пациенты с диагностированным Covid-19 были разделены на 4 группы: 1-я группа - без сопутствующих заболеваний, 2-я группа - больные с артериальной гипертензией, 3-я группа - больные с ожирением, 4-я группа - больные сахарным диабетом. В 1-ю группу вошли истории болезни 34 больных (средний возраст 48 ± 13 лет), во 2-ю группу — 37 больных (средний возраст 54 ± 11 лет), в 3-ю группу — 17 больных (средний возраст 42 ± 15 лет), в 4-ю группу включены записи 9 пациентов (средний возраст $45 \text{ лет} \pm 12 \text{ лет}$). Все больные имели легкое течение вирусного заболевания, не нуждавшееся в кислородной поддержке. В работе были использованы сигналы электрокардиограммы и фотоплетизмограммы. Продолжительность экспериментальных сигналов составляла 15 минут. Для статистического анализа использовалась контрольная группа здоровых лиц, состоящая из 30 записей (средний возраст $20 \text{ лет} \pm 2 \text{ года}$).

Для анализа механизмов контроля сердечного ритма из сигнала электрокардиограммы был сформирован сигнал последовательности RR-интервалов. Далее этот сигнал вместе с сигналом ФПГ были профильтрованы в полосе от 0.04 до 0.15 Гц в соответствии с известными рекомендациями [2].

В работе были получены две количественные оценки степени синхронизации контуров вегетативной регуляции кровообращения: суммарный процент фазовой синхронизации (S , %) и коэффициент фазовой когерентности (R_0). Оба этих метода нацелены на изучение связанности исследуемых систем.

В результате расчета суммарного процента фазовой синхронизации были получены следующие результаты: в 1 группе S, % составил $34,8\% \pm 27,25\%$ (здесь и далее: среднее значение \pm стандартное отклонение), во 2 группе S, % составил $20,2\% \pm 8,3\%$, в 3 группе S, % составил $19,7\% \pm 10,2\%$, в 4 группе S, % составил $20,0\% \pm 10,0\%$, в контрольной группе S, % составил $46,7\% \pm 13,6\%$.

В результате расчета коэффициента фазовой когерентности были получены следующие результаты: в 1 группе Ro составил $0,20 \pm 0,15$, во 2 группе Ro составил $0,18 \pm 0,10$, в 3 группе Ro составил $0,21 \pm 0,11$, в 4 группе Ro составил $0,22 \pm 0,17$, в контрольной группе Ro составил $0,28 \pm 0,13$.

.В ходе сравнительного анализа количественных оценок степени синхронизации было показано статистически значимое отличие S, % в контрольной группе здоровых испытуемых и пациентов 2, 3, 4 группы (с артериальной гипертензией, ожирением и сахарным диабетом соответственно). При этом также заметно понижение уровня синхронизации в группе пациентов с Covid-19 и без сопутствующих патологий по сравнению с контрольной группой, что соответствует полученным ранее данным [3].

Коэффициент фазовой когерентности не показал статистически значимых различий в изучаемых группах, однако тенденция к понижению уровня связанности контуров наблюдается и по оценки Ro (в контрольной группе Ro составил $0,28 \pm 0,13$, в остальных ниже).

Результаты работы показали влияние сопутствующих заболеваний на степень синхронизации контуров регуляции кровообращения. Таким образом, при исследовании состояния изучаемых систем может потребоваться детальный анализ в случае первичной диагностики низкого уровня связанности механизмов контроля кровообращения.

Работа выполнена при поддержке Стипендии Президента Российской Федерации СП-2261.2021.4.

Библиографический список

1. R. Del Rio N.J., Marcus N.C., // *Frontiers in Physiology*. 2020. V. 11 P. 1-4.
2. Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., et al., // *Chaos*. 2009. V. 19. P. 033112.
3. Skazkina V.V., Krasikova N.S., Borovkova E.I., et al., // *Russian Open Medical Journal*. 2021. V. 10. P. e0307.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ БОРОФЕНА, НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ОКСИДА ЦИНКА

М.М. Слепченков¹, Д.А. Колосов¹, О.Е. Глухова¹

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

В настоящее время одним из наиболее стремительно развивающихся направлений науки о материалах является создание слоистых гетероструктур из 2D материалов атомарной толщины, связанных между собой посредством сил Ван-дер-Ваальса [1]. Вертикальная укладка монослоев 2D материалов с разными электронными, оптическими и магнитными свойствами позволяет создавать гетероструктуры из двух и более слоев с особыми физическими свойствами, отличающимися от свойств одиночных монослоев. Перспективным кандидатом для дизайна ван-дер-ваальсовых гетероструктур с заданными свойствами является борофен – 2D материал, целиком состоящий из атомов бора, синтезируемый в реальном эксперименте [2]. Существование различных аллотропных форм борофена, различающихся конфигурациями связей между атомами бора, существенно снижают требования к согласованию кристаллической решетки 2D материалов в составе вертикальной гетероструктуры. В рамках данной работы рассматриваются две атомные конфигурации ван-дер-ваальсовых 2D гетероструктур на основе борофена: борофен/графеподобный нитрид галлия GaN и борофен/графеподобный нитрид оксид цинка ZnO (рис. 1). В состав этих конфигураций входит искривленный борофен с треугольной кристаллической решеткой, характеризующийся наиболее высокой энергетической стабильностью среди других аллотропных форм [3]. Ранее нами было показано, что данные атомные конфигурации являются энергетически стабильными и обладают бесщелевой зонной структурой [4]. Целью настоящего исследования является поиск способов управления электронным строением, в том числе для открытия энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости, гетероструктур борофен/GaN и борофен/ZnO. Исследование проводилось в рамках теории функционала плотности (DFT), реализованной в программном пакете Siesta [5]. Оптимизированные значения векторов трансляции суперъячейки гетероструктуры борофен/GaN составили $L_x=3.35 \text{ \AA}$ и $L_y=6.10 \text{ \AA}$. Для суперъячейки гетероструктуры борофен/ZnO они составили $L_x=3.28 \text{ \AA}$ и $L_y=5.83 \text{ \AA}$. Вдоль оси Z слой борофена и GaN располагались на расстоянии 2.91 \AA друг от друга, а слой борофена и ZnO – на расстоянии 2.51 \AA . Оба расстояния также были подобраны в результате оптимизации путем минимизации полной энергии суперъячейки по координатам всех ее атомов.

В качестве возможных способов управления электронными свойствами исследуемых ван-дер-ваальсовых гетероструктур рассматривались деформации одноосного (вдоль оси Y)/двухосного (вдоль осей X и Y) растяжения и одноосного (вдоль оси Y)/двухосного (вдоль осей X и Y) сжатия на 1-14% по сравнению с исходными значениями векторов трансляций вдоль осей X и Y.

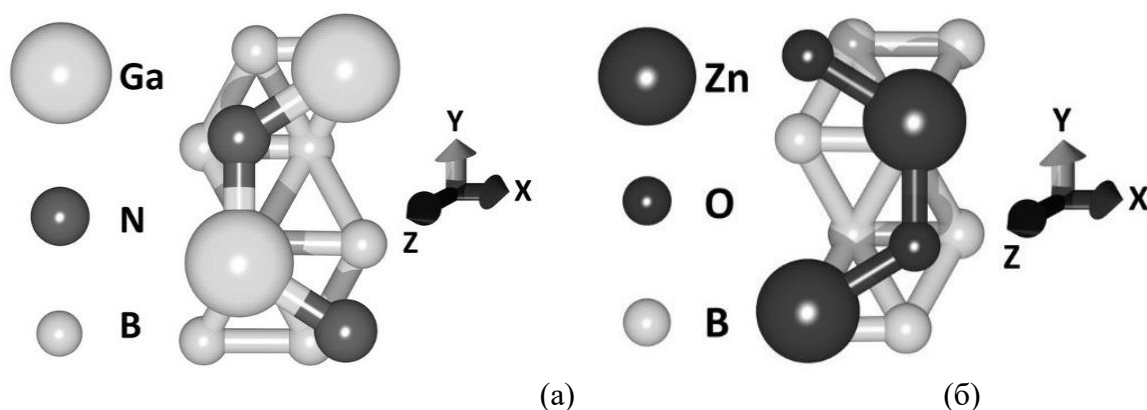


Рис. 1. (а) Суперъчейка ван-дер-ваальсовой гетероструктуры борофен/GaN.
(б) Суперъчейка ван-дер-ваальсовой гетероструктуры борофен/ZnO.

Изменения электронного строения исследуемых ван-дер-ваальсовых гетероструктур при деформациях растяжения/сжатия анализировались на основе данных расчета распределений плотности электронных состояний (DOS). Было установлено, в электронном строении гетероструктуры борофен/ZnO появляется энергетическая щель величиной 0.063 эВ что при одноосном растяжении на 10%. При одноосном сжатии на 14% в зонной структуре гетероструктуры борофен/GaN открывается энергетическая щель величиной 0.028 эВ. Установлено, что из двух видов двухосной деформации наиболее эффективной с точки зрения управления электронной структурой исследуемых гетероструктур является деформация двухосного сжатия. Показано, что в электронной структуре гетероструктуры борофен/GaN при сжатии на 4% открывается энергетическая щель в 0.018 эВ, а в электронной структуре борофен/ZnO при сжатии в 6% открывается щель в 0.012 эВ. При двухосном растяжении таких изменений электронной структуры не происходит. Можно предположить, что исследуемые конфигурации ван-дер-ваальсовых гетероструктур борофен/GaN и борофен/ZnO с электронными свойствами, управляемыми деформацией растяжения/сжатия, будут иметь перспективы применения в нано- и оптоэлектронике в качестве контакта металл-полупроводник в устройствах с барьером Шоттки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-00082.

Библиографический список

1. Novoselov K.S., Mishchenko A., Carvalho A., Castro Neto A.H. // *Science*. 2016. V. 353. Pp. aac9439–6298.
2. Cuxart M.G., Seufert K., Chesnyak V., et al. // *Sci. Adv.* 2021. V. 7. P. eabk1490.
3. Zhang Z., Penev E. S., Yakobson B. I. // *Chem. Soc. Rev.* 2017. V. 46. Pp. 6746–6763.
4. Slepchenkov M.M., Kolosov D.A., Glukhova O.E. // *Materials*. 2022. V. 15. P. 4084.
5. Soler J.M., Artacho E., Gale J.D., García A. et al. // *J. Phys.: Condens. Matt.* 2002. V. 14. Pp. 2745–2779.

**АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ СВОЙСТВ
ГРАФЕН-НАНОТРУБНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ДЕФОРМАЦИЯХ
РАСТЯЖЕНИЯ/СЖАТИЯ: ИССЛЕДОВАНИЯ *IN SILICO***

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

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

Объединение графена и углеродных нанотрубок (УНТ) в гибридную структуру ознаменовало начало нового этапа развития науки об углеродных наноматериалах [1,2]. Среди основных преимуществ сочетания графена и УНТ в составе единой архитектуры можно отметить повышение устойчивости графена к агрегации, снижение контактного сопротивления УНТ, увеличение общей площади поверхности наноматериала, а также усиление механических, электрических и оптических свойств графен-УНТ гибридов вследствие синергетического эффекта [3]. В связи с различными типами хиральности нанотрубок, синтезируемых в реальном эксперименте, а также разными способами контакта между УНТ и графена в составе гибрида, важное значение приобретают исследования прогностического характера, выполняемые с помощью высокоточных квантовых методов и направленные на выявление атомных конфигураций графен-УНТ структур, наиболее перспективных для целей наноэлектроники.

В данной работе рассматриваются атомные модели гибридных графен-нанотрубных пленок, образованных одностенными УНТ (ОУНТ) диаметром ~ 1.2 нм с индексами хиральности (12,6) и бислойным графеном с типом упаковки слоев АВ (рис. 1, а). Нами проводятся прогностические исследования поведения таких структур под действием деформации растяжения/сжатия и оценивается, как при этом изменяются их электропроводные свойства. Исследования выполнялись для трех атомных моделей. Различие между моделями заключалось в ширине h графенового фрагмента в направлении zigzag гексагональной решетки (вдоль оси Y) в составе суперъячейки: в первом случае (модель V1) она составляла 0.5 нм (2 гексагона), во втором случае (модель V2) – 0.71 нм (3 гексагона) и в третьем случае (модель V3) – 0.92 нм (4 гексагона). Пропорционально величине h менялась и величина сдвига d между слоями графена: $d = 0.48$ нм для модели V1, $d = 0.27$ нм для модели V2 и $d = 0.06$ нм для модели V3. Расстояние между слоями графена в направлении перпендикулярном оси нанотрубки (вдоль оси Z) составляло 0.34 нм для всех трех атомных моделей. Бислойный графен и ОУНТ (12,6) в составе суперъячейки формируют локальные «островки» с повышенным содержанием углерода, что соответствует известным экспериментальным данным [4]. Вектора трансляции суперъячеек рассматриваемых атомных моделей: $L_x=1.71$ нм и $L_y=1.13$ нм для модели V1, $L_x=1.70$ нм и $L_y=1.13$ нм для модели V2, $L_x=1.72$ нм и $L_y=1.13$ нм для модели V3. Рассматривалось растяжение/сжатие суперъячеек гибридных пленок графен-ОУНТ (12,6) вдоль направления zigzag гексагональной решетки графена (вдоль оси X).

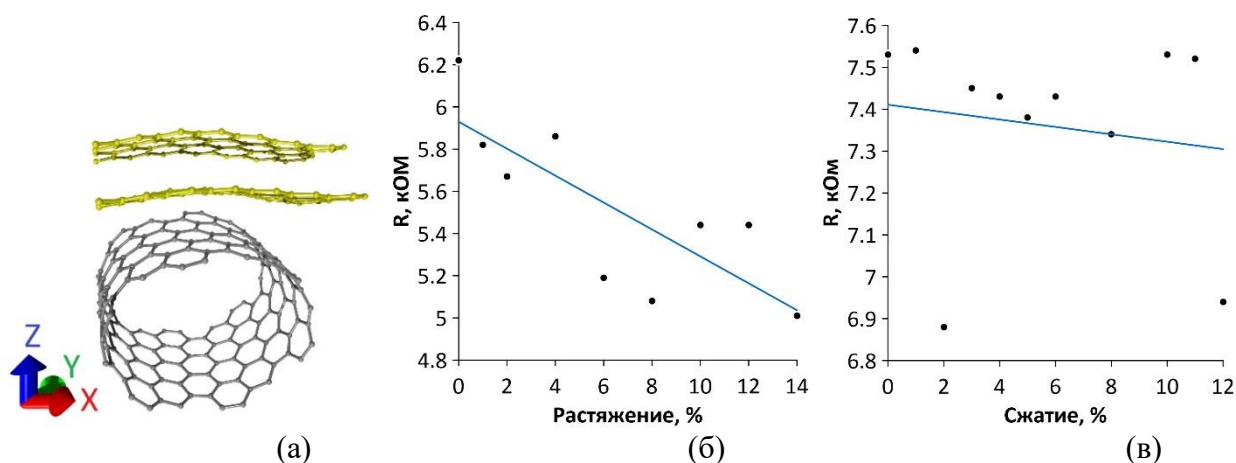


Рис. 1. (а) Пример суперъячейки гибридной пленки графен-ОУНТ (12,6). (б) изменение сопротивления модели V2 с ростом растяжения. (в) изменение сопротивления модели V1 с ростом сжатия.

Электропроводные свойства пленок оценивались по величине электрического сопротивления, рассчитываемого в рамках формализма Ландауэра-Буттикера [5]. По результатам расчета установлено, что наименьшими значениями сопротивления при осевом растяжении характеризуется модель V2. Она же демонстрирует сохранение проводящих свойств с ростом деформации: в рассмотренном интервале деформаций 1-14% электрическое сопротивление изменяется всего на 1 кОм (рис. 1, б). Наибольший эффект в плане снижения электрического сопротивления был достигнут для модели V3: по сравнению с исходной недеформированной суперъячейкой сопротивление снизилось более, чем в 3 раза. В случае деформации осевого сжатия минимальные изменения в значениях сопротивления (в пределах 0.6 кОм) были характерны для модели V1 (рис. 1, в). Модель V3 демонстрирует возрастание сопротивления от 116 кОм до 132 кОм, а модель V2 – от 6 кОм до 22 кОм по мере сжатия.

Таким образом, управляя топологией бислойного графена в составе гибридных графен-нанотрубных пленок с «островками» повышенной плотности углерода, можно добиться оптимальных значений их электропроводных характеристик для последующего применения в устройствах гибкой и растяжимой электроники, в частности в качестве проводящих электродов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (проект МК-2289.2021.1.2) и гранта РФФИ (проект № 21-19-00226).

Библиографический список

1. Lv R., Cruz-Silva E., Terrones M. // ACS Nano. 2014. V. 8. Pp. 4061–4069.
2. Du W., Ahmed Z., Wang Q., et al. // 2D Mater. 2019. V. 6. P. 042005.
3. Jomol P.J., Mary Nancy T.E., Bindu Sharmila T.K. // Mater. Adv. 2021. V. 2. Pp. 6816–6838.
4. Li Y.Y., Ai Q.Q., Mao L.N., et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 21006.
5. Marconcini P., Macucci M. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 1087.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЖИДКОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРА С РАДИАЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.А. Теплых, А.П. Семёнов, Б.Д. Зайцев, И.А. Бородина

Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: teplykhaa@mail.ru

Одним из возможных новых применений пьезокерамических резонаторов является создание на их основе датчиков для определения свойств жидкости методом широкополосной акустической спектроскопии [1]. Процесс определения будет происходить в два этапа. На первом этапе определяются акустические характеристики свободного акустического резонатора в достаточно широком частотном диапазоне. Для этого измеряется электрический импеданс резонатора, что позволяет найти спектр его резонансных частот. На этом этапе строится математическая модель резонатора и происходит уточнение характеристик пьезокерамики, из которой изготовлен резонатор методом широкополосной акустической спектроскопии, как показано в [2, 3]. Затем свободный торец резонатора соприкасается с исследуемой жидкостью и измерения повторяются в том же самом частотном диапазоне. Свойства жидкости можно определить путем решения “обратной задачи” по изменению резонансных частот и уменьшению высоты наблюдаемых резонансных пиков [3]. Чтобы этот метод позволил определить как механические, так и электрические свойства жидкости, электрическое поле, которое сопровождает акустические колебания в пьезорезонаторе, не должно экранироваться металлическим электродом. Это означает, что жидкость должна находиться в непосредственном контакте с материалом резонатора, а не с электродом на его поверхности. Кроме того, для применения метода широкополосной акустической спектроскопии необходимо уметь эффективно определять спектр колебаний резонатора (его собственные частоты) или отклик резонатора (его электрический импеданс) на возбуждение на определенной частоте.

В данной работе мы использовали дисковый акустический резонатор из пьезокерамики ЦТБС-3 производства ООО Аврора-Элма, Волгоград, Россия, для оценки влияния жидкости на его характеристики. Свойства пьезокерамики данного типа описаны в [5]. Диаметр диска составлял 22 мм, толщина 1.7 мм. Резонатор возбуждался при помощи двух концентрических электродов, диаметр внутреннего электрода составлял 8 мм, зазор между электродами составлял 1 мм. Был измерен электрический импеданс этого резонатора в частотном диапазоне 1 кГц – 2 МГц (рис.1, кривая 1). На основе этого измерения было проведено уточнение материальных констант пьезокерамики резонатора при помощи метода широкополосной ультразвуковой спектроскопии, как было показано в [3]. Затем резонатор был вставлен в круглую жидкостную ячейку объемом 4 мл, заполненную дистиллированной деионизированной водой. Измерение электрического импеданса нагруженного резонатора было повторено в том же частотном диапазоне (рис.1, кривая 2).

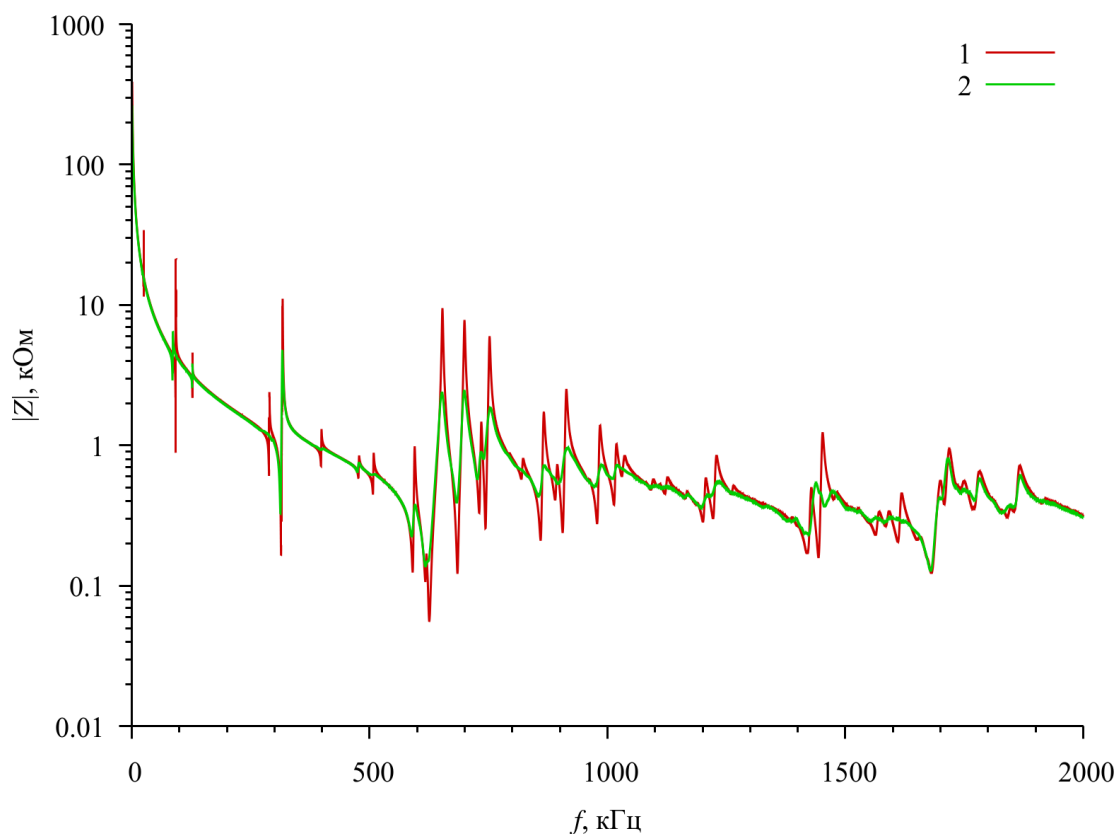


Рис. 1. Частотные зависимости электрического импеданса для свободного пьезорезонатора с радиальным электрическим полем (кривая 1) и для резонатора, нагруженного дистиллированной водой (кривая 2).

Проводимость воды составляла 4 мкСм/см. Окружающая температура в ходе обеих измерений была постоянна и составляла 25 °С. Полученные данные показывают, что даже слабопроводящая жидкость с низкой вязкостью оказывает достаточно сильное влияние на характеристики резонатора с радиальным полем, что позволяет надеяться на успешное применение вышеописанного метода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 23-22-00134).

Библиографический список

1. *Tohmyoh, H.; Imaizumi, T.; Saka, M.* Acoustic resonant spectroscopy for characterization of thin polymer films. // *Rev. Sci. Instrum.* 2006, 77, 104901; doi:10.1063/1.2356859
2. *Nicolás Pérez, Flávio Buiochi, Marco Aurélio Brizzotti Andrade and Julio Cezar Adamowski,* Numerical Characterization of Piezoceramics Using Resonance Curves. // *Materials* 2016, 9, 71; doi:10.3390/ma9020071
3. *Andrey Teplykh, Boris Zaitsev, Alexander Semyonov and Irina Borodina.* The radial electric field excited circular disk piezoceramic acoustic resonator and its properties. // *Sensors* 2021, 21(2), 608; doi:10.3390/s21020608
4. *Andrey Teplykh, Boris Zaitsev, Irina Borodina, Alexander Semyonov, Mayya Ziangirova, Nailya Almyasheva, Alexander Golyshkin, Larissa Krasnopolskaya, and Iren Kuznetsova.* The study of the mechanical properties of thin films using piezoceramic acoustic resonators // *ITM Web of Conferences*, 2019, vol. 30, 07002; doi:10.1051/itmconf/20193007002
5. Пьезокерамические преобразователи. Методы измерения и расчет параметров. Справочник. Под редакцией С. И. Пугачева. Судостроение. Ленинград, 1984. –256 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОПОЛОСКОВОГО ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА, ВЫПОЛНЕННОГО ПО SIW-ТЕХНОЛОГИИ

Ю.С. Тихонов, А.Д. Исаев, В.А. Иванов, А.Ю. Мирошниченко

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: drbonesssss@gmail.com

Интегрированные в подложку волноводы, выполненные по планарной технологии, являются относительно новым направлением развития сверхвысокочастотной техники, позволяющим создавать миниатюрные фильтры, направленные ответвители и антенны. При этом по электродинамическим параметрам эти устройства не уступают классическим прямоугольным волноводам [1]. Развитие пассивных СВЧ-устройств привело к появлению новой технологии – интегрированный в подложку устройств, разработанных по SIW-технологии (Substrate Integrated Waveguide). Интересной особенностью таких устройств является то, что в них распространяются такие же моды, что и в классических прямоугольных волноводах, например волны типа TE [2-3]. Авторами ранее были получены ряд экспериментальных результатов с антеннами, построенными по SIW технологии, результаты которых внедрены в учебный процесс на кафедре «Электронные приборы и устройства» СГТУ имени Гагарина Ю.А. [4].

В данной работе рассчитан и изготовлен микрополосковой СВЧ-фильтр с использованием SIW-технологии, а также прямоугольных разомкнутых кольцевых резонаторов (ПРКР). Фильтр был выполнен на диэлектрической подложке FR-4 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r=4.4$ (рис. 1, а). Расчет проводился в диапазоне частот 1-6 ГГц в студенческой версии программы Ansys HFSS (рис. 1, б). Из результатов расчета видно, что фильтр имеет несколько рабочих диапазонов, все они полосно-пропускающие. На частоте 1.46 ГГц коэффициент передачи $S_{12}=-2.39$ дБ и обратные потери $S_{11}=-12.7$ дБ, на частоте 2.69 ГГц $S_{12}=-1.77$ дБ и $S_{11}=-20.6$ дБ, на частоте 5 ГГц $S_{12}=-2$ дБ и $S_{11}=-22.7$ дБ.

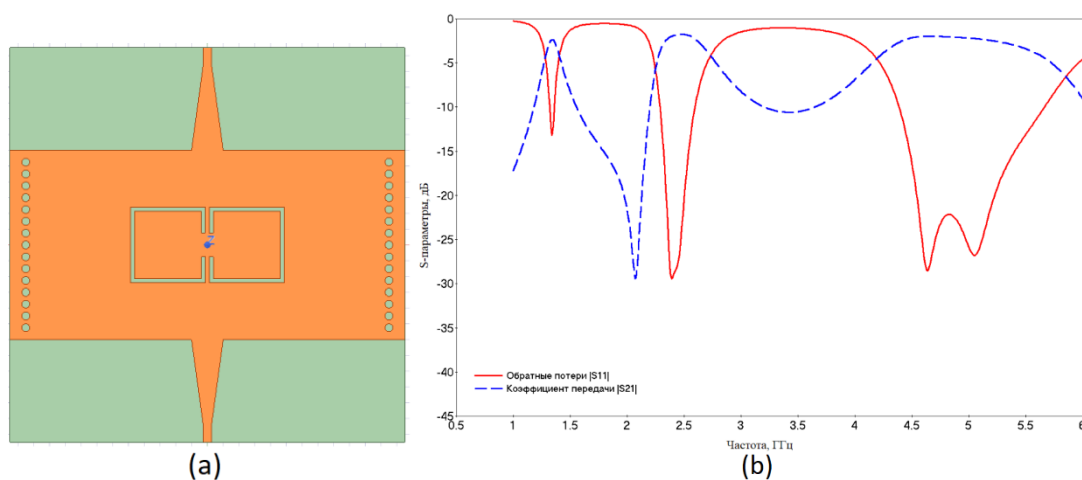


Рис. 1. (а) Структура СВЧ-фильтра. (б) Зависимость S-параметров от частоты.

Был изготовлен лабораторный макет фильтра (рис. 2, а) и было проведено несколько экспериментов на различном лабораторном оборудовании (рис. 2, б). Эксперименты проводились на векторном анализаторе цепей, на панорамном измерителе КСВН Р2-53/54 и анализаторе спектра GSP-7830 с трекинг генератором.

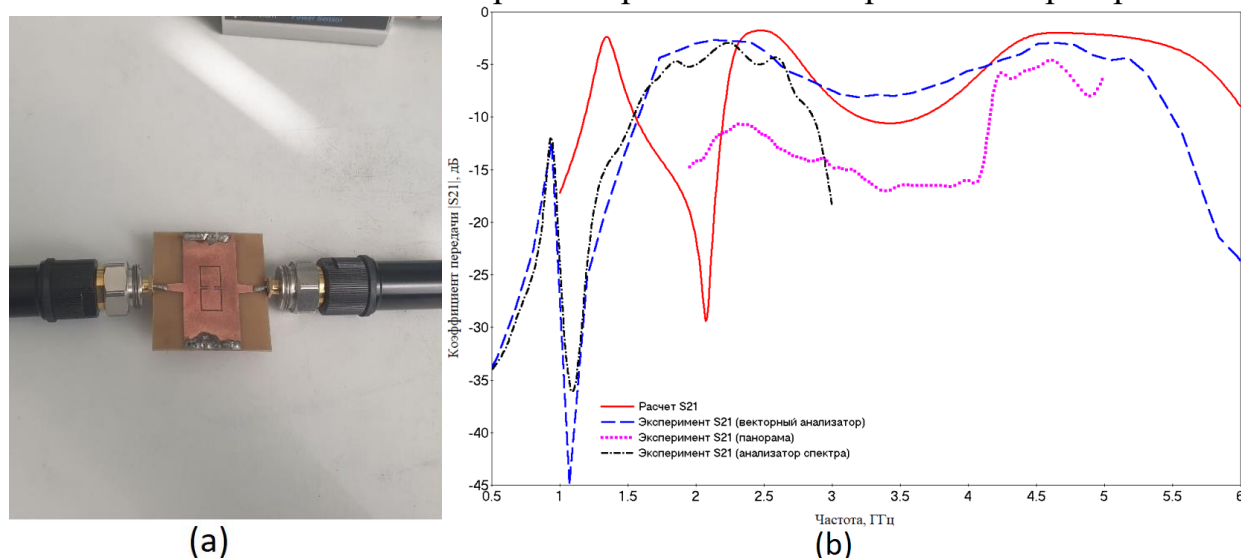


Рис. 2. (а) Макетный образец СВЧ-фильтра. (б) Зависимость коэффициента передачи от частоты.

Из экспериментальных результатов видно, что данный фильтр имеет достаточно широкую полосу пропускания. Разницу в экспериментальных результатах и расчетах можно объяснить погрешностью определения диэлектрической проницаемости подложки, неточностями при изготовлении фильтра, а также разной калибровкой аппаратуры.

В данной работе было проведено исследование микрополоскового СВЧ-фильтра с SIW-технологий и с использованием ПРКР. Теоретические и экспериментальные результаты совпадают с некоторой погрешностью. Следует отметить, что результаты работы выполнены в рамках студенческой научной работы и внедрены в учебный процесс на кафедре «Электронные приборы и устройства» СГТУ имени Гагарина Ю.А.

Библиографический список

1. *Rhbanou A., Sabbane M., Bri S.* // Design of Dual-Mode Substrate Integrated Waveguide Band-Pass Filters. *Circuits and Systems*. 2015. V. 6(12). P. 257-267.
2. *Rayas-Sanchez J.E., Gutierrez-Ayala V.* // A General EM-Based Design Procedure for Single-Layer Substrate Integrated Waveguide Interconnects with Microstrip Transitions. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2008. P. 983-986.
3. *Wu K., Deslandes D., Cassivi Y.* // The substrate integrated circuits - a new concept for high-frequency electronics and optoelectronics. *6th International Conference on Advanced Technologies, Systems and Services in Telecommunications*. 2003. P. 3-10.
4. *Тихонов Ю.С., Иванов В.А. Исаев А.Д., Мирошниченко А.Ю. др.* // Исследование планарных фрактальных антенн «ковёр Серпинского» выполненных по SIW технологии. XII Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ». 2023. С. 454-458.

РАЗРАБОТКА ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДВУХЛУЧЕВОЙ ЛБВ W-ДИАПАЗОНА

Р.А. Торгашов, А.Г. Рожнёв, Н.М. Рыскин

Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: torgashovra@gmail.com

Одним из перспективных приборов для освоения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн является лампа бегущей волны (ЛБВ), которая способна обеспечить высокую выходную мощность и широкую полосу частот в непрерывном режиме работы [1],[2]. Использование многолучевых электронных потоков в таких приборах позволяет повысить общий ток и мощность пучка, сохраняя при этом адекватные значения плотности тока. Как следствие это приводит к повышению выходной мощности. Однако зачастую предлагаются конструкции с несколькими отдельными мелкомасштабными пролетными каналами, что значительно усложняет изготовление таких структур [3]-[5].

В данной работе представлены результаты разработки ЗС типа меандр с металлическими опорами в прямоугольном волноводе. Схема исследуемой системы представлена на рис. 1. По сути, такая система представляет собой бипериодическую лестничную ЗС с Т-образными щелями, в которой возможно взаимодействие с двухлучевым электронным потоком. Предполагается, что отдельные пучки распространяются в z -направлении над и под поверхностью меандра. Размеры системы представлены в Таблице 1.

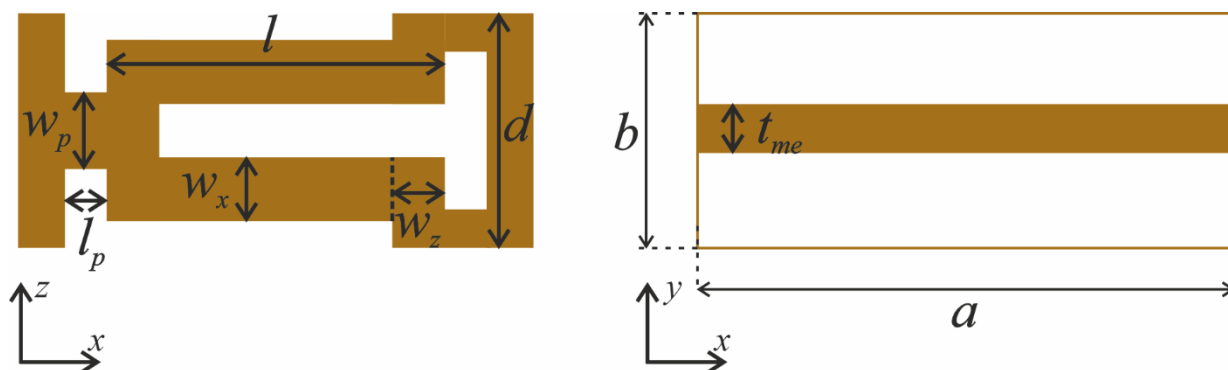


Рис. 1. Схема системы ввода/вывода энергии в ЗС типа меандр на диэлектрической подложке.

Таблица 1. Размеры ЗС типа меандр с металлическими опорами (в мкм).

a	b	t_{me}	d	w_x	w_z	l	w_p	l_p
2200	960	200	550	150	225	1450	180	200

Для представленной системы было проведено моделирование электродинамических параметров. Получены дисперсионная характеристика, частотные зависимости сопротивления связи и замедления. Дисперсионная характеристика представляет собой две ветви, смыкающиеся на π -виде колебаний. При напряжении пучка 14 кВ в системе возможен синхронизм вблизи 96 ГГц на прямой гармонике

и вблизи 85 ГГц на обратной. В рабочем диапазоне частот сопротивление связи прямой гармоники принимает значения 5-15 Ом, а на обратной гармонике – 1.5 Ом. Также была разработана система согласования, которая обеспечивает отражения не более -10 дБ в диапазоне 90-98 ГГц. Потери на прохождение в такой системе при проводимости 3×10^7 См/м составляют 0.2-0.3 дБ/период.

Проведено моделирование электронно-волнового взаимодействия с двухлучевым пучком напряжением 14 кВ и общим током 200 мА. Фокусировка пучка осуществлялась продольным однородным магнитным полем 0.7 Тл. Были исследованы режимы линейного и нелинейного усиления. Для предотвращения самовозбуждения лампы была предложена двухсекционная модель ЛБВ, длина каждой секции составляла 30 периодов. При указанных параметрах в системе можно получить линейное усиление до 37 дБ, при этом полоса усиления по уровню –3 дБ составляет примерно 1.5 ГГц. Насыщение мощности происходит при входной мощности порядка 200-300 мВт. В таком режиме выходная мощность может превышать 120 Вт. На рис. 2 представлены амплитудные характеристики усилителя при различных частотах входного сигнала.

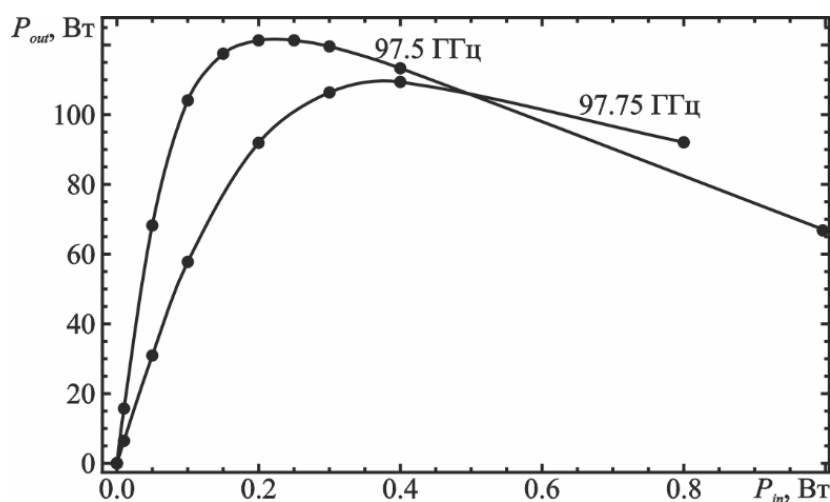


Рис. 2. Зависимость выходной мощности от входной на различных частотах входного сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00181).

Библиографический список

1. Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. No. 1. P. 54-75.
2. Paoloni C., Gamzina D., Letizia R. et. al. // J. Electromag. Waves Appl. 2021. Vol. 35. P. 567-603.
3. Lu Zh., Ding K., Wen R., et al. // IEEE Elect. Dev. Lett. 2020. T. 41. № 2. P. 284-287.
4. Wen Z., Luo J., Li Y., et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2021. Vol. 49. No. 6. P. 1842-1847
5. Torgashov R.A., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. // IEEE Trans. Electron Devices. 2022. Vol. 29. No. 3. P. 1396-1401

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ 2D УГЛЕРОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Н.А. Трунилин, Р.К. Яфаров

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Саратовский национальный исследовательский государственный университет

им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: pirpc@yandex.ru

Важной особенностью пленочных структур, обладающих полупроводниковыми свойствами, является зависимость их электрофизических свойств от состояния поверхности и способов ее обработки. Обработка в плазменных средах приводит к появлению локализованных на поверхности состояний, обусловленные возмущением потенциала идеальной атомно-чистой поверхности. Наличие локальных поверхностных уровней энергии приводит к тому, что электроны и дырки могут “прилипнуть” к поверхности, образуя поверхностный электрический заряд. При этом под поверхностью формируется равный по величине и противоположный по знаку пространственный заряд, который приводит к перераспределению подвижных носителей заряда и изменению приповерхностных свойств полупроводников. Особенно важно это учитывать при создании устройств нанoeлектроники, в которых приповерхностные свойства являются определяющими [1, 2].

Цель работы – исследование влияния плазменной обработки в химически активной газовой среде низкоразмерных 2D углеродных гетероструктур на транспорт электронов.

Получение углеродных гетероструктур с различным электронным обогащением слоев производилось с использованием микроволновой плазмы паров этанола низкого давления по методикам, изложенным в [3]. В нижнем слое гетероструктуры использовалась обогащенная электронами углеродная пленка толщиной около 200 нм. Верхний слой обедненной углеродной пленки имел различную толщину в интервале от 5 до 100 нм. Полученная гетероструктура подвергалась плазменной обработке во фторсодержащей газовой среде в течение 1,5 минут при ускоряющем потенциале -100 В. Подключение гетероструктуры к источнику питания осуществлялось через осажденные термическим испарением в вакууме никелевые контактные площадки.

Установлено, что обработка в плазме CF_4 поверхности обогащенной углеродной пленки уменьшает ее поверхностную проводимость (рис. 1а). Исследованиями зависимостей поперечного тока от напряжения на контактах гетероструктуры до и после обработки в плазме CF_4 обедненных слоев различной толщины обнаружено, что при их толщинах меньше длины волны де Бройля токи выше в отсутствие плазменного фторирования. При больших толщинах обедненных слоев поперечные токи выше в гетероструктурах после плазменного фторирования (рис. 1б).

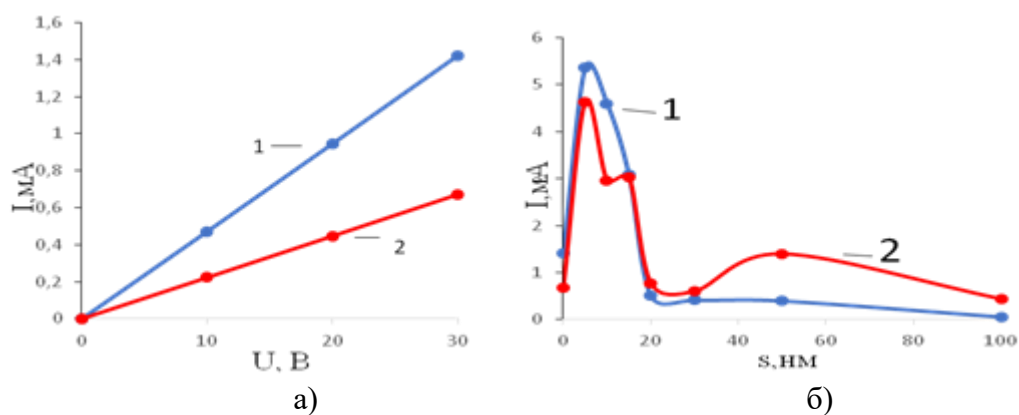


Рис.1.— Зависимости продольных в однослойном обогащенном слое от напряжения (а) и поперечных токов в 2 D гетероструктурах при напряжении между контактами 30 В от толщины обеднённого слоя (б) до (1) и после (2) обработки в плазме CF_4

При фторировании углеродных покрытий в микроволновой плазме химически активными частицами являются ионы CF_n^+ , где $n = 0 \dots 4$, а также радикалы CF_n и нейтральные атомы фтора. При хемосорбции они образуют адкомплексы $\text{C} = \text{CF}_m$, где $m = 1 \dots 3$, которые пассивируют оборванные в результате ионной бомбардировки химические связи поверхностных атомов углерода [3]. Ввиду высокой электроотрицательности атомов фтора результатом пассивации является увеличение суммарного дипольного момента поверхности, который направлен от поверхности в вакуум. Его формирование осуществляется за счет вытеснения электронов из приповерхностного слоя углеродного покрытия. Это снижает поверхностную проводимость обогащенного углеродного слоя (кривая 2 на рис. 1а). Аналогичный механизм обеднения приповерхностного обогащенного слоя действует в гетероструктурах с туннельно-тонким обедненным углеродным слоем. При больших толщинах обедненных слоев поверхностный дипольный момент, напротив, увеличивает концентрация электронов в обедненном слое и одновременно с этим приповерхностную электропроводность обогащенного слоя. Это увеличивает поперечный ток гетероструктуры после плазменного фторирования (рис. 1б).

Библиографический список

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
2. Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности. М.: Наука, 2006. 490 с.
3. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. М.: Физматлит, 2009. 216 с.

**МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ВЫШКИНД-РАБИНОВИЧА,
ПОЛУЧЕННАЯ ДЛЯ АВТОГЕНЕРАТОРА С НАСЫЩЕНИЕМ,
ОБЕСПЕЧИВАЕМЫМ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ РАСПАДОМ,
С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ**

М.И. Балакин^{1,2}, П.В. Купцов¹, Л.В. Тюрюкина^{1,3}

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

²АО «НПП «Алмаз»

³Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: turukinalv@yandex.ru

В работе рассматривается модификация модели Вышкинд-Рабиновича [1], полученная для автогенератора с насыщением, обеспечиваемым параметрическим распадом, с запаздыванием. Автогенератор такого типа на основе двух колебательных контуров, один из которых включает отрицательную проводимость, между которыми выполняется условие параметрического резонанса, и которые взаимодействуют на квадратичной нелинейности ранее был рассмотрен в работе [2]. В работе [2] было показано, что в нем реализуется сложная динамика и хаос, соответствующие модели определенного типа волновой турбулентности в диссипативных средах (модель Вышкинд-Рабиновича) [1,3-].

В работе рассматривается модификация указанного выше автогенератора, когда в цепь нелинейности вводится запаздывающая обратная связь. Уравнения Кирхгофа для такой системы записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} L_1 \dot{I}_1 &= U_1, & L_2 \dot{I}_2 &= U_2, \\ C \dot{U}_1 + U_1/R_1 + I_1 &= C \dot{S}, & C \dot{U}_2 + U_2/R_2 + I_2 &= C \dot{S}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $L_{1,2}$, C , $R_{1,2}$ - номиналы элементов контуров, $U_{1,2}$ - напряжения на конденсаторах контуров, $I_{1,2}$ - токи через катушки. А $S = -\varepsilon U^2 - \varepsilon_\tau U_\tau^2$ - нелинейность характеризующая взаимодействие между контурами, где $U = U_1 + U_2$, а $U_\tau = U(t - \tau)$ - запаздывающий член. Параметры ε и ε_τ контролируют квадратичную связь между контурами, мгновенную и запаздывающую, соответственно. Поступая аналогично работе [2] уравнения (1) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \ddot{U}_1 + 2\dot{U}_1 + \Omega_1^2 U_1 &= 2\Omega_1^2 (\varepsilon U_1 U_2 + \varepsilon_\tau U_{\tau 1} U_{\tau 2}), \\ \ddot{U}_2 - 2\gamma \dot{U}_2 + \Omega_2^2 U_2 &= \Omega_2^2 (\varepsilon U_1^2 + \varepsilon_\tau U_{\tau 1}^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = -R_1/R_2$ - параметр диссипации. Отметим, что в уравнениях (2) учитываются только те члены, которые могут отвечать за резонансное взаимодействие мод, а операция взятия второй производной от тока через нелинейный элемент заменена множителем $(-\Omega_{1,2}^2)$.

Теперь применим метод медленно меняющихся амплитуд, представив решение в виде:

$$U_1 = a_1 e^{i\omega_1 t} + a_1^* e^{-i\omega_1 t}, \quad U_2 = a_2 e^{i\omega_2 t} + a_2^* e^{-i\omega_2 t} \quad (3)$$

и наложив дополнительное условие

$$\dot{a}_1 e^{i\omega_1 t} + \dot{a}_1^* e^{-i\omega_1 t} = 0, \quad \dot{a}_2 e^{i\omega_2 t} + \dot{a}_2^* e^{-i\omega_2 t} = 0. \quad (4)$$

Отметим, что опорные частоты $\omega_{1,2}$ определяются как $\omega_1 = \Omega_1$, $\omega_2 = 2\Omega_1$, при этом $\omega_2 \approx \Omega_2$, но точного выполнения условия параметрического резонанса ($\Omega_2 = 2\Omega_1$) не предполагается, т.е. будет учтена соответствующая частотная расстройка. После подстановки выражений (3) в уравнения (2), приведения подобных слагаемых, усреднения по времени и нормировки относительно комплексных амплитуд a_1 и a_2 были получены следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 + a_1 &= -i(1 + \mu e^{-i\Omega_1\tau})a_1^* a_2, \\ \dot{a}_2 - \gamma a_2 - i\delta a_2 &= -i(1 + \mu e^{-2i\Omega_1\tau})a_1^2. \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mu = \frac{\varepsilon_\tau}{\varepsilon}$. Для того, что бы получить модель Вышкинда – Рабиновича сделаем подстановку вида

$$a_1 = Ae^{i\Phi}, a_2 = Be^{i\Phi}, \Phi = \phi - 2\varphi \quad (6)$$

и введем новые действительные переменные:

$$X = -B \sin \Phi, Y = -B \cos \Phi, Z = A^2. \quad (7)$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} \dot{X} &= \gamma X + \delta Y + [1 + \mu \cos(2\Omega_1\tau)]Z - 2[1 + \mu \cos(\Omega_1\tau)]Y^2 - 2\mu XY \sin(\Omega_1\tau), \\ \dot{Y} &= -\delta X + \gamma Y + \mu Z \sin(2\Omega_1\tau) + 2\mu X^2 \sin(\Omega_1\tau) + 2[1 + \mu \cos(\Omega_1\tau)]XY, \\ \dot{Z} &= -2Z(X + 1) + 2\mu Z[X \cos(\Omega_1\tau) - Y \sin(\Omega_1\tau)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Система (8) представляет собой модификацию модели Вышкинд-Рабиновича для автогенератора с насыщением, обеспечиваемым параметрическим распадом, с запаздыванием. Отметим, что система (8) совпадает с моделью Вышкинд-Рабиновича [1] при $\mu=0$.

Динамика систем (5) и (8) была подробно изучена в зависимости от параметра μ для нескольких значений τ : построены реализации динамических переменных от времени, портреты аттракторов, зависимости показателей Ляпунова; для системы (8) были построены карты динамических режимов на плоскости параметров (δ, γ) . Проведено сопоставление результатов, полученных для указанных систем, между собой, а также с известными результатами, полученными ранее для модели Вышкинд-Рабиновича [1, 2]. Показано, что результаты, полученные для всех моделей, находятся в хорошем соответствии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00121

Библиографический список

1. Вышкинд С.Я., Рабинович М.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, №2, С. 557-571.
2. Кузнецов С.П., Тюрюкина Л.В. // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, №1. С. 33-47.
3. Демидов В.Е., Ковшиков Н.Г. // Журнал технической физики. 1999. Т. 69, №. 8, С. 100-103.
4. Романенко Д.В. // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012, Т. 20, №. 1, С. 67-74.
5. Lythe G.D., Proctor M.R.E. // Physical Review E. 1993, Т. 47, №. 5, С. 3122.

**МОНИТОРИНГ СИНТЕЗА ВЫСОКОПОРИСТЫХ ПОЛИМЕРНЫХ
МАТРИЦ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНАЛИЗА
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКЛ-ТЕКСТУР**

Е.В. Ушакова¹, М.В. Алонова¹, С.С. Волчков¹, Д.А. Зимняков^{1,2}

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., 410054

²Институт проблем точной механики и управления РАН, 410028

E-mail: *Katushakova96@yandex.ru*

По оценкам Всемирной Организации Здравоохранения около 20% населения Земли страдают от нарушений и болезней костно-мышечной системы, которые являются ключевым фактором потери трудоспособности и мобильности [1]. Это обуславливает глобальную потребность в развитии технологий регенеративной медицины и тканевой инженерии. К функциональным биоматериалам, применяемым в этих областях, существует ряд требований: нетоксичность, биосовместимость и биодеградация. Создание ортопедических изделий, систем контролируемой доставки лекарственных препаратов и матриц (скаффолдов) на основе полимеров, отвечающих вышеупомянутым требованиям, является актуальной и значимой задачей.

В работе представлены результаты разработки спекл-корреляционного метода анализа кинетики формирования структуры высокопористых полимерных матриц на основе биорезорбируемого полимера (полилактида) с использованием технологии сверхкритического флюидного (СКФ) вспенивания в атмосфере диоксида углерода [2]. СКФ синтез подобных структур включает 3 основные стадии: пластификацию полилактида в атмосфере сверхкритического диоксида углерода, формирование полимерной пены при сбросе давления и завершающую стабилизацию структуры пены. В экспериментах вспенивание производилось при начальном давлении $P = 8$ МПа и температуре $T = 313$ К в сверхкритическом реакторе. Депрессуризация системы «полилактид – диоксид углерода» осуществлялась по квази-изотермическому сценарию [3]. Анализ проводился методом синтеза пространственно-временных спекл-текстур, формируемых при подсветке расширяющейся пены пучком излучения He-Ne лазера через окно в корпусе сверхкритического реактора [4]; примеры синтезируемых спекл-текстур представлены на рисунках 1, б (1) – 1, б (7).

График на рисунке 1, а иллюстрирует типичную зависимость текущего объема формируемой полилактидной пены от времени в ходе депрессуризации. Маркеры (1-7) на зависимости соответствуют пространственно-временным спекл-текстурам рис. 1, б. В частности, выраженный наклон треков, соответствующих различным динамическим спеклам, к временной (горизонтальной) оси свидетельствует о преимущественно регулярном характере расширения пены без существенного вклада зарождения и развития новых ячеек в полимерной матрице в процессе расширения.

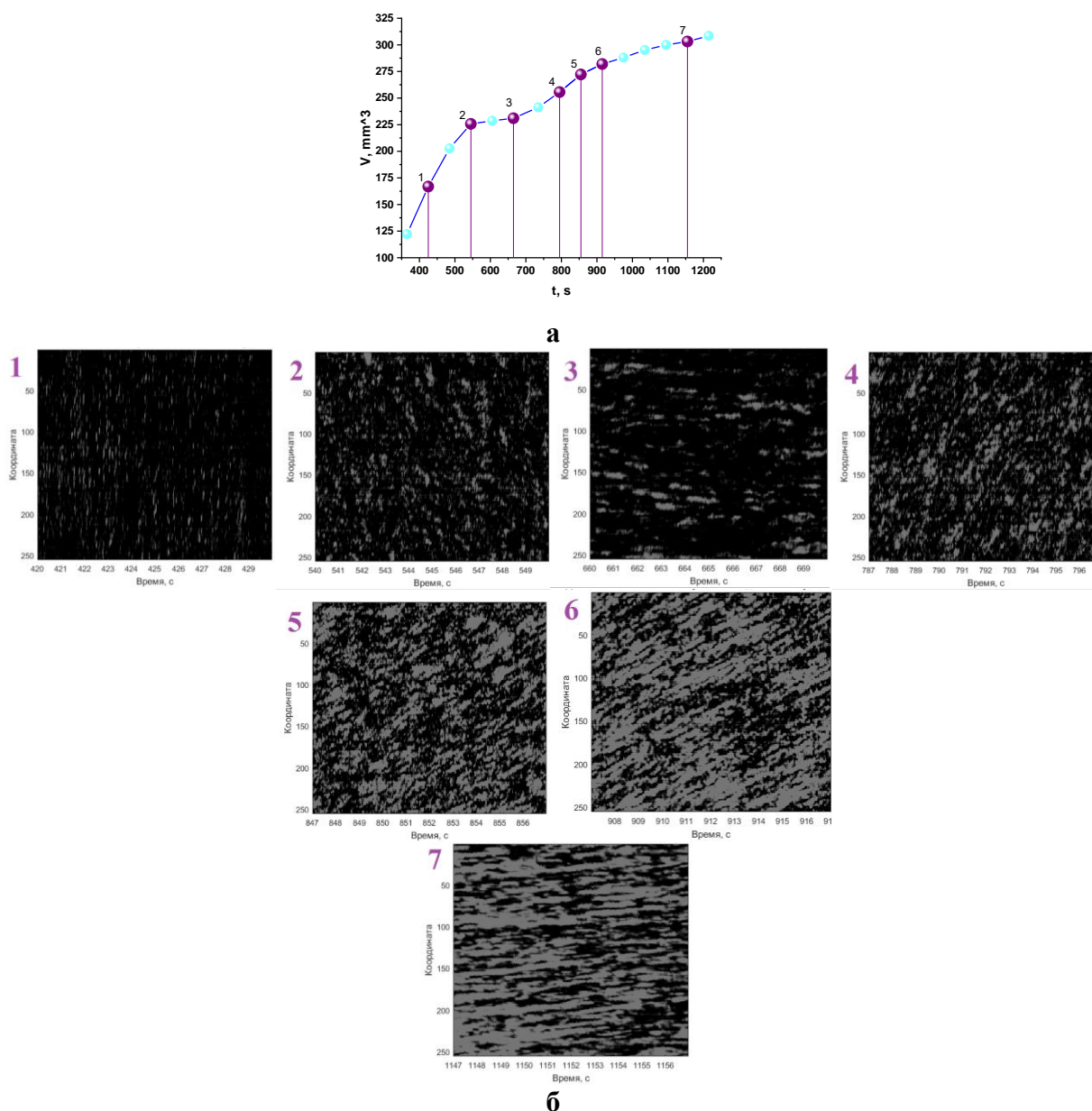


Рис. 1. Зависимость текущего объёма полимерной матрицы от времени (а). 1-7 – пространственно-временные спекл-текстуры (б) для точек 1-7 на графике.

Анализ полученных данных показывает, что данная особенность обусловлена квази-изотермическим (медленным) характером расширения пены. Разработанная методика анализа кинетики расширения пены может быть применяться в лабораторных и промышленных технологиях синтеза пеноподобных материалов.

Библиографический список

1. Всемирная организация здравоохранения : сайт. – URL: <https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/musculoskeletal-conditions> (дата обращения: 14.07.2023)
2. *Zimnyakov D., Alonova M., Ushakova E.* //Polymers. 2021. V. 13(7). P. 1115.
3. *Зимняков Д. А. и др.* //Сверхкритические флюиды: теория и практика. 2020. Т. 15. №. 1. С. 112-123.
4. *Zimnyakov D. et al.* //Sensors. 2021. V. 21(20). P. 6701.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ТОНКО-ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ A_3B_5 И A_2B_6 ПОЛОСКОВЫМ БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

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

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

E-mail: igor.kharuyshv.96@mail.ru

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) [1-8], способные осуществлять в СВЧ диапазоне, включая его коротковолновую часть, такие функции как усиление [9-15], смешение, преобразование частоты [16-22], фильтрацию [23] и другие – перспективные устройства функциональной микроэлектроники.

В работе [24] проведено теоретическое исследование влияния концентрации электронов в пленке арсенида галлия *n*-типа, ширины одиночного полоскового барьера Шоттки (БШ) и высоты потенциального барьера на эффективность возбуждения волн пространственного заряда. В [25] проведен анализ возбуждения волн пространственного заряда одиночным полосковым контактом с барьером Шоттки в тонкопленочных полупроводниковых структурах на основе *n-GaAs*, *n-InP* и *n-GaN*.

В данной работе проведено исследование влияния различных факторов на эффективность возбуждения волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах на основе полупроводников A_3B_5 и A_2B_6 . Показано, что при любых частотах и концентрациях электронов в полупроводнике для всех выбранных материалов у БШ с малым значением контактной разности потенциалов модуль коэффициента связи выше, чем для БШ с величиной контактной разности потенциалов $0,7 \div 0,9$ В, наиболее типичных при изготовлении БШ в настоящее время. То есть, для эффективного возбуждения ВПЗ в ТПС с ОДП и обеспечения высокого коэффициента связи и достаточно высокой температурной стабильности работы устройства, целесообразно применять барьеры Шоттки со значением контактной разности потенциалов $0,2 \div 0,3$ В.

Проведенный анализ показал, что зависимости коэффициента связи от частоты СВЧ сигнала могут иметь максимумы, положение которых можно менять подбором ширины БШ и концентрации электронов под ним, целенаправленно корректируя амплитудно-частотные характеристики элементов связи и всего устройства в целом.

Таким образом, в данной работе показано, что для эффективного преобразования электромагнитных сигналов в волны пространственного заряда в структурах полупроводников групп A_3B_5 и A_2B_6 возможно применение одиночных металлических полосковых контактов с барьером Шоттки с малым значением контактной разности потенциалов (не более $0,2 \div 0,3$ В), ширина полоскового контакта и концентрация носителей заряда в слое полупроводника под входным элементом связи должны подбираться для частоты слабого входного сигнала. Результаты данной работы могут быть использованы при разработке и конструировании различных

устройств на ВПЗ в тонкопленочных полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью в коротковолновой части СВЧ-диапазона.

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. // Наноэлектроника, нанофотоника 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: Сб. статей. – 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. // Наноэлектроника, нанофотоника 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., Сергеев С.А., Горячев А.А. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 2. С. 16.
22. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатъев Ю.М. Свидетельство на полезную модель 9351 РФ. № 98117279/20; Заявлено 31.08.98.; Оpubл. 16.02.99.
23. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Горячев А.А., Митин И.В. // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1999. Т. 7, № 3(24). С. 101-102.
24. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69(1). С. 128.
25. Михайлов А.И., Сергеев С.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14, № 1. С. 45-50.

PROPERTIES OF LANGMUIR MONOLAYERS BASED ON CARBON NANOTUBES AS A CONDUCTIVITY LAYERS OF SOLAR CELLS**O.A Hasson, A.J Al-Alwani, M.V. Gavrikov,
V.N. Mironyuk, T.Y. Karatyshova, E.G. Glukhovskoy**¹*Saratov State University, Saratov, Russia*²*Al kufa technical institute / Al-furat al-awsat technical university, 3C53+GMJ, Kufa, Iraq
E-mail: uday_m82@yahoo.com*

Langmuir monolayers [1] of carbon nanotubes (CNT) could be used as a platform for creation of photovoltaic devices that widely used in solar cells [2]. The carbon nanotube monolayer has low stability over time, so the interesting feature is a creation of monolayers carbon nanotubes could be improves with arachidic acid molecules add to Langmuir monolayer.

In these studies, 200 μl of carbon nanotube solution and 50 μl of arachidic acid were used. Carbon nanotubes and arachidic acid were distributed over the surface waters of two parts of the Langmuir Trough, which were temporarily separated by a dividing plate. This plate was removed after the solvents had completely evaporated and the monolayer was studied by analysis the isotherm of surface pressure per area. The data showed that after evaporation solvent the arachidic acid monolayer do not mixed with monolayer of CNT.

The Langmuir monolayer was transferred onto a glass substrate with indium tin oxide contacts. To do this, it was compressed to the required ratios $S : S_0$ (surface area after compression by the area before compression). In our experiments, the following ratios were chosen: 1:1, 1:2, 1:4, 1:8, 1:16 and 1:32.

The electrical conductivity of the prepared film was measured by the method of current-voltage characteristics by a probe station. Also, relief of the obtained samples were characterized by atomic force microscopy.

In our other study, we obtained films by transferring a different number of layers from the water surface. In this case, the compression was the same, the amount of distributed substance was also the same. Thus, films with the number of layers from 1 to 7 were obtained on a substrate with conducting contacts.

CVC measurements showed that the conductivity of the samples strongly depends on the degree of compression and the number of transferred layers. The conductivity increased with an increase in the number of layers and an increase in the degree of compression of the CNT layer. It is noteworthy that the difference in conductivity was up to 6 orders of magnitude for samples with different numbers of layers. Thus, for films with 7 layers of CNTs, the resistances were less than 500 kOhm per square.

This work supported by a grant of the Russian Science Foundation (project no. 21-73-20057) and Saratov State University

References

1. *N.O. Osvaldo, C. Luciano, A. Katsuhiko // Chem. Rev. 122 (6) (2022) 6459–6513.*
2. *Muchuweni E., Mombeshora E.T., Martincigh B.S. et al. // Front Chem. 2022 6;9:733552.*

УПРАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СПИНОВЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ ЖИГ МИКРОВОЛНОВОДОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ДИПОЛЬНОЙ СВЯЗИ

А.Б. Хутиева, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников

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

E-mail: abkhutieva@gmail.com

Развитие идей магноники [1-2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне на новых физических принципах [3-4]. Использование железо-иттриевого гранта (ЖИГ) при создании нового класса устройств обусловлено рекордно низким затуханием СВ [1]. В ряде работ показана возможность использования таких структур для создания логических устройств, работающих в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне.

В данной работе мы исследуем влияние дипольной связи магнетонных микроволноводов для реализации вертикального и латерального транспорта магнетонов. Для исследования динамики распространения СВ в системе ЖИГ-волноводов использовался метод связанных волн [5]. С помощью микромагнитного моделирования были исследованы режимы распространения СВ в массивах микроволноводов, образованных массивом полосок ЖИГ [5-6]. Исследованы механизмы, приводящие к формированию различных «паттернов», образованных спин-волновым сигналом при его распространении в продольно-нерегулярных тонкопленочных магнетонных микроволноводах.

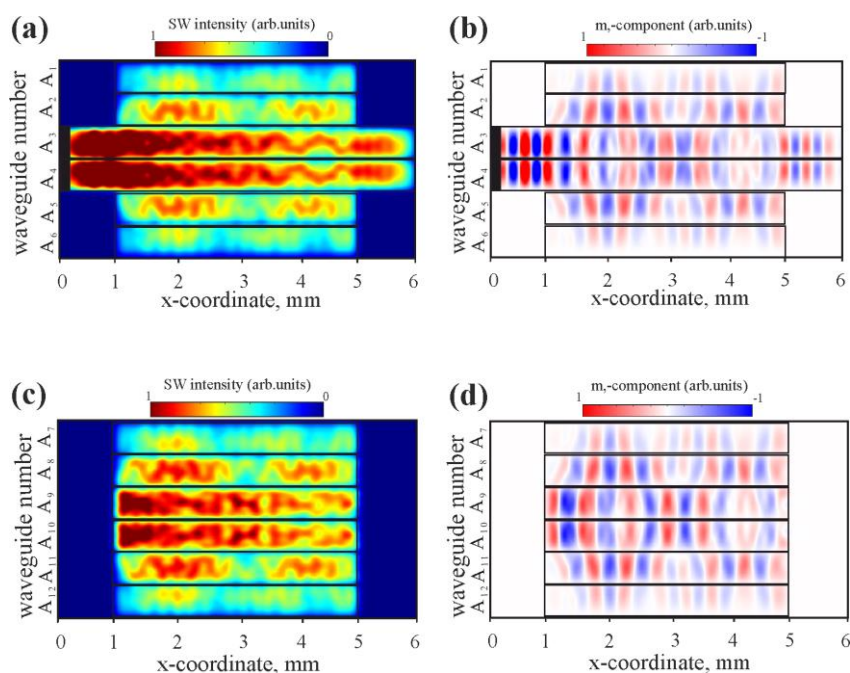


Рис. 1. а,с – пространственное распределение интенсивности СВ; b,d – карты пространственного распределения компоненты m_z динамической намагниченности для СВ, распространяющихся в решётке микроволноводов, где величина латерального и вертикального зазора составляет 10 мкм.

Рассмотрим принцип работы исследуемой структуры: на входные антенны, расположенные на микроволноводах $A_{3,4}$ подается микроволновой сигнал P_{in} . Возбуждение структуры было реализовано путем создания локализованной области с переменным внешним магнитным полем на двух центральных микроволноводах в одном из слоев. Благодаря связи между СВ, распространяющимися в отдельных слоях и каналах двуслойной структуры меняются динамические свойства волновых процессов. Будет рассмотрено три случая возбуждения СВ на источниках: синфазного рис. 2(a, b), противофазного 2(c, d) и случай, когда сигнал возбуждался только в одном из микроволноводов A_3 . По мере распространения СВ, будет происходить перекачка спин-волнового сигнала во все микроволноводы, в зависимости разности фаз подаваемого микроволнового сигнала на входные антенны.

В данной работе исследовано распространения СВ в двухслойном массиве латерально и вертикально связанных микроволноводов [7]. С помощью микромагнитного моделирования было получено пространственное распределение интенсивности и распределение динамической намагниченности СВ в массиве микроволноводов, образованные полосками ЖИГ. Предложены и исследованы методы управления пространственной структурой спин-волнового пучка и его делением между каналами массива ЖИГ микроволноводов. Показана возможность управления направлением распространения СВ в массиве латерально и вертикально связанных микроволноводов путем изменения величины сдвига фазы между гармоническими сигналами возбуждения, подаваемыми на два центральных канала одного из слоев, и путем вариации величины вертикального и латерального зазоров. Детально исследован режим концентрации мощности сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ на концах срединных каналов с возможностью их отдельного включения, а также, режим управления сигналом на концах микрополосок верхнего слоя ансамбля с возможностью изменения фазы выходного сигнала в отдельно взятом канале, что позволяет использовать массив микроволноводов в качестве управляемого логического устройства или многоканального делителя мощности.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект №23-79-30027).

Библиографический список

1. A. Gurevich, Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets, Nauka. 1973. Moscow.
2. Chumak A. Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. 2022. Vol. 58, 6.
3. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications: Springer, 2009.
4. Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lagel B., Ciubotaru F., Adelman C., Dubs C., Cotofana S. D., Dobrovolskiy O. V., Bracher T., Pirro P., Chumak A. V. // Nature Electronics. 2020. Vol. 3, P. 765–774.
5. Хутиева А.Б., Бегинин Е.Н. и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 12. С. 2116–2118.
6. Хутиева А.Б., Акимова В.Р. и др. // Из. РАН. Серия физич. 2023. том 87. No 6. с. 792–795.
7. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. // AIP Adv. 4. 2014. 107133.

МЕТОД МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ЖЕСТКОСТНЫХ СВОЙСТВ РАКОВЫХ КЛЕТОК IN VITRO

А.Б. Хутиева, М.В. Ломова, А.В. Садовников

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

E-mail: abkhutieva@gmail.com

Магнитные материалы делятся на магнитотвердые (напряженность поля составляет десятки и сотни ампер на квадратный сантиметр), а также магнитомягкие материалы (напряженность поля составляет десятые и сотые доли ампера на квадратный сантиметр). Применение магнитных материалов в науке и технике довольно широко, но в последнее время все больше внимания уделяется вопросу биомедицинского аспекта возможного использования магнитных носителей. Помимо диагностических целей (наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, причем часто одновременно в двух режимах), магнитные материалы используются для систем адресной доставки лекарств при лечении опухолевых заболеваний, восстановлении тканей.

В данной работе обзревалось использование микроскопии Бриллюэна для пространственного изучения биологических объектов и/или носителей являющееся единственным неразрушающим, безметковым инструментом для характеристики пространственных структур, а так же фоновое взаимодействие, которое может предоставить ценную информацию о пространственной жесткости биологических объектов с высоким разрешением, которое не может быть получено никаким другим методом, при этом метод остается безметочным и неинвазивным. Предполагается, что только попадание носителей в клетки будет влиять на выживаемость клеток, а поскольку носители магнитные, можно нацелить частицы конкретно на опухолевые клетки. Как следствие, такая система может быть чрезвычайно полезной для уменьшения количества активного вещества и улучшения местной терапии рака.

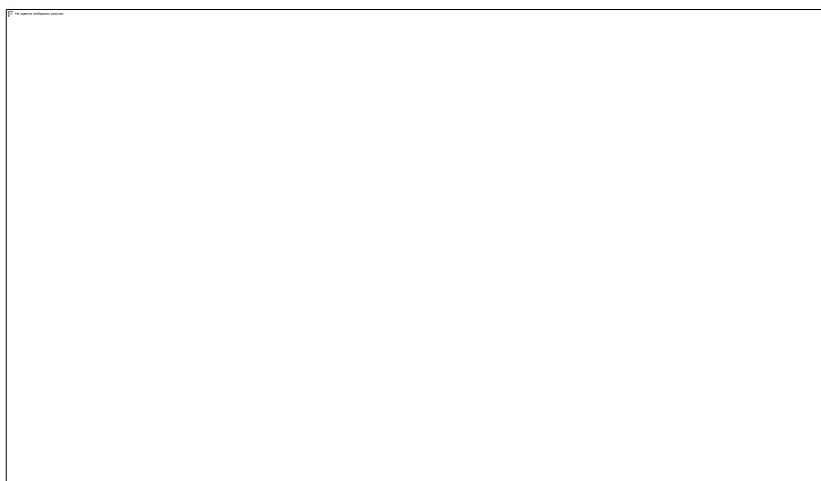


Рис. 1. (а) Снимок экспериментального образца. (б) Пространственное распределение интенсивности СВ.

Метод бриллюэновского рассеяния света и определение движения композитов в неоднородном магнитном поле, а также SEM-исследование гибридных минеральных высокомагнитных композитов позволили охарактеризовать магнитные свойства носителей и определить, что для получения оптимального носителя лекарств

достаточно 3 циклов замораживания/оттаивания магнитных наночастиц. Эффективность магнитного таргетинга зависит от транспортного средства магнитного отклика, который, в свою очередь, определяется намагниченностью (т.е. магнитным моментом на единицу объема или массы) системы. Намагниченность может быть улучшена путем увеличения загрузки магнитных наночастиц в носитель. В этом отношении недавно представленный метод загрузки, индуцированной замораживанием (FIL), показывает отличные результаты.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект №23-79-30027).

Библиографический список

1. *Demina P. A. et al.* Highly-magnetic mineral protein–tannin vehicles with anti-breast cancer activity // *Materials Chemistry Frontiers*. 2021. Т. 5. №. 4. С. 2007-2018.
2. *Riobóo R. J. J., Desco M., Gómez-Gaviro M. V.* Impact of optical tissue clearing on the Brillouin signal from biological tissue samples // *Biomedical Optics Express*. 2019. Т. 10. №. 6. С. 2674-2683.
3. *Henley S. J. et al.* Annual report to the nation on the status of cancer, part II: progress toward Healthy People 2020 objectives for 4 common cancers // *Cancer*. 2020. Т. 126. №. 10. С. 2250-2266.
4. *Vaughan J. M., Randall J. T.* Brillouin scattering, density and elastic properties of the lens and cornea of the eye // *Nature*. 1980. Т. 284. С. 489-491.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ 3D ПЕЧАТИ ДЛЯ БЫСТРОГО ПРОТОТИПИРОВАНИЯ БАЗОВЫХ КОМПОНЕНТОВ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

К.С. Чернозубкина¹, В.В. Галушка^{1,2}, А.В. Стародубов^{1,2}, В.Н. Титов^{1,2},
Н.М. Рыскин^{1,2}

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

²*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: chernozubkina@bk.ru*

Для удовлетворения потребностей будущих систем сверхвысокоскоростной беспроводной передачи данных стандартов 5G и 6G, систем неразрушающего контроля, прецизионных радарных комплексов требуются относительно мощные и компактные источники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [1,2]. Несмотря на колоссальное развитие устройств твердотельной электроники, устройства вакуумной электроники все еще остаются единственными источниками мощного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. С целью ускорения разработки базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники представляется целесообразным использовать методы и подходы аддитивного производства [3–5] для их прототипирования. В настоящее время стереолитографическая печать жидкими фотополимерными смолами (процесс фотополимеризации в ванне) является аддитивной технологией, которая совмещает в себе высокую скорость печати, при этом погрешность изготовления не превышает нескольких десятков микрон. LCD технология фотополимеризации [5] в ванне на данный момент является наиболее экономически эффективной в силу стоимости принтеров.

В данной работе рассматривается технологический маршрут прототипирования базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники, который основан на комбинации стереолитографической трехмерной печати с использованием LCD технологии и последующей металлизации изготовленных изделий методом магнетронного распыления [5]. Данный подход был успешно протестирован при изготовлении прямых волноводных секций D- и H-диапазонов. В ходе работы был использован 3D принтер Photon Mono 4K LCD 3D printer (Anycubic, China), в качестве смолы для построения использовался материал Anycubic ECO UV resin grey (Anycubic, China). Проведенные морфологические и профилометрические исследования показали, что шероховатость поверхности (R_a) составляет менее 500 нм при толщине слоя металлизации 1-2 мкм. В качестве следующего шага была изготовлена замедляющая структура типа одиночной гребенки для лампы обратной волны (ЛОВ) W-диапазона (75-110 ГГц). С целью металлизации внутренних поверхностей структуры модель была изготовлена в форме соединяющихся друг с другом двух половинок. Геометрические параметры данной замедляющей системы были предварительно рассчитаны с использованием программы CST Microwave Studio. Изображение модели, а также фотографии изготовленного макета структуры до металлизации и после металлизации приведены на рис. 1. Детальные морфологические исследования показали, что погрешность изготовления структуры составила не бо-

лее 20 мкм. В качестве дальнейшего шага будет проведено исследование радиотехнических характеристик структуры и сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами предварительно проведенного численного моделирования.

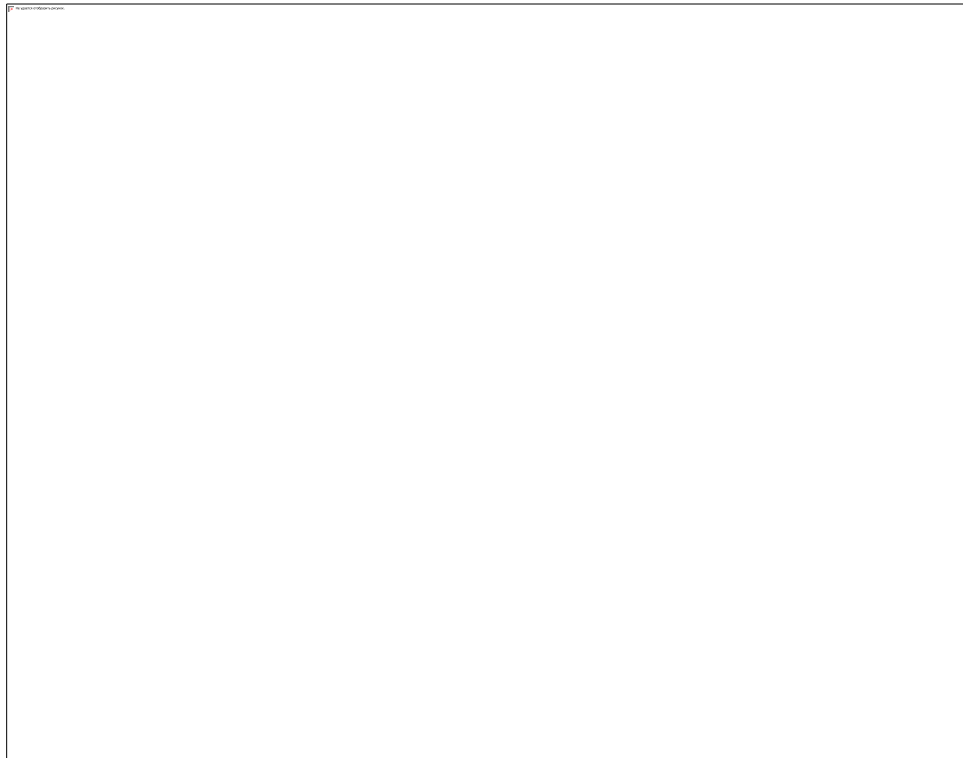


Рис. 1. (А) – Численная модель замедляющей системы типа одиночная гребенка для ЛОВ W-диапазона. (В) – Геометрические параметры модели замедляющей системы. (С) – макет структуры, напечатанный на 3D принтере (перед металлизацией). (D) – макет замедляющей системы после металлизации магнетронным распылением. (Е) – увеличенный фрагмент замедляющей структуры типа одиночной гребенки после металлизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-49-02017.

Библиографический список

1. Rappaport T.S., Xing Y., MacCartney G.R., Molisch A.F., Mellios E., Zhang J. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2017. Vol. 65. P. 6213–6230. DOI: 10.1109/TAP.2017.2734243.
2. Akyildiz I.F., Kak A., Nie S. // IEEE Access. 2020. Vol. 8. P. 133995–134030. DOI: 10.1109/ACCESS.2020.3010896.
3. Starodubov A.V. et al. // 2020 Int. Conf. Actual Probl. Electron Devices Eng., IEEE, 2020. P. 256–261. DOI: 10.1109/APEDE48864.2020.9255610.
4. Cook A.M., Joye C.D., Calame J.P. // IEEE Access. 2019. Vol. 7. P. 72561–72566. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2920291.
5. Starodubov A.V. et al. // 2023 24th Int. Vac. Electron. Conf., IEEE, 2023; pp. 1–2. DOI: 10.1109/IVEC56627.2023.10157484.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ X-, Ku- И K – ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ ДЛЯ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

**И.А. Чистяков^{1,2}, Н.А. Алексеева², В.С. Жалнин², А.Д. Калачев²,
Д.И. Кириченко², А.Д. Рафалович², В.И. Роговин^{1,2}, И.П. Медведков²,
Ф.П. Разуваев²**

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

²*Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз»
E-mail: ivan.chistyakov99@gmail.com*

Работа посвящена проектированию ЛБВ спутниковой связи в X-, Ku- и K-диапазонах частот. Электродинамические характеристики рассчитывались с использованием ПО ANSYS HFSS [1] и CST [2]. Конструкция СЗС включает в себя медный экран, спираль из материала МАГТ-0.2 прямоугольного сечения, которая поддерживается тремя диэлектрическими опорными стержнями из окиси бериллия (BeO). Для X-диапазона выбрана конструкция на прямоугольных стержнях, для Ku-диапазона – стержни трапецидальной формы, в K-диапазоне – стержни T-образной формы (рис.1 (а)). Показано, что использование профилированной T-образной формы стержней целесообразно, начиная с коротковолновой части Ku-диапазона, из-за сильного влияния ВЧ-потерь на характеристики взаимодействия.

Расчёт пространства взаимодействия осуществлялся по программам, основанным на одномерной [3] и двумерной [4] нелинейных моделях взаимодействия. Подбиралось оптимальное значение магнитного поля для минимизации токооседания на ЗС и оценки влияния динамической расфокусировки на выходные характеристики. При проектировании ПВ для всех диапазонов частот оптимизировался неоднородный закон изменения шага спирали для получения необходимой выходной мощности, минимальных СВЧ-потерь и потребляемой мощности. Необходимо, чтобы прирост электронного КПД за счёт уменьшения шага спирали преобладал над увеличением ВЧ-потерь за счёт увеличения отношения ширины спирали к ее шагу. В последующем анализировался энергетический спектр электронного потока для последующей эффективной рекуперации в коллекторе.

По полученным с использованием программ синтеза [5] и анализа [6] электронных пушек основным геометрическим размерам двуханодной ЭОС смоделирован проект в программном пакете CST. Сопоставление расчетных и экспериментальных вольтамперных характеристик представлено на рис. 1 (с).

Энергетические характеристики электронного потока были использованы для расчёта [7] четырехступенчатого коллектора (см. рис. 1 (d)), электроды которого имеют коническо-цилиндрическую форму и изготовлены из меди. Коллектор экранирован от продольного магнитного поля, а для уменьшения влияния вторичных электронов, вылетающих с четвертой ступени, используется поперечное магнитное поле.

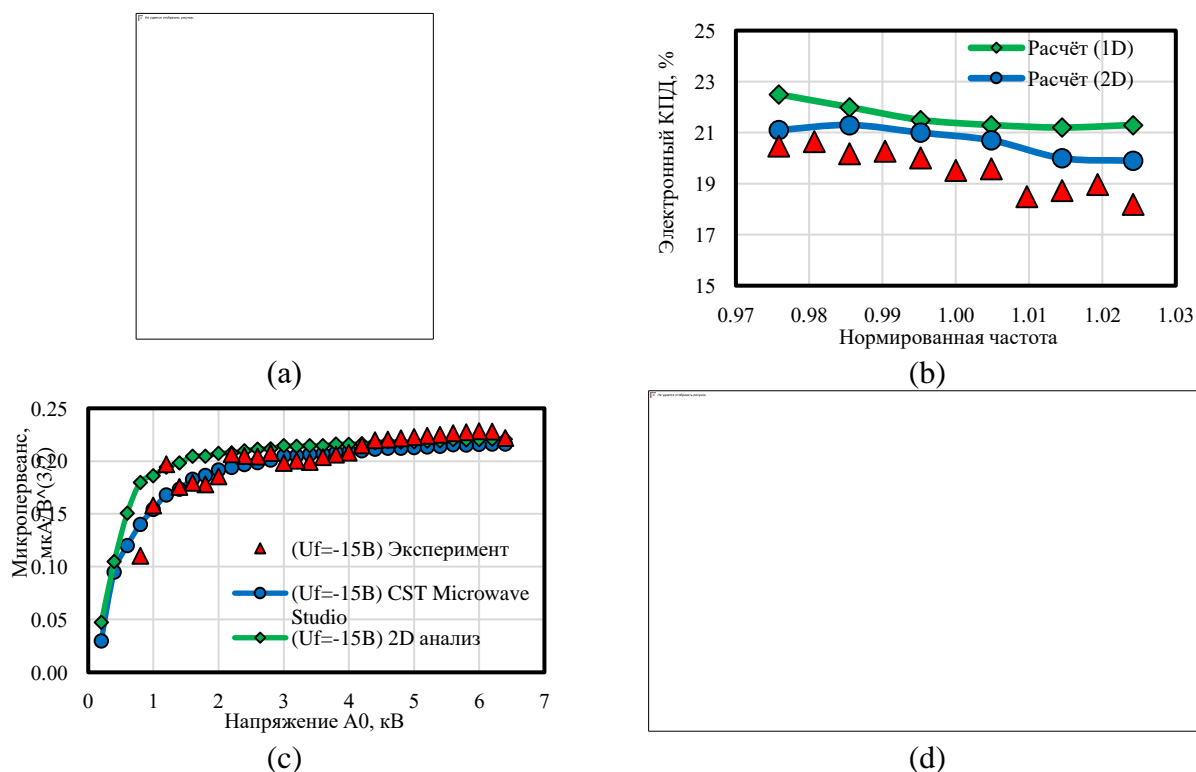


Рис. 1. (а) Период СЗС в изометрии, (б) сопоставление расчетных и экспериментальных результатов электронного КПД от нормированной частоты, (с) сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик ЭОС для ЛБВ К-диапазона (зависимость микропереванса от потенциала анода), (д) траекторный анализ многоступенчатого коллектора в динамическом режиме, где 1 – распределение магнитного поля, 2 – электроды коллектора, 3 – траектории частиц

Реализация описанных выше проектных решений в соответствии с имеющимися на предприятии конструкторскими и технологическими возможностями позволили создать ЛБВ в X-, Ku- и K-диапазонах, отвечающие всем современным требованиям, предъявляемым к приборам, используемым в спутниковой связи на уровне зарубежных аналогов.

Библиографический список

1. www.ansys.com/products/electronics
2. www.eurointech.ru/eda/microwave_design/cst/
3. Е. М. Ильина, В. А. Филатов и Ю. Ф. Конторин «Усовершенствованные одномерная нелинейная модель и программа расчета выходных характеристик ЛБВ» в Материалы XII Зимней школы-семинара по СВЧ электронике и радиофизике, Саратов, 2002.
4. В.И. Роговин, С.П. Морев, Семенов С.О. и др. «Анализ трансформации электронного сгустка в широкополосной ЛБВ на основе усовершенствованной двумерной модели». Радиотехника и электроника, т. 44, №10, с. 1271-1274, 1999.
5. А. И. Петросян, З. П. Иванова, В. В. Пензяков «Программа синтеза электронных пушек О-типа» Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, № 10, с. 109-110, 1976.
6. Ю. А. Григорьев, В. Д. Журавлёва, С. П. Морев, В. В. Пензяков, А. И. Петросян и В. И. Роговин «Программа анализа электронно-оптической системы с многоскоростным пучком» Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ, № 3, с. 71-72, 1988.
7. В. Д. Журавлева, В. В. Пензяков, В. И. Роговин «Программа анализа аксиально-симметричных коллекторных систем» Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ, 1977.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ МИНИАТЮРНОЙ ЛБВ О-ТИПА W-ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ И ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА «СДВОЕННАЯ ГРЕБЕНКА»

И.А. Чистяков^{1,2,3}, В.Н. Титов^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН (Саратовский филиал)

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

³Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз»
E-mail: ivan.chistyakov99@gmail.com

Миниатюрные усилители в коротковолновой части миллиметрового диапазона представляют большой интерес для беспроводных информационно-коммуникационных систем нового поколения и других приложений. Для снижения плотностей токов до уровня, который способен обеспечить существующие термоэмиссионные катоды, целесообразно использование пространственно-развитых замедляющих систем (ЗС) и электронных потоков, например, ленточных [1,2].

В работе отражены результаты исследования и разработки широкополосной лампы бегущей волны (ЛБВ) W-диапазона с ленточным пучком и ЗС типа «сдвоенная гребенка». Напряжение синхронизма составляет 12.5 кВ, причем обеспечивается синхронизм в полосе частот около 15 ГГц на +1-й пространственной гармонике. Дисперсионная диаграмма представлена на рис. 1а.

Представлены результаты моделирования режимов усиления с помощью пакета CST Microwave Studio (рис. 1б), которые показывают, что в структуре, состоящей из 50 периодов ЗС, в режиме насыщения (входная мощность 0.15–0.20 Вт) при токе пучка 100 мА и напряжении 12.7 кВ выходная мощность может достигать 50 Вт и превышает 40 Вт в полосе до 20 ГГц. Максимальный коэффициент линейного усиления составляет около 28 дБ на частоте 95 ГГц, а полоса по уровню –3 дБ превышает 15 ГГц при малой входной мощности (20–50 мВт).

Осуществлено проектирование одноступенчатого аксиально-симметричного коллектора (рис. 2). Траекторный анализ ленточного электронного пучка в коллекторе проводился при помощи пакета CST с использованием модуля расчета траекторий заряженных частиц в электромагнитных полях Particle Tracking. Распределение магнитного поля в области коллектора соответствует результатам ранее спроектированной модели магнитной фокусирующей системы [3]. На данном этапе использовалась статическая модель электронного пучка без учета взаимодействия с ВЧ полем в ЗС. Такое приближение оправдано в качестве первого шага, поскольку электронный КПД, согласно результатам PIC-моделирования, не превышает 5%. Оптимизировалась конструкция тела коллектора, его положение относительно магнитного поля и ЗС, варьировался тормозящий потенциал. Были определены параметры, для которых при потенциале коллектора 5000 В оседание вторичных электронов на ЗС не превышает 3.6% от суммарного тока.

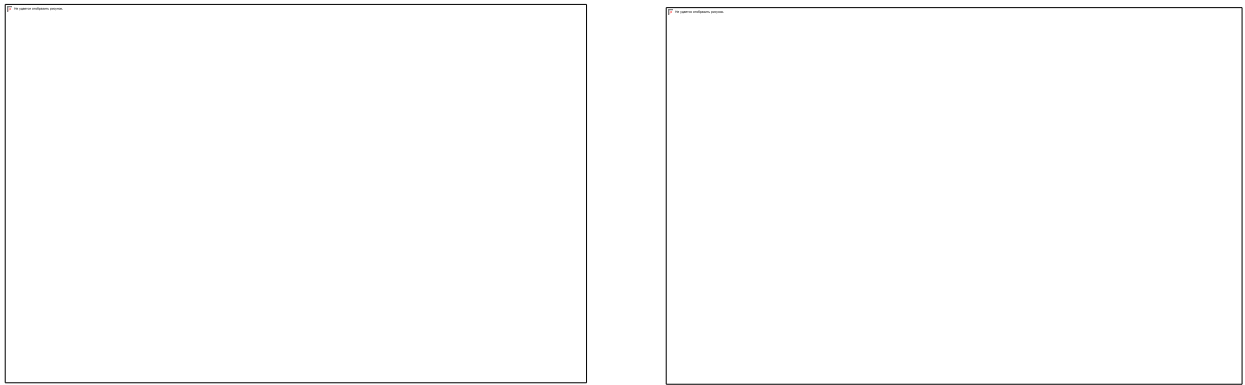


Рис. 1. Дисперсионная диаграмма с нанесенной линией пучка (а) и зависимости входного и выходного сигналов от времени на частоте 95 ГГц, где выходная мощность 41 Вт (б)

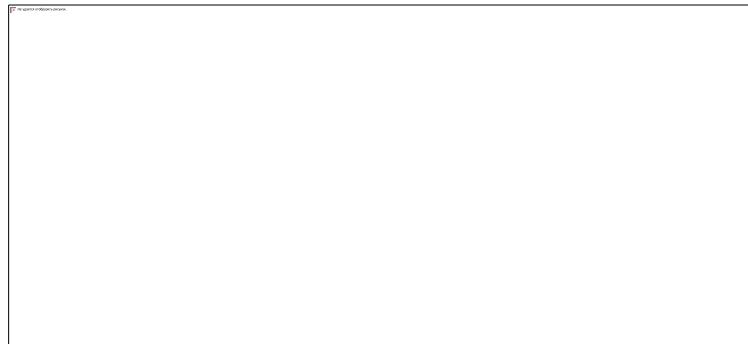


Рис. 2. Траекторный анализ коллектора в статическом режиме

В дальнейшем будет произведена оптимизация пространства взаимодействия ЛБВ с целью повышения коэффициента усиления и КПД. Также планируется уточнение геометрии тела коллектора с последующей параметрической оптимизацией, после чего будет осуществлен расчёт с учетом структуры пучка после взаимодействия с ВЧ полем в ЗС. По результатам моделирования планируется изготовление лабораторных макетов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-49-02017).

Библиографический список

1. Baig A. *et al.*, Performance of a nano-CNC machined 220-GHz traveling wave tube amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. 2017. Vol. 64, No. 5. P. 2390-2397.
2. Karetnikova T.A., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Fedotov A.E., Mishakin S.V., Ginzburg N.S. Gain analysis of a 0.2-THz traveling-wave tube with sheet electron beam and staggered grating slow wave structure // IEEE Trans. Electron Devices. 2018. Vol. 65, No. 6. P. 2129-2134.
3. Torgashov R.A., Starodubov A.V., Chistyakov I.A., Titov V.N., Zolotikh D.N., Navrotsky I.A., Ryskin N.M. Development and modeling of W-band sheet-beam tubes with grating slow-wave structures // 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 25-28 April 2023. Chengdu, China. DOI: 10.1109/IVEC56627.2023.10157084.

ВЛИЯНИЕ УСКОРЯЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В ПРОЦЕССЕ СИНТЕЗА НА ПРОВОДИМОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Н.О. Шабунин

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: n-shabunin@bk.ru

Целью работы является исследование влияния ускоряющего потенциала в процессе синтеза на проводимость углеродных пленочных гетероструктур.

Процесс получения углеродных пленочных структур основан на разложении углеродосодержащего вещества методом СВЧ плазмохимического осаждения. Осаждение осуществлялось на стеклянные подложки при давлении 0.01 – 0.02 Па, для отрицательного ускоряющего потенциала, и 0.05 – 0.07 Па для положительного.

Получаемая гетероструктура состояла из двух пленочных структур, обладающих различными электрофизическими свойствами. В основании гетероструктуры заложена обогащенная электронами углеродная пленка с толщиной 0.2 мкм, полученная при положительном ускоряющем потенциале, поверх которой наносилась обедненная углеродная пленка в течение от 0 до 5 минут, получаемая при отрицательном ускоряющем потенциале. Обедненная углеродная пленка синтезировалась при различных ускоряющих потенциалах, которые составили 0, –150 и –300 В соответственно.

Для исследования проводимости полученных структур была реализована измерительная схема, включающая в себя источник постоянного напряжения и аналогово-цифровой преобразователь, используемый для последующего расчета протекающего через структуру тока. По заданному напряжению и рассчитанному току был осуществлен расчет проводимости исследуемых гетероструктур (рис. 1).

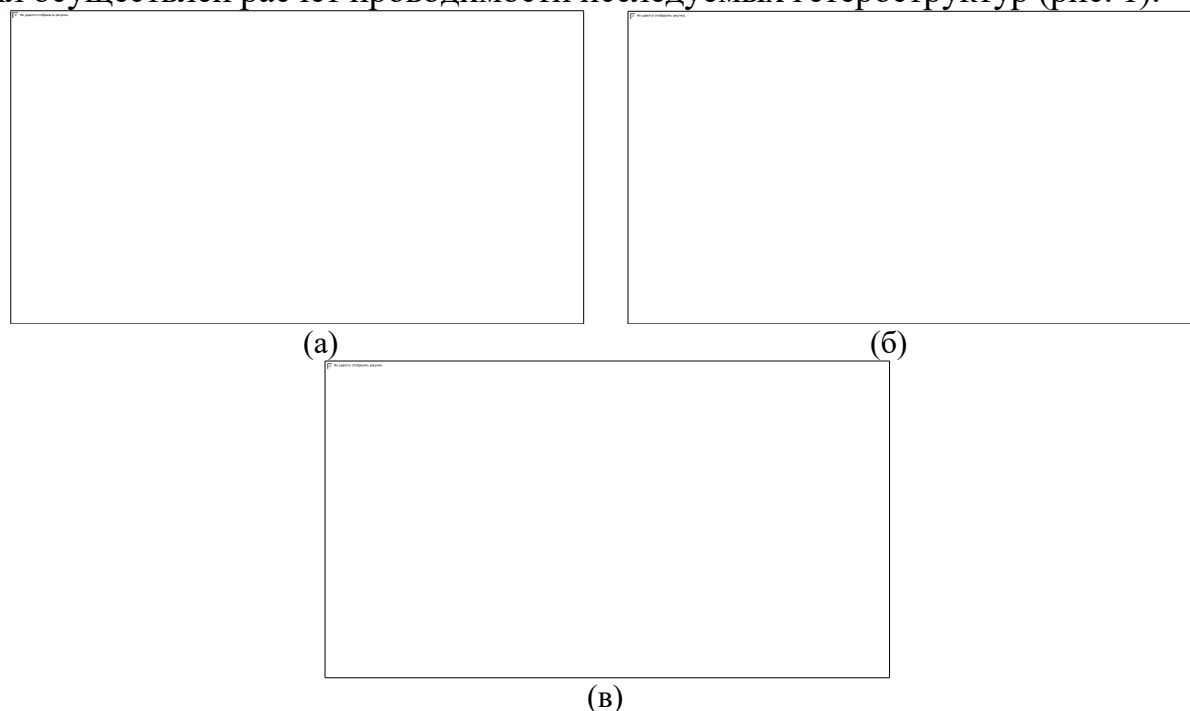


Рис. 1. Зависимости проводимости углеродных гетероструктур от длительности осаждения верхнего обедненного слоя, полученного при различных ускоряющих потенциалах: а – 0, б – –150, в – –300 В

Из зависимостей, представленных на рис. 1, видно, что с увеличением отрицательного ускоряющего потенциала в процессе синтеза верхнего обедненного слоя наблюдается все большее снижение проводимости полученной гетероструктуры. Если при ускоряющем потенциале равном 0 В наблюдается рост проводимости, обусловленный вероятнее всего нарастанием обедненного слоя поверх обогащенного, который реализуется из-за низкой энергии ионов оттянутых из плазмы паров этанола (рис. 1,а), то при ускоряющем потенциале равном -300 В наблюдается обратное. Высокоэнергетические ионы, оттянутые из плазмы паров этанола, начинают бомбардировать обогащенную электронами толстую пленку, тем самым распыляя ее. С увеличением времени осаждения увеличивается и количество распыленной пленки, что приводит к снижению проводимости (рис. 1,в). На пяти минутах наблюдается переломный момент, при котором осаждение начинает преобладать над распылением, что приводит к постепенному увеличению проводимости. Ускоряющий потенциал равный -150 В продемонстрировал совпадение двух процессов, процесса осаждения и процесса распыления, при котором проводимость структуры оставалась практически на том же уровне, что и структура без нанесения верхнего обедненного электронами слоя (рис. 1,б).

Таким образом, в ходе исследования было установлено, что наилучшим режимом для получения углеродных гетероструктур является ускоряющий потенциал на подложкодержателе равный 0 В. Это обусловлено тем, что с увеличением отрицательного ускоряющего потенциала, в процессе плазмохимического осаждения, наблюдается более активное распыление исходной углеродной структуры, что приводит к уменьшению проводимости.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

ИЗУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ КРИСТАЛЛИЗОВАННЫХ ВОДЫ И ВОДНОГО РАСТВОРА ХЛОРИДА НИКЕЛЯ ПО ТОЛЩИНЕ С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Е.С. Шамсутдинова¹, А.В. Смирнов¹, В.И. Анисимкин¹, И.Е. Кузнецова¹

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: shes1996@bk.ru

Изучение агрегатного состояния воды было исследовано многими методами [1 - 6]. Однако большую часть мирового океана занимают солёные воды, содержащие хлориды натрия и калия. Морской лёд уже был изучен [20]. В данной работе с помощью акустического метода были изучены характеристики фазового перехода для дистиллированной воды (H₂O) и одномолярного водного раствора хлорида никеля (NiCl₂).

В эксперименте использовалось акустическое устройство, состоящее из двух пар керамических преобразователей продольных объемных волн с рабочей частотой 13 МГц и диаметром 9 мм и кюветы из плавленого кварца. С его помощью исследовались скорости распространения акустического сигнала в жидких и твердых растворах. Изменение скорости прохождения акустического сигнала для продольных волн показывало в каком агрегатном состоянии находится раствор. Из-за более сильного взаимодействия молекул в твердых телах скорость продольной звуковой волны во льду выше, чем в воде. Скорость акустического сигнала рассчитывалась по формуле: $v = \frac{L}{t}$, где L – расстояние между стенками кварцевой кюветы 2.97 мм, $t = t_{\text{ж}} - t_{\text{кварц}}$ – время распространения акустического сигнала, $t_{\text{кварц}} = \frac{L_{\text{кварц}}}{v_{\text{кварц}}}$ – время распространения сигнала в двух кварцевых стенках толщиной L = 2 мм со скоростью $v_{\text{кварц}} = 5960$ м/с для продольной объемной акустической волны.

На первом этапе в кювету заливалась вода, с помощью продольных преобразователей и анализатора цепей Agilent E5061B определялись скорости прохождения акустических объемных волн в верхней и нижней части объема жидкости. Затем вода замораживалась и скорости определялись повторно. Те же измерения производились с одномолярным раствором хлорида никеля.

На рисунке 1 представлены временные зависимости $S_{12}(t)$ величины поглощения акустической волны. В силу наибольшей скорости распространения первым на характеристике $S_{12}(t)$ появлялся сигнал электромагнитной наводки (рисунок 1). За ним с задержкой t фиксировался более медленный сигнал акустической волны. При образовании льда сигнал $S_{12}(t)$ скачкообразно сдвигается в область меньших задержек, т.к. $V_{\text{тв.т.}} > V_{\text{ж.}}$ и $t_{\text{тв.т.}} < t_{\text{ж.}}$. Задержка сигнала t соответствовала скорости продольной волны во льду $V_{\text{тв.т.}}$. Для исследования неоднородности льда по толщине брали 2 пары преобразователей. Первая пара крепилась в верхней части кварцевой ячейки, вторая пара крепила ниже на 3 см. Таким образом получали значения скоростей продольных волн в жидкости и твердом теле вверху $V_{\text{тв.т.-верх}}$ и внизу $V_{\text{тв.т.-низ}}$ ячейки. Результаты измерения скорости для жидкости не отличаются по толщине/глубине в пределах погрешности. Результаты измерений представлены на рисунке 1 и в таблице 1.

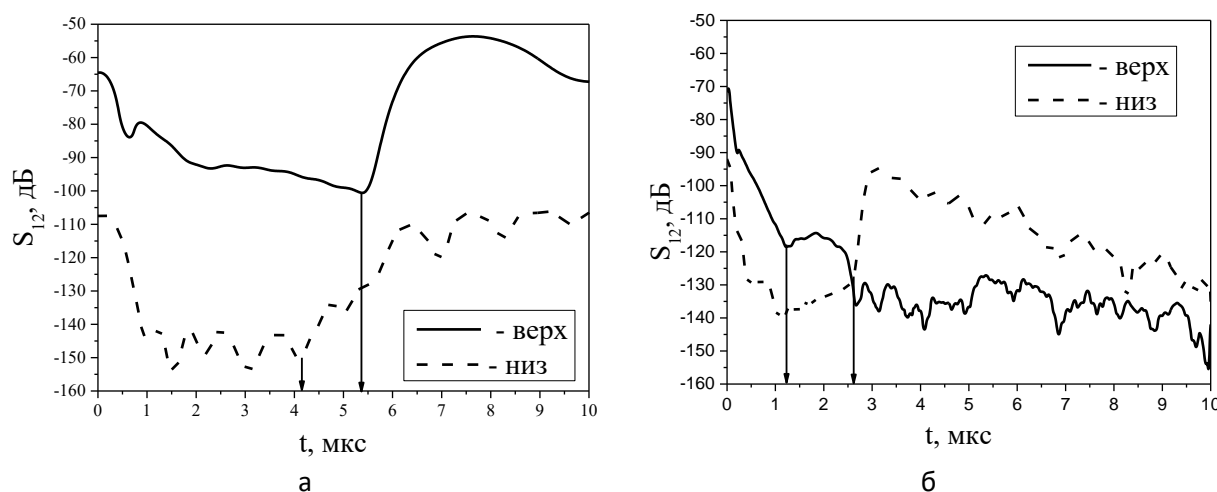


Рисунок 1. Временные зависимости величины $S_{12}(t)$ для продольной объемной волны в водном льду (а) и твердом водном растворе хлорида никеля (б)

Таблица 1. Результаты измерения скоростей продольных объемных волн в воде и одномолярном водном растворе хлорида никеля в различных агрегатных состояниях.

Вещество	$V_{ж}$, м/с	$V_{тв.т.-верх}$, м/с	$V_{тв.т.-низ}$, м/с
H ₂ O	1520 ± 50	4700 ± 100	4200 ± 100
NiCl ₂ + H ₂ O	1170 ± 50	3500 ± 100	1400 ± 100

В результате эксперимента выяснено, что скорость распространения акустической волны во льду больше, чем в жидкости. Это связано с возникновением кристаллической структуры материала. Скорости распространения продольной объемной акустической волны в водном льду сверху и снизу различаются на 10%, что может быть связано с различием кристаллической структуры льда [7]. В случае с одномолярным водным раствором хлорида никеля скорости в кристаллизованном материале сверху и снизу отличаются более чем в 2 раза. Данное различие может быть объяснено различием кристаллической структуры на поверхности и в глубине вещества. Также причиной может быть точка эвтектики, в таком случае примесь в виде NiCl₂ будет неоднородна распределена по всей толщине льда.

Таким образом с помощью продольных объемных акустических волн возможно определение агрегатного состояния, измерение ряда акустических характеристик и оценка однородности среды по толщине.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 20-19-00708П.

Библиографический список

1. M. Li, J. Zhang, H. Niu, Y.K. Lei et al. // The Journal of Physical Chemistry Letters 13(36) (2022) 8601-8606
2. Y. Wang, Y. Wang, W. Li, D. Wu et al. // Ultrasonics 126 (2022) 106804
3. G. Li, N. Li, Y. Bai, N. Liu et al. // Computers and Geotechnics 118 (2020) 103357
4. W. Zhu, Y. Huang, C. Zhu, H.H. Wu et al. // Nature communications 10(1) (2019) 1925
5. E. Parandi, M. Pero, H. Kiani // Discover Food 2(1) (2022) 6.
6. M. Shokr, Y. Ye // Ocean-Land-Atmosphere Research 2 (2023) 0006
7. Gao H., Rose J. L. // IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control. – 2009. – Т. 56. – №. 2. – С. 334-344.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СВЕТОДИОДНОЙ МАТРИЦЕ

А.Д. Шуравин^{1,2}, А.М. Ходаков¹, И.В. Фролов^{1,3}

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

²АО «Ульяновский механический завод»

³Ульяновский государственный технический университет

E-mail: <http://www.ulireran.ru/>

Светодиодная матрица представляет собой сложную систему с точки зрения протекающих теплофизических процессов. В ней действуют различные механизмы теплоэлектрической обратной связи, приводящие к существенно неоднородному распределению температуры, как в самих светодиодах, так и в элементах конструкции светоизлучающих устройств, что является причиной критических значений термомеханических напряжений и деформаций в элементах структуры устройства, приводящих к отказу прибора. Разработчики светодиодных матриц пытаются свести к минимуму риски данных факторов отказов. Поэтому разработка и совершенствование моделей и методик расчета теплоэлектрических свойств многокристалльных светодиодных систем является важной и актуальной задачей. Однако при построении тепловых моделей светодиодных источников излучения чаще всего используется принцип теплоэлектрической аналогии: эквивалентная тепловая схема устройства представляется в виде цепи из параллельных RC звеньев, что не позволяет учесть наличие различных механизмов теплоэлектрической обратной связи.

В настоящей работе представлена тепловая модель светодиодной матрицы, математическое описание которой состояло из уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями и уравнения теплоэлектрической обратной связи. Решение задачи проводилось с помощью разработанной программы, включающей в себя обращение к программной среде COMSOL Multiphysics. В качестве объекта исследований была выбрана светодиодная матрица GW P9LT31.EM фирмы Osram мощностью 10 Вт, состоящая из 10 светодиодов. Было получено распределение температуры по структуре прибора. При экспериментальной верификации модели контроль температуры кристаллов многокристалльных светодиодных устройств проводился на разработанном в УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН измерительном комплексе. Принцип его работы основан на измерении температурной зависимости интенсивности излучения кристалла при его разогреве импульсом электрического тока.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Сенсор-2»

Библиографический список

1. Sergeev V.A., Khodakov A.M. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2015, V 60, No. 12. P. 1328.
2. Сергеев В.А., Ходаков А.М. Нелинейные тепловые модели полупроводниковых приборов. – Ульяновск: УлГТУ, 2012.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМОННЫХ МОД В ГРАФЕНОВОМ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРАХ

К.В. Машинский¹, В.В. Попов¹, Д.В. Фатеев^{1,2}

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

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

E-mail: konstantin-m92@yandex.ru

Двумерные (2D) плазмоны можно использовать для локализации и усиления электромагнитного поля в терагерцовых устройствах [1]. Графен – перспективный материал для создания 2D электронного газа [2]. Его характеризуют высокая подвижность носителей заряда [3] и время релаксации импульса носителей заряда, достигающее 10 пс при комнатной температуре [4].

Рассмотрено возбуждение плазмонов в графеновом прямоугольнике со сторонами w (в направлении оси OX) и l (в направлении оси OY). Линейно поляризованная в плоскости XOZ электромагнитная волна нормально падает на плоскость XOY , содержащую графеновый прямоугольник и разделяющую два полупространства с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = 12.6$.

Исследована зависимость спектра сечения поглощения плазмонных резонансов от длины графенового прямоугольника l при ширине $w = 1$ мкм. С использованием электродинамического подхода, основанном на методе интегрального уравнения, построен спектр нормированного сечения поглощения в зависимости от длины графенового прямоугольника l (рис. 1, а). Частотные зависимости плазмонных резонансов на рис. 1, а, удобно оценивать используя электростатическое приближение. Дисперсия двумерного незранированного плазмона в модели идеального отражения плазмонов от ребер прямоугольника имеет вид $\omega = e\sqrt{\varepsilon_F q / (\varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2))} / 2\pi\hbar$, $q = \pi\sqrt{p_x^2/w^2 + p_y^2/l^2}$, где ω – частота падающей волны, e – заряд электрона, ε_F – энергия Ферми носителей заряда, ε_0 – электрическая постоянная, ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости двух полупространств, q – волновое число, $p_x, p_y \in \mathbb{N}$ – индексы квантования волнового числа q вдоль осей OX и OY . Рисунок 1, б демонстрирует дисперсии незранированных плазмонов, идеально отражающегося от границ прямоугольника с квантовыми числами (p_x, p_y) – снизу вверх (1,0), (1,2), (1,4), (1,6), (3,0), (3,2) и (3,4).

Для каждой из точек, отмеченных на рисунке 1, а, вычислены пространственные распределения плотности заряда в прямоугольнике в плазменном колебании в момент максимального размаха колебаний. Как видно на рисунке 1, в (точка $l = 30$ мкм, квантование (1,0)), заряды колеблются, преимущественно, вдоль направления оси OX . Заряды на противоположных краях, вдоль оси OX , имеют разные знаки, а колебание имеет один узел. Этот плазмонный резонанс соответствует возбуждению фундаментальной плазмонной моды с большим дипольным моментом, возбуждаемый падающей волной, поляризованной вдоль направления оси OX .

а)

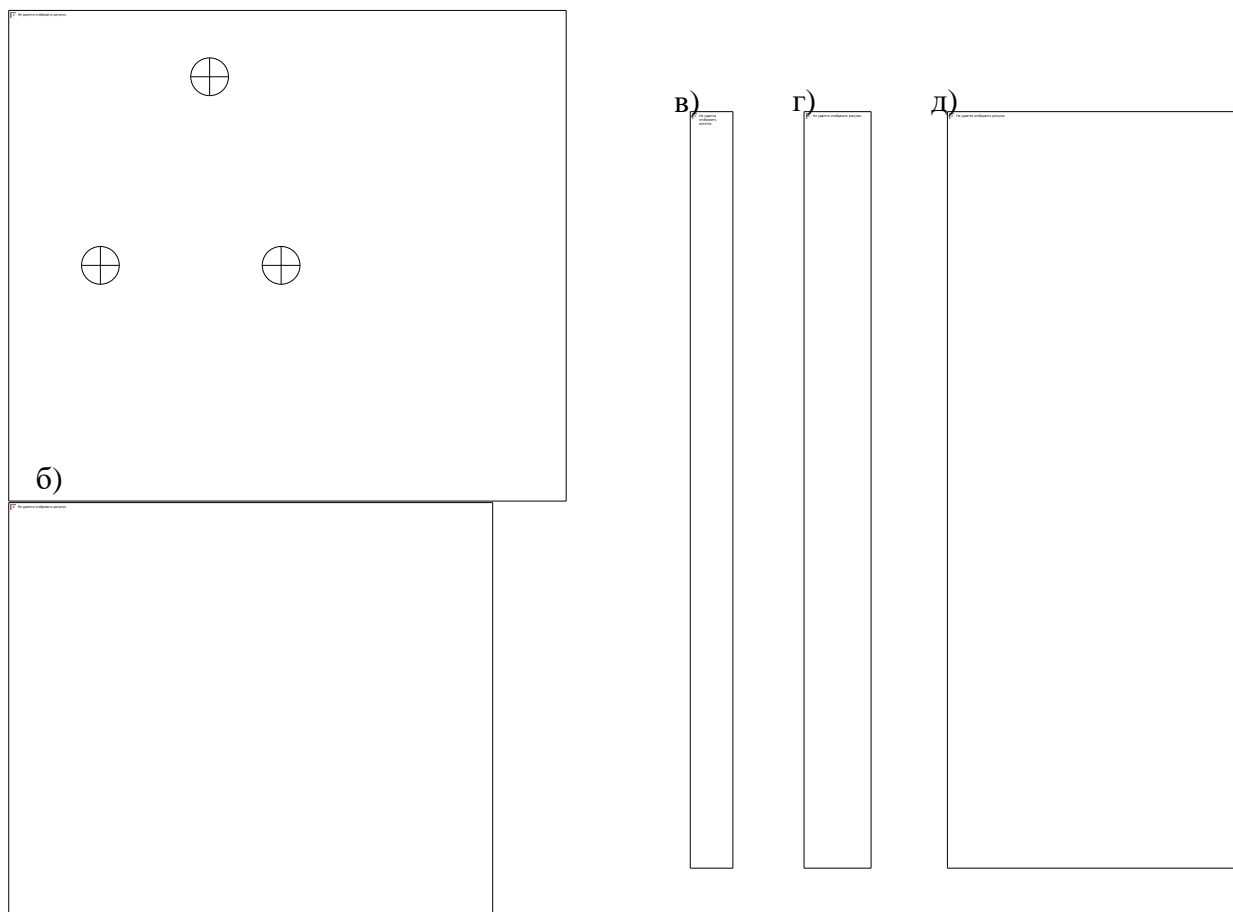


Рис. 1. Спектр нормированного сечения поглощения в зависимости от длины графенового прямоугольника (а). Дисперсия незранированного плазмона, идеально отражающегося от границ прямоугольника (б). Распределение плотности заряда в графеновом прямоугольнике для резонансных кривых при $l = 30$ мкм (в), $l = 20$ мкм (г), $l = 5$ мкм (д).

Рассмотрим рисунок 1, г (точка $l = 20$ мкм, квантование (3,0)). Заряды на противоположных краях, вдоль оси OX , имеют разные знаки, а колебание имеет три узла поперек полоски. Это второй плазмонный резонанс с большим дипольным моментом

Плазмон, представленный на рисунке 1, д (точка $l = 5$ мкм, квантование (1,2)), в котором заряды колеблются как вдоль оси OX , так и вдоль оси OY . Видно четное число пучностей волны вдоль оси OY , что говорит о слабом дипольном моменте y -направленной компоненты плазменной волны в случае x -поляризованной падающей волны. Так же, видны максимумы плотности заряда на углах графенового прямоугольника, связанные с накоплением заряда «на острие».

Работа поддержана грантом РФФ № 22-19-00611.

Библиографический список

1. Popov V.V. // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*. 2011. V. 32. P. 1178.
2. Koppens F.H.L, Chang D.E., de Abajo F.J.G. // *Nano Lett*. 2011. V. 11(8). Pp. 3370-3377.
3. Mayorov A.S., Gorbachev R.V., Morozov S.V. et al // *Nano Lett*. 2011. V. 11. P. 2396.
4. Tamura K., Tang C., Ogiura D., Suwa K. et al // *Appl. Phys. Lett*. 2022. V. 7. P. 126101.

ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ГРАФЕНА НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

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

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: FateevDV@yandex.ru

Двумерный материал графен привлекает к себе внимание благодаря уникальным свойствам, возникающим из-за линейного дираковского спектра носителей заряда [1,2]. Одним из перспективных направлений применения графена является терагерцовая (ТГц) оптоэлектроника [3]. В частности, графен предлагается использовать в (ТГц плазмонике, поскольку величины времени релаксации импульса электронов позволяют эффективно возбуждать ТГц плазмонные резонансы в графене [4]. Транспорт электронов в графене в нижней части ТГц диапазона проявляет характерные гидродинамические свойства, такие как вязкость двумерной электронной жидкости [5].

В данной работе исследован новый физический механизм усиления однородных ТГц электрических колебаний в одиночном листе графена, в котором течёт постоянный электрический ток. Рассмотрен случай сонаправленных ТГц электрического поля и постоянного электрического тока в графене. Взаимодействие электрического поля со свободными носителями зарядами в графене рассмотрено в гидродинамическом приближении.

Решение линейных гидродинамических уравнений позволяет записать выражение для линейной проводимости графена в гидродинамическом приближении для сонаправленных ТГц электрического поля стационарного дрейфа носителей заряда с учетом влияния постоянного электрического поля на осциллирующие гидродинамические переменные [6]. В самом простом случае, сохраняя возможность неустойчивости решений, проводимость графена может быть записана для случая однородного осциллирующего электрического поля. в условиях нормального падения поперечной электромагнитной волны на графен

$$\sigma^{(0)}(\omega) = i \frac{e^2 n_0^2}{\rho_0} \frac{-2v_F^2 \omega + u^2 (3i\gamma + 2\omega)}{\omega^2 (u^2 - 2v_F^2) + 3u^2 \gamma^2 - i2\gamma\omega (u^2 + v_F^2)}, \quad (1)$$

где n_0 - концентрация электронов; ρ_0 - массовая плотность электронов; v_F - скорость Ферми, γ - время релаксации, u - скорость дрейфа электронов.

Поглощение или рост энергии электрических колебаний описывается законом Джоуля -Ленца $\langle Q \rangle = 0.5 j_1^* E_{x1} = 0.5 \text{Re} \sigma(\omega) |E_{x1}|^2$, при этом отрицательные значения $\langle Q \rangle < 0$ соответствуют режиму усиления колебаний. Режим усиления возникает при отрицательной действительной части проводимости. Типичная зависимость проводимости графена $\sigma^{(0)}(\omega)$ (1) от скорости дрейфа показана на рис. 1.

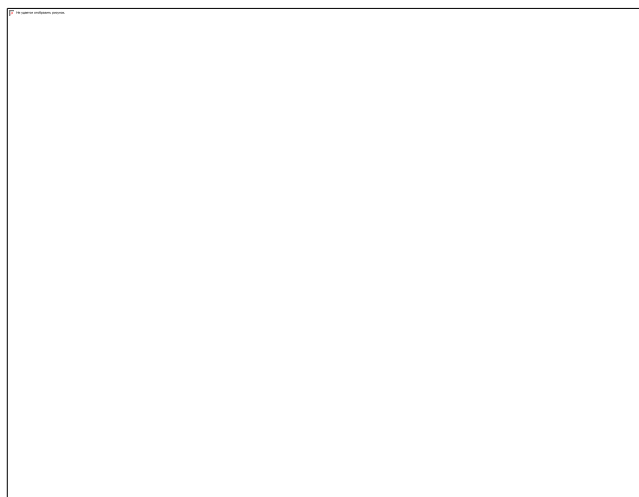


Рис. 1. Зависимость действительной и мнимой частей проводимости графена от скорости дрейфа носителей заряда при отсутствии пространственной дисперсии. Параметры: $\omega = 2\pi \times 0.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\tau = 0.03 \text{ ps}$.

Решение гидродинамических уравнений динамики носителей заряда в графене в пределе нулевых волновых векторов позволяет представить амплитуду колебаний линейной скорости электронов как

$$v_1^{(0)} = -\frac{en_0}{\rho_0(\gamma - i\omega)} E_{x1} - \frac{u}{\rho_0} \rho_1^{(0)}. \quad (2)$$

где E_{x1} – амплитуда колебаний электрического поля в направлении x , $\rho_1^{(0)}$ – амплитуда колебаний плотности массы электронов. В выражении (2) именно слагаемое $u\rho_1^{(0)} / \rho_0$ приводит к возможности совпадения фаз колебаний линейной скорости электронов и действующего электрического поля (при этом плотность тока и электрическое поле колеблются в противофазе), что приведет к отрицательной проводимости и, соответственно, к росту амплитуды колебаний.

Заметим, что механическим аналогом действующей периодической реактивной силы может считаться человек, раскачивающийся на качелях. Аналогом периодически изменяющейся массы в этом случае будет момент инерции человека и качелей. Причем своевременное изменение фазы колебаний момента инерции приведет к раскачиванию качелей.

Работа поддержана грантом РФФИ № 22-19-00611.

Библиографический список

1. V. Ryzhii, T. Otsuji, and M. Shur // Appl. Phys. Lett. 116, 140501 (2020).
2. M. Shur, G. Aizin, T. Otsuji, and V. Ryzhii // Sensors 21, 7907 (2021).
3. X. Li, L. Tao, Z. Chen, H. Fang, X. Li, and X. Wang // Appl. Phys. Rev. 4, 021306 (2017).
4. M. Y. Morozov, V. V. Popov, and D. V. Fateev // Sci. Rep. 11, 11431 (2021).
5. D. A. Bandurin, I. Torre, R. K. Kumar, M. Ben Shalom, A. Tomadin, A. Principi, G. H. Auton, K. S. Novoselov, I. V Grigorieva, L. A. Ponomarenko, A. K. Geim, and M. Polini // Science 351, 1055 (2016).
6. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev // Phys. Rev. B 103, 195430 (2021).

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$

Т.В. Богданова^{1,2}, Д.В. Калябин^{1,3}, А.Р. Сафин^{1,4}, С.А. Никитов^{1,2,5}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11с7, Москва, 125001,

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701,

³Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ), ул. Мясницкая, д. 20, 101000,

⁴Национальный исследовательский университет МЭИ, ул. Красноказарменная, 14с1, Москва, 111250,

⁵Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского (СГУ), ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

E-mail: bogdanova.tv@phystech.edu

В настоящее время рассматривается возможность расширения диапазона рабочих частот электронных устройств за счет применения новых материалов с использованием достижений спинтроники и магноники [1,2]. В частности, использование свойств антиферромагнитных материалов, таких как сверхбыстрая спиновая динамика между магнитными подрешетками, дает возможность разработки устройств обработки сигналов терагерцового (ТГц) диапазона частот [2-4]. Также интерес представляет возможность управления резонансными свойствами АФМ-структуры с помощью упругих напряжений [5-7]. Однако остается открытым вопрос о влиянии механических деформаций на антиферромагнитную моду, частота которой намного выше, чем у ферромагнитной моды (рис. 1, а).

В данной работе теоретически рассматривается влияние внешнего давления и магнитного поля на резонансную частоту объемного антиферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Для определения равновесного состояния необходимо решить задачу минимизации энергии антиферромагнетика, записанной в сферических координатах (рис. 1, б), и подставить равновесные углы в уравнение динамики для вектора \mathbf{s} :

$$\frac{d^2 s^2}{dt^2} - \gamma(l_0 \cdot H) \cdot \left[l_0 \times \frac{ds}{dt} \right] - \gamma^2 [s \times H_D](l_0 \cdot H) + 2\gamma^2 M_0 H_E \beta_1 s(l_0 \cdot n)^2 + \gamma^2 s(l_0 \cdot H)^2 - \quad (1)$$

$$- 16M_0^2 \varepsilon p_x \gamma^2 \frac{\delta_{12} - \delta_{11}}{c_{11} - c_{12}} ((l_0 \cdot l_x) - (l_0 \cdot l_y)) s + 16\gamma^2 \varepsilon M_0^2 \beta' (s(l \cdot e_x)^5 + s(l \cdot e_y)^5) = 0,$$

где M_0 - намагниченность насыщения, \mathbf{s} -динамическая часть вектора антиферромагнетизма, γ - гиромагнитное отношение, H - внешнее магнитное поле, H_D - поле Дзялошинского-Мории, H_E - обменное поле, ε - постоянная однородного обмена, β_1, β' - константы анизотропии второго и шестого порядка, δ - магнитоупругие константы, C - упругие константы и p_x - внешнее давление на структуру. Для того, чтобы найти собственные частоты колебаний, необходимо решить уравнение (1). Из него получим решение, показанное на рис.1, с. При вращении направления магнитного поля в плоскости образца частота верхней моды имеет периодический вид, показано на рис.1, d. При давлении или растяжении резонансная частота будет меняться, согласно рис. 1, е.

В данной работе исследовалось влияние внешних параметров (давление и постоянное магнитное поле) на частоту антиферромагнитного резонанса для α - Fe_2O_3 . Представлена общая модель динамики антиферромагнитного вектора и вывод уравнений для частот однородного АФМ-резонанса. Полученные результаты могут быть использованы при разработке устройств формирования и обработки сигналов в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах частот.

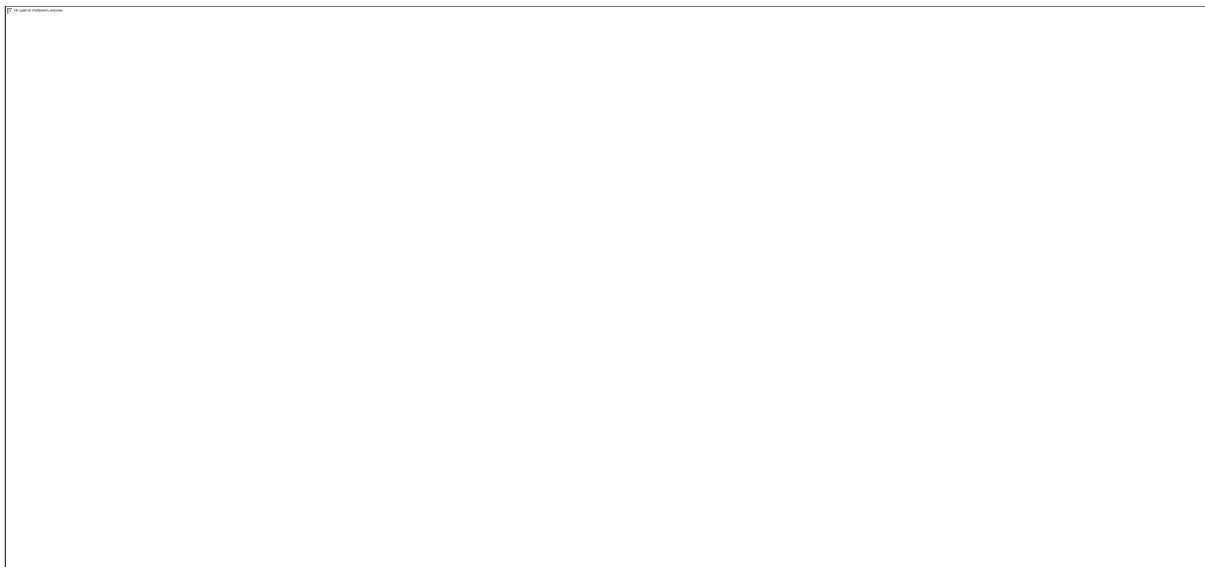


Рис. 1. (а) Схематическое изображение оказываемого на структуру давления. (б) Представление векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} в сферических координатах. (с) Зависимость частот антиферромагнитного резонанса для α - Fe_2O_3 от внешнего магнитного поля для разных ориентаций магнитного поля. (d) Зависимость частоты антиферромагнитного резонанса от угла вращения направления внешнего магнитного поля. (е) Зависимость частоты антиферромагнитного резонанса от внешнего давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (Грант №19-19-00607-П).

Библиографический список

1. *Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J.Phys.D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001.*
2. *Nikitov S. A., Kalyabin D. V., Lisenkov I. V. et al. // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 1002.*
3. *Nikitov S. A., Safin A. R., Kalyabin D. V. et al. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 945.*
4. *Danrong X., Jiang Y., Shi K., et al // J. Appl. Phys. 2022. V. 2. P. 522.*
5. *Dikshtein I.E., Tarasenko V.V., Shavrov V.G. // Solid State Physics. 1974. V. 16. P. 404.*
6. *Khitun A., Bao M., Wang K.-L. // J. Superlattices and microstructures. 2009. V. 47 P. 464.*
7. *Tiercelin N., Preobrazhensky V., BouMatar O., et al. // SPIE Nano. + Eng. 2017. V. 10357. P. 64.*

Содержание

М.А. Зарудная, Л.А. Аблаева, А.Б.Адилова, Н.М. Рыскин Влияние запаздывания на взаимную синхронизацию мощных гиротронов, связанных с задержкой	6
О.Р. Абрамов, Р.А. Торгашов Разработка конструкции вакуумного окна для миниатюрной ЛБВ W-диапазона.....	8
Н.А. Агейкин, В.И. Анисимкин, А.В. Смирнов Радиационные потери акустических волн Лэмба в пластинах с невязкой непроводящей жидкостной нагрузкой	10
А.Б. Адилова А.Г. Рожнев Н.М. Рыскин Численное моделирование нелинейных процессов в мощном гиротроне диапазона 170 ГГц	13
М.П. Алёшин, Д.Н. Бухаров, С.М. Аракелян Моделирование профиля дендритной структуры высокоэнтропийного сплава AlCrFeCoNiCu	15
А.А. Андреев, И.В. Хайрушев, Б.В. Сергеева, Е.А. Рябов, В.Н. Гусятников Применение SVM-алгоритма для определения диэлектрической проницаемости пластиков в X-диапазоне.....	17
В.В. Балаева, О.В. Матвеев, М.А. Морозова Распространение спиновых волн в мультиферроидном кристалле	19
М.И. Балакин, П.В. Купцов, Л.В. Тюрюкина Запаздывание в электронном автогенераторе с насыщением, обеспечиваемым параметрическим распадом: сложная динамика и хаос	20
П.В. Барков, О.Е. Глухова Физические явления в тонких пленках дырчатого графена, функционализированного COOH-группами, при взаимодействии его поверхности с молекулами воды.....	22
А.С. Бир, Д.В. Романенко, С.В. Гришин Бикомпонентные магнотронные квазикристаллы.....	24
А.В. Богомолова, Д.В. Романенко, С.В. Гришин Светлые солитоны огибающей в тонких пленках антиферромагнитного полупроводника со свойствами левой среды.....	26
А.А. Бурцев, А.А. Невзоров, А.В. Киселев, М.Е. Федянина, В.В. Ионин, Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Лотин Перестраиваемые оптические элементы на основе фазоизменяемых материалов	28
В.В. Ионин, А.А. Бурцев, А.В. Киселев, Н.Н. Елисеев, В.А. Михалевский, А.А. Невзоров, А.А. Лотин Описание процесса магнетронного напыления на основе модели совместного распыления	30
А.В. Киселев, А.А. Бурцев, В.В. Ионин, К.В. Лопухин, В.В. Балашов, А.А. Лотин Распределение дефектов в поликристаллической прозрачной керамике.....	32
М.С. Чугунова, А.А. Бурцев, С.А. Черобыло, А.А. Лотин Решение уравнения теплопроводности методом клеточных автоматов	34

Д.Н. Бухаров Термодиффузионная модель системы нанокластеров теллурида свинца.....	36
М.Ю. Васильков, И.Н. Михайлов, О.Ю. Киреева, М.А. Соломатин, А.С. Варезников, И.А. Плугин, В.В. Сысоев, Н.М. Ушаков Температурная зависимость хеморезистивных свойств квазиодномерного слоя оксида меди (II) по отношению к парам летучих органических веществ	38
А.М. Вахлаева, Ю.М. Ишбулатов, А.С. Караваяев, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров Математическая модель сигнала фотоплетизмограммы для апробации методов анализа сигналов биологической природы	41
С.Ю. Гаврилов, Н.В. Гультиков, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк Оптимизация роста гетероструктур с квантовой ямой InGaAs в диапазоне длин волн 940-980 нанометров, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии.....	42
Ф.Е. Гаранин, В.А. Губанов, А.В. Садовников Связанные спиновые волны в нерегулярных магнонных структурах на основе латеральных ЖИГ микроволноводов с изменяющейся шириной.....	44
Ф.Е. Гаранин, А.Б. Хутиева, М.В. Ломова Распространение спиновых волн в полимерных планарных упорядоченных микрорезервуарах с магнитными минеральными микросферами	46
А.В. Гнусарев, А.Ю. Мирошниченко Двухззорный клистронный фотонно-кристаллический резонатор с дополнительными планарными резонансными элементами	48
А.А. Грачев, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников Формирование режимов дискретной дифракции спиновых волн, создаваемых лазерным нагревом в магнонном микроволноводе	50
А.А. Грачев, С.А. Одинцов, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников Невзаимность спиновых волн в асимметричной трёхмерной магнонной структуре	51
Н.В. Григорьева, Н.М. Рыскин Теоретический анализ синхронизации гиротрона при воздействии внешнего гармонического сигнала	52
В.А. Губанов, А.В. Садовников Влияние локального лазерного нагрева на распространение спиновых волн в структуре типа «U-образный» волновод.....	54
А.А. Дворцов, А.В. Савин Исследование скорости диффузии в фазовом пространстве отображения-мультипаутины	55
В.Б. Байбурин, В.А. Киркица, В.М. Дорошенко, А.А. Никифоров, В.В. Комаров, М.И. Балакин Факторы, влияющие на процесс СВЧ-стерилизации медицинских инструментов	57
М.В. Елисов Моделирование фото- бета-преобразователя с распределённым сопротивлением	59
И.А. Емелин, А.Ю. Мирошниченко, П.Д. Шалаев Пространственно-развитая замедляющая система типа петляющий волновод для многолучевых ламп бегущей волны	62

М.О. Журавлёв, А.Е. Руннова, А.Р. Киселев, О.М. Драпкина Автоматизированный метод для выделения сердечного ритма из сильно зашумленных записей ночного мониторинга сна	64
А.С. Акимова, М.А. Симонян, О.С. Панина, А.Е. Руннова Исследование межполушарных различия на электроэнцефалограмме у доношенных и поздних недоношенных новорожденных в первые дни постнатальной жизни	66
И.В. Ивлиева(Перетокина), А.А. Мещерякова, Л.М. Бабков, В.В. Сорокин Строение и колебательные спектры метилзамещенных пиридо[1,2-а]пиримидиновых систем.....	68
Е.В. Иргискин, В.А. Царев, А.Ю. Мирошниченко Исследование двухзонального двухчастотного резонатора.....	70
Ю.М. Ишбулатов, А.М. Вахлаева, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров Классификация фаз сна с помощью полносвязной спайковой нейронной сети	72
А.А. Казанков, И.В. Фролов, В.А. Сергеев Люминесценция светодиодных структур в режиме электрического пробоя.....	73
А.Д. Калачев, В.А. Царев Повышение коэффициента полезного действия низковольтного многолучевого клистрона Ку-диапазона	75
Т.Я. Каратышова, К.Ю. Пресняков, Н.А. Бурмистрова, М.В. Гавриков, О.А.Х. Хассун, А.Ж.К. Аль-Алвани, В.Н. Миронюк, Е.Г. Глуховской Проводящие свойства плёнок Ленгмюра-Блуджетт на основе полианилина	77
Н.А. Клычков, Д.В. Курмашева Газо – и фоточувствительные свойства нанокompозитов на основе SnO ₂ – ZnO	79
Н.А. Клычков, Д.В. Курмашева Влияние донорной примеси на газочувствительность пленок SnO ₂	82
Е.Е. Колесниченко Компьютерное моделирование электродинамических характеристик замедляющих систем лестничного типа для ЛБВ миллиметрового диапазона.....	84
П.С. Комков, С.В. Гришин Генерация коротких импульсов и аналогов волн-убийц в многосвязанных параметрических осцилляторах Вышкинд-Рабиновича.....	86
Н.В. Короневский, И.В. Хайрушев, А.А. Андреев, Б.В. Сергеева Влияние концентрации коллоидного раствора наночастиц магнетита на процесс их загрузки в минерализованные карбонатом кальция волокна поликапролактона	88
А.А. Зенкина, А.С. Белоусова, С.В. Аверин, В.М.Котов Фурье-обработка оптических изображений по нескольким независимым каналам	90
Л.А. Кочкуров Исследование проводимости двухфазной решетки: теория и компьютерное моделирование	92

Л.А. Кочкуров Исследование стохастической лазерной генерации в сильно рассеивающих наноструктурированных системах с добавлением флуорофоров.....	95
Л.А. Кочкуров Экспериментальное исследование температурных эффектов в растворах органических красителей.....	98
П.В. Купцов Синхронизация и бистабильность в системе спин-трансферных осцилляторов с полевой связью	100
А.В. Курбако, Е.В. Навроцкая, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров Синхронизация мемристивно связанных электронных генераторов Фитцхью-Нагумо.....	102
А.С. Абрамов, В.А. Лапин, Д.И. Семенцов Распространение модулированной волны в активном неоднородном световоде	104
А.П. Марков, А.Л. Филатов Экспериментальная модель М 1:20000000 для исследования резонанса Шумана.....	106
А.А. Мартышкин, А.А. Грачев, А.В. Садовников Распространение спиновых волн в системе латерально связанных интерферометров	108
Р.В. Маслий, А.Б. Хутиева, А.В. Садовников Эффекты пространственного распределения мощности спин-волнового сигнала в системе ортогональных ЖИГ волноводов	110
В.Н. Миронюк, Д.В. Ткачев, М.В. Гавриков, Т.Я. Каратышова, О.А.Х. Хассун, А.Ж.К. Аль-Алвани, А.И. Смирнова, Н.В. Усольцева, Е.Г. Глуховской Влияние рН водной субфазы на свойства плавающих слоев лентгмюра и пленок на твердых подложках производных порфирина.....	112
Р.А. Щипцов, Д.В. Курочкин, А.В. Митин, А.И. Михайлов Влияние времени жизни неравновесных носителей заряда на особенности ганновской и рекомбинационной неустойчивостей тока в структурах полуизолирующего арсенида галлия.....	113
Н.В. Шпак, А.В. Митин, А.И. Михайлов Влияние ширины области локализованного оптического воздействия на особенности ганновской неустойчивости тока в структурах полуизолирующего арсенида галлия.....	115
И.Н. Михайлов, Е.В. Ушакова, С.С. Волчков, Д.А. Зимняков Влияние длины оптоволоконного патч-корда на регистрацию интенсивности флуоресценции методом низкокогерентной рефлектометрии	117
И.М. Моисеенко, Д.В. Фатеев Усиление ТГц плазменных волн в периодической структуре с двумя слоями графена.....	119
И.М. Моисеенко, Д.В. Фатеев, В.В. Попов Преобразование поляризации терагерцового излучения в графене с косым дрейфом носителей заряда	121
И.А. Навроцкий Электронно-оптические системы вакуумных усилителей суб-ТГц диапазона	123
И.Д. Несмелов, П.В. Купцов Применение нейронных сетей для выявления синхронных осцилляций на примере системы связанных отображений Эно...	125

Д.В. Нефедов, Н.О. Шабунин Влияние электрического пробоя на морфологию углеродной пленки и ее автоэмиссионные свойства.....	127
Д.В. Нефедов, Н.О. Шабунин Тренировка углеродного автоэмиссионного катода импульсами тока микросекундной длительности.....	129
Ю.В. Никулин, С.Л. Высоцкий, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов, М.Е.Селезнев Влияние упругих напряжений на генерацию ЭДС при распространении поверхностной магнитостатической волны в структуре ЖИГ – платина.....	131
Д.А. Ножкин, А.В. Стародубов, В.В. Галушка Технология изготовления замедляющей системы для миниатюрной многолучевой ЛБВ W-диапазона ...	133
Д.А. Ножкин, А.А. Сердобинцев, И.О. Кожевников, В.В. Галушка, А.В. Стародубов Полноразмерный макет замедляющей системы меандрового типа на диэлектрической подложке: изготовление методом импульсной лазерной абляции и исследование морфологии и электродинамических характеристик	135
С.А. Одинцов, А.С. Пташенко, Е.Н. Бегинин, А.А. Амиров, Э.Г. Локк, А.В. Садовников Селекция спиновых волн в многослойных магнетонных кристаллах со слоем Fe-Rh.....	137
И.С. Ожогин, И.А. Чистяков, В.В. Галушка, А.А. Сердобинцев, И.О. Кожевников, А.В. Стародубов Исследование и разработка гибких радиоэлектронных компонентов на диэлектрической подложке.....	139
А.А. Петрунин, В.В. Шунаев, О.Е. Глухова Двумерные пленки на основе нанокмполитов графен/Li ₄ Ti ₅ O ₁₂ и углеродная нанотрубка/Li ₄ Ti ₅ O ₁₂ как перспективный материал для литий-ионных аккумуляторов: результаты моделирования ab initio.....	141
О.С. Поликарпова, М. Черкасский, А.Б. Хутиева, А.В. Садовников Дисперсионные характеристики нутационных спиновых волн	143
А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, А.В. Садовников Формирование запрещенных зон в слоистой структуре магнетонный кристалл–ферромагнитная пленка.....	145
А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, Е.И. Саломатова, А.В. Садовников Управление распространением спиновых волн в структуре YIG/FeRh.....	147
Н.А. Алексеева, И.П. Медведков, В.И. Роговин, Ф.П. Разуваев, И.А. Чистяков Проектирование ЛБВ спутниковой связи Ku-диапазона и сопоставление теории с результатами экспериментальных измерений.....	149
В.А. Разуков, Л.А. Мельников, П.В. Купцов Исследование влияния физических параметров системы на генерацию солитонных импульсов в волоконном резонаторе	151
Д.В. Романенко, С.В. Гришин Когерентный резонанс в управляемом шумом хаотическом спин-волновом автогенераторе.....	153
А.А. Ростунцова, Р.А. Торгашов, Н.М. Рыскин Замедляющие системы на основе метаматериала для ЛБВ-усилителя субтерагерцевого диапазона.....	155

Е.Е. Дрождева, А.О. Сельский, Д.Д. Суетенкова Устойчивые режимы пространственной динамики в электрической активности головного мозга у пациентов с зубочелюстными аномалиями	157
Е.А. Рябов, Д.Н. Браташов, Е.С. Прихожденко Математическое моделирование оптических спектров поглощения наночастиц серебра.....	159
А.В. Голоколенов, Д.В. Савин Распространённость остаточной диффузии в системе - генераторе «стохастической паутины» при введении малой нелинейной диссипации.....	161
В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, А.С. Джумалиев, Ю.В. Никулин, Ю.А. Филимонов Ж-образные каналы спиновых волн, полученные декорированием поверхности железо-иттриевого граната областями из пермаллоя	163
А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич Динамика дискретных хаотического и гиперхаотического осцилляторов Ресслера.....	165
А.П. Кузнецов, Ю.В. Седова, Н.В. Станкевич Хаотический осциллятор Ресслера с адаптивным воздействием	167
М.Е. Селезнев, Ю.В. Никулин, В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, А.В. Кожевников, Г.М. Дудко, С.Л. Высоцкий, Н.А. Быстров, Ю.А. Филимонов Влияние тонкопленочных декораций из железа на спиновую накачку в микроструктурах ЖИГ/Pt	169
А.О. Сельский Анализ изменения тока в полупроводниковой сверхрешетке при флуктуациях проводящей минизоны.....	171
А.О. Сельский, Е.П. Емельянова, М.О. Журавлев Методика разметки стадий сна на основе рекуррентного анализа	173
А.П. Семёнов, Б.Д. Зайцев, А.А. Теплых, И.А. Бородина Определение вязкости и проводимости жидкости с помощью резонатора с продольным электрическим полем	175
В.В. Сказкина, К.А. Попов, А.С. Караваев Количественные оценки степени синхронизации элементов регуляции сердечно-сосудистой системы у больных Covid-19.....	177
М.М. Слепченков, Д.А. Колосов, О.Е. Глухова Влияние деформации на электронные свойства Ван-дер-Ваальсовых гетероструктур на основе борфена, нитрида галлия и оксида цинка.....	179
М.М. Слепченков, П.В. Барков, О.Е. Глухова Анализ электропроводных свойств графен-нанотрубных пленок при деформациях растяжения/сжатия: исследования <i>in silico</i>	181
А.А. Теплых, А.П. Семёнов, Б.Д. Зайцев, И.А. Бородина Оценка влияния жидкости на характеристики резонатора с радиальным электрическим полем	183
Ю.С. Тихонов, А.Д. Исаев, В.А. Иванов, А.Ю. Мирошниченко Исследование микрополоскового полосно-пропускающего СВЧ фильтра, выполненного по SIW-технологии	185

Р.А. Торгашов, А.Г. Рожнёв, Н.М. Рыскин Разработка замедляющей системы для двухлучевой ЛБВ W-диапазона	187
Н.А. Трунилин, Р.К. Яфаров Влияние плазменной обработки на электропроводность в низкоразмерных 2D углеродных гетероструктурах	189
М.И. Балакин, П.В. Купцов, Л.В. Тюрюкина Модификация модели Вышкинд-Рабиновича, полученная для автогенератора с насыщением, обеспечиваемым параметрическим распадом, с запаздыванием	191
Е.В. Ушакова, М.В. Алонова, С.С. Волчков, Д.А. Зимняков Мониторинг синтеза высокопористых полимерных матриц для биомедицинских применений с использованием анализа пространственно-временных спекл-текстур	193
И.В. Хайрушев, Б.В. Сергеева, А.А. Андреев, В.Н. Гусятников Возбуждение волн пространственного заряда в тонкопленочных структурах на основе полупроводников A_3B_5 и A_2B_6 полосковым барьером Шоттки	195
О.А. Hasson, А.А. Al-Alwani, М.А. Gavrikov, V.N. Mironyuk, Т.А. Karatyshova, Е.А. Glukhovskoy Properties of langmuir monolayers based on carbon nanotubes as a conductivity layers of solar cells	197
А.Б. Хутиева, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников Управление характеристиками спиновых волн в системе ЖИГ микроволноводов при изменении параметров дипольной связи	198
А.Б. Хутиева, М.В. Ломова, А.В. Садовников Метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии для жесткостных свойств раковых клеток <i>in vitro</i>	200
К.С. Чернозубкина, В.В. Галушка, А.В. Стародубов, В.Н. Титов, Н.М. Рыскин Использование 3D печати для быстрого прототипирования базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники миллиметрового диапазона	202
И.А. Чистяков, Н.А. Алексеева, В.С. Жалнин, А.Д. Калачев, Д.И. Кириченко, А.Д. Рафалович, В.И. Роговин, И.П. Медведков, Ф.П. Разуваев Особенности проектирования ламп бегущей волны X-, Ku- и K – диапазонов частот для спутниковых систем связи	204
И.А. Чистяков, В.Н. Титов Проектирование миниатюрной ЛБВ O-типа W-диапазона с ленточным электронным пучком и замедляющей системой типа «сдвоенная гребенка»	206
Н.О. Шабунин Влияние ускоряющего потенциала в процессе синтеза на проводимость углеродных пленочных гетероструктур	208
Е.С. Шамсутдинова, А.В. Смирнов, В.И. Анисимкин, И.Е. Кузнецова Изучение неоднородности кристаллизованных воды и водного раствора хлорида никеля по толщине с помощью акустического метода.....	210
А.Д. Шуравин, А.М. Ходаков, И.В. Фролов Моделирование тепловых процессов в светодиодной матрице	212

К.В. Машинский, В.В. Попов, Д.В. Фатеев Возбуждение плазмонных мод в графеновом конечных размеров.....	213
А.А. Шамарина, Д.В. Фатеев Инерциальные причины возникновения отрицательной дифференциальной проводимости графена на постоянном токе	215
Т.В. Богданова, Д.В. Калябин, А.Р. Сафин, С.А. Никитов Влияние давления на резонансные свойства объемного антиферромагнетика $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$	217

Научное издание

**«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»**

Сборник докладов XVIII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 12 – 14 сентября 2023 г.)

Издается в авторской редакции

Оригинал-макет подготовили *Д. В. Фатеев, А. А. Теплых*

дписано в печать 05.08. 2023. Формат А5. Бумага офсетная.
Гарнитура Times. Усл. печ. л. 14,18(15,0).
Тираж 100 экз. Заказ 39150.

Издательство “Техно-Декор”.
Саратов, Московская, 160.
Тел.: (8452) 77-08-48
t-d@list.ru sar-print.ru