

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 XII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 5 – 7 сентября 2017 г.)

Саратов
Издательство “Техно-Декор”
2017

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43
Н25

«Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез.
Н25 докл. XII Всерос. конф. молодых ученых. – Саратов: Изд-во “Техно-
Декор”, 2017. – 346 с. : Илл.
ISBN 978-5-9500428-1-2

В сборнике опубликованы материалы XII Всероссийской конференции молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Работы участников связаны с созданием метаматериалов, углеродных наноструктур, нанокompозитных материалов, фононных, магнонных 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:

доктор физ.- мат. наук *Е.П. Селезнев* (отв. редактор)
кандидат физ.- мат. наук *А.А. Теплых* (отв. секретарь)
инж. *И.Г. Мангушева*
инж. *О.Ю. Кондратьева*

*Конференция организована при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований,
Президиума Российской академии наук,
Саратовского отделения Института инженеров электроники и радиотехники
(IEEE /MTT/ED/AP/CPMT Saratov–Penza Chapter)*

УДК 517.9, 531.1
ББК 22.311я43

ISBN 978-5-9500428-1-2

© Саратовский филиал ИРЭ
им. В. А. Котельникова РАН, 2017

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

Н. И. Сеницын, д-р физ.-мат. наук, Саратовский филиал
ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 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
Кузнецов А.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Кузнецов С.П. – СФ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Саратов, Россия
Мельников Л.А. – СГТУ им. Гагарина Ю.А., 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
Селезнев Е.П. – 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
Трубецков Д.И. – СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
Усанов Д.А. – 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

Verona E. (PhD, Institute for Photonics and Nanotechnology (IFN) - CNR - Rome Branch, Italy) «Microwave acoustic sensors»

Андреев Ю.В. (к.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, МФТИ, Москва) «Нелинейные динамические системы для обработки информации»

Бахтизин Р.З. (д.ф.-м.н., Башкирский государственный университет, Уфа) «Сканирующая туннельная микроскопия молекул фторированных фуллеренов на поверхности кремния»

Браже Р.А. (д.ф.-м.н., Ульяновский государственный технический университет) «Планарные, нанотубулярные и шварцитоподобные наноматериалы на основе кеплеровских сеток»

Кочаев А.И. (к.ф.-м.н., Ульяновский государственный технический университет) «Распространение упругих волн в графеноподобных наноматериалах»

Купцов П.В. (д.ф.-м.н., Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина) «Ляпуновский анализ гиперболического хаоса в системах с несколькими запаздываниями»

Мельников Л.А. (д.ф.-м.н., Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина) «Динамика длинных волоконных ВКР-лазеров с линейным и кольцевым резонатором и различные типы неустойчивости»

Никитов С.А. (чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва) «Национальная лаборатория высоких магнитных полей».

Рыскин Н.М. (д.ф.-м.н., Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского) «Современные гиротроны ТГц диапазона»

ВЛИЯНИЕ НЕИЗОХРОННОСТИ НА СИНХРОНИЗАЦИЮ ДВУХ ГЕНЕРАТОРОВ, СВЯЗАННЫХ С ЗАДЕРЖКОЙ

А.Б. Адилова¹, С.А. Герасимова¹, Н.М. Рыскин^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

E-mail: AdilovaAB@info.sgu.ru

Изучение взаимной синхронизации в ансамблях связанных осцилляторов является фундаментальной проблемой нелинейной динамики и имеет большое значение для многих приложений в области радиофизики, электроники, лазерной физики, биофизики и т.д. [1]. При рассмотрении синхронизации в ансамблях генераторов сверхвысоких частот важно учитывать запаздывание сигнала, распространяющегося между подсистемами, поскольку расстояние между ними может существенно превышать длину волны.

В настоящей работе теоретически исследуется взаимная синхронизация двух генераторов, связанных с задержкой.

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 + \frac{i\Delta}{2} A_1 &= \left(\lambda - (1 + i\beta) |A_1|^2 \right) A_1 + \rho e^{-i\psi} A_2(t - \tau), \\ \dot{A}_2 - \frac{i\Delta}{2} A_2 &= \left(\lambda - (1 + i\beta) |A_2|^2 \right) A_2 + \rho e^{-i\psi} A_1(t - \tau). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\Delta \sim (\omega_1 - \omega_2)/\omega_0$ — нормированная расстройка собственных частот генераторов, $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ — средняя частота, λ — параметр возбуждения, β — параметр неизохронности, ρ — коэффициент связи, τ — нормированное время задержки, $\psi = \omega_0 \tau$ — набег фазы сигнала за время прохождения по цепи связи. В работах [2,3] был проведен бифуркационный анализ в случае, когда генераторы изохронны ($\beta = 0$). В настоящей работе изучается влияние неизохронности на синхронизацию в данной системе.

Для бифуркационного анализа системы амплитудно-фазовых уравнений (1) используется известный программный пакет ХРРАУТ [4]. На рисунке приведены языки синхронизации, т.е. области устойчивости синхронных режимов на плоскости параметров частотная расстройка Δ — коэффициент связи ρ , при различных значениях набег фазы ψ . Построены линии седлоузловой бифуркации $SN_{1,2}$ и бифуркации Андронова–Хопфа $AH_{1,2}$. Здесь индекс 1 соответствует синфазной моде колебаний, индекс 2 — противофазной.

При малой неизохронности (рисунок а) картина языков синхронизации аналогична описанной в [4]. Однако с увеличением параметра неизохронности эта картина претерпевает нетривиальные изменения. Сначала область синхронизации на противофазной моде увеличивается в размерах (рисунок б), затем границы синхронизации на противофазной моде меняются местами с границами синхронизации на синфазной моде (рисунок в, г).

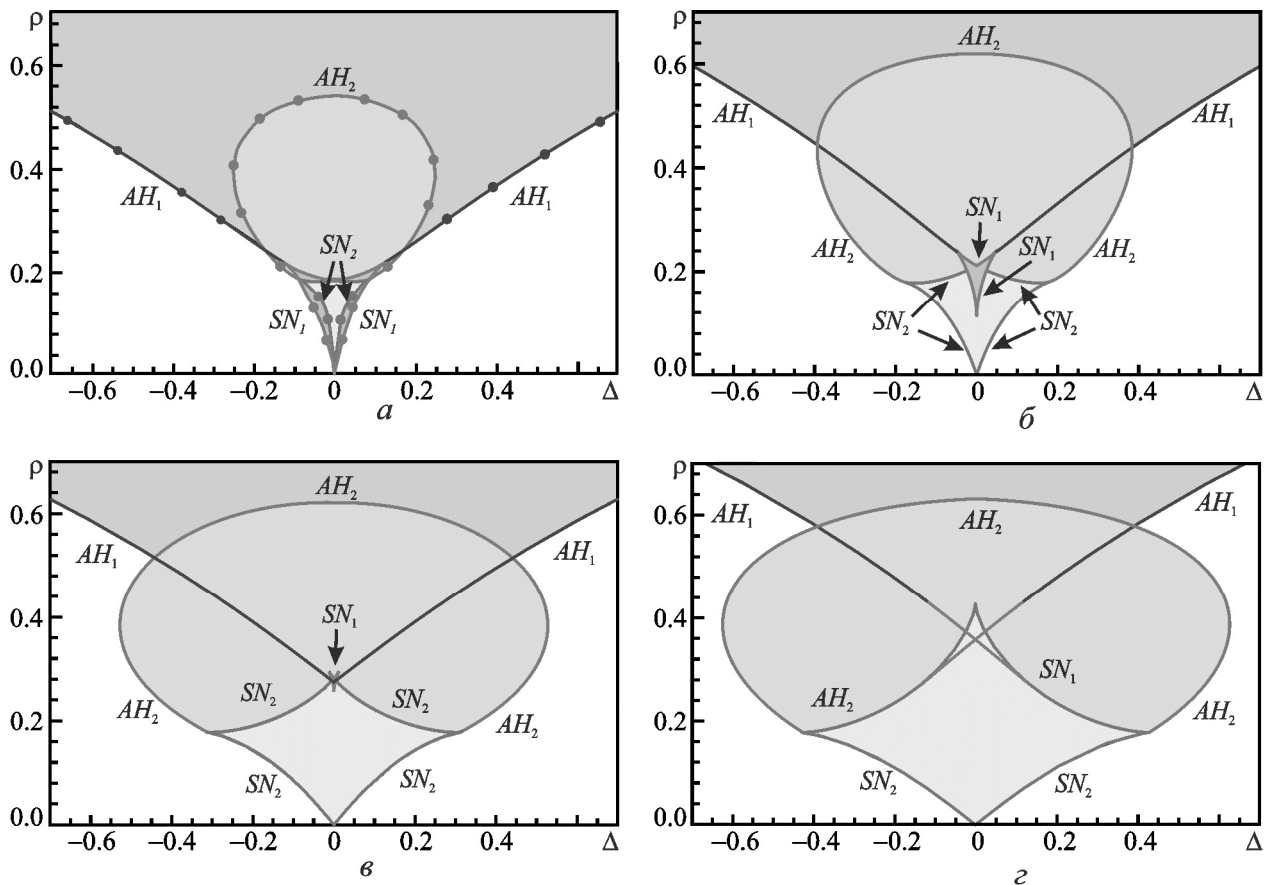


Рис.1. Схемы устройств с динамикой, соответствующей аттрактору Смейла-Вильямса.

Отметим, что результаты, полученные с помощью программного пакета ХРРАУТ, полностью согласуются с результатами непосредственного численного интегрирования уравнений (1). Для примера на рисунке а кружками показаны результаты численного моделирования.

В докладе будут представлены результаты численного моделирования для различных параметров связанных генераторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-32-00124).

Библиографический список

1. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. М.: Техносфера, 2003. 496 с.
2. Rozenta R.M., Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Sergeev A.S., Zotova I.V. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 9. P 093118.
3. Usachev S.A., Ryskin N.M. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2014. Vol. 24. P. 023123.
4. Адилова А.Б., Герасимова С.А., Рыскин Н.М. // Нелинейная динамика. 2017. Т. 13, № 1. С. 3-12
5. <http://www.math.pitt.edu/~bard/xpp/xpp.html>

ЭФФЕКТ ГУСА-ХЕНХЕН В СТРУКТУРАХ С ДИРАКОВСКИМИ МАТЕРИАЛАМИ: ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Е.С. Азарова, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: azarova.ekaterin@yandex.ru

Эффект Гуса-Хенхен (ГХ) состоит в том, что при падении линейно поляризованного света на границу раздела двух диэлектриков в условиях полного внутреннего отражения отраженный световой пучок испытывает продольное и угловое смещения от положения, предсказываемого геометрической оптикой [1]. Несмотря на то, что с открытия эффекта ГХ прошло более 60 лет, он продолжает оставаться предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований (см., например, список литературы в [2]). Значительное усиление эффекта ГХ может быть достигнуто при наличии дополнительного переноса энергии на границе, вызванного распространением поверхностных электромагнитных волн, например, плазмон-поляритонов (ППП) [3]. Поверхностные плазмон-поляритонные моды могут возбуждаться в допированном графене в терагерцовом диапазоне частот [4].

Как показывают расчеты, лист бесщелевого графена (или многослойная графеновая структура), помещенный между двумя диэлектриками (конфигурация Отто) приводит к существенному усилению эффекта ГХ при резонансном возбуждении ППП [5]. Несмотря на отсутствие щели в спектре графена, в принципе, ее можно открыть, например, вследствие химического допирования, размерного квантования за счет нарезания нанолент с границей типа *armchair* или из-за взаимодействия графена с различными подложками. В данной работе изучен сдвиг Гуса-Хенхен в условиях возбуждения локализованных на поверхности плазмон-поляритонов в щелевом графене и рассмотрено влияние щели на эффект. В частности, появление запрещенной зоны приводит к изменению положения резонанса, а с ее ростом уменьшается величина эффекта. Аналогичная задача может быть поставлена и для кремниевого аналога графена – силицена, в котором возможно возбуждение плазмонов двух типов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-32-00712-мол_а), Минобрнауки РФ (проектная часть госзадания – приложение №3.2637. 2017) и Фондом развития теоретической физики «БАЗИС».

Библиографический список

1. *Goos F. and Hanchen H. // Ann. Phys. 1947. V. 436. P. 333; 1949. V. 440. P. 251.*
2. *Grosche S. et al. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 30195.*
3. *Bonnet C. et al. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 666.*
4. *Ju L. et al. // Nat. Nanotechnol. 2011. V. 6. P. 630.*
5. *Cheng M. et al. // J. Opt. Soc. Am B. 2014. V. 31. P. 2325.*

7 АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММ МЕТОДОМ НОРМИРОВАННОГО РАЗМАХА

Аль Сарраф Нада Абдулкарим Мохаммед², Е.П. Селезнев^{1,2},
И.В. Сысоев², М.В. Сысоева³

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: evgenii_seleznev@mail.ru

Развитие теории фракталов привело к их широкому использованию. Например, в радиотехнике фрактальная геометрия используется при проектировании антенных устройств. Вычисление фрактальных широко используется при анализе различных данных и временных рядов. Одним из таких методов является метод нормированного размаха, предложенный Херстом [1].

Херст показал, что для многих временных рядов наблюдаемый нормированный размах R/S очень хорошо описывается эмпирическим соотношением

$$R/S = (\tau/2)^H \quad (1)$$

где τ – длительность рассматриваемого промежутка времени, S – стандартное отклонение, R – разность максимального и минимального значений. В настоящей работе данный метод использовался для обработки электроэнцефалограммы здоровых и больных эпилепсией пациентов.

Рис.1 иллюстрирует электроэнцефалограмме здорового пациента (по оси абсцисс отложено безразмерное время в единицах отсчета, а по оси ординат – напряжение, снимаемое с электрода, выраженное в безразмерных единицах) и нормированный размах в двойном логарифмическом масштабе. Оценка показателя Херста для здорового пациента дает значение $H=0.2$.

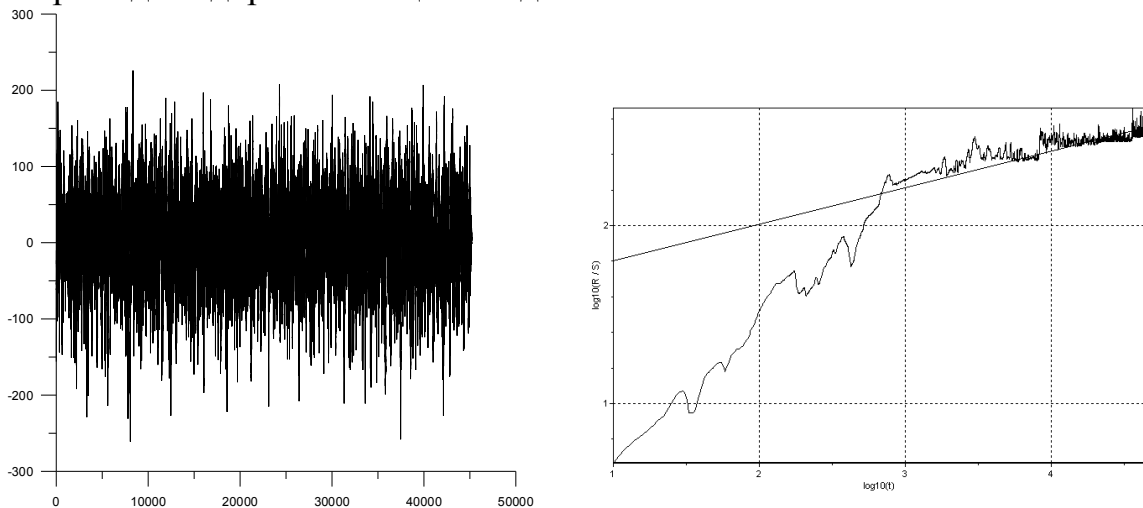


Рис.1. Временная зависимость (слева), нормированный размах (справа) в двойном логарифмическом масштабе и его линейная аппроксимация.

Рис.2 иллюстрирует электроэнцефалограмму больного пациента (слева), а также увеличенный фрагмент, соответствующий эпилептическому приступу.

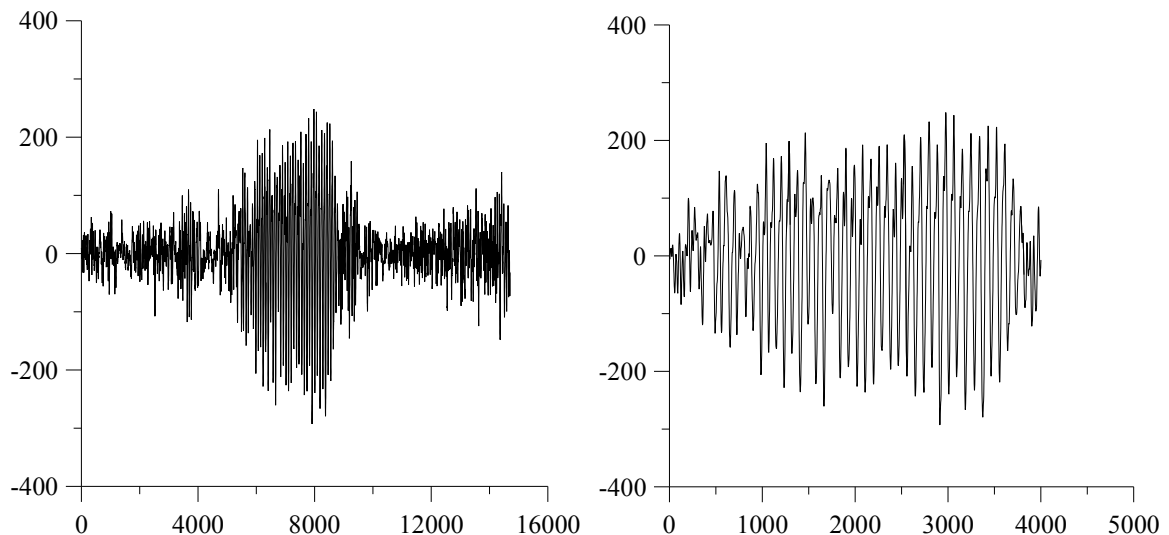


Рис. 2.

Оценка показателя Херста до начала приступа дает значение значение $H=0.53$ (рис.3а).

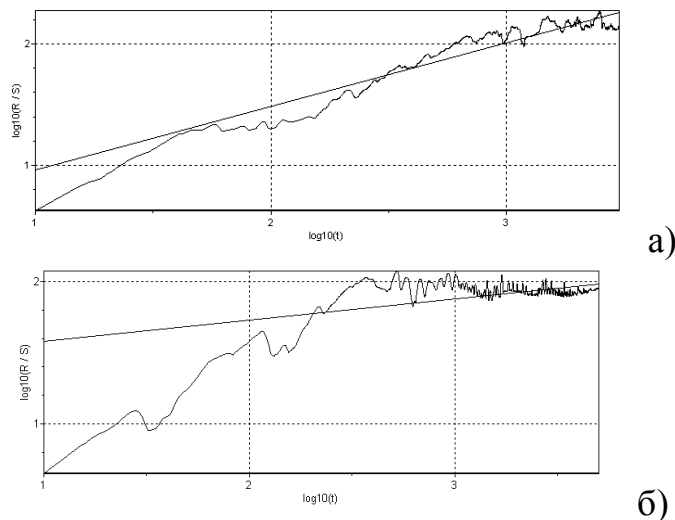


Рис.3.

Во время припадка показатель резко падает до значений менее $H=0.15$ (рис.3б).

Таким образом, для здоровых пациентов значение показателя Херста не превышает значение 0.25. У больных пациентов, не находящихся в состоянии эпилептического припадка, значение показателя Херста составило 0.5-0.6. показателя Херста. Резкое уменьшение показателя Херста до значений 0.15 наблюдается во время припадка. После прохождения состояния припадка, значение показателя Херста снижается до значения, характерного наступления припадка.

Библиографический список

1. *Hurst H.E.* Long-term storage of reservoirs: an experimental study. // Transactions of the American Society of Civil Engineers. 1951. Vol. 116. P. 770-799

АТОМНОЕ И ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ БИСЛОЙНОГО УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК И ГРАФЕНА

О.Е. Глухова, К.Р. Асанов, М.М. Слепченко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: asanov.k.93@mail.ru

В настоящее время объектом многих научных исследований является новый тип углеродных наноструктур – 2D-гибридный материал на основе нанотрубки и графена [1-2]. Отличительной чертой упомянутых структур является горизонтальная упаковка углеродных нанотрубок между графеновыми листами с образованием ковалентных связей трубки с графеном. По мнению экспертов именно такая ориентация трубок будут обеспечивать 1D проводящие дорожки для носителей заряда, уменьшая, тем самым, сопротивление графенового листа [3]. Благодаря улучшенному по сравнению с графеном соотношению токов включения/выключения 2D-пленки УНТ/графен могут рассматриваться в качестве перспективного материала для прозрачных электродов и полевых транзисторов [4]. Высокие электрические и электромеханические свойства гибридных пленок обуславливают их высокий потенциал для создания гибких дисплеев, устройств фотовольтаики и органических светодиодов [5].

Данная работа посвящена теоретическому исследованию топологии двухслойных гибридных планарных композитов на базе графеновых слоев и ковалентно связанных с ними углеродных нанотрубок, а также выявлению закономерностей электронной структуры в зависимости от топологии. Исследования проводились в программных комплексах KVAZAR [5] и MIZAR [6] с применением эмпирического метода AIREBO [7] и квантового метода SCCDFTB2 [8]. Элементарная ячейка рассматриваемого композита представлена на рис. 1.



Рис. 1. Элементарная ячейка бислойного композита УНТ/графен с нанотрубками (10,0) и расстоянием между ними 10 гексагон.

В работе были рассмотрены различные топологические модели композитов с углеродными нанотрубками zigzag. Для каждого топологического типа композита была рассчитана энтальпия формирования структуры. По итогам сравнительного анализа было установлено, что энергетически наиболее выгод-

но будет формирование бислойного композита с трубками (10,0)/(12,0), с периодичностью 10/12/14/16 гексагонов для трубок (10,0) и периодичностью 10/12 гексагонов – для трубок (12,0). Их формирование экзотермично с энтальпией формирования $\Delta H < -0.1$ ккаль/моль·атом. При этом, для бислойных композитов характерна одна и та же длина ковалентной связи УНТ-графен, равная ~ 0.16 нм. Степень сжатия у всех трубок приблизительно одинакова и отвечает золотому сечению 1.618. Для определенных термодинамически устойчивых структур бислойных композитов была рассчитана зонная структура. Результаты расчета показали, что бислойный композит обладает металлическим типом проводимости, характеризующимся отсутствием энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект № СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. *Chen J., Walther J.H., Koumoutsakos P. // Adv. Funct. Mater. 2015. Vol. 25. P. 7539-7545.*
2. *Ly R., Cruz-Silva E., Terrones M. // ACS Nano. 2014. Vol. 8(5). P. 4061-4069.*
3. *Kholmanov I.N., Magnuson C.W., Piner R., Kim J.Y., Aliev A.E., Tan C., Kim T.Y., Zakhidov A.A., Sberveglieri G., Baughman R.H., Ruoff R.S. // Advanced Materials. 2015. Vol. 27. P. 3053-3059.*
4. *Wu S., Shi E., Yang Y., Xu W., Li X., Cao A. // Nano Research. 2015. Vol. 8(5). P. 1746-1754.*
5. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016612893. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования молекулярных систем для супер-ЭВМ «KVAZAR» / Глухова О.Е., Савостьянов Г.В., Сафонов Р.А. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 09.01.2014.
6. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016612893. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования кристаллических структур для супер-ЭВМ «Mizar» / Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 11.03.2016.
7. *O'Connor T.C., Andzelm J., Robbins M.O. // The Journal of Chemical Physics. 2015. Vol.142. P. 024903-1024903-9.*
8. *Elstner M., Seifert G. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. Vol. 372. P. 20120483-1-20120483-12.*

ДИНАМИКА ТРЕХМОДОВОГО ГЕНЕРАТОРА С ПЕРЕКРЕСТНОЙ СВЯЗЬЮ

О.В. Астахов¹, Н. Краховская², С.В. Астахов²

¹Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского.

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

E-mail: astakhovov@icloud.com

На сегодняшний день исследование многомодовых автоколебательных систем, характеризующихся особой обратной связью, привлекает внимание исследователей из различных областей науки [1-3]. Сравнительно недавно было показано, что даже в простейшей двухмодовой автоколебательной системе возможна реализация эффекта бистабильности на основе необычного бифуркационного сценария [4].

В рамках данной работы мы исследуем динамику многомодовой автоколебательной системы, описываемой следующей математической моделью:

$$\begin{aligned}x' &= (1 - 2\gamma^2 p^2)y, \\y' &= (1 - \gamma^2 p^2)(-\alpha y - x) + \gamma(-p\alpha y_1 - p^2 x_1) \\&\quad + \gamma^2 p^2[-\alpha y_2 - x_2 + (\lambda - \beta x^2)y], \\x_1' &= (1 - 2\gamma^2 p^2)y_1, \\y_1' &= (-p\alpha y_1 - p^2 x_1) + \gamma p^2[-\alpha y - x - \alpha y_2 - x_2 + (\lambda - p x^2)y], \\x_2' &= (1 - 2\gamma^2 p^2)y_2, \\y_2' &= (1 - \gamma^2 p^2)[-\alpha y_2 - x_2 + (\lambda - \beta x^2)y] + \gamma(-p\alpha y_1 - p^2 x_1) \\&\quad + \gamma^2 p^2(-\alpha y - x).\end{aligned}$$

Здесь $x, x_{1,2}, y, y_{1,2}$ – динамические переменные, $\alpha, \beta, \gamma, \lambda, p$ – управляющие параметры. Данная система соответствует модели генератора Ван дер Поля, в цепь обратной связи которого включены 3 колебательных контура.

Мы показываем, что в данной системе формируется мультистабильность, характеризующаяся двумя основными листами в пространстве управляющих параметров. Движение по этим листам ведет к развитию хаотической динамики через последовательность бифуркаций удвоения торов.

СА благодарит Минобрнауки России за финансовую поддержку в рамках государственного задания № 3.7135.2017/БЧ; работа выполнена при поддержке Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (проект № МК-661.2017.8).

Библиографический список

1. Mukherji S., van Oudenaarden A. Synthetic biology: understanding biological design from synthetic circuits. // Nature Reviews Genetics. 2009. Vol. 10. No. 12. P. 859–871.
2. Marshall J., Johnson H., Goodman J. A study of the interaction of the north Atlantic oscillation with ocean circulation. // Journal of Climate. 2001. Vol. 14, No. 7. P. 1399–1421.
3. Pyragas K., Lange F., Letz T., Parisi J., Kittel A. Dynamics and control of a multimode laser: Reduction of space-dependent rate equations to a low-dimensional system. // Physical Review E. 2001. Vol. 63, No. 1. P. 016204.
4. Astakhov S., Astakhov O., Astakhov V., Kurths J. Bifurcational mechanism of multistability formation and frequency entrainment in a Van der Pol oscillator with an additional oscillatory circuit. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2016. Vol. 26. P. 1650124.

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ КРЕМНИЯ С ВЫСОКИМ СТРУКТУРНЫМ СОВЕРШЕНСТВОМ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПРИБОРОВ МИКРО-, ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И СПИНТРОНИКИ

Е.Е. Бардина, Д.С. Прохоров, С.А. Денисов, А.П. Деточенко,
А.А. Ежевский, Д.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров

Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
E-mail: zosialena@yandex.ru

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) Si хорошо зарекомендовала себя как низкотемпературный метод выращивания многослойных эпитаксиальных структур с высокой точностью контроля толщины субмикронных слоев и уровня их легирования, что является ключом к созданию новых полупроводниковых приборов для микроэлектроники, оптоэлектроники и спинтроники. Однако при электронно-лучевом испарении, которое в формируемом потоке кремния содержит до 20% многоатомных молекул, конденсация которых в некогерентную позицию приведет к зарождению дефектов в эпитаксиальных слоях. Возможно также формирование дефектов за счет «выплескивания» материала из расплава.

Целью данной работы являлось исследование эпитаксиальных кремниевых структур, выращенных методом сублимационной МЛЭ и легированных *in situ* традиционными для Si-технологии примесями, а также специальными (Er, Bi и др.).

Выращивание слоев проводили в высоковакуумной установке с базовым давлением $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ Торр, аналогичной описанной в [1]. Испарение кремния и легирующей примеси проводили путем сублимации Si-источника, нагретого до температуры, близкой к плавлению (~ 1380 °С). Пары кремния и примеси при сублимации состоят в основном из одиночных атомов и полностью свободны от микрокапель и кластеров. Поток легирующей примеси можно сформировать при этом стационарным, что удобно для его контроля и управления.

В ходе проведенного нами экспериментального исследования была выявлена зависимость структурного совершенства слоев, выращенных на подложках стандартной формы (диски $\varnothing = 50 - 100$ mm) от параметров роста (температуры подложки, скорости роста и уровня легирования). Установлено, что в интервале температур $T_s = 450 - 700$ °С плотность дефектов упаковки в слоях Si(111) растет с понижением температуры, а на Si(100) дефектов не наблюдалось. Повышение скорости роста улучшало структурное совершенство слоев. В данной работе проведено исследование структурного совершенства слоев Si, легированных атомами висмута, а также их электрических свойств. Эти эпитаксиальные структуры выращены для исследования их спинтронных свойств.

Библиографический список

1. Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Денисов С.А. и др. // Вакуумная техника и технология. 2011. Т.21, №1. С.45

ПЕРСПЕКТИВЫ ГРАФЕНОВЫХ НАНОБЛИСТЕРОВ В НАНОЭЛЕКТРОНИКЕ

О.Е. Глухова, П.В. Барков, М.М. Слепченко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: barkovssu@mail.ru

В настоящее время актуальной научной проблемой современной науки и техники является разработка прорывных энергосберегающих технологий, используемых в различных прикладных сферах. В частности, такой технологией является хранение водорода. Перспективным материалом для этих целей являются графеновые наноблистеры. Блистерные структуры представляют собой графеновый слой с ярко выраженными одним или несколькими "островками" неправильной формы, формирующимися в атомной сетке графена. Структуры такого типа образуются на поверхности высоко ориентированного пиролитического графита или эпитаксиального графена при их обработке атомарным газообразным водородом [1-2]. Для расширения спектра применения наноблистеров в электронике необходимо обладать данными об электронных свойствах материала и о возможных способах их контроля. В связи с этим, целью данной работы является теоретическое прогнозирование электронных свойств графеновых наноблистеров.

Для достижения поставленной в работе цели были построены атомистические модели графеновых наноблистеров в программном комплексе KVAZAR [3] с использованием метода молекулярной динамики и эмпирического потенциала REBO для нахождения равновесной конфигурации исследуемой структуры (Рис.1). При построении модели использовались данные натурального эксперимента, описанного в работе [4].

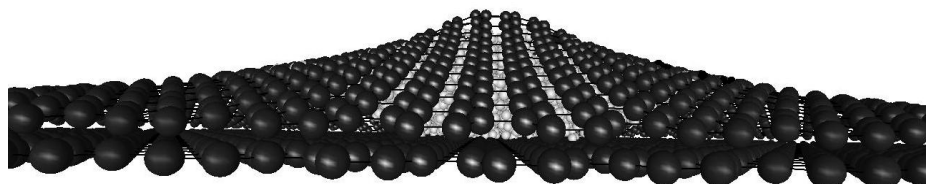


Рис. 1. Построенная атомистическая модель графенового наноблистера.

Согласно нашему предположению, воздействовать на электронные свойства блистеров можно путем модификации их атомного строения, в том числе внедрения структурных дефектов. Для проверки сделанного предположения была выбрана группа топологических дефектов, относящихся к классу точечных комбинированных дефектов, и построены соответствующие атомистические модели дефектных графеновых наноблистеров. В качестве точечных комбинированных дефектов были выбраны дефект Стоуна-Велса (SW-дефект), двойная вакансия (2V-дефект) и Ad-dimer дефект (AD-дефект). Рассматривались атомистические модели блистеров, содержащих структурные дефекты од-

ного типа, но различной концентрации, и смешанного типа (1 SW-дефект, 1 2V-дефект и 1 AD-дефект). Для анализа электронных свойств графеновых наноблистеров рассчитаны зонные структуры (рис. 2).

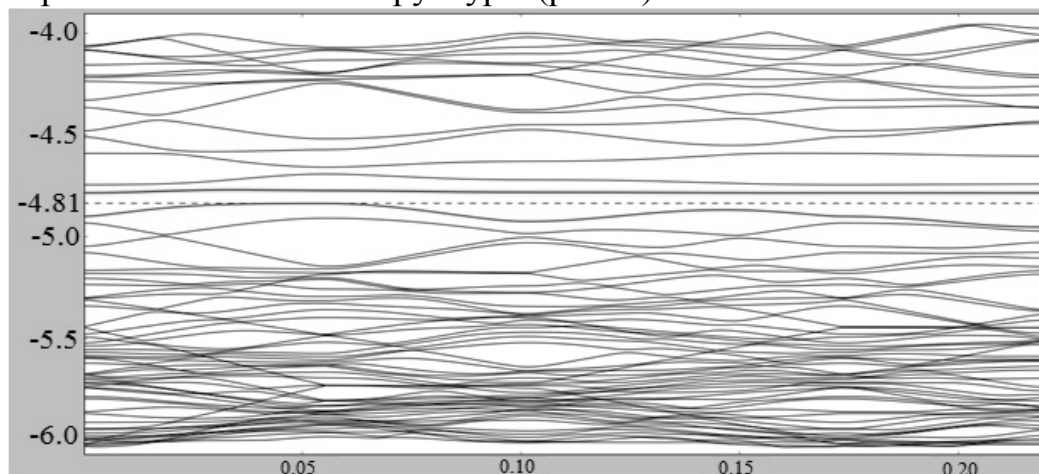


Рис. 2. Фрагмент зонной структуры вблизи уровня Ферми для блистеров с тремя 2V-дефектами.

Результаты расчета показали, что щель в спектре блистеров открывается в случае 2V-дефектов, причем ее размер увеличивается с ростом числа дефектов, достигая максимума при трех дефектах. Также к появлению щели приводит смешанное сочетание дефектов каждого топологического типа. Помимо значений энергетической щели в каждом из рассматриваемых случаев определялся уровень Ферми. Можно отметить, что в большинстве рассматриваемых случаев наличие дефектов и их число слабо влияет на положение уровня Ферми. Исключение составляет случай 2V-дефектов, при которых наблюдается заметное смещение положения уровня Ферми. Максимальное смещение происходит при трех 2V-дефектов. Таким образом, варьируя количество вносимых дефектов, можно управлять электронными характеристиками графеновых наноблистеров, а именно, его эмиссионную способность материала или тип проводимости.

Работа выполнена в рамках проекта, удостоенного Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам на 2016-2018 годы (№СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. *Nechaev Y.S.* // J. Nano Res. 2011. Vol. 15. P. 75-93.
2. *Wang P., Liechti K.M., Huang R.* // Journal of Applied Mechanics. 2016. Vol. 83. P. 071002.
3. *Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченко М.* ПО «KVAZAR» - платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий - Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015. – 247 с.
4. *Larciprete R., Colonna S., Ronci F., Flammini R., Lacovig P., Apostol N., Politano A., Feulner P., Menzel D., Lizzit S.* // Nano Lett. 2016. Vol. 16(3). P. 1808.
5. *Charlier J.C.* // Acc. Chem. Res. 2002. Vol. 35 (12). P. 1063.

АТОМНО-МАСШАБНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АДсорбЦИИ МОЛЕКУЛ ФТОРФУЛЛЕРЕНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**Р.З. Бахтизин***Бакирский государственный университет**E-mail: raouf@bsunet.ru*

Молекулы фторпроизводных фуллеренов используются в органической электронике благодаря своим ярко выраженным электронно-акцепторным свойствам: даже в свободном состоянии они легко захватывают тепловые электроны, образуя долгоживущие отрицательные ионы, диапазон времен жизни которых лежит в диапазоне нескольких сек. Другая особенность молекул фторфуллеренов – высокий окислительный потенциал (высокая электроотрицательность), делает возможным их использование в качестве материала электродов для Li-батарей, органических светодиодов, получения эпитаксиальных пленок графена.

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и туннельной спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума исследованы начальные стадии адсорбции молекул фторированных фуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхностях Si(111)-7×7, Si(001)-2×1 и Cu(001)-1×1. СТМ изображения отдельных молекул и результаты первопринципных расчетов полной энергии показали, что полярные молекулы $C_{60}F_{18}$ взаимодействуют с подложкой, будучи ориентированы атомами фтора к поверхности. Установлено, что молекулы фторфуллеренов позволяют осуществлять локальную модификацию поверхности Si в нм масштабе путем ее локального травления. Сопоставление экспериментальных и компьютерных СТМ изображений показало, что в процессе исследования наблюдался переход атомов F к поверхности, обусловленный почти двукратным выигрышем в энергии связи фтора с поверхностью Si по сравнению с молекулой C_{60} . Между молекулой $C_{60}F_{18}$ и поверхностью не наблюдается заметного переноса заряда, а большая энергия связи (~6,65 эВ) является результатом индуцированной поляризации.

Спектры нормализованной туннельной проводимости, полученные для поверхности Si(001)-2×1, покрытой молекулами $C_{60}F_{18}$, показали шесть отчетливых пиков в диапазоне от -4.0 В до +4.0 В, два из которых (при -0.6 В и при +0.5 В) мы относим к π -связывающим and π^* -антисвязывающим орбиталам этих молекул.

На поверхности Cu(001) также детально исследован процесс распада молекул фторфуллеренов $C_{60}F_{18}$, скорость которого зависела от начальной степени покрытия поверхности. При этом сами молекулы $C_{60}F_{18}$ вначале образуют двумерные (2D) островки, состоящие как из чистых молекул C_{60} , так и молекул $C_{60}F_{12}$, частично потерявших атомы фтора. Моделирование этого процесса подтвердило гипотезу образования 2D газовой фазы на поверхности Cu(001), которая, в свою очередь, стимулирует образование новых фторсодержащих наноструктур.

УСТОЙЧИВОСТЬ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ В СИСТЕМАХ Cu(II) – АНИОННЫЙ ПАВ

Н.Н. Беглецова^{1,2}, Е.И. Селифонова², Р.К. Чернова^{1,2}, Е.Г. Глуховской^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Образовательно-научный институт наноструктур и биосистем,
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: nadya-beg98@yandex.ru

Важной проблемой синтеза наночастиц меди (НЧ Cu) является окисление поверхности частиц. Использование подходящего типа поверхностно-активного вещества (ПАВ) позволяет сформировать внешнюю оболочку, защищающую НЧ Cu от их окисления [1]. При этом ПАВ выполняет еще одну важную функцию — контролирование размера частиц. НЧ Cu характеризуются высокими тепло- и электропроводностью, а так же каталитической активностью по сравнению с другими металлами [2]. Для применения НЧ Cu в электронике важным фактором является устойчивость НЧ во времени [3, 4].

В представленной работе исследуется устойчивость НЧ Cu в мицеллярном растворе ПАВ анионного типа — додецилсульфата натрия (ДДС) $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{OSO}_3\text{Na}$ в течение 14 дней, полученном в течение 60 мин синтеза при объеме восстановителя — гидразин гидрата (ГГ) $\text{N}_2\text{H}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ 6 мл, при значении $\text{pH} \approx 12.0$.

Исследования показали, что оптимальное время синтеза НЧ Cu составляет 60 мин, при этом формируются частицы сферической формы. Средние размеры НЧ Cu согласно данным, полученным на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ), находятся в диапазоне от 25 до 200 нм. Увеличение времени синтеза НЧ Cu до 120 мин приводит к седиментации частиц, в результате чего оптическая плотность раствора уменьшается более, чем в 6 раз относительно максимального значения (рис. 1).

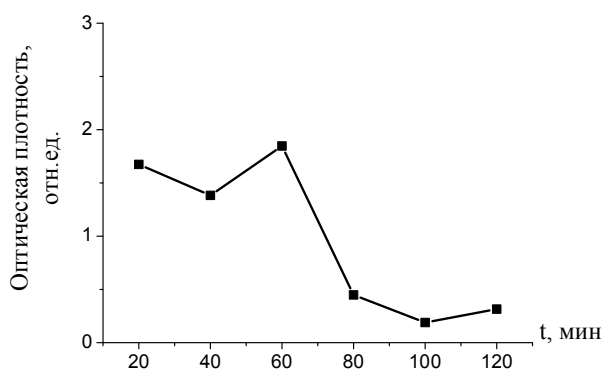


Рис. 1. Зависимость оптической плотности раствора с продуктами синтеза НЧ Cu от времени синтеза. Данные получены в день проведения эксперимента

Спектрофотометрические исследования показали, что НЧ Cu, полученные в течение 60 мин, склонны к седиментации. В течение всего времени исследований (14 дней) частицы изменяют свои размеры, о чем свидетельствуют смещения пиков поверхностного плазмонного резонанса (ППР) в сторону УФ области от $\lambda \approx 567$ нм (Рис. 2, кривая 1) до $\lambda \approx 467$ нм (Рис 2, кривая 4). Подобное

поведение коллоидного раствора, содержащего мицеллы ПАВ, может быть связано с динамическими процессами, происходящими как внутри, так и вне мицелл.

Установлено, что реакция химического восстановления протекает в течение 3-х дней, т. к. оптическая плотность раствора, а соответственно и концентрация синтезируемых НЧ Си увеличивается в 1.8 раз. При этом происходит смещение пика ППР от $\lambda \approx 567$ нм до $\lambda \approx 509$ нм, что предположительно свидетельствует образованию НЧ Си (рисунок 2, кривая 2). Смещение пика поглощения излучения в ИК область до $\lambda \approx 560$ нм через 7 дней после синтеза НЧ Си может говорить о динамичности мицеллярной системы, в которой увеличение размера частиц может быть связано с коалесценцией мицелл (Рис. 2, кривая 3). По истечении 14 дней после проведения синтеза НЧ Си пик поглощения излучения смещается в сторону УФ области до $\lambda \approx 467$ нм (Рис. 2, кривая 4). Возможно, что такое поведение системы происходит из-за значительного растворения оболочки ПАВ ДДС, что приводит к уменьшению размеров частиц Си, либо в данном случае образуются соединения меди.

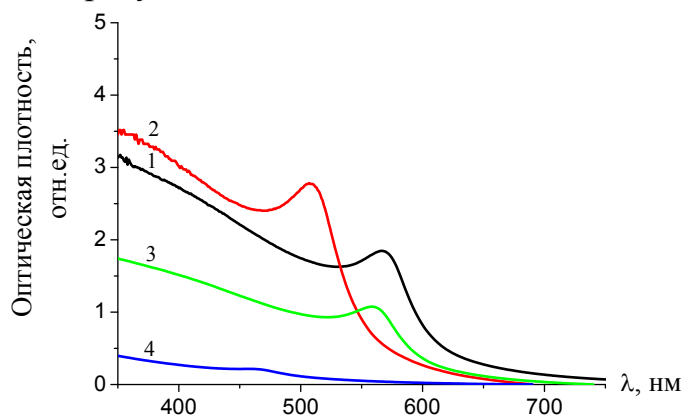


Рис. 2. Исследование устойчивости раствора с продуктами синтеза НЧ Си, полученного при объеме ГГ 6 мл, рН \approx 12.0 в течение 60 мин: 1 – в день эксперимента, 2 – через 3 дня, 3 – через 7 дней, 4 – через 14 дней

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №16-07-00093 А).

Библиографический список

1. Глуховской Е.Г., Чернова Р.К., Беглецова Н.Н. и др. // Нанотехнологии на границах раздела, Саратовский источник. 2017. с. 105.
2. Lee Y., Choi J.R., Lee K. R. et al. // Nanotechnology. 2008. Vol. 19, № 415604. P. 1-7.
3. Begletsova N.N., Chumakov A.S., Shinkarenko O.A. et al. // 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures. "Saint Petersburg OPEN 2017". Book of abstracts. Saint Petersburg, 2017. P. 609-610.
4. Swarnkar R.K., Singh S.C., Gopal R. // Bull. Mater. Sci. 2011. Vol. 34, №. 7. P. 1363-1369.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙРОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА С ИМПУЛЬСНОЙ И ПАЧЕЧНОЙ ДИНАМИКОЙ

Д.И. Большаков, М.А. Мищенко, В.В. Матросов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: denis.bolhakov@gmail.com

Рассматривается аппаратная реализация нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты. В работе [1] была рассмотрена модель системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром в цепи управления. Было показано, что в такой системе отсутствует режим синхронизации и при всех значениях реализуется режим биений. При этом колебания, наблюдаемые на выходе полосового фильтра, качественно похожи на динамику мембранного потенциала нейрона. В работе [2] проведено теоретическое исследование такой модели, показано существование импульсных и пачечных динамических режимов и произведено разбиение пространства параметров на области существования режимов.

Разработан аппаратный макет нейроподобного генератора на базе системы фазовой автоподстройки частоты [3,4]. За основу макета взята микросхема фазовой автоподстройки частоты фирмы Texas Instruments. В ее состав входит фазовый компаратор, реализующий логическую функцию «Исключающее ИЛИ» и генератор, управляемый напряжением.

Делители частоты, реализованные на основе ПЛИС, позволяют управлять параметром относительной частотной расстройки между опорным генератором и генератором, управляемым напряжением. Разработан полосовой фильтр, позволяющий получить колебания необходимой формы.

На разработанном макете продемонстрирована возможность генерации нейроподобных колебаний различной сложности, известных из теоретического анализа. Экспериментально подтверждено существование периодической импульсной (рис. 1а) и пачечной (бёрстовой) активности (рис. 1б), а также хаотической пачечной активности со случайным количеством импульсов в пачке (рис. 2в).

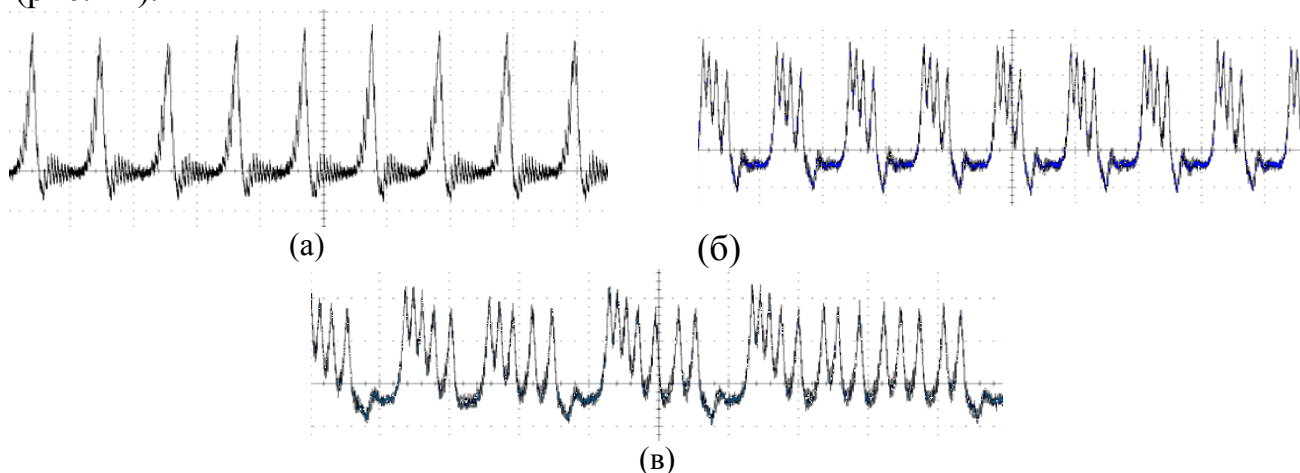


Рис. 1 Осциллограммы колебаний нейроподобного генератора.

Разработанная аппаратная реализация нейроподобного генератора позволяет управлять частотой, амплитудой колебаний и выбирать необходимый динамический режим путем изменения всего трех параметров – величин сопротивлений в низкочастотной и высокочастотных цепях полосового фильтра и коэффициента деления частоты генератора, управляемого напряжением.

Проведено экспериментальное разбиение пространства параметров нейроподобного генератора на области существования различных динамических режимов, представленное на рис. 2. Номер области на рисунке соответствует количеству импульсов в пачке. В области 1 наблюдаются квазисинусоидальные колебания и пачечные колебания с одним импульсом в пачке (рис. 1а), в области 2 – с двумя импульсами в пачке и т.д. В области «хаос» наблюдаются пачечные колебания со случайным количеством импульсов в пачке (рис. 1в).

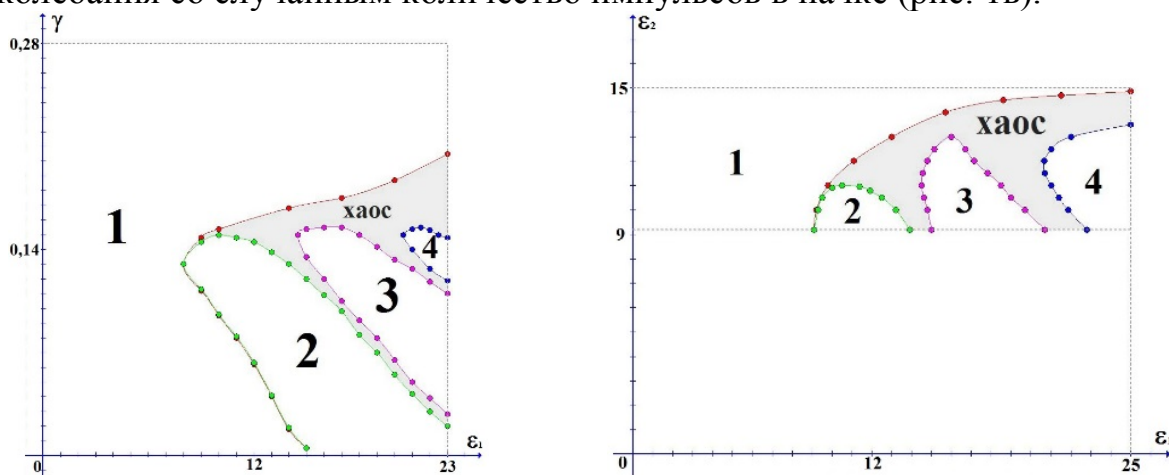


Рис. 2 Экспериментальное разбиение пространства параметров нейроподобного генератора.

Полученные экспериментальные осциллограммы и разбиения пространства параметров качественно соответствуют теоретическим результатам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00643 мол_а) и Гранта Президента (проект № МК-2726.2017.2).

Библиографический список

1. Мищенко М.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Т.5, № 3. С. 279.
2. Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.
3. Чернышев И.В., Мищенко М.А., Матросов В.В. Патент Российской Федерации на полезную модель №158122. Оpubл. 2015.
4. Мищенко М.А., Большаков Д.И., Матросов В.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, № 13. С. 10.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНОГО КРИСТАЛЛА

А.А. Бурцев^{1,3}, О.Я. Бутковский¹, А.В. Сагитова², Г.Б. Мешков²,
И.В. Яминский²

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

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

³ Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

Для достижения высоких скоростей конструирования материалов с заданными свойствами необходимы нанотехнологии, основанные на массовом зарождении, быстром росте базовых элементов и их самоорганизованной сборке в мультиструктурные наносистемы. Исследование явлений самоорганизации при росте фрактальных кристаллов позволит уточнить уже имеющиеся условия получения наноматериалов и предсказать условия формирования наноматериалов с новыми свойствами.

В данной работе рассматривается математическое моделирование образование элемента – отдельного кристалла (дендрита). Моделирование кластера реализуется в DLA (диффузионно-локальная агрегация) приближении, при варьировании начальной концентрации и вероятности слипания частиц в рамках двумерного клеточного автомата окрестности фон Неймана.



Рис. 1. Экспериментально полученный дендритный кристалл (поверхность нержавеющей стали). Исследование с помощью электронной микроскопии.

Основным отличием данного исследования является то, что полученные кристаллы соответствуют классическому стохастическому фракталу (IFS-дендрит), а не игольчатые структуры [1,2].

Модель построения дендритного кристалла по алгоритму DLA была выбрана для описания формирования исходя из нескольких соображений. Во-первых, экспериментальные исследования показывают, что дендритным кри-

сталлам присущи фрактальные свойства. Во-вторых, сами кристаллы визуально похожи на фрактальные кластеры, получаемые по алгоритму DLA, в-третьих, исследование атомно-силовой микроскопией показало, что образование кристаллов происходит в поверхностном слое.

Ограниченное диффузией агрегирование возникает, когда случайно перемещающиеся частицы налипают на начальный зародыш, представленный фиксированным объектом, и постепенно наращивают его [5,6].

В стандартной модели DLA блуждающая частица прилипает к покоящейся частице и становится покоящейся. Такой принцип позволяет моделировать классическое броуновское движение и фракталы типа IFS-дендрит. Введение величины вероятности прилипания блуждающей частицы к покоящейся позволяет получить различные модельные картины, качественно отвечающие экспериментальным результатам по получению фрактальных кристаллов [1,4].

По приведенному выше алгоритму были проведены расчеты фрактальных структур и их фрактальных размерностей для отдельного кластера. Фрактальная размерность вычислялась как $d = \log(n) / \log(r)$, где n – количество частиц, из которых состоит фрактальная структура, r – ее радиус. Расчетная область выбиралась размером 150 на 150 отн. ед, генерировалось 10^4 частиц, «величина область зарождения» принималась как 100 отн. ед, а «агрегации» 50 отн. ед.

Структура смоделированных фрактальных кластеров существенно зависит от величины вероятности прилипания. Чем выше вероятность прилипания, тем более разветвленной образуется фрактальная структура, что подтверждается величинами фрактальной размерности [6].

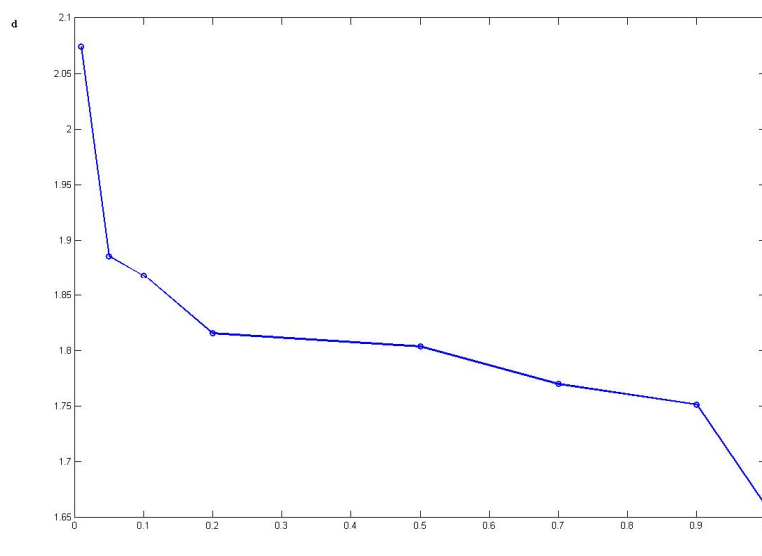


Рис.2. Зависимость фрактальной размерности от величины вероятности прилипания.

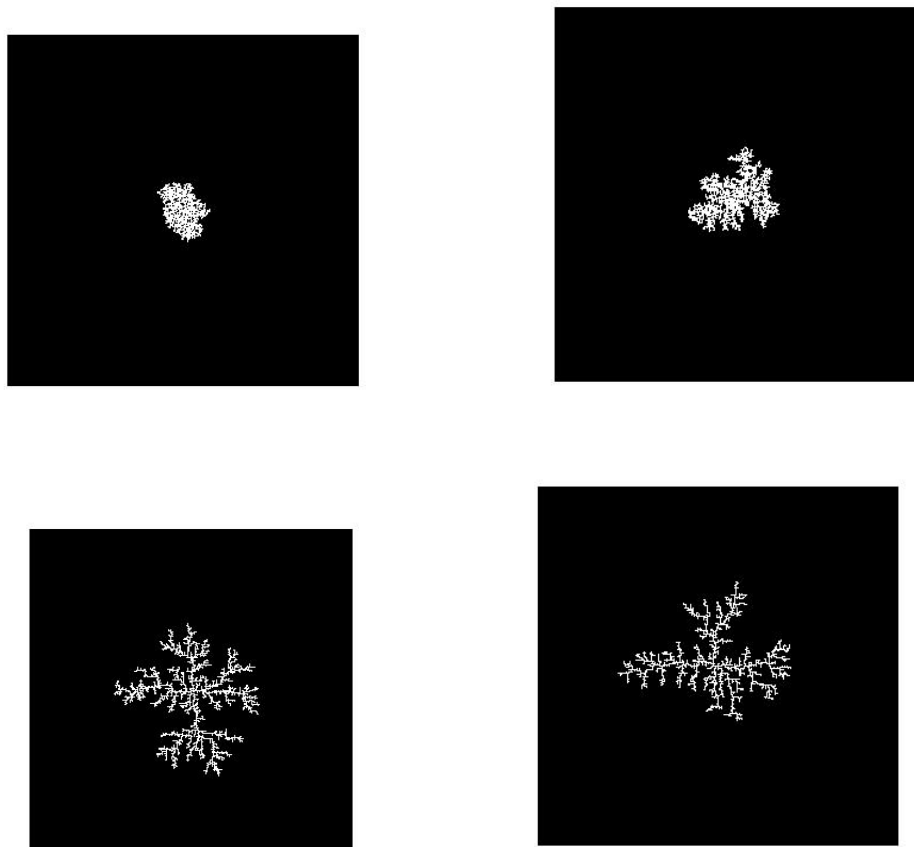


Рис.3. Модельные изображения фрактальных структур кластера при величине вероятности прилипания: а) 0.01 б) 0.05 в) 0.5 г) 0,98

В работе анализируется точность моделирования в сравнении с экспериментально полученными изображениями фрактальных кристаллов [1]. Также рассматриваются условия образования и распределения кристаллов по поверхности металлов при воздействии лазерного излучения.

Библиографический список

1. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. 2016. Т. 86. №.1. С.110-115.
2. Бурцев А.А. // Межвузовский сборник «Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов» – Тверь: Изд-во Тверского гос. ун-та, 2014
3. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. 2014. Т. 84. №.10. С.83-86.
4. Галенко П.К., Кривилев М.Д. // Математическое моделирование 2000. Т. 12.- №.11 С. 17-37.
5. Безносюк С.А., Лерх Я.В., Жуковская Т.М. // Ползуновский вестник. 2005. №4-1 С.143-151
6. Witten T.A.; Sander L.M. // Physical Review B. 1983. Т. 27. №.9.
7. Хакен Г. Синергетика: Принципы и основы. Перспективы и приложения. Ч.2: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. Изд. 2-е – М.: УРСС: ЛЕНАНД, 2015. – 432 с.

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИАМИДНОГО
РАСТВОРА И НЕТКАНОГО МАТЕРИАЛА
С АНТИБАКТЕРИАЛЬНОЙ ДОБАВКОЙ БИОПАГ**

Э.Н. Валиулина, Г.П. Любунь, С.А. Климова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: valiulina_97@mail.ru

В работе определены состав и концентрация прядильного раствора полиамида-6 (ПА-6) с антисептической добавкой полигексаметиленгуанидин гидрохлорида (ПГМГ ГХ) (коммерческое название БИОПАГ), которая была использована с целью придания волокну бактерицидных свойств. Нетканые материалы на основе ПА-6 с добавкой ПГМГ ГХ были получены с помощью метода электроформования путем подбора и исследования физико-химических параметров прядильного раствора, а именно плотности, динамической вязкости и его электропроводности. Кроме того, были подобраны параметры установки для проведения опыта по получению нетканого материала из контрольных растворов.

В результате проведено 2 эксперимента для нахождения оптимальных условий получения материала. В первом эксперименте испытывались 5, 7 и 10% по массе растворы ПА-6. Показано, что необходимо увеличить расстояние между электродами установки с 150 мм до 160 мм, и использовать более концентрированные растворы ПА-6, а именно, 10, 12 и 15% по массе, так как не представляется возможным провести формование в одинаковых условиях. Растворы были подвержены измерению динамической вязкости, плотности и электропроводности для выбора оптимальных условий электроформования волокон нетканого материала (табл. 1). Значение кислотности для всех растворов составила $pH = 1$.

Таблица 1 – Параметры прядильного раствора ПА-6 с заданными концентрациями 10, 12 и 15% по массе

Характеристики/концентрация	10% ПА-6	12% ПА-6	15% ПА-6	10% ПА-6 +БИОПАГ (15%)	12% ПА-6 +БИОПАГ (15%)	15% ПА-6 +БИОПАГ (15%)
Масса навески, г	13,56	16,64	21,53	13,56 +2,03	16,64 +2,50	21,53 +3,23
массовая доля (МК) $\omega_{МК}$	0,90	0,88	0,85	0,90	0,88	0,85
ρ (раствора), г/мл	1,2101	1,2152	1,2186	1,1866	1,1946	1,1955
Вязкость η , сП (сантимуаз)	119,1	194,5	380,5	100,1	189,1	319,4
Электропроводность σ , мкСи/см (микросименс)	4,60	4,75	4,85	6,40	6,60	6,65

Показана специфика изменения скорости растворения полимера за счет

увеличения его концентрации с добавкой в растворе. Кроме того, исследования показали, что антибактериальная добавка увеличивает длительность хранения раствора, т.к. в течение месяца осадок в растворе не выпал.

Далее проводилось электроформование нетканого материала, с помощью которого получают нановолокна различной длины из растворов и расплавов полимеров, образованных под действием электрического поля. В работе проводилось измерение поверхностной плотности и воздухопроницаемости нетканого материала, полученного из раствора на основе ПА-6, а также ПА-6 с ПГМГ ГХ (табл. 2).

Таблица 2 - Значения плотности и воздухопроницаемости нетканого материала в зависимости от концентрации прядильного раствора ПА-6 (10, 12 и 15% по массе) с добавкой ПГМГ ГХ (БИОПАГ) (30% от массы ПА-6)

Характеристики/концентрация	10% ПА-6	12% ПА-6	15% ПА-6	10% ПА-6 +БИОПАГ	12% ПА-6 +БИОПАГ	15% ПА-6 +БИОПАГ
ρ , г/м ²	2,1	2,6	2,9	2,4	3,0	4,5
Воздухопроницаемость, мм/с	9,5	9,2	5,2	11,5	15,9	30,1

Показано, что плотность полиамидного материала увеличивается незначительно с 2,1 до 2,9 г/м² при увеличении концентрации прядильного раствора с 10% до 15%. При добавлении антисептической добавки ПГМГ ГХ происходит значительное увеличение поверхностной плотности материала с 2,4 до 4,5 г/м². В свою очередь, воздухопроницаемость материала на основе ПА-6 падает с 9,5 до 5,2 мм/с при увеличении концентрации ПА-6 в растворе. При рассмотрении материала на основе ПА-6 с ПГМГ ГХ воздухопроницаемость, наоборот, значительно увеличивается, практически 2,5 раза.

Для подтверждения бактерицидных свойств данных материалов была проведена проверка эффективности TSI – тестер на микроорганизмы. Исследовалась возможность проникновения микроорганизмов, а именно золотистых стафилококков (размер 0,5-1,5 мкм). На основании проведенного анализа TSI установлена эффективность задерживания материалами микроорганизмов размерами от 0,3 мкм, эффективность свыше 99,99% доказывает возможность использования данных нетканых материалов в качестве дополнительного защитного слоя на бактерицидных пластырях и раневых повязках.

Библиографический список

1. Севастьянова В.И., Кирпичникова М.П. Биосовместимые материалы. М.: Мед. информационное агентство. 2011. С. 177-179.
2. Schiffman J.D., Schauer C.L. // Polym. Rev. 2008. Vol. 48. P. 352.
3. Соколов В.В., Филатов И.Ю. // Пластические массы. 2012. №8. С. 24-29.

УПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЕМ ВИНТОВЫХ И ЭЛЛИпсоИДАЛЬНЫХ Тел С ПОМОЩЬЮ ВНУТРЕННИХ РОТОРОВ

Е.В. Ветчанин^{1,2}, А.А. Килин², И.С. Мамаев^{1,2}, В.А. Тенев¹

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова

²Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: veugene186@gmail.com

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к изучению мобильных устройств, управляемых с помощью различных внутренних механизмов. Например, движение сфероробота за счет вращения внутренних роторов изучалось в работе [1], за счет перемещения внутренней омниколесной платформы – в работе [4]. В работах [2, 3, 5, 7, 8] изучалось движение подводных устройств, приводимых в движение за счет перемещения внутренних масс или вращения внутренних роторов.

В данной работе мы рассматриваем управляемое движение винтовых и эллипсоидальных тел с помощью внутренних роторов. Для описания движения вводится две системы координат: неподвижная $Oxyz$ и подвижная $O_M e_1 e_2 e_3$ жестко связанная с телом. Оси подвижной системы координат совпадают с главными осями инерции тела. Движение подвижной системы координат описывается уравнениями

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{Q}^T \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\alpha}}{dt} = \boldsymbol{\alpha} \times \boldsymbol{\omega}, \quad \frac{d\boldsymbol{\beta}}{dt} = \boldsymbol{\beta} \times \boldsymbol{\omega}, \quad \frac{d\boldsymbol{\gamma}}{dt} = \boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{\omega},$$

где \mathbf{v} и $\boldsymbol{\omega}$ – векторы поступательной и угловой скорости тела соответственно, $\boldsymbol{\alpha}$, $\boldsymbol{\beta}$, $\boldsymbol{\gamma}$ – единичные векторы, направленные вдоль осей Ox , Oy , Oz соответственно, \mathbf{r} – положение начала подвижной системы координат относительно неподвижной, \mathbf{Q} – матрица направляющих косинусов, столбцами которой являются векторы $\boldsymbol{\alpha}$, $\boldsymbol{\beta}$, $\boldsymbol{\gamma}$.

Импульс \mathbf{p} и кинетический момент \mathbf{M} тела подчиняются уравнениям

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega}, \quad \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \boldsymbol{\omega} + \mathbf{p} \times \mathbf{v}, \quad (2)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{C}\mathbf{v} + \mathbf{B}\boldsymbol{\omega}, \quad \mathbf{M} = \mathbf{B}^T \mathbf{v} + \mathbf{I}\boldsymbol{\omega} + \mathbf{K}(t), \quad (3)$$

где $\mathbf{K}(t) = \sum_{k=1}^3 i\Omega_k \mathbf{n}_k$ – вектор гиросtatического момента, i – момент инерции ротора, Ω_k – угловая скорость k -го ротора, \mathbf{n}_k – единичный вектор, задающий направление оси вращения k -го ротора. Матрицы \mathbf{C} и \mathbf{I} имеют вид

$$\mathbf{C} = m\mathbf{E} + \mathbf{A}_V = \text{diag}(c_1, c_2, c_3), \quad m = m_S + 3m_R, \quad (4)$$

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}_\Omega + \mathbf{I}_S + \sum_{k=1}^3 \mathbf{I}_k + \frac{1}{2} m_R \sum_{k=1}^3 (\rho_k^2 \mathbf{E} - \rho_k \otimes \rho_k) = \text{diag}(i_1, i_2, i_3),$$

где \mathbf{A}_V , \mathbf{A}_Ω – тензоры присоединенных масс и моментов инерции соответственно, m_S – масса тела, m_R – масса ротора, \mathbf{I}_S – центральный тензор инерции тела, \mathbf{I}_R – центральный тензор инерции k -го ротора, ρ_k – радиус-вектор центра масс k -го ротора относительно центра оболочки.

В случае эллиптического тела предполагается, что центр масс всей системы смещен относительно геометрического центра тела, при этом матрица \mathbf{B} имеет вид

$$\mathbf{B} = m \begin{pmatrix} 0 & \zeta & -\eta \\ -\zeta & 0 & \xi \\ \eta & -\xi & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где ξ , η , ζ – компоненты радиус-вектора центра масс системы.

В случае винтового тела предполагается, что центр масс всей системы совпадает с геометрическим центром тела, а матрица \mathbf{B} имеет вид

$$\mathbf{B} = \text{diag}(b_1, b_2, b_3) \quad (6)$$

где коэффициенты b_1 , b_2 , b_3 определяются геометрией тела.

Для рассматриваемых систем на основе теоремы Рашевского-Чжоу [6] доказана управляемость движения с помощью вращения роторов, показаны возможные препятствия к управляемости.

Для эллиптического тела построены явные управления, соответствующие движению по траекториям спирлевидной формы. Аналогичная задача была рассмотрена для случая движения эллипсоида в поле силы тяжести. Показано, что в этом случае движение в произвольном направлении (кроме некоторых частных случаев) по спирали требует постоянного ускорения роторов.

Для винтового тела построены явные управления, соответствующие движениям по прямой с сохранением направления одной из главных осей. Движение в произвольном направлении также возможно, но только по спиралевидным траекториям. Рассмотрена задача оптимального управления. Показано, что движения с постоянной угловой скоростью, сохраняющие направления главных осей тела являются оптимальными в смысле минимизации усилия на перемещение. Реализовано управление с помощью искусственной нейронной сети.

Библиографический список

1. Борисов А.В., Килин А.А., Мамаев И.С. // Нелинейная динамика. 2012. Т. 8, № 2. С. 289-307.
2. Ветчанин Е.В., Караваев Ю.Л., Калинин А.А., Клековкин А.В., Пивоварова Е.Н. // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2015. Т. 25, вып. 4. С. 544-553.
3. Ветчанин Е.В., Мамаев И.С., Тененев В.А. // Нелинейная динамика. 2012. Т. 8, № 4. С. 815-836.
4. Караваев Ю.Л., Килин А.А. // Нелинейная динамика. 2015. Т. 11. № 1. С. 187-204.

5. *Козлов В.В., Рамоданов С.М.* // ПММ. 2001. № 4. С. 592-601.
6. *Рашевский П. К.* // Ученые записки Пед. ин-та им. Либкнехта, сер. физ.- матем. 1938. Т. 3, вып. 2, С. 83-94
7. *Woolsey C.A., Leonard N.E.* // Automatica. 2002. Vol. 38, № 12. P. 2053-2062.
8. *Rust I.C., Asada H. H.* // Robotics and Automation (ICRA), 2011 IEEE International Conference on. 2011. P. 5855-5862.

БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ВИХРЕЙ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ С АКУСТИЧЕСКИМ ВОЗМУЩЕНИЕМ

Е.В. Ветчанин^{1,2}, А.О. Казаков³

¹Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашикова

²Удмуртский государственный университет, Ижевск

³НИУ Высшая школа экономики в Нижнем Новгороде

E-mail: veugene186@gmail.com

Вихревые структуры могут наблюдаться в различных физических процессах. С математической точки зрения наиболее простой является модель точечных вихрей. Эта модель использовалась, например, в [1] для исследования движения вихрей в плоскопараллельном потоке. В работе [5] объясняется возрастание подъемной силы крыла при наличии присоединенного вихря. В [6] рассматривается аэроакустика вихрей. Модель точечных вихрей интересна также с точки зрения теории динамических систем [2 – 4].

В данной работе мы изучаем свойства уравнений, описывающих движение двух точечных вихрей в сдвиговом потоке с акустическим возмущением.

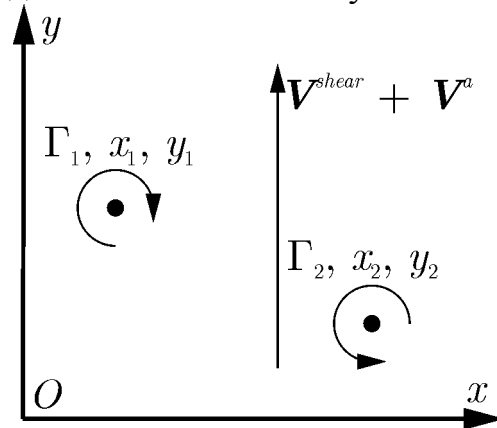


Рис. 1 – Схема задачи. Γ_k – интенсивность k -го вихря, (x_k, y_k) – координаты k -го вихря, V^{shear} – поле скорости сдвигового потока, V^a – возмущение сдвигового потока

Уравнения движения построены на основе работ [1, 3, 6] и имеют вид

$$\frac{dR}{d\tau} = \frac{1}{2} AR \sin 2\varphi - \varepsilon \sin \varphi \sin S \sin(R \sin \varphi),$$

$$\frac{dS}{d\tau} = -1 + \frac{AP}{\kappa^+} + \kappa^- \frac{\cos \varphi}{R} + A \frac{\kappa^-}{\kappa^+} R \cos \varphi + \varepsilon \cos S \cos(R \sin \varphi), \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\kappa^+}{R^2} + A \cos^2 \varphi - \frac{\varepsilon}{R} \cos \varphi \sin S \sin(R \sin \varphi).$$

Здесь τ – безразмерное время, R – расстояние между вихрями, S – ордината центра завихренности, φ – угол между прямой, соединяющей вихри, и положительным направлением оси Ox , A – завихренность внешнего потока, ε – амплитуда акустического возмущения, κ^+ – суммарная интенсивность вихрей, κ^- – разность интенсивностей вихрей, P – абсцисса центра завихренности.

В рассматриваемой системе наблюдаются как периодические режимы движения, так и хаотические. В частности асимптотически устойчивые режимы движения возникают в результате бифуркации *обратимая вилка*. На рисунке 2 показана бифуркационная диаграмма периодических точек сечения Пуанкаре. В качестве секущей мы использовали плоскость $\varphi = 0$.

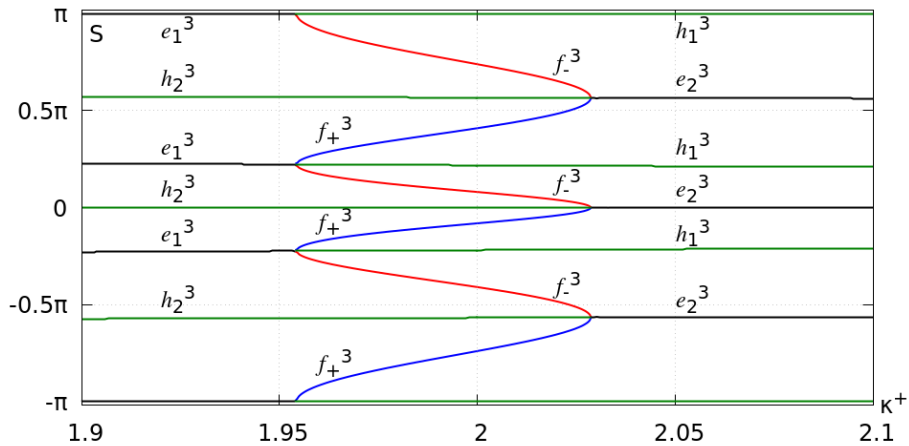


Рис. 2 – Бифуркационная диаграмма. f_+^3 – асимптотически устойчивая точка периода 3, f_-^3 – неустойчивая точка периода, e_k^3 – эллиптические точки периода 3, h_k^3 – седловые точки периода 3

Хаотические режимы в системе возникают в результате каскада бифуркаций удвоения периода. Соответствующая бифуркационная диаграмма показана на рисунке 3.

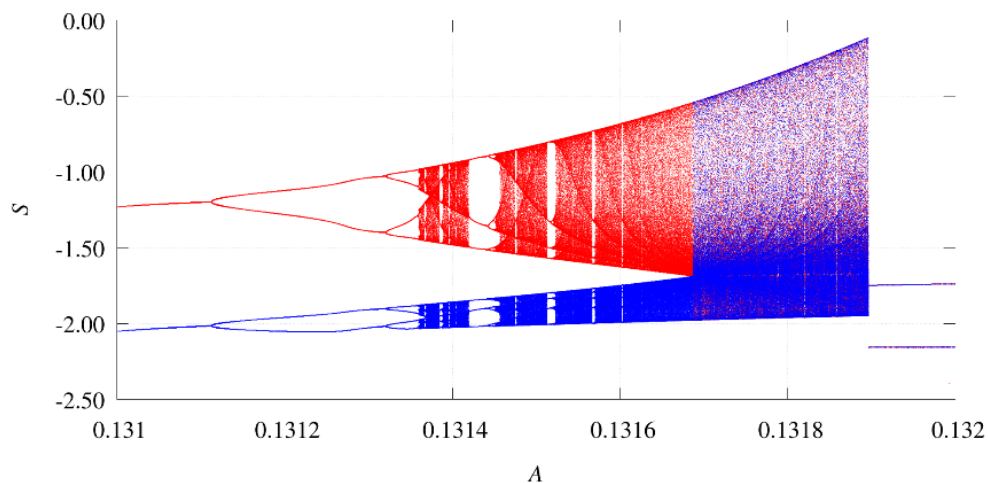


Рис. 3 – Возникновение хаотических режимов

Библиографический список

1. Богомолов В.А. // Изв. АН СССР, Физ. атмосф. и океана. 1981. Т.17, № 2. С. 199-201.
2. Борисов А.В., Мамаев И.С. // Математические заметки. 2004. Т. 75, № 1. С. 20-23.
3. Ветчанин Е.В., Казаков А.О. // Нелинейная динамика. 2014. Т. 10, № 3. С. 329-343.
4. Borisov A.V., Mamaev I.S., Kilin A.A. // Regular and Chaotic Dynamics. 2004. Vol. 9, № 2. P. 101-111.
5. Saffman P.G., Sheffield J.S. // Studies in Applied Mathematics. 1977. Vol. 57 № 2. P. 107-117.
6. Yates J.E. // AIAA Paper 77-1352.

**РАЗРАБОТКА ЛАБОРАТОРНЫХ МАКЕТОВ ГЕНЕРАТОРОВ
КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В MULTISIM****А.С. Восканов¹, С.А. Захаров¹, Е.П. Селезнев², Н.В. Станкевич¹**¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН**E-mail: stankevichnv@mail.ru*

Многочастотные квазипериодические колебания широко распространены в различных областях науки и технике: радиофизике, оптике, астрофизике, климатологии и др. [1-3]. Наиболее просто реализовать квазипериодические колебания в неавтономной системе или ансамбле связанных осцилляторов. В недавних работах [4-6] предложено семейство автономных малоразмерных генераторов, в которых возможно возникновение двухчастотных квазипериодических колебаний. В работах [7,8] предложена экспериментальная реализация одного базового генератора.

Одним из возможных прикладных направлений использования данного класса сигналов являются системы телекоммуникации. В связи с этим весьма полезным и целесообразным представляется разработка и исследование такого рода генераторов с помощью пакетов прикладных программ схемотехнических решений.

В рамках данной работы разработаны схемотехнические решения для базового генератора, а также для его двух модификаций в программе MULTISIM. В докладе будут представлены лабораторные макеты базового генератора, построенного на основе двухзатворного полевого транзистора, и двух его модификаций, а также результаты их моделирования: фазовые портреты, фигуры Лиссажу, временные реализации, спектры Фурье. Проведен сравнительный анализ численного моделирования динамической системы и лабораторного макета.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки российских молодых ученых(проект № МК-661.2017.8).

Библиографический список

1. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003. 508 с.
2. Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Стрелкова Г.И. Синхронизация регулярных, хаотических и стохастических колебаний. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2008. 144 с.
3. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М: Наука, 1980. 360 с.
4. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Stankevich N.V. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2010. Vol. 15. №. 6. P. 1676.
5. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Mosekilde E., Stankevich N.V. // The European Physical Journal Special Topics. 2013. № 10. P. 2391.
6. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Mosekilde E., Stankevich N.V. // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2015. Vol. 48. № 12. P. 125101.
7. Kuznetsov A., Kuznetsov S., Seleznev E., Stankevich N. // In Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, Proceedings of NDES 2012 (pp. 1-3). VDE.
8. N.V. Stankevich1, A.P. Kuznetsov, E.S. Popova, E.P. Seleznev // Commun Nonlinear Sci Numer Simulat. 2017. Vol. 43/ P.200-210. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cnsns.2016.07.007>

ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ КВАНТО-ХИМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ**ДЛЯ КРЕМНИЕВЫХ КРИСТАЛЛИТОВ****И.В. Галушка, Д.В. Терин, Э.А. Жаркова, L.V. Karpenko-Jereb***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: igor.galushka.90@mail.ru*

Исследование кремниевых кристаллов, частиц или фрагментов пористого кремния в физическом эксперименте сводится к решению сложной многопараметровой задачи.[1] Таким образом, ведущую роль отводят квантово-механическим исследованиям, так как расчет физико-химических параметров производится для конкретной частицы или слоя с заданными параметрами (размер, форма, элементный состав) и не является результатом усреднения ряда подобных частиц, на котором основано большинство методик. В качестве объекта исследования предложена структура идеального кристалла, состоящего из 55 атомов кремния. Поверхность кристалла содержит атомы кремния с оборванными связями. Оптимизация геометрии проводилась в рамках программы Atomistix Toolkit по квазиньютоновскому методу [2,3]. Расчет проводился в программном пакете Atomistix Toolkit по методу расчёта электронной структуры согласно теории функционала электронной плотности (DFT)[4]. Расчетная сетка для плотности состояния с максимальным приближением соответствует параметру k-point 2x2x2. Параметры соответствуют структурам с электронной температурой 300К. Теория функционала плотности, несмотря на однодетерминантное представление волновой функции, учитывает корреляционную энергию. Проблема состоит в том, что вид обменно-корреляционного функционала неизвестен, а потому необходимо искать его приближенное описание. Различные методы в теории функционала плотности (DFT) отличаются друг от друга только выбором формы обменно-корреляционного функционала, причем обменный член дает больший вклад. Выделяют два основных подхода в теории функционала плотности: приближения локальной плотности (LDA) и градиентной коррекции (LDA) со своими наборами функций, остальные подходы являются их комбинацией.

Основная цель данного обзора – выявить оптимальную математическую базу для расчета объектов и систем, состоящих или включающих в себя кремниевую компоненту. Проведенные расчеты и анализ результатов позволяет предположить, что для расчета кристаллов кремния, частиц, слоев или пористых структур на основе кремния оптимально использовать метод LDA с функцией XA (погрешность 5,4%) и метод MGGA с функцией TB09LDA (погрешность 6,3%).

Таблица 1. Оценка параметров зонной структуры по плотности состояния

Метод	Функция	Потолок валентной зоны (E_v), эВ	Дно зоны проводимости (E_c), эВ	Уровень Ферми (E_f), эВ	Запрещенная зона ($E_c - E_v$), эВ
LDA	HL	-4.58	-3.99	-4.28	0.59
LDA	PW	-4.49	-3.9	-4.18	0.59
LDA	PZ	-4.49	-3.9	-4.2	0.59
LDA	RPA	-4.52	-3.97	-4.22	0.55
LDA	WIGNER	-4.5	-3.98	-4.22	0.52
LDA	XA	-6.44	-5.38	-5.87	1.06
GGA	BP86	-4.52	-3.8	-4.16	0.72
GGA	BPW91	-5.48	-5.26	-5.36	0.22
GGA	PBE	-4.52	-3.85	-4.18	0.67
GGA	PBES	-4.43	-3.8	-4.14	0.63
GGA	PW91	-4.54	-3.85	-4.19	0.69
GGA	RPBE	-4.4	-3.72	-4.06	0.68
GGA	XLYP	-4.25	-3.4	-3.8	0.85
MGGA	TB09LDA	-3.81	-2.62	-3.2	1.19

Библиографический список

1. Биленко Д.И., Вениг С.Б., Терин Д.В. и др. Многопараметровая диагностика микро- и наноструктур - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2015. – 136 с. 2.
2. Ветошки А.М. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2010. Т. 50, № 5. С. 817–831.
3. Биленко Д.И., Терин Д.В., Кондратьева О.Ю., Ревзина Е.М., Вениг С.Б. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2014. Т. 14. № 2. С. 46-49.
4. Stradi D., Martinez U., Blom A., Brandbyge M., Stokbro K. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93. P. 155302. doi:10.1103.

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРОЦЕССА ДЫХАНИЯ НА КОНТУР БАРОРЕФЛЕКТОРНОЙ РЕГУЛЯЦИИ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ В АКТИВНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Т.А. Галушко¹, К.А. Вульф²

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

²*ФГБУ «Национальный научно-практический центр сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева» Министерства здравоохранения Российской Федерации*

E-mail: tanya.galushko@yandex.ru

В функционировании сердечно-сосудистой системы принимают участие различные взаимодействующие между собой колебательные процессы. Особый интерес для изучения представляет процесс медленной регуляции кровяного давления и сердечного ритма, имеющий у людей собственную частоту вблизи 0,1 Гц. Принято считать, что данный колебательный процесс характеризует активность контура симпатической регуляции частоты сердечных сокращений и контура барорефлекторной регуляции тонуса артериальных сосудов.

Ранее было выявлено, что 0,1 Гц – колебания в кардиоинтервалограмме и фотоплетизмограмме часть времени находятся в состоянии синхронизации, т.е. взаимной подстройки мгновенных фаз и частот колебаний. Это обеспечивает функциональное взаимодействие механизмов вегетативной регуляции разных отделов сердечно-сосудистой системы. Однако для обеспечения адекватного взаимодействия их постоянная синхронизация не требуется [1].

Изучение 0,1 Гц колебаний в сердечнососудистой системе является актуальной проблемой современной физиологии и кардиологии, учитывая перспективное значение их исследования для совершенствования методов клинической диагностики у больных сердечно-сосудистыми [2, 3] и некоторыми другими заболеваниями [4].

Целью работы являлась оценка интенсивности воздействия дыхания на контуры вегетативной регуляции кровообращения.

В ходе исследования, использовалась модель нелинейной системы с задержкой, обеспечивающая формирование в контуре устойчивых автоколебаний (с периодом около 10 секунд у людей) [5, 6]. С помощью данной модели был численно смоделирован эксперимент с линейно нарастающей частотой дыхания и построен график области синхронизации артериального давления с дыханием порядка 1:1, называемый языком синхронизации Арнольда.

В ходе эксперимента 5-ти испытуемым людям проводилась синхронная регистрация фотоплетизмограммы (ФПГ) и записи дыхания в ходе функциональной пробы с линейно меняющимся по частоте дыханием от 0,05 до 0,25 Гц в течение 25 минут. Моменты, в которые испытуемый должен был осуществлять вдох, отмечались звуковыми сигналами. Выдох осуществлялся произвольно.

На основании полученных записей ФПГ и дыхания были оценены частоты, соответствующие началу и концу интервалов частотного захвата, с помощью расчета коэффициента фазовой когерентности [1].

Полученные отрезки (или «полки»), характеризующие диапазон частот, при которых системы находились в состоянии синхронизации, были запро-

граммированы в графическом редакторе. Методом сдвига модельного языка Арнольда, и максимального вписания «полки» в его область оценивалась собственная частота медленных колебаний вблизи 0,1 Гц. А с помощью функции Фурье-разложения в скользящих окнах, независимо от предыдущего способа, была оценена частота собственных колебаний ФПГ на участках записи, при спонтанном дыхании после окончания активного эксперимента с линейно меняющейся частотой дыхания.

Корреляция значений собственных частот колебаний в вариабельности кровенаполнения ФПГ, оцененных разными способами для каждого испытуемого, оказалась равна 0,690, на основании которой можно выдвинуть гипотезу о высоком, но не полном соответствии рассматриваемой модели с реальной физиологической системой регуляции тонуса сосудов при воздействии процесса дыхания.

В дальнейшем планируется провести специальный эксперимент с дыханием различной интенсивности для более глубокого исследования поставленной цели.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (проект № МД-3318.2017.7).

Библиографический список

1. *Боровкова Е.И. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11, №. 2. С. 129-136.*
2. *Kiselev A.R. et al. // Journal of Cardiovascular Medicine. 2012. Vol. 13. Iss. 8. P.491-498.*
3. *Kiselev A.R. et al. // The Anatolian Journal of Cardiology. 2014. Vol. 14. P. 701-710.*
4. *Нейфельд И. В. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11. №. 2. С. 98-108.*
5. *Karavaev A.S. и др. // Journal of the American Society of Hypertension. 2016. Vol. 10. Iss. 3. P. 235-243.*
6. *Ишбулатов Ю.М. и др. // Известия Саратовского Университета. Новая серия. Серия Физика. 2015. Т. 15. В. 2. С. 32-38.*

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА СПИНОВЫХ ВОЛН
В ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ СИСТЕМЕ
ЛАТЕРАЛЬНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ**

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stig133@gmail.com

В последнее время актуальной задачей является исследование свойств электромагнитных волн, распространяющихся в композитных микроструктурах, свойствами которых можно управлять путем изменения статических магнитных и электрических полей [1-3]. Тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) демонстрируют значительно меньшие значения затухания спиновых волн (СВ) по сравнению с металлическими магнитными плёнками. Использование латерально магнитных микроструктур представляется важным для разработки элементов межсоединений в планарных топологиях магنونных сетей [4]. Управление перестройкой частоты с помощью магнитного поля для устройств магноники происходит медленно и требует большого расхода энергии. В отличие от этого, электрическая настройка гораздо быстрее. Использование пьезоэлектрических слоёв позволяет существенно расширить функциональность латеральных микроструктур за счет дополнительной возможности двойного управления их характеристиками. Возможность перестройки электрическим полем ЖИГ-пьезоэлектрических СВЧ устройств [5] позволяет разрабатывать магنونные волноводы с управляемой деформацией. Электрическое поле вызывает деформацию слоя пьезоэлектрика вследствие обратного пьезоэффекта. Деформация передается ЖИГ плёнке, которая механически связана с пьезоэлектрическим слоем. Из-за обратного эффекта магнотрикции (эффект Виллари) в ЖИГ плёнке изменяется внутреннее магнитное поле.

В данной работе с помощью численного моделирования основанного на методе конечных элементов и с помощью микромагнитного моделирования исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в системе латеральных микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем.

Рассматриваемая структура представляет собой три латеральных микроволновода, полученных с помощью метода лазерной резки из плёнки ЖИГ, толщиной 10 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На данной латеральной системе будет расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца с напылёнными на него электродами из хрома толщиной 50 мкм на нижней стороне (где непосредственно происходит связь плёнки ЖИГ и пьезоэлектрического слоя) и толщиной 250 мкм на верхней части пьезоэлектрического слоя для создания эффективной локальной деформации каждой из плёнок ЖИГ.

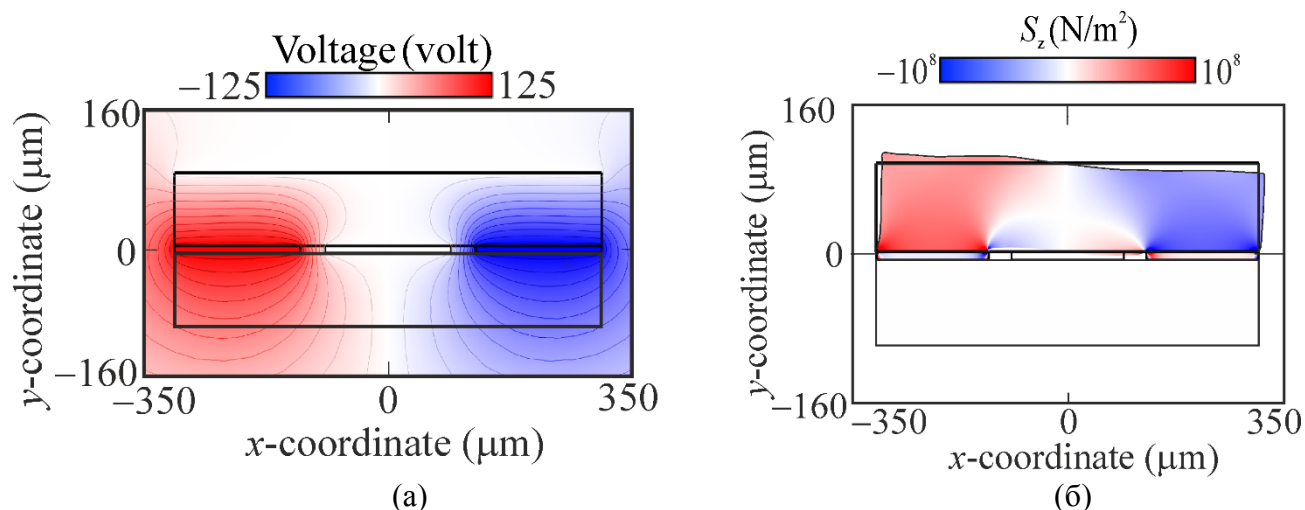


Рис. 1. (а) Распределение электрического потенциала, приложенного к электродам. (б) Распределение компоненты тензора напряжений S_z в случае приложения внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою.

На рисунке 1(а) представлено распределение потенциалов, прикладываемых к двум электродам, в случае, когда к левому электроду прикладывается положительное значение напряжения, а к правому отрицательное. На рисунке 1(б) представлено распределение тензора напряжений в латеральной структуре в случае приложения напряжения к электродам. Видно, что в случае приложения положительного напряжения левая область пьезоэлектрика начинает сжиматься в поперечном направлении, а в случае приложения отрицательного напряжения правая часть пьезоэлектрика начинает растягиваться в поперечном направлении. Видно, что в этом случае деформация возникает только в областях электродов, вследствие обратного пьезоэффекта деформация передается ЖИГ плёнке, которая в свою очередь так же деформируется. Из-за обратного эффекта магнитострикции в ЖИГ плёнке изменяется внутреннее магнитное поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 16-29-14021, 16-37-00217) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта Президента РФ (МК-5837.2016.9).

Библиографический список

1. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Y.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Y.P., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. // Phys. Usp. 2015. Vol. 185 P. 1099.
2. Demidov V.E., Urazhdin S., Zholud A., Sadovnikov A.V., Slavin A.N., Demokritov S.O. // Sci. Rep. 2015. Vol. 5. P. 8578.
3. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. // Phys. Rev. 2017. Vol. Applied 7. P. 014013.
4. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Romanenko D.V., Sharaevskii Y.P., Nikitov S. A. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107. P. 202405.
5. Fetisov Y.K., Srinivasan G. // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 88. P. 143503.

**ДИНАМИКА СВЯЗАННОСТИ МЕЖДУ ОБЛАСТЯМИ КОРЫ
ДО И ВО ВРЕМЯ АБСАНСНЫХ РАЗРЯДОВ****А.А. Грищенко¹, И.В. Сысоев¹, К.М. ван Рейн²**¹ *Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*² *Радбоуд университет Неймеген, Дондерс институт, Неймеген, Нидерланды**E-mail: vili_von@mail.ru*

Исследование связанности по сигналам электромагнитной активности мозга — один из наиболее продуктивных подходов к изучению эпилепсии в настоящее время. Часто исследования производят на животных–моделях, так как в таком случае появляется возможность снимать внутрочерепные данные, избавляясь от помех, вызванных черепом.

Функция взаимной информации представляет собой нелинейную меру ненаправленной связанности между двумя сигналами (в данной работе — ЭЭГ теменной и лобной коры больших полушарий), часто используемую для анализа ЭЭГ во время сна [1] и эпилепсии [2,3]. Существуют несколько подходов к расчёту функции взаимной информации. Мы использовали современный подход [4], основанный на учёте ближайших соседей и предъявляющий наименьшие требования к объёму данных, что важно при исследовании нестационарных по природе физиологических сигналов.

Далее для тестирования результатов на значимость строились суррогатные временные ряды для каждого животного отдельно путём перестановки реализаций [5]— всего 90 пар. При изучении переходных процессов (в нашем случае — от нормальной динамики к эпилептиформной) такой подход имеет существенно лучшую специфичность, чем часто используемый метод случайного задания фаз гармоник Фурье-образа, как показано в [6].

Таким образом, поточечная (для одного конкретного момента времени) достоверительная вероятность составляла 98,9%, уровень значимости — 1,1%. Поскольку имело место множественное тестирование, часть результатов (порядка 1,1% значений) могли оказаться значимыми случайно. Для каждого разряда было рассчитано число значимых (выше уровня значимости) выводов о связанности на каждом из четырёх интервалов: фоновая активность, преиктальная активность, начало разряда, соответствует интервалу потери связанности, поддержание разряда.

Наборы этих значений, соответствующие разным разрядам одной и той же крысы, объединялись и тестировались с помощью t-теста Стьюдента на значимое отличие от случайного достижимого уровня.

В таблице 1 приведены результаты для всех рассмотренных животных. Были выбраны несколько пороговых уровней значимости: 0.05, 0.01, 0.001, 0.0001, знаком «-» отмечены число выводов значимо ниже случайно возможного.

Таблица 1. Уровень значимости, на котором можно сделать выводы о связанности по функции взаимной информации на основе t-теста Стьюдента на различных интервалах

Крыса, №	[-5; -3] фон	[-2; 0] преикт.	[0; 2] потеря	[2; 4] поддер
2	0.001	0.01	0.0001	0.0001
5	0.01	0.01	0.05	0.01
6	0.001	0.001	-	0.01
7	0.01	0.001	0.0001	0.0001
9	-	0.05	-	0.05
10	0.01	0.05	0.01	0.05
14	0.01	0.05	0.01	0.001
18	-	0.05	-	-
24	0.001	0.01	0.001	0.001
25	0.0001	0.01	-	-
28	0.0001	0.0001	0.01	0.0001

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 17-02-0030) и Стипендии Президента для поддержки молодых учёных (СП-1510.2015.4).

Библиографический список

1. *Rajendra Acharya U., Faust O., Kannathal N., TjiLeng Chua, Swamy Laxminarayan.* // Computer Methods and Programs in Biomedicine 2005. Vol. 80, Iss. 1. P. 37–45.
2. *Sysoeva M.V., Lüttjohann A., van Luijtelaar G., Sysoev I.V.* // Neuroscience. 2016. Vol. 314. P. 75–89.
3. *Sysoeva M.V., Vinogradova L.V., Kuznetsova G.D., Sysoev I.V., van Rijn C.M.* // Epilepsy & Behavior. 2016. Vol. 64. P. 44–50.
4. *Kraskov A., Stögbauer H., Grassberger P.* // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 066138.
5. *Theiler J., Eubank S., Longtin A., Galdrikian B., Farmer J.D.* // Physica D. 1992. Vol. 58. P. 77–94.
6. *Sysoev I.V., Sysoeva M.V.* // Physica D. 2015. Vol. 309. P. 9–19.

ДИНАМИКА ДВУХ СВЯЗАННЫХ ДВУХМОДОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ**А.П. Гулай¹, С.В. Астахов¹**¹*Саратовский государственный технический университет им.Ю.А. Гагарина**E-mail: gulai.artem@gmail.com*

В настоящее время особый интерес представляет исследование взаимодействующих автоколебательных систем со сложными видами связи. В данной работе рассматривается модель в виде двух генераторов ван дер Поля, связанных через цепочку пассивных осцилляторов. Цепочка осцилляторов служит упрощенной моделью распределенной линии связи.

В нашей работе мы рассматриваем данную модель в виде двух связанных генераторов с дополнительным контуром. Парциальная система в виде двухмодового генератора была исследована ранее. Было показано, что в этой системе формируется режим бистабильности через последовательность бифуркаций Андронова–Хопфа и Неймарка–Сакера [1]. Таким образом, задача настоящего исследования состоит в анализе синхронизации двухдвухмодовых генераторов.

Исследуемая система описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= (\varepsilon - x_1^2)\dot{x}_1 - p_1 x_1 + \gamma_{21}\ddot{x}_2, \\ \ddot{x}_2 &= -2\beta_2\dot{x}_2 - x_2 + \gamma_{12}\dot{x}_1 + \gamma_{32}\ddot{x}_3, \\ \ddot{x}_3 &= -2\beta_3\dot{x}_3 - x_3 + \gamma_{23}x_2 + \gamma_{43}\ddot{x}_4, \\ \ddot{x}_4 &= (\varepsilon - x_4^2)\dot{x}_4 - p_4 x_4 + \gamma_{34}\ddot{x}_3.\end{aligned}$$

Мы исследуем синхронизацию автоколебательных режимов как через захват частоты, так и через подавление. Рассматриваемая система также демонстрирует явление мультистабильности, формированию которой уделяется основное внимание в данной работе. Особый интерес представляет бифуркационный механизм возникновения сосуществующих устойчивых режимов, основанный на последовательности из суперкритической бифуркации Андронова–Хопфа и субкритической бифуркации Неймарка–Сакера. Мы показываем, что данный сценарий является типичным для многомодовых систем и играет решающую роль в формировании динамических режимов в рассматриваемой модели.

СА благодарит Минобрнауки России за финансовую поддержку в рамках государственного задания № 3.7135.2017/БЧ.

Библиографический список

1. *Astakhov S., Astakhov O., Astakhov V., Kurths J. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2016. Vol. 26. P. 1650124.*

СИСТЕМА АНАЛИЗА ПСИХОФИЗИОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ЧЕЛОВЕКА И РАЗРАБОТКА МЕТОДА 3D ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ

В.В. Демьяненко

«Южный Федеральный Университет»

Институт нанотехнологий электроники и приборостроения

E-mail: Demianenko.victoria@gmail.com

Разработана система, которая объединяет физиологические сигналы с пиктографическими показателями, что составляет единую модель электрофизиологических данных.

Физиологические сигналы снимаются при помощи автономного телеметрического (беспроводного) портативного блока пациента. В состав блока пациента входят физиологические сигналы: электроэнцефалографические (ЭЭГ), реоэнцефалографические (РЕО), электрокардиографических (ЭКГ), электромиографических (ЭМГ), кожного потенциала (КП), фото-плетизмографических (ФПГ).

Психофизиологические исследования и психологическое тестирование выполняется с применением сенсорного монитора-планшета, на котором испытуемый выполняет задания сценария [2].

По общему массиву данных «общая матрица первичных данных» (ОМПД) делается расчет статистических параметров – среднего арифметического (или математического ожидания MO), медианы (Me) и среднеквадратического отклонения (СКО).

Затем на основании значений ОМПД, MO и СКО осуществляется Z -нормировка исходных показателей, полученных из физиологических сигналов. Расчет заключается в том, что разность между каждым исходным значением показателя ОМПД и MO делится на СКО соответствующего показателя, т.е. используется следующая формула:

$$Z_i = (X_i - X_{cp}) / \sigma$$

где Z_i – нормированное значение показателя, X_i – исходное значение показателя из ОМПД, X_{cp} – среднее арифметическое значение (MO), σ - среднеквадратичное отклонение (СКО).

Среднее арифметическое или математическое ожидание (MO), расчет которого приведенной ниже в формуле (n – количество элементов обрабатываемого массива)

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i}{n}$$

Стандартное или среднеквадратическое отклонение (СКО), рассчитывается как квадратный корень дисперсии. Дисперсия и СКО подсчитываются по следующим формулам:

$$s = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n-1}}$$

Полученная матрица для всех обработанных сигналов носит название «нормированная общая матрица первичных данных» (НОМПД).

На основании составленной матрицы НОМПД формируется «нормированная объединенная матрица вторичных данных (НОМПД)». На основании НОМПД формируются векторы X , Y , Z для дальнейшей трехмерной визуализации и обработки.

При этом в вектор X входят показатели, определенные из ЭЭГ. В векторе Y объединяются показатели, определенные из ЭКГ, КПР и ФПГ. Вектор Z формируется на основании пиктографических показателей – ХУ, Z, Пауза А.

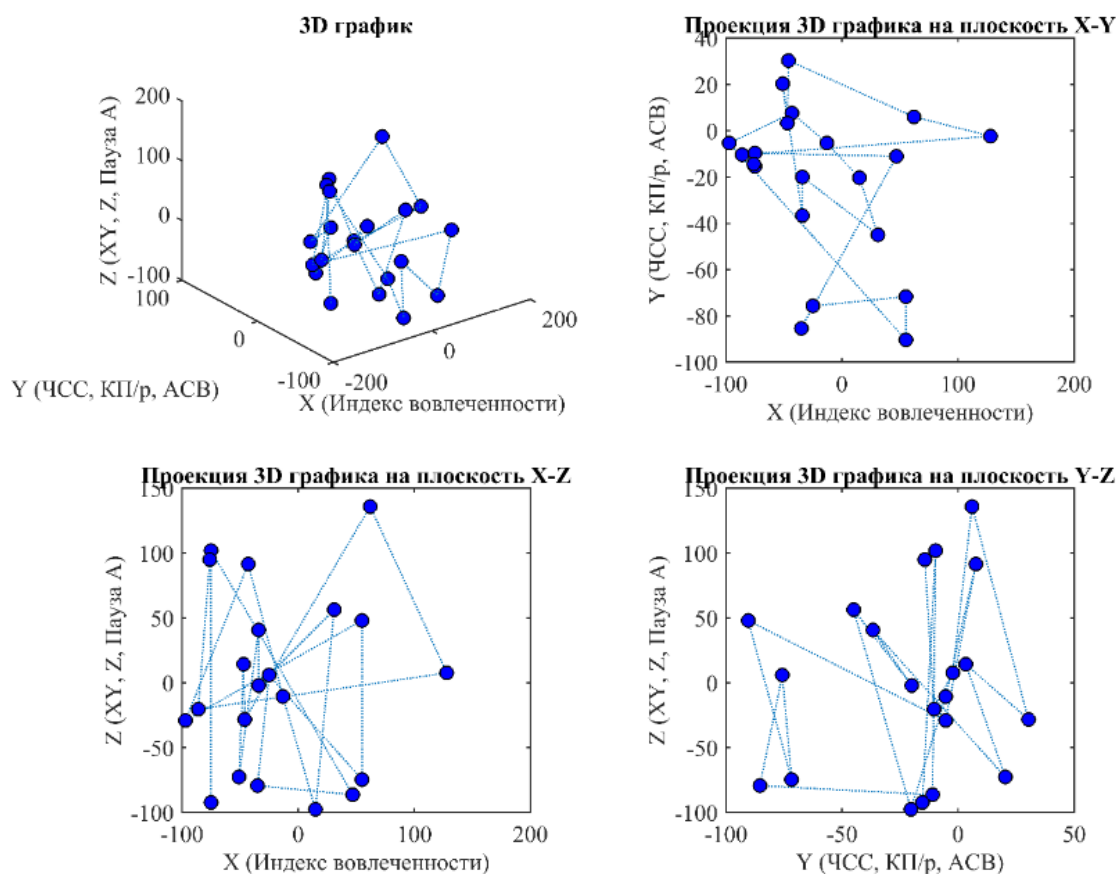


Рис. 1 – Результаты построения трехмерной картины психоэмоционального состояния

Библиографический список

1. Ахутин В.М, Немирко А.П, Першин Н.Н, Пожаров А.В, Попечителев Е.П, Романов С.В -/ Биотехнические системы: теория и проектирование. 2008.

РЕГУЛЯЦИЯ АКТИВНОСТИ ФЕРМЕНТА, ИММОБИЛИЗОВАННОГО НА УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ**И.И. Долгих¹, А.Л. Карлос², Л.А. Битюцкая¹, М.Г. Холявка¹, В.А. Королева¹**¹*Воронежский государственный университет*²*Уфимский государственный авиационный технический университет**E-mail: dolgih_igor@yahoo.com*

Исследование процессов взаимодействия ферментов с матрицей для иммобилизации приобретает все большую актуальность благодаря бурному развитию сфер применения биологических материалов в электронике. Особенно важными являются характеристики иммобилизованного препарата при создании сенсорных устройств. Известно, что при иммобилизации происходит заметное изменение пространственной структуры молекулы белка, которое приводит к модификации его функциональных свойств. В частности, оптимумы температуры и рН среды для проявления каталитической активности иммобилизованного фермента значительно смещаются относительно значений для свободного биокатализатора, поэтому выбор материала носителя для иммобилизации фермента во многом определяет рабочие характеристики биосенсора.

Цель работы состояла в поиске путей регуляции активности фермента с помощью допирования ультракороткими углеродными нанотрубками. Длинные нанотрубки (100-1000 нм) химически инертны и обычно рассматриваются как геометрическая поверхность, на которой осаждаются молекулы из раствора. Однако ультракороткие нанотрубки (длиной порядка единиц нм) обладают высокой химической активностью т.к. благодаря перераспределению электронной плотности, на их концах существуют локальные заряженные области.

Методом компьютерного моделирования нами были определены участки молекулы фицина (КФ 3.4.22.3), которые могут взаимодействовать с нанотрубками. Смоделирован процесс сорбции белка.

Полученные данные были использованы для разработки биосенсора, чувствительного к белку молока казеину, который может применяться для определения «натуральности» молочных продуктов.

В работе использовались углеродные печатные электроды, на которые капельным методом наносился фицин. После нанесения фермента электроды высушивались в течение суток при комнатной температуре. В ячейку добавляли казеин и измеряли электрическую характеристику с помощью потенциостата ИРС-Сомраст. Было обнаружено, что иммобилизация на нанотрубках приводит к увеличению резкости характерного пика на кривой, отражающей вольт-фарадные характеристики, т.е. повышает чувствительность биосенсора к присутствию аналита. Разрабатываются модели, объясняющие повышение активности фермента при добавлении нанотрубок.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ КАК КРИТЕРИЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ СИЛЬНО НЕИДЕАЛЬНЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ

М.М. Долматова

Башкирский государственный университет, Уфа

E-mail: milana.1992@mail.ru

Работа посвящена исследованию сигнальных характеристик электронных спектров сложных неидеальных оптических сред и применению методов радиофизики к спектроскопии в оптической области. В качестве сигнальной характеристики рассматривается интегральный параметр автокорреляционной функции (ИПАКФ).

Актуальность работы заключается в ее практическом направлении технологической и экологической области. Первое направление связано с применением методик распознавания сложных молекулярных систем для контроля качества новых материалов, в том числе, для электроники, а также для разработки месторождений, техническом контроле нефтехимических производств и научном исследовании свойств сложных молекулярных систем. Второе приложение – с идентификацией загрязнения окружающей среды топливными и промышленными отходами.

В основе данной работы лежит феноменологический подход к электронным спектрам поглощения неидеальных оптических сред [1-3], когда отдельные полосы поглощения излучения, связанные с электронными переходами, не рассматриваются, а изучаются интегральные характеристики поглощения.

Формирование спектра рассматривается как стационарный случайный процесс. Так как статистическое среднее по процессу совпадает со средним по интервалу, то процесс является эргодическим [1], что позволяет рассматривать часть интервала поглощения и по нему судить о динамических изменениях всего процесса.

В работах [1,2] установлено, что функция распределения интенсивности поглощения электромагнитного излучения оптической области по длинам волн в многокомпонентной системе с хаосом химического состава, хорошо аппроксимируется экспоненциальным уравнением, имеющий вид:

$$F(\lambda) = ae^{-b\lambda}, \quad (1)$$

где $F(\lambda)$ – функция распределения интенсивности поглощения электромагнитного поглощения в оптической области спектра; λ - длина волны в нм; a и b - эмпирические коэффициенты, зависящие от природы вещества.

Для оценки и описания динамических свойств используется интегральный параметр автокорреляционной функции:

$$I_A = \frac{a^2}{\lambda_n - \lambda_0} \int_{\lambda_0}^{\lambda_n} e^{-b\lambda} e^{-b(\lambda+\Delta\lambda)} d\lambda = \frac{a^2}{-2b(\lambda_n - \lambda_0)} e^{-b\Delta\lambda} (e^{-2b\lambda_n} - e^{-2b\lambda_0}), \quad (2)$$

В таблице 1 приведены значения интегральных параметров автокорреляционной функции для узких углеводородных фракций.

Таблица 1 –Интегральные автокорреляционные параметры оптических

спектров углеводородных систем

№	Температура кипения образца, °С	$I_A(lgk), \text{нм}$	$I_A(lg\varepsilon), \text{нм}$
		280-480 нм	
Углеводородные фракции тяжелой нефти			
1	280-300	488	454
2	300-320	571	399
3	320-340	628	346
4	340-360	832	303
5	360-380	1017	261
6	380-400	890	210
Углеводородные фракции термолиза мазута тяжелой нефти			
7	160-220	510	335
8	220-240	658	258
9	240-260	704	202
10	260-280	876	165
11	280-300	807	130
12	300-320	921	69

* $I_A(lgk)$ – интегральный параметр автокорреляционной функции, определенный по логарифмическому коэффициенту поглощения lgk , и $I_A(lg\varepsilon)$ – по логарифмическому молярному коэффициенту поглощения, соответственно.

Из полученных данных видно, что интегральный параметр автокорреляционной функции является индивидуальной величиной для каждого образца. Таким образом, с помощью ИПАКФ возможна идентификация сложных многокомпонентных веществ, близких по химической природе.

Библиографический список

1. Доломатов М.Ю., Ярмухаметова Г.У., Доломатова М.М. // Прикладная спектроскопия. 2017. Т. 84, №1. С.132-137.
2. Доломатов М.Ю., Калашченко Н.В., Дезорцев С.В. - М.: Интер, 2010. – 256 с.
3. Dolomatov M. Yu., Latypov K.F., Kovaleva E.A., Dolomatova M.M., Paimurzina N.Kh. // The abstracts of International conference on Nanophotonics and Micro/Nano Optics, Paris, France, 2016. P.69.

ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ГИБЕЛИ КОЛЕБАНИЙ: ЧИСЛЕННОЕ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В.М. Дорошенко², В.П. Круглов¹, С.П. Кузнецов¹

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: dorvalentina9@gmail.com

Исследуется неавтономная система на основе двух взаимодействующих осцилляторов [1], где генерация гиперболического хаоса [2,3] реализуется на основе эффекта гибели колебаний [4,5], действие которого периодически чередуется со стадиями возбуждения вследствие периодической модуляции параметра связи. Система описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (\mu - x^2)\dot{x} + \omega_0^2 x + 2\epsilon xy &= KH(\sin(2\pi t / T))(\dot{y} - \dot{x}), \\ \ddot{y} + \alpha\dot{y} + 4\omega_0^2 y + \epsilon x^2 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где в записи правой части первого уравнения использована функция Хевисайда:

$$H(\xi) = \begin{cases} 0, & \xi < 0, \\ 1, & \xi \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

Одна из подсистем представляет собой автогенератор Ван дер Поля, а вторая – линейный осциллятор, собственная частота которого в два раза больше частоты автогенератора. Осцилляторы связаны между собой посредством квадратичного нелинейного элемента, не вносящего потерь энергии.

Путь в начальный момент времени $H(\xi) = 0$, что соответствует стадии активности автогенератора, и он демонстрирует колебания на частоте ω_0 и с некоторой фазой φ . Часть энергии автоколебаний передается линейному осциллятору через квадратичный элемент ϵx^2 . В нем возбуждаются колебания на частоте $2\omega_0$ с фазой 2φ .

В момент, когда функция $H(\xi)$ становится равной единице, колебания в первом осцилляторе прекращаются в силу эффекта гибели колебаний. При этом во втором имеет место медленное затухание в силу наличия собственных потерь (параметр α). Затем функция $H(\xi)$ снова обращается в ноль, и в автогенераторе вновь возбуждаются колебания, фаза которых отвечает фазе второго осциллятора, то есть удвоенной фазе предыдущей автоколебательной стадии 2φ . Таким образом, за полный период модуляции параметра связи фаза осцилляторов удваивается.

На рис. 1 приводится портрет аттрактора в сечении Пуанкаре и итерационная диаграмма для фазы.

Для подтверждения гиперболичности наблюдаемой хаотической динамики проводились вычисления гистограмм распределения углов между устойчивыми и неустойчивыми многообразиями аттрактора в сечении Пуанкаре для типичных траекторий на аттракторе (рис.2). Отсутствие углов близких к нулю подтверждает гиперболичность аттрактора.

Рассматривается возможность схмотехнической реализации генератора грубого хаоса на основе предложенной системы и представлен вариант такой

реализации в программной среде Multisim.

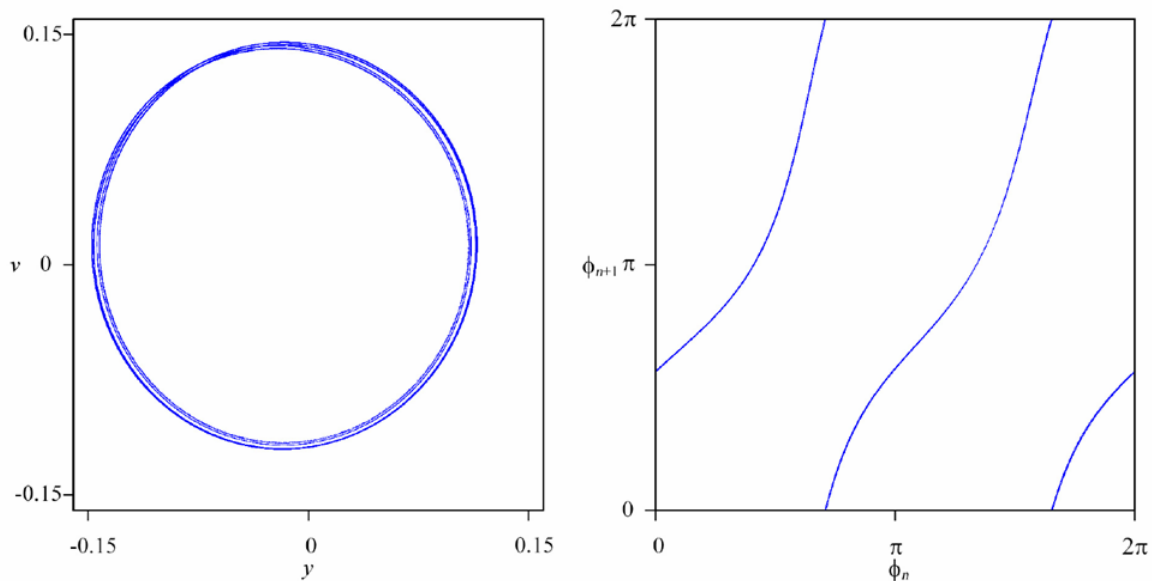


Рис. 1. Аттрактор в сечении Пуанкаре за период модуляции в проекции на плоскость (y, v) и итерационная диаграмма для фазы, определенной в сечении Пуанкаре как $\varphi = \arg(y+iv)$, при $\varepsilon=0.5$, $\omega_0=2\pi$, $T=20$, $\alpha=0.4$, $K=5$.

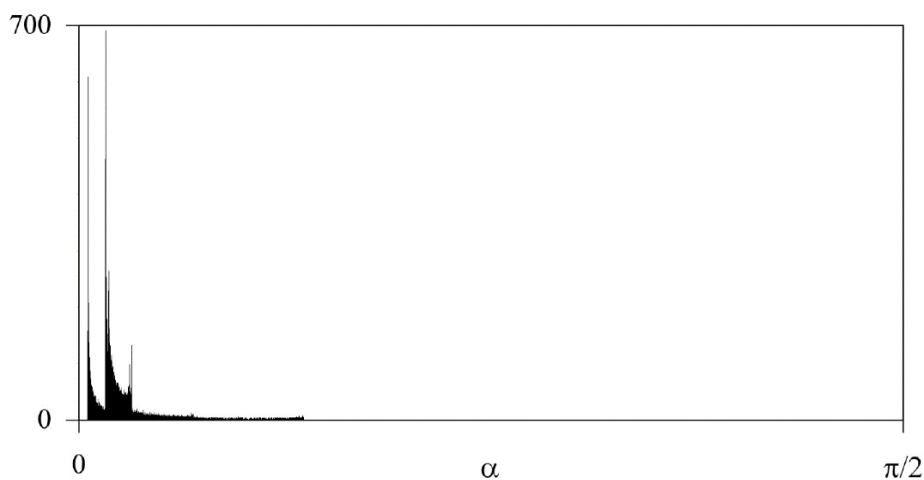


Рис. 2. Гистограмма распределения углов между устойчивым и неустойчивым многообразиями для аттрактора в сечении Пуанкаре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ(проект № 16-32-00449) (ВМД) и РНФ 17-12-01008 (ВПК, СПК).

Библиографический список

1. Дорошенко В.М., Кузнецов С.П.// Материалы XI Международной школы-конференции ХАОС-2016. Саратов: ООО "Издательский центр "Наука". С.84-85.
2. Кузнецов С.П.// УФН. 2011. Т. 181, №2. С. 121-149.
3. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. ИКИ Москва - Ижевск, 2013, 488с.
4. Mirollo R.E., Strogatz S.H. //SIAM Journal on Applied Mathematics. 1990. Vol. 50, №. 6. P. 1645-1662.
5. Aronson D. G., Ermentrout G.B., Kopell N. //Physica D: Nonlinear Phenomena. 1990. Vol. 41, №. 3. P. 403-449.

ФРАКТАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ДИНАМИКЕ НЕОДНОЗНАЧНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ

А.А. Елистратов, Д.В. Савин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: elistratovaa@info.sgu.ru

Известно, что динамика комплексно-аналитических дискретных отображений обладает рядом характерных особенностей. В частности, такие отображения обладают сложно устроенными отталкивающими множествами, являющимися границами бассейнов притяжения устойчивых траекторий. Наиболее широко известным примером такого рода объектов являются множества Жюлиа комплексного логистического отображения Мандельброта [1]. В то же время такие сложно устроенные множества возникают в ряде других задач, в частности — при определении границ глобальной области сходимости корней кубического уравнения в комплексных числах вида $f(z) = z^3 = c$ при решении его методом Ньютона — т. н. проблема Кэли [2]. В этом случае итерационное уравнение для метода Ньютона имеет вид

$$z_{n+1} = z_n - \frac{f(z_n)}{f'(z_n)}, \quad (1)$$

а для нахождения репеллеров его нужно решать в обратном времени, выбирая на каждом шаге один из трёх корней кубического уравнения случайным образом (таким образом, уравнение (1) можно рассматривать как систему итерируемых функций с равными вероятностями выбора функций). Получаемый в результате объект (рис. 1 а), часто называемый фракталом Ньютона-Кэли, широко известен в нелинейной динамике. Целью данной работы является изучение аналогичных объектов, получаемых при применении к решению кубического уравнения с комплексными коэффициентами ослабленного метода Ньютона [2]. В этом случае уравнение (1) принимает вид

$$z_{n+1} = z_n - t \frac{f(z_n)}{f'(z_n)}, \quad (2)$$

где t — некоторая произвольная величина. В частности, при $t=-1$ уравнение (2) можно переписать в виде

$$z_n = z_{n+1} - \frac{f(z_n)}{f'(z_n)}, \quad (3)$$

при этом легко видеть, что итерации полученного отображения в обратном времени можно рассматривать как итерационное отображение для решения неявным методом Эйлера дифференциального уравнения вида $\dot{z} = -f(z)/f'(z)$. В этом случае результатом применения СИФ является структура, напоминающая салфетку Серпинского (рис. 1 б). Меняя значение переменной t в интервале $[-1; 1]$, можно исследовать процесс перехода этой структуры в фрактал Ньютона-Кэли. В настоящей работе производится построение множеств Жюлиа для итерационного отображения ослабленного метода Ньютона (2) при различных значениях параметра t и расчет фрактальной размерности (ёмкости) получае-

мых объектов. Показано, что значение фрактальной размерности совершает скачок при переходе значения параметра t через точку 0, т. е. можно вести речь о фазовом переходе. График зависимости фрактальной размерности от параметра t приведен на рис. 2 а.

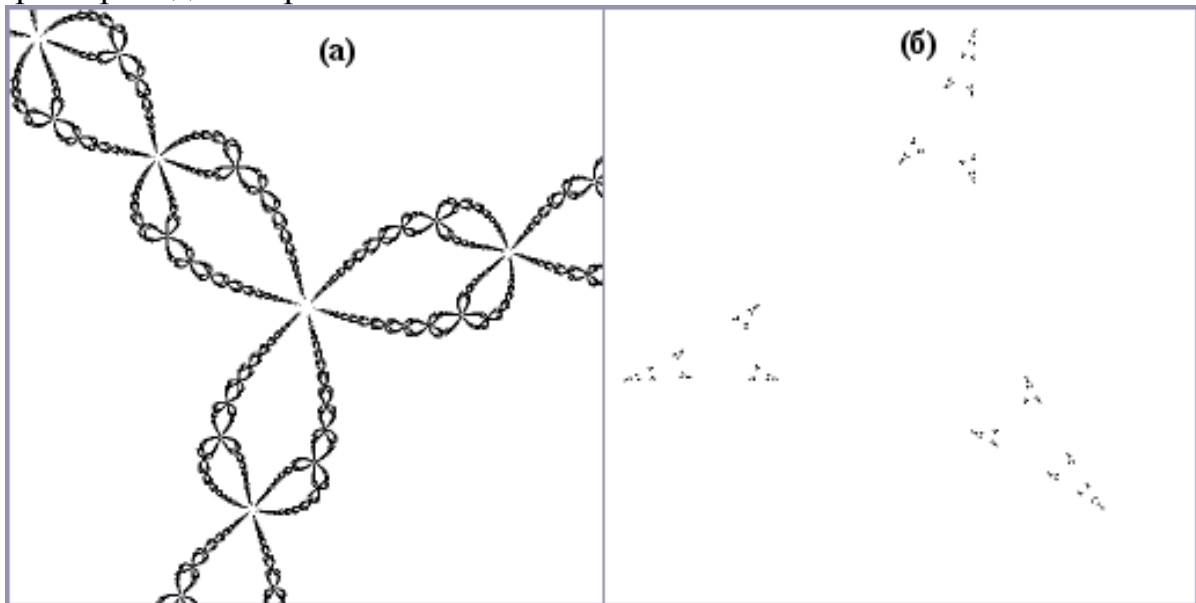


Рис. 1. Множества Жюлиа отображения (2): слева (а) – фрактал Ньютона-Кэли, $t = 1$; справа (б) – структура, напоминающая салфетку Серпинского, $t = -1$.

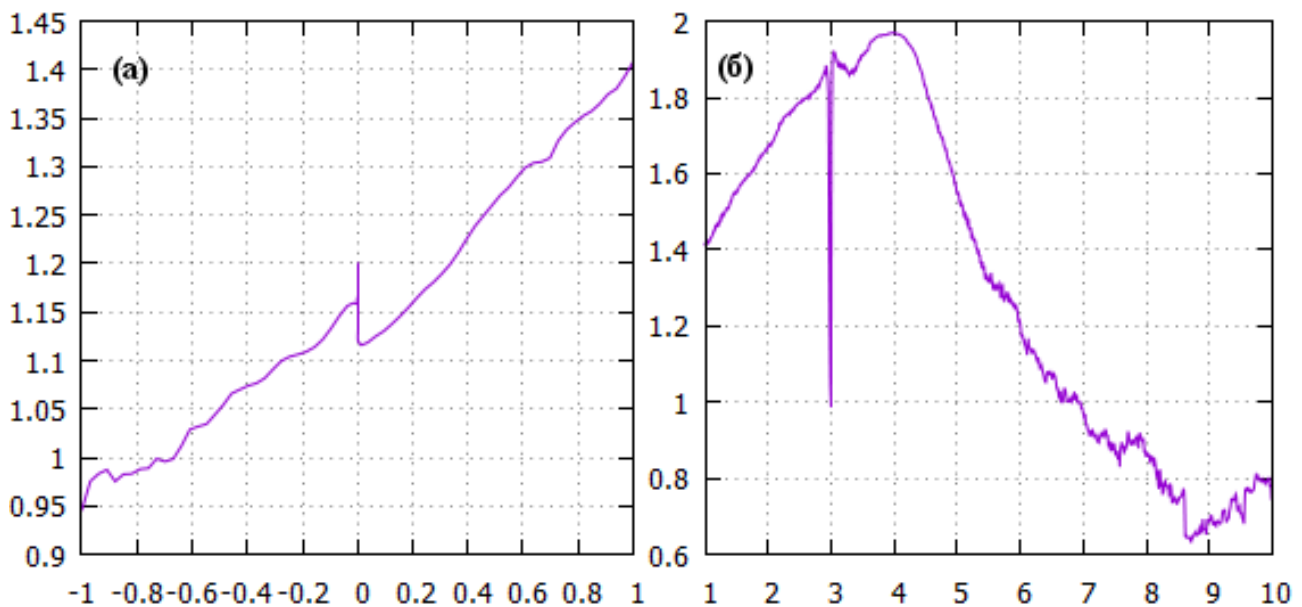


Рис. 2. Графики зависимостей фрактальной размерности множества Жюлиа отображения (2) от параметра t : а) $-1 < t < 1$, б) $t > 1$.

Также был рассмотрен случай для $t > 1$ (рис. 2 б). Показано, что при $t = 3$ множество Жюлиа вырождается в окружность, а при $t \rightarrow \infty$ — в «пыль».

Библиографический список

1. Кроновер Р.М. Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М.: Постмаркет, 2000. – 352 с.
2. Пайтген Х.-О., Рихтер П.Х. Красота фракталов: Образы комплексных динамических систем. М.: Мир, 1993. – 175 с.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ
ЛБВ-ГЕНЕРАТОРА ВНЕШНИМ ГАРМОНИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ****В.В. Емельянов¹, Ю.П. Емельянова²**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина**E-mail: emvaleriy@gmail.com*

В настоящее время большое внимание уделяется развитию теории синхронизации многомодовых автоколебательных систем [1]. В данной работе проводится экспериментальное исследование картины синхронизации ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью (ЗОС). На плоскости параметров амплитуда – частота внешнего гармонического воздействия обсуждается сложная структура языков синхронизации и исследуются механизмы перехода в режим синхронизации при воздействии на частотах основной и высших собственных мод, а также на частотах, находящихся примерно посередине между собственными частотами. Обсуждаются возможности подавления паразитных мод и переключения мод внешним сигналом, а также возможности перестройки частоты генерации при изменении частоты синхронизирующего сигнала.

В качестве объекта исследования выступает ЛБВ-генератор с ЗОС, экспериментальное исследование которого (автономный генератор) проводится в работе [2]. Параметры обратной связи выбирались таким образом, чтобы в автономном генераторе устанавливался режим одночастотных колебаний.

На рис. 1 представлена полученная экспериментальным путем картина синхронизации на плоскости параметров мощность P_{ext} – частота f_{ext} внешнего сигнала. Видно, что область синхронизации на плоскости параметров частота — мощность внешнего сигнала имеет сложную структуру с многочисленными «языками» на частотах различных собственных мод ЛБВ-генератора. В этом наглядно проявляются особенности ЛБВ как распределенного многомодового генератора. Частота основной моды исследуемого ЛБВ-генератора равна примерно 7504 МГц (частота максимального усиления ЛБВ-усилителя). Ниже языков синхронизации реализуется режим биений. Из рис. 1 видно, что при мощности внешнего гармонического сигнала свыше 16 дБм реализуется режим плавной перестройки частоты генерации в широких пределах (область широкополосной синхронизации).

Рис. 1 показывает, что посередине языков на границах области синхронизации имеются узкие области (пики), в которых порог синхронизации резко увеличивается. Также из рисунка 1 видно, что часть языков синхронизации упираются своими вершинами в горизонтальную ось, что говорит о присутствии мультистабильности в системе.

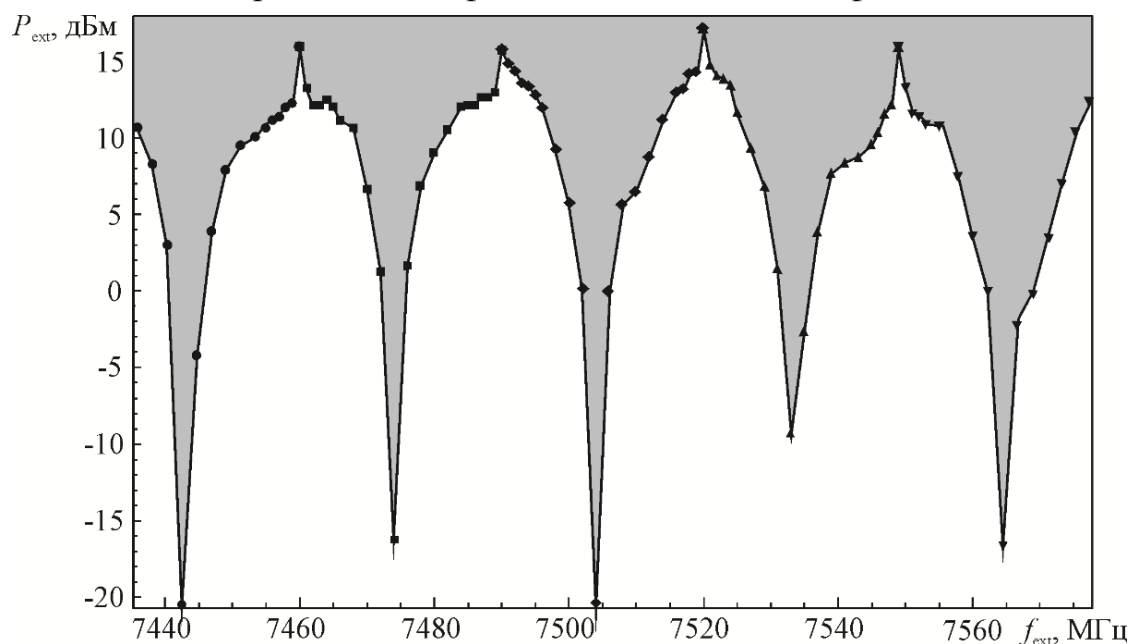


Рис. 1. Языки синхронизации для ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью под внешним гармоническим воздействием.
Серый цвет – область синхронизации, белый цвет – биения

Исследование механизмов перехода к синхронизации показало, что

1. в области основного языка синхронизации реализуются классические сценарии захвата и подавления частоты, типичные для систем с малым числом степеней свободы [4,4];
2. вблизи других языков синхронизации внешнее воздействие малой амплитуды приводит к появлению в спектре выходного сигнала двух спектральных составляющих: на частоте внешнего воздействия и на основной частоте. С ростом мощности внешнего сигнала происходит рост спектральной составляющей на частоте внешнего воздействия, сопровождающийся постепенным возбуждением автомодуляционных мод. После того, как спектральные составляющие на основной частоте и частоте внешнего воздействия выровняются по мощности, происходит подавление основной и автомодуляционных мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-02893-а).

Библиографический список

1. Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Конюшков А.П., Солянов Е.И., Ястребов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 5. С. 413-419.
2. Емельянов В.В., Емельянова Ю.П., Рыскин Н.М. // Сб. трудов II Всероссийской научной конференции «Проблемы СВЧ электроники». 26-28 октября 2015 г., Москва: МИЭМ НИУ ВШЭ. С. 132-134.
3. Рыскин Н.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 2. С. 129-142.
4. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.

СИНХРОНИЗАЦИЯ ДВУХМОДОВОГО ГЕНЕРАТОРА С ЖЕСТКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ Ю.П. Емельянова¹, Н.М. Рыскин^{2,3}

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

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

³*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

E-mail: yuliaem@gmail.com

Исследование процессов конкуренции мод и подавления паразитных колебаний, а также обеспечение стабильной одномодовой генерации с возможностью перестройки частоты относятся к числу важных задач, которые необходимо решить при проектировании приборов вакуумной электроники. В связи с этим особенно актуальными остаются задачи синхронизации многомодовых генераторов.

В работе проводится исследование неавтономного двухмодового генератора с жестким возбуждением. Считается, что взаимодействие мод носит чисто энергетический характер (конкуренция мод) и моды имеют различную поперечную структуру, так что внешний сигнал воздействует только на одну (рабочую) моду (первую). Тогда имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 + i\Delta A_1 &= \left(\sigma_1 + |A_1|^2 + 2|A_2|^2 - |A_1|^4 - 6|A_1|^2|A_2|^2 - 3|A_2|^4 \right) A_1 + f, \\ \dot{A}_2 &= \left(\sigma_2 + |A_2|^2 + 2|A_1|^2 - |A_2|^4 - 6|A_1|^2|A_2|^2 - 3|A_1|^4 \right) A_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где f – амплитуда внешнего воздействия, Δ – отстройка частоты внешнего воздействия от собственной частоты первой моды. При $\sigma_i < 0$ ($i=1,2$) тривиальное нулевое решение системы (2) $A_1 = 0$, $A_2 = 0$ устойчиво, и малые возмущения затухают. При $-1/4 < \sigma_i < 0$ ($i=1,2$) возможно жесткое возбуждение моды под номером i .

Был проведен анализ режимов синхронизации неавтономного двухмодового генератора. Под режимами синхронизации следует понимать одночастотные колебания на частоте внешнего воздействия, то есть решения неавтономных уравнений (2) вида $A_1 = A_0 = \text{const}$, $A_2 = 0$. В ходе анализа уравнений (2) было получено уравнение резонансных кривых:

$$\left[\left(\sigma_1 + a_0^2 - a_0^4 \right)^2 + \Delta^2 \right] a_0^2 = f^2, \quad (3)$$

где a_0 – вещественная амплитуда, соответствующая колебаниям генератора, синхронизованного внешним сигналом.

Были получены аналитические границы бифуркации Андронова–Хопфа для устойчивого и неустойчивого предельного цикла (границы подавления первой моды):

$$a_0^2 = \frac{1}{3} \left(1 \pm \sqrt{1 + 3\sigma_1} \right), \quad (4)$$

границы седло-узловой бифуркации для устойчивого и неустойчивого предельного цикла (границы захвата первой моды):

$$(\sigma_1 + 2a_0^2 - 3a_0^4)^2 + \Delta^2 - (1 - 2a_0^2)^2 a_0^4 = 0, \quad (5)$$

а также границы подавления второй (паразитной) моды:

$$a_0^2 = \frac{1}{3} \left(1 \pm \sqrt{1 + 3\sigma_2} \right). \quad (6)$$

Уравнения (3)–(6) задают в параметрическом виде границы языков синхронизации на плоскости параметров (Δ, f) . При этом оказываются возможными следующие режимы: одночастотный (режим синхронизации, когда амплитуда первой моды постоянна, а амплитуда второй моды равна нулю), двухчастотные I типа (когда наблюдаются биения для амплитуды первой моды и амплитуда второй моды равна нулю) и II типа (когда амплитуды первой и второй моды постоянны и не равны нулю), трехчастотный (когда наблюдаются биения для первой и второй моды), регенеративное усиление (когда с ростом амплитуды внешнего воздействия происходит увеличение амплитуды первой моды, а амплитуда второй моды равна нулю).

В работе было проведено численное исследование режимов синхронизации неавтономного двухмодового генератора с жестким возбуждением при различных значениях параметров возбуждения σ_1 и σ_2 . Поскольку исследуемая система характеризуется наличием мультистабильности, характер установившегося режима сильно зависит от начальных условий. Были рассмотрены случаи, когда до включения внешнего воздействия в системе устанавливалась устойчивая неподвижная точка в начале координат или вторая мода колебаний. В последнем случае разбиение плоскости параметров (Δ, f) на области различных режимов приобретает более сложный вид (сравните рисунок, *a* с рисунком, *б*). На картину синхронизации влияет также наличие или отсутствие наследования начальных условий.

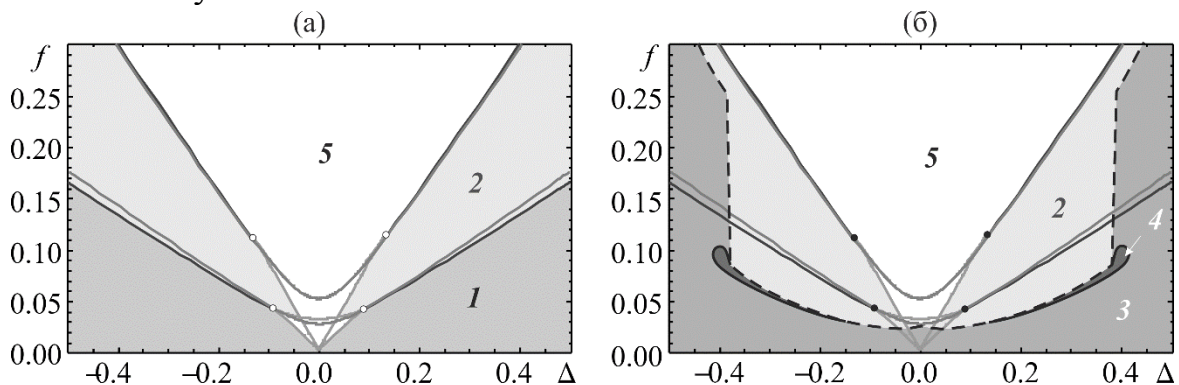


Рис.1. Разбиение плоскости параметров (Δ, f) на области различных режимов для двухмодового генератора с жестким возбуждением (2) при $\sigma_1 = -0.18$ и $\sigma_2 = -0.2$ и начальных условиях, отвечающих установлению (а)– устойчивой неподвижной точки в начале координат, (б) – второй моды колебаний до включения внешнего воздействия, с наследованием начальных условий. 1 — область регенеративного усиления, 2 — двухчастотного режима I типа, 3 — двухчастотного режима II типа, 4 — трехчастотного режима, 5 — область синхронизации.

Каждая область окрашена своим оттенком серого цвета

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-02893-а).

**КАРТИНА СИНХРОНИЗАЦИИ ЛБВ-ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНЕЙ
ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ПОД ВНЕШНИМ
ГАРМОНИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ****Ю.П. Емельянова¹, В.В. Емельянов², Н.М. Рыскин^{2,3}**¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*³*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: yuliaem@gmail.com*

Проблемы синхронизации, переключения мод и стабилизации частоты для многомодовых и распределенных систем в настоящее время являются предметом интенсивного исследования. Данная работа посвящена численному исследованию картины вынужденной синхронизации генератора на основе лампы бегущей волны (ЛБВ) с внешней запаздывающей обратной связью (ЗОС). Проводится изучение особенностей устройства языков синхронизации на плоскости параметров амплитуда – частота внешнего гармонического воздействия, а также исследование сценариев перехода в режим синхронизации. Обсуждаются возможности подавления паразитных (автомодуляционных) мод и переключения мод внешним сигналом, а также возможности перестройки частоты генерации при изменении частоты синхронизирующего сигнала.

Рассматривается ЛБВ-генератор с параметрами, примерно соответствующими параметрам генератора, который исследовался экспериментально в работе [1]. Моделирование проводилось на основе хорошо известных нестационарных нелинейных уравнений ЛБВ с ЗОС (см., например, [3]). Глубина ОС подбиралась таким образом, чтобы в автономном генераторе наблюдался одночастотный режим колебаний.

На рисунке 1 представлена полученная в ходе численного моделирования картина синхронизации на плоскости параметров амплитуда F – частота ω внешнего сигнала. Область синхронизации представляет собой совокупность языков синхронизации с вершинами, расположенными на частотах различных собственных мод ЛБВ-генератора. Частота основной моды исследуемого ЛБВ-генератора равна примерно 0.651π . Ниже языков синхронизации наблюдается режим биений. Из рисунка 1 видно, что при амплитуде внешнего гармонического сигнала свыше 0.05 реализуется режим плавной перестройки частоты генерации в широких пределах (область широкополосной синхронизации).

Стоит отметить также две особенности. Во-первых, при выбранных параметрах несколько центральных языков упираются своими вершинами в горизонтальную ось, что говорит о присутствии мультистабильности. Для языков, соответствующих высшим модам, появляется порог по амплитуде внешнего воздействия, т.е. существует некоторое минимальное значение F , необходимое для синхронизации. При удалении от центральной частоты это пороговое значение увеличивается. Во-вторых, посередине между центральными языками наблюдается резкое увеличение порога синхронизации.

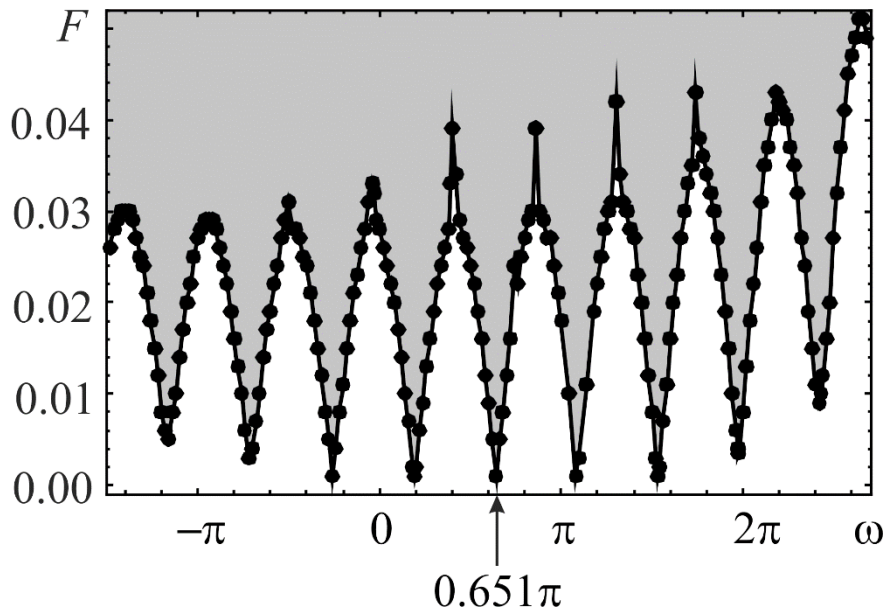


Рис. 1. Языки синхронизации для ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью под внешним гармоническим воздействием. Серый цвет – область синхронизации, белый цвет – биения

В области языка синхронизации, соответствующего основной моде, переход к синхронному режиму происходит в соответствии с классическими механизмами захвата и подавления, которые наблюдаются в системах с малым числом степеней свободы [4,4].

Вблизи языков синхронизации, соответствующих высшим модам, внешнее воздействие малой амплитуды приводит к появлению в спектре выходного сигнала двух спектральных составляющих: на частоте внешнего воздействия и на основной частоте, в отличие от ситуации вблизи языка синхронизации, отвечающего первой моде, когда в спектре наблюдалась частота первой моды. С ростом F происходит рост спектральной составляющей на частоте внешнего воздействия, сопровождающийся постепенным возбуждением автомодуляционных мод. После того, как спектральные составляющие на основной частоте и частоте внешнего воздействия выровняются по мощности, происходит подавление основной и автомодуляционных мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-02893-а).

Библиографический список

1. Емельянов В.В., Емельянова Ю.П., Рыскин Н.М. // Сб. трудов II Всероссийской научной конференции «Проблемы СВЧ электроники». 26-28 октября 2015 г., Москва: МИЭМ НИУ ВШЭ. С. 132-134.
2. Рыскин Н.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 2. С. 129-142.
3. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
4. Пиковский А., Розенблум М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.

ВЧ ГЕНЕРАТОР ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА**В.С. Ерофеев², С.П. Кузнецов^{1,2}, Е. П. Селезнев^{1,2}**¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: valer.erofeev@yandex.ru

В [1,2] был предложен принцип построения физических систем с гиперболическими аттракторами, состоящий в манипуляции фазами колебаний при передаче возбуждения между попеременно активными парциальными осцилляторами, с тем, чтобы трансформация фаз отвечала итерациям отображения с хаотической динамикой. Экспериментальные макеты такой системы работали в диапазоне низких частот [2,3]. Представляет интерес создание подобных генераторов с хаотическим аттрактором гиперболического типа в диапазоне высоких и сверхвысоких частот. Ранее предложенные схемы [2,3], опираясь на систему уравнений, исследованных в [1], предполагает наличие таких элементов как аналоговые умножители, которые, как правило, работают в диапазоне низких частот.

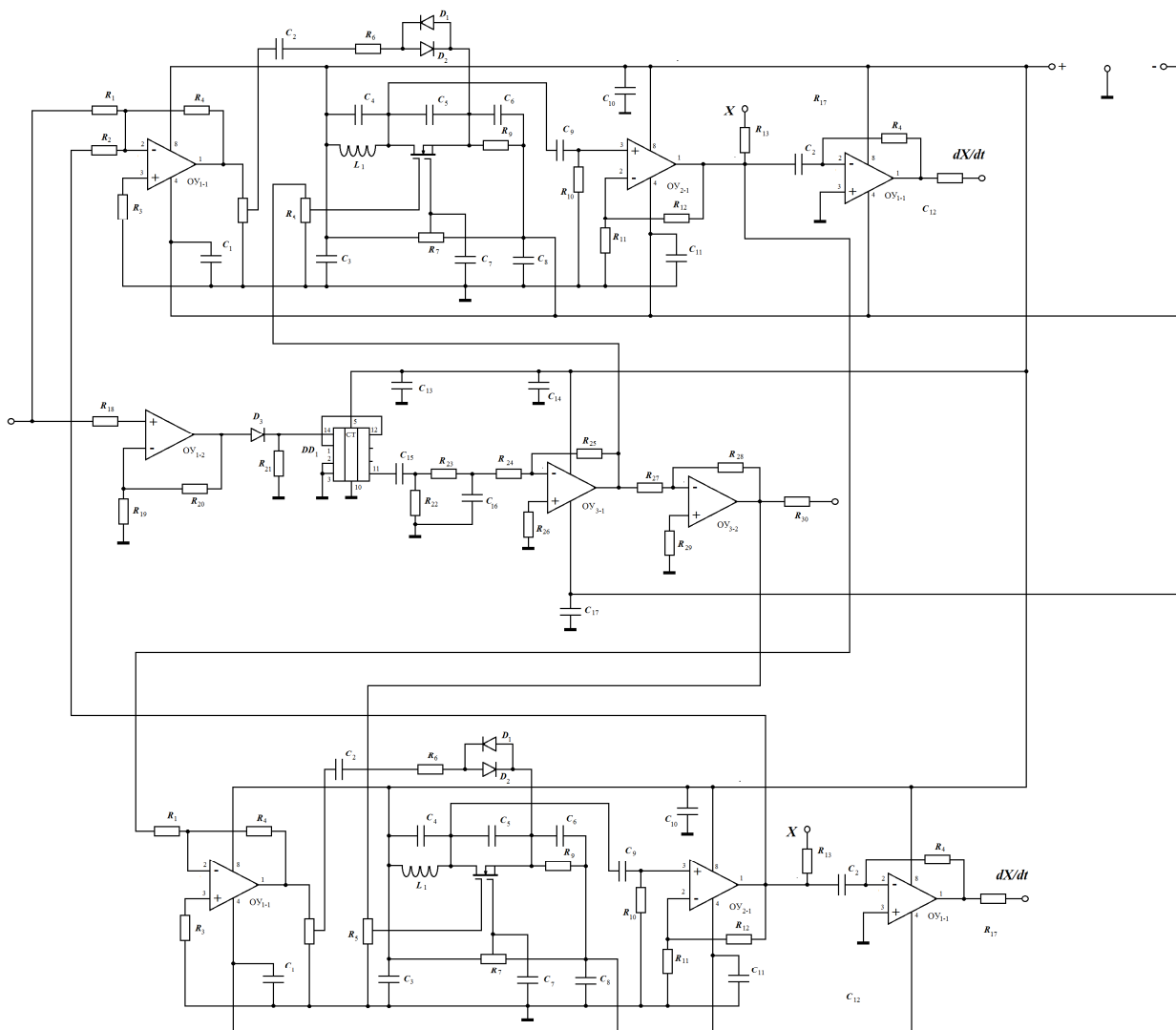


Рис.1. Схема автогенераторов с передачей возбуждения.

На рис.1. представлена электронная схема, в динамике которой наблюдается хаотический аттрактор гиперболического типа. Ее основу составляют два генератора на двухзатворных полевых транзисторах. Схемы генераторов идентичны и отличаются только частотой генерации: для первого она равнялась 6 МГц, а для второго – 12 МГц. Первый генератор оказывал воздействие на второй, а сигнал второго генератора смешивался с сигналом опорного генератора с последующим воздействием на первый. Управление возбуждением генераторов осуществлялось сигналом делителя частоты, на вход которого подавался сигнал опорного генератора и инвертирующими усилителями, которые обеспечивали возбуждение и гашение автоколебаний генераторов попеременно. Взаимодействие генераторов осуществлялось с помощью операционных усилителей ОУ₁₋₁ и ОУ₃₋₁, с выхода которых сигналы через регуляторы, резисторы и диоды поступали в цепи истоков соответствующих транзисторов. Диоды используются для увеличения уровня комбинационных гармоник и обеспечения условия передачи фазы автоколебаний от одного генератора другому и обратно.

На рис.2 представлены временные реализации напряжения (X), его производной (dX/dt) и сигнала с выхода делителя частоты (рис.2а), проекция фазового портрета плоскость напряжение и его производная в первом генераторе (X , dX/dt) (рис.2б) и спектр мощности колебаний в первом генераторе (рис.2в), соответствующие хаотическим автоколебаниям. Данный режим устанавливается в результате подбора режима управления возбуждением и воздействия автогенераторов друг на друга.

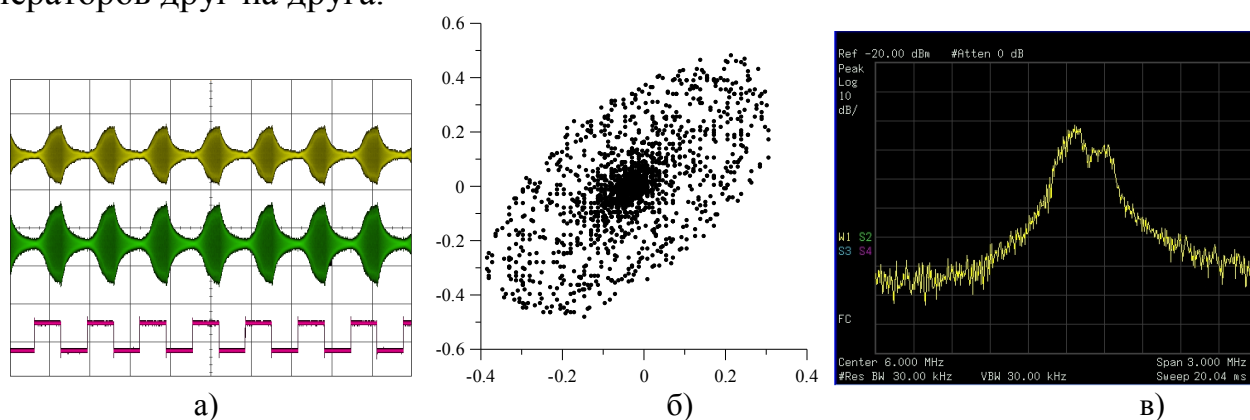


Рис.2. Реализации сигнала (а), портрет аттрактора (б) и спектр генерации (в), полученные в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке РФФИ(проект № 16-02-00135).

Библиографический список

1. Kuznetsov S.P. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95, No 14. P. 144101.
2. Кузнецов С.П., Селезнёв Е.П. // ЖЭТФ. 2006. №2. С. 400-412.
3. Isaeva O.V. et al. // IJBC. 2015. Vol. 25, No 12. P. 1530033.

КОММУНИКАЦИЯ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАТОРОВ ГРУБОГО ХАОСА

А.Ю. Жалнин, О.Б. Исаева, С.П. Кузнецов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: jalnine@rambler.ru

Одним из наиболее перспективных прикладных направлений в нелинейной динамике и теории хаоса является использование синхронных систем с хаотической динамикой в схемах связи [1]. Хаотический сигнал в качестве носителя информации имеет ряд преимуществ перед регулярным: значительная информационная емкость в силу широкополосности, возможность самосинхронизации приемника и передатчика, относительная “безопасность” связи. Однако, есть недостатки, затрудняющие практическое использование схем коммуникации на основе хаотической синхронизации: чувствительность синхронных хаотических режимов к расстройке параметров передатчика и приемника, а также малая энергетическая эффективность и, как следствие, снижение помехоустойчивости в схемах с аддитивным нелинейным подмешиванием информации.

В настоящей работе предлагаются новые схемы хаотической коммуникации, в которых: (i) в качестве базовых генераторов используются генераторы “грубого” (гиперболического) хаоса, (ii) предложен новый, энергетически эффективный и помехоустойчивый способ нелинейного подмешивания информации на основе фазовой модуляции несущего хаотического сигнала. Работоспособность схем демонстрируется на примерах трех базовых автоколебательных систем, являющихся генераторами грубого хаоса. Первая базовая система представляет собой пару связанных осцилляторов Ван-дер-Поля с модулируемыми в противофазе параметрами возбуждения и с удвоением фазы колебаний за период модуляции параметра [2]. Образом хаотической динамики в фазовом пространстве такой системы является однородно-гиперболический аттрактор Смейла-Вильямса. Схема связи на основе пары однонаправлено связанных систем данного типа представлена на рис. 1.

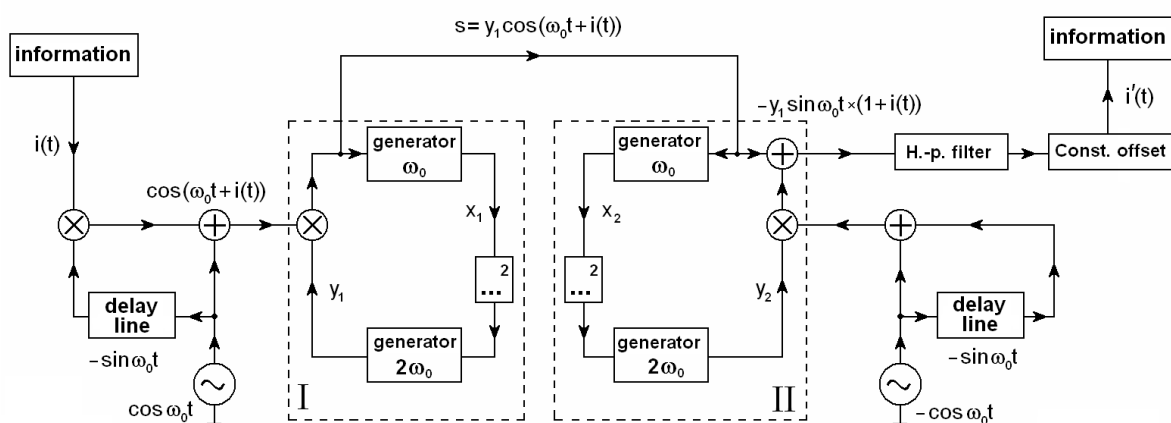


Рис. 1. Схема коммуникации на основе генераторов грубого хаоса с фазовой модуляцией несущего хаотического сигнала.

Вторая модельная базовая система, представляющая наиболее перспективной, является автономным генератором грубого хаоса с аттрактором Смейла-Вильямса, предложенным в работе [3]. Уравнения схемы связи для передат-

чика (**D**) и приемника (**R**) информации имеют следующий вид:

$$\mathbf{D}: \begin{cases} \dot{x}_d = \omega_0 y_d + (1 - a_2 + a_1/2 - a_1^2/50)x_d + \varepsilon u_d v_d, \\ \dot{y}_d = -\omega_0 x_d + (1 - a_2 + a_1/2 - a_1^2/50)y_d, \\ \dot{u}_d = \omega_0 v_d + (a_1 - 1)u_d + \varepsilon S_{trans}, \\ \dot{v}_d = -\omega_0 u_d + (a_1 - 1)v_d, \\ \text{где } a_1 = x_d^2 + y_d^2, a_2 = u_d^2 + v_d^2, \end{cases} \quad \mathbf{R}: \begin{cases} \dot{x}_r = \omega_0 y_r + (1 - a_2 + a_1/2 - a_1^2/50)x_r + \varepsilon u_r v_r, \\ \dot{y}_r = -\omega_0 x_r + (1 - a_2 + a_1/2 - a_1^2/50)y_r, \\ \dot{u}_r = \omega_0 v_r + (a_1 - 1)u_r + \varepsilon S_{trans}, \\ \dot{v}_r = -\omega_0 u_r + (a_1 - 1)v_r, \\ \text{где } a_1 = x_r^2 + y_r^2, a_2 = u_r^2 + v_r^2. \end{cases}$$

Здесь $S_{trans}(t) = y_d + x_d \xi(t)$ – фазово-модулированный хаотический сигнал, передающийся в канал связи, а $\xi(t)$ – заключенная в нем информация. Опорный сигнал, используемый при фазовом детектировании, имеет вид $S_{ref} = -x_r + y_r$. Преобразование фазовой модуляции в амплитудную производится сложением переданного сигнала с опорным: $\tilde{S}(t) = S_{trans} + S_{ref} = (1 + \xi(t))x_r$. Соответственно, детектированный информационный сигнал $\xi'(t)$ может быть получен по формуле: $\xi'(t) \approx \langle |\tilde{S}| \rangle / \langle |x_r| \rangle - 1$, где $\langle f \rangle = \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} f(\tau) d\tau$.

Третья схема связи основана на гиперхаотической системе с грубым гиперболическим хаосом, воспроизводящей консервативное отображение “кота” Арнольда в фазовой динамике. Базовый генератор схемы представляет собой 4 связанных осциллятора Ван-дер-Поля с модулируемыми параметрами возбуждения [4].

Для всех модельных систем разработаны способы связи, позволяющие добиться полной хаотической синхронизации передатчика и приемника, рассчитаны характеристики синхронных хаотических режимов, которые могут использоваться в схеме передачи информации (полные спектры ляпуновских показателей, коэффициенты диффузии фазы). Проведено численное моделирование передачи информационного сигнала, представляющего сложный квазипериодический сигнал с широким спектром. Показано, что применение описанных процедур фазовой модуляции и детектирования позволяет передать и извлечь информацию точно, без искажений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16–02–00135).

Библиографический список

1. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.
2. Kuznetsov S.P. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol.95. 144101.
3. Kuznetsov S.P., Pikovsky A. // Physica D. 2007. Vol. 232. P. 87.
4. Isaeva O.B., Jalnina A.Yu., Kuznetsov S.P. // Phys. Rev. E. 2006. Vol.74. 046207.

СТРАННЫЕ НЕХАОТИЧЕСКИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ

А.Ю. Жалнин¹, С.П. Кузнецов^{1,2}¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН²Удмуртский государственный университет, Ижевск

E-mail: jalnine@rambler.ru

Странный нехаотический аттрактор (СНА) – фундаментальный тип аттрактора динамических систем, сочетающий противоречивые свойства порядка и хаоса. Он обладает негладкой, фрактало-подобной геометрической структурой, при отсутствии экспоненциальной неустойчивости траекторий и положительного показателя Ляпунова. СНА введены в рассмотрение в 1984 году [1] и с тех пор широко изучались применительно к нелинейным системам, динамика которых совершается в присутствии квазипериодического воздействия. В то же время, попытки наблюдать странные нехаотические автоколебания, где составляющие с несоизмеримыми частотами были бы обязаны своим появлением не внешнему воздействию, а генерировались в самой системе натуральным образом, успешными не были [2,3]. Таким образом, вопрос о существовании странных нехаотических автоколебаний до сих пор остаётся открытым.

В настоящей работе рассматривается пример автоколебательной диссипативной системы механической природы, в которой странные нехаотические автоколебания реализуются благодаря приложенному к одному из элементов постоянному во времени моменту сил, т.е. внешнее воздействие не является колебательным, а появление составляющих движения с несоизмеримыми частотами обусловлено иррациональным соотношением размеров вовлеченных в движение вращающихся элементов. Модельная система представляет собой три установленных в вертикальной плоскости диска (1,2,3), из которых диски 1 и 3 соосны и испытывают взаимное вязкое трение, пропорциональное относительной угловой скорости, а диск 2 соединен с диском 1 посредством фрикционной передачи вращения без проскальзывания. Кроме того, диск 1 испытывает вязкое трение при вращении, пропорциональное его угловой скорости. Движение системы обеспечивается постоянным, не изменяющимся во времени моментом силы, приложенным к диску 1.

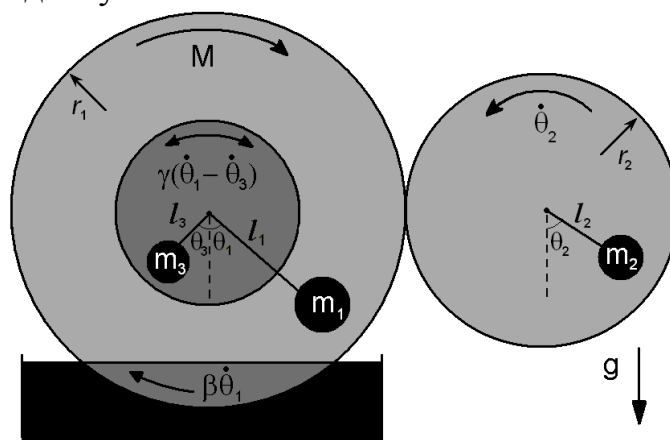


Рис. 1. Схематическое изображение механической системы, в которой возможна реализация СНА.

Описывающая динамику модели система ОДУ, выведенных на основе

уравнений Лагранжа и Релея, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\dot{\theta} &= \omega, \\ \dot{\omega} &= -\sin \theta - \lambda_2 \sin(\rho\theta + u) - \lambda_3 \sin \varphi - \beta\omega + M, \\ \dot{\varphi} &= -\lambda_3 \gamma^{-1} \sin \varphi + \omega.\end{aligned}\quad (1)$$

где $\theta = \theta_1$, $\varphi = \theta_3$. На Рис.2 представлены примеры аттракторов системы при значениях параметров $\lambda_3 = 1$; $\beta = 1$; $\gamma = 1$, $\rho = (\sqrt{5} + 1)/2$, $\lambda_2 = 0.8$.

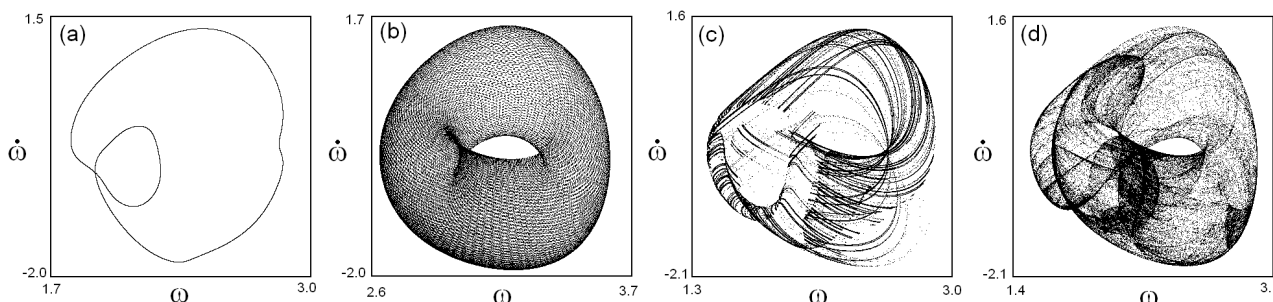


Рис.2. Портреты аттракторов в проекции на плоскость в сечении Пуанкаре $\theta \pmod{2\pi} = 0$: (a) $M=2.3$ – двумерный тор, которому в сечении отвечает замкнутая инвариантная кривая; (b) $M=3.0$ – трехмерный тор; (c) $M=2.1$ – СНА; (d) $M=2.2$ – хаос.

Показано, что, при выходе системы из устойчивого равновесия, в ней могут реализовываться режимы двух- и трехчастотных квазипериодических, хаотических, а также странных нехаотических колебательно-вращательных движений. Выводы работы подтверждаются результатами численного анализа: расчета Ляпуновских показателей, спектров мощности, фрактальных размерностей и показателей фазовой чувствительности. В частности, показано, что СНА характеризуется нулевым старшим ляпуновским показателем (и отрицательными остальными), положительным показателем фазовой чувствительности, близкой к “2” емкостной размерностью и сингулярно-непрерывным спектром мощности. Таким образом, новый феномен, квалифицируемый как странные нехаотические автоколебания, представляет в новом свете вопрос о реализуемости СНА в автономных системах.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 15-12-20035) в части построения и теоретического анализа механической системы (С.П. Кузнецов) и при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00135) в части численных характеристик странных аттракторов и анализа пространства параметров модели (А.Ю. Жалнин).

Библиографический список

1. Grebogi C., Ott E., Pelikan S., Yorke J.A. // Physica D. 1984. Vol.13. No.1-2. P.261.
2. Anishchenko V.S., Vadivasova T.E., Sosnovtseva O. // Phys. Rev. E. 1996. Vol.54. No.4. P. 3231.
3. Pikovsky A.S., Feudel U. // Phys. Rev. E. 1997. Vol.56. No.6. P.7320.

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЙРОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ

Н.С. Жукова, М.А. Мищенко

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: NataZh29@yandex.ru

Рассмотрена модель нейроподобного элемента на основе системы фазовой синхронизации с полосовым фильтром, предложенная в работе [1]. Реализующиеся в такой системе режимы качественно отображают некоторые режимы изменения мембранного потенциала нейрона, например, регулярную импульсную активность и пачечные разряды с различным числом импульсов в пачке, а также хаотические колебания [2].

Динамика модели описывается системой дифференциальных уравнений, определенной в цилиндрическом фазовом пространстве: $\frac{d\varphi}{dt} = y, \frac{dy}{dt} = z, \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{dz}{dt} = \gamma - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 \cos\varphi)y$, где φ - текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генераторов, γ - начальная частотная расстройка, ε_1 и ε_2 - параметры инерционности фильтров.

При установленных параметрах $\varepsilon_1=4$ и $\varepsilon_2=10$, когда модель может иметь режим квазигармонической активности и пачечный режим с одним импульсом в пачке, исследовано влияние параметров периодического стимула $\gamma(t)$ на динамику нейроподобного генератора.

$$\gamma(t) = \begin{cases} A_{st}, & 0 + nT_{st} < t < \tau + nT_{st} \\ 0, & \tau + nT_{st} < t < T_{st} + nT_{st} \end{cases}$$

На рис. 1 представлены отклики системы в ответ на периодический стимул при $A_{st}=0.1$, который показывает, что для возникновения одного отклика необходимо некоторое количество импульсов стимула.

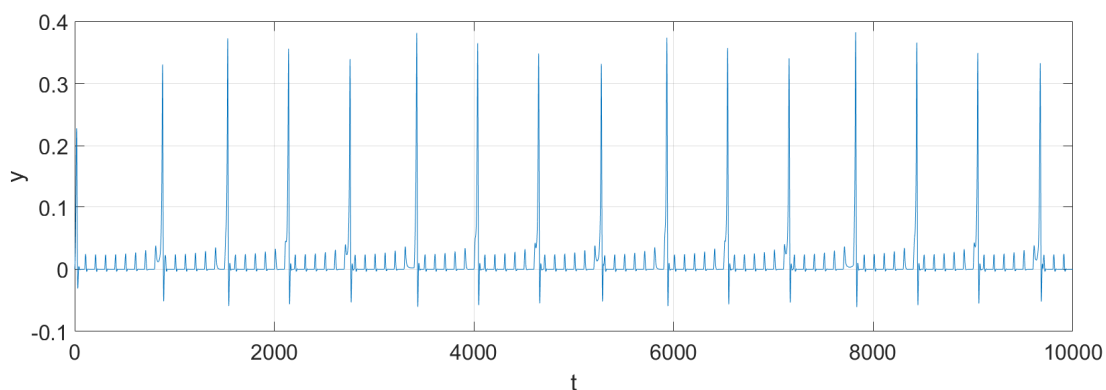


Рис. 1. Генерация импульсов нейроном в ответ на периодический стимул $\gamma(t)$; $T_{st} = 100$, $A_{st} = 0.1$, $\varepsilon_1 = 4$, $\varepsilon_2 = 10$.

Число стимулирующих импульсов, требуемое для получения отклика, зависит от амплитуды стимулов. В качестве показателя, характеризующего данное число, было выбрано соотношение периодов на входе и выходе нейроподобного генератора $\frac{T_{st}}{T}$. При этом период следования откликов непостоянен и меняется в некотором диапазоне.

На рис. 2 представлена зависимость соотношений периодов на входе и вы-

ходе нейрона $\frac{T_{st}}{T}$ от амплитуды стимула A_{st} .

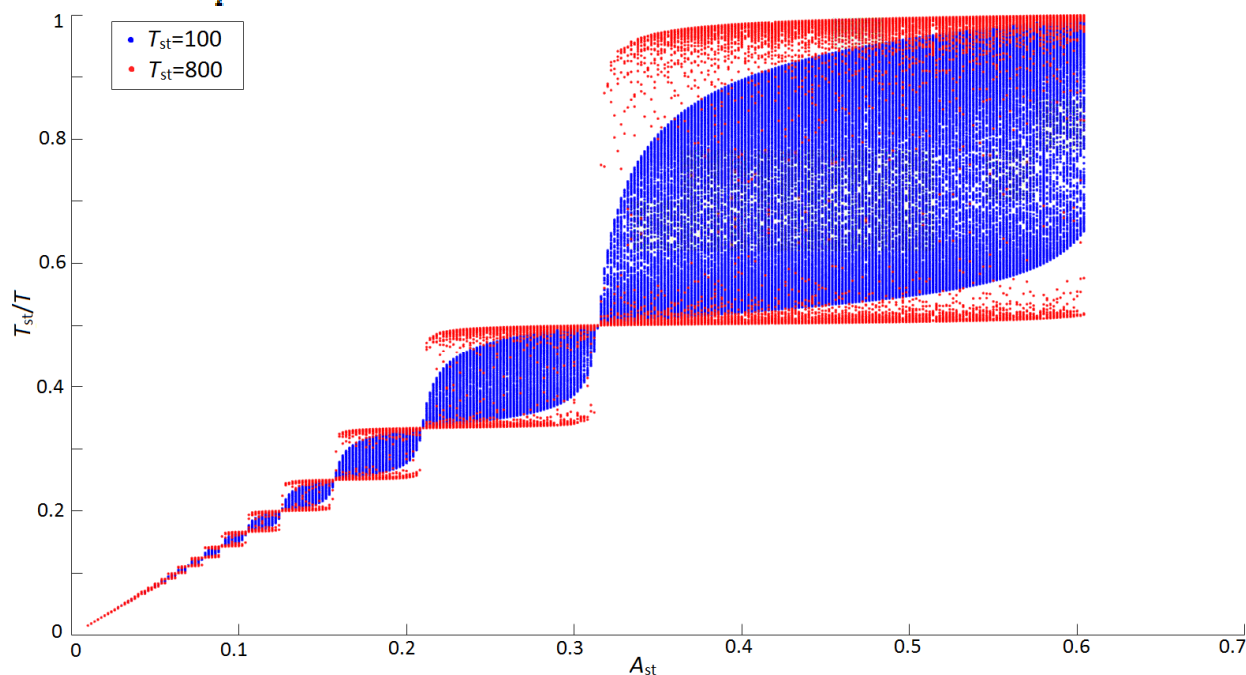


Рис. 2. Графики зависимостей значений соотношений периодов на входе и выходе нейрона $\frac{T_{st}}{T}$ при $T_{st} = 100$ и $T_{st} = 800$ от амплитуды стимула A_{st} ;

Как можно увидеть из рисунка 2, при увеличении амплитуды стимула увеличивается соотношение $\frac{T_{st}}{T}$. При этом формируются определенные области: при определенном диапазоне амплитуд возможно получение откликов с некоторым ограниченным соотношением $\frac{T_{st}}{T}$.

При малых периодах внешнего воздействия области на рисунке 2 имеют более плавные границы, то есть происходит более плавный переход к синхронизации с другим соотношением частот. При больших периодах стимула переход осуществляется резко.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-31-60080 мол_a_дк), а также при поддержке Гранта Президента МК-2726.2017.2

Библиографический список

1. Мищенко М.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Т. 5(3) С. 279.
2. Мищенко М., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕЖАЮЩЕГОСЯ ПОВЕДЕНИЯ
В МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ, В КОТОРЫХ ФЛУКТУАЦИИ
ОБУСЛОВЛЕННЫ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМИ МЕХАНИЗМАМИ****М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

Изучение явления мультистабильности является одной из фундаментальных физических задач, в первую очередь это связано с тем, что данное явление можно наблюдать почти во всех областях науки и техники, в том числе в электронике [1], оптике [2], механике [3] и биологии [4]. При этом, впервые термин «мультистабильность» был введен в работе, посвященной изучению зрительному восприятию [5]. Для диссипативных систем мультистабильность означает одновременное существование нескольких возможных конечных устойчивых состояний (аттракторов) при фиксированном наборе значений параметров системы. Устойчивое состояние, к которому стремится система, зависит от начальных условий, т.е. долгосрочная динамика системы, соответствующая одному из устойчивых состояний, определяется ее начальными условиями. При этом бассейны притяжения аттракторов мультистабильных систем могут иметь достаточно сложную геометрическую структуру, иногда даже фрактальную [6].

Следует отметить, что область сосуществования многих устойчивых состояний является критической, потому что малый шум или любое другое внешнее возмущение может приводить к переключению системы из одного устойчивого состояния в другое, что в свою очередь приводит к возникновению перемежающегося поведения, индуцированного шумом. Стоит подчеркнуть, что мультистабильные состояния являются вполне характерными для широкого круга реальных систем [5, 7]. При этом достаточно часто встречается ситуация, когда реальные системы подвержены влиянию шумов и флуктуаций, которые могут быть как неотъемлемой составляющей динамики изучаемых систем, так и обусловленными внешними воздействиями [8]. Таким образом, наличие мультистабильности в таких системах в сочетании с флуктуациями и шумами может приводить к тому, что мультистабильные системы могут стать метастабильными, поскольку шумы будут постоянно переводить систему из одного сосуществующего состояния в другое. Такое индуцированное шумом переключение между аттракторами будет приводить к возникновению перемежающегося поведения в реальных системах [10], причем такой тип поведения оказывается вполне типичным для мультистабильных систем [11].

Тем не менее, несмотря на значительный интерес со стороны исследователей к изучению мультистабильности и перемежаемости, в настоящий момент времени остается нерешенным вопрос, связанный с детальным пониманием процессов, происходящих в мультистабильных системах при воздействии на них шумов, и теоретическим описанием возникающего при этом перемежающегося поведения. В частности, в настоящий момент времени не существует общей теоретической модели, описывающей данный тип поведения.

Настоящая работа посвящена разработке общей теоретической модели,

описывающей индуцированное шумом перемежающееся поведение в мультистабильных системах. В рамках данной работы предложенная теоретическая модель прошла апробацию на примере нескольких двух модельных системы, демонстрирующих индуцированную шумом перемежаемость. Первой модельной системой является модельная бистабильная система, находящаяся под внешним шумовым воздействием, который в обобщенном виде можно записать следующим образом:

$$\dot{x} + \frac{dU(x)}{dx} + D\xi(t) = 0, \quad (1)$$

при этом потенциальная функция была задана следующей

$$U(x) = \frac{x^4}{4} - \frac{x^2}{2} + bx, \quad (2)$$

ξ – случайный гауссов процесс с нулевым средним и единичной дисперсией, D – интенсивность шумового воздействия. Очевидно, что в этом случае, когда параметр b и D будут равны нулю, данный осциллятор будет иметь два устойчивых положения равновесия, при этом в зависимости от начальных условий система придет к одному из них и в дальнейшем не будет его покидать. Однако, при определенных значениях интенсивности шума можно будет наблюдать, что система будет происходить переход из одного устойчивого состояния в другое, то есть, в системе будет реализовываться перемежающееся поведение, индуцированное шумом. В рамках настоящей работы было проведено численное моделирование данной бистабильной системы, находящейся под внешним шумовым воздействием, были получены статистические характеристики данного типа перемежаемости рис. 1, при этом они были сопоставлены с разработанной теоретической моделью и получено хорошее соответствие теории с численным экспериментом.

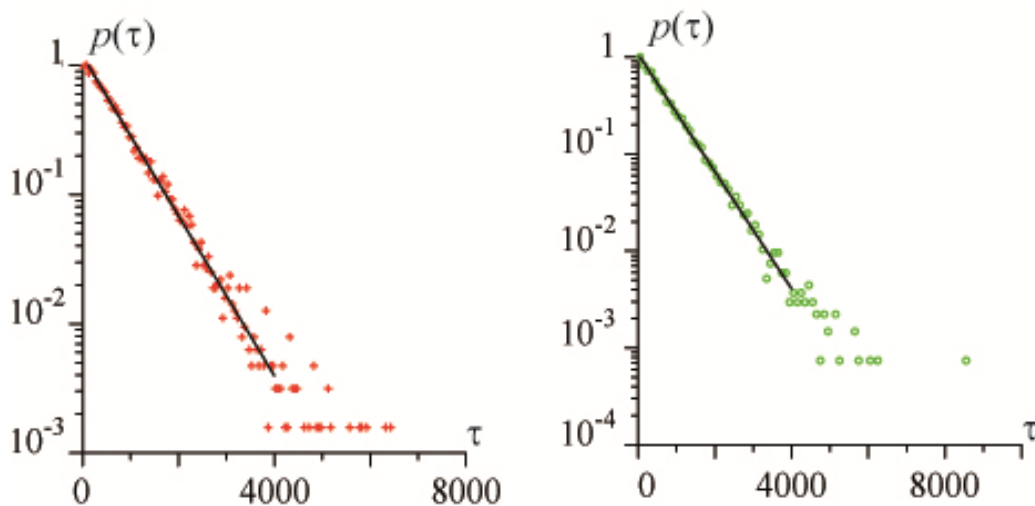


Рис. 1. Распределения длительности пребывания исследуемой модельной бистабильной системы вблизи устойчивых положений равновесия: при параметре $b = 0$ и амплитуде шума $D =$

10

Следующим этапом в рамках настоящей работы стала апробация предложенной теоретической модели, описывающей индуцированное шумом перемежающееся поведение в мультистабильных системах, на системы с бистабиль-

ным типом аттрактора, в которых перемежающееся поведение, возникает на границе обобщенной синхронизации. В качестве объекта исследований была выбрана система взаимно связанных осцилляторов Лоренца [12]:

$$\begin{aligned}\dot{x}_{1,2} &= \sigma(y_{1,2} - x_{1,2}) + \varepsilon(x_{2,1} - x_{1,2}), \\ \dot{y}_{1,2} &= r_{1,2}x_{1,2} - y_{1,2} - x_{1,2}z_{1,2}, \\ \dot{z}_{1,2} &= -bz_{1,2} + x_{1,2}y_{1,2},\end{aligned}\quad (3)$$

где $\mathbf{x}_{1,2} = (x_{1,2}, y_{1,2}, z_{1,2})$ – векторы состояний взаимодействующих систем, $\sigma = 10$, $b = 8/3$, $r_1 = 40$ и $r_2 = 35$ – управляющие параметры, ε – параметр связи. Как было показано в работе [12], в данной системе режим обобщенной синхронизации возникает при $\varepsilon = \varepsilon_{GS} = 5.9$.

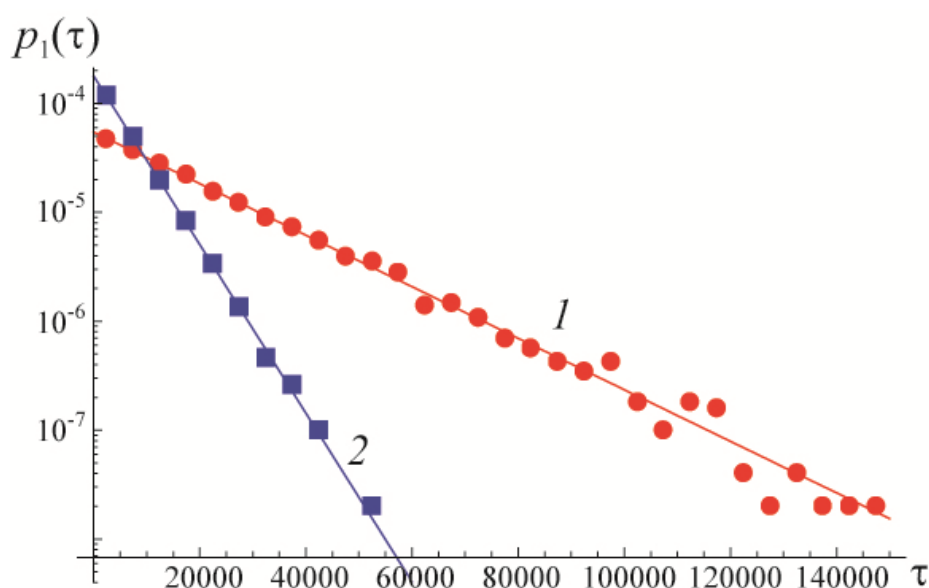


Рис. 2. Распределения длительностей ламинарных фаз для исследуемой взаимно связанных осцилляторов Лоренца: 1 – $\varepsilon = 5.8$, 2 – $\varepsilon = 5.0$

Ниже границы обобщенной синхронизации наблюдается перемежаемость, характеризующаяся наличием коротких интервалов времени, в течение которых фазовые траектории взаимодействующих систем находятся на различных листах хаотического аттрактора, в то время как большую часть времени состояния взаимодействующих систем оказываются практически полностью синхронизованными. К турбулентным фазам поведения относят моменты времени, соответствующие расхождению фазовых траекторий, при этом а интервалы синхронного поведения являются ламинарным фазам, то есть происходит асинхронный перескок изображающих точек взаимодействующих систем с одного листа хаотического аттрактора на другой. Такое поведение, можно считать, аналогичным динамике бистабильной системы, находящейся под внешним шумовым воздействием. В дальнейшем было проведено численное моделирование системы взаимно связанных осцилляторов Лоренца, при этом были получены статистические характеристики для индуцированной шумом перемежаемости рис. 2, которые были сопоставлены с разработанной ранее теоретической моделью, при этом получено хорошее соответствие теории с

численными результатами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-32-60078) и Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).

Библиографический список

1. Maurer J., Libchaber A. // J. Phys. Lett. (Paris). 1980. Vol. 41. P. 515–L518.
2. Brun E. et. al. // Opt. Soc. Amer. 1985. Vol. B. No. 2. P. 156–167.
3. Thompson J.M.T., Stewart H.B. Nonlinear Dynamics and Chaos, Wiley, Chichester, 1986.
4. Foss J. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 708–711.
5. Atteneave F. // Sci. Am. 1971. Vol. 225. P. 63–71.
6. Grebogi C. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. № 13. P. 935-938.
7. Moon F. C., Li G.-X. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. № 14. P. 1439-1442.
8. Arecchi F.T. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1217–1220.
9. Neiman A., Russel D.F. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 138103.
10. Kuno M. et. al. // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 3117.
11. Siddiqi I. et. al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 027005.
12. Moskalenko O.I. et. al. // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 86, No 3. 036216.

НЕПРЕРЫВНОЕ ВЕЙВЛЕТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ, КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ПСИХОФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ИСПЫТУЕМЫХ

М.О. Журавлев^{1,2}, А.Е. Руннова^{1,2}, П.А. Протасов²

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

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

E-mail: zhuravlevmo@gmail.com

Природа работы головного мозга, разница в личностных качествах, успешности в том или ином виде деятельности — все это интересовало ученых с давних пор [1-4]. Сегодня дальнейшее исследование этого вопроса требует междисциплинарного подхода в силу достаточной количественной разработанности данного вопроса в каждой из сфер и необходимости интеграции усилий исследователей для понимания взаимосвязи этих процессов. [5-8]. Одним из таких направлений междисциплинарных исследований является комплексный подход к исследованию высших психических функций человека с одновременным использованием различных методик для оценки взаимосвязи с нейрофизиологических процессов и личностных характеристик.

Одним из валидных средствами оценки функции внимания признают ряд тестов: методика таблиц Шульте [9], которая дает представление об эффективности работы, вработываемости и устойчивости к внешним помехам. При этом, таблица Шульте представляет квадратную матрицу, имеющую 5 столбцов и 5 строк, в которых в случайном порядке размещены числа от 1 до 25. Задачей испытуемого было найти все числа в таблице в обратном порядке. Всего предъявлялось 5 таблиц, время для каждой фиксировалось.

В современной неинвазивной нейрофизиологической диагностике ЭЭГ остается одним из основных методов, который дает представление о структуре работы коры головного мозга и ее функциональных особенностях. Объединив данные объективного нейрофизиологического мониторинга и результаты психологического тестирования можно прогнозировать возможности испытуемых в различных когнитивных процессах. Развитие и углубление представлений о взаимосвязи ЭЭГ с высшими психическими функциями и психологическими чертами личности представляет интерес для науки, позволяя понять физиологическую и личностную основу психологических процессов.

Для проверки взаимосвязи уровня внимания, специфики показаний ЭЭГ мониторинга и личностных характеристик было проведено тестирование 8 человек, сопоставимых по полу, возрасту, уровню образования и характеру деятельности. Участникам был предложен тест на внимание Таблицы Шульте, в ходе которого проводился ЭЭГ мониторинг их мозговой активности. Для получения ЭЭГ данных было использовано электроэнцефалографическое оборудование «Энцефалан-ЭЭГР-19/26» (Медиком МТД), позволяющее регистрировать многоканальные ЭЭГ с высоким временным разрешением (250 Гц) в течение продолжительного времени. Для записей ЭЭГ был использован монополярный метод регистрации и стандартная международная система размещения электродов «10–20» [10]. Также участники прошли тест «Прогрессивные матрицы Ра-

вена» [11, 14] на выявление пространственного фактора интеллекта. После этого испытуемые прошли личностный тест Кеттела. Многофакторный личностный опросник 16PF (Sixteen Personality Factor Questionnaire, 16PF) является одним из наиболее распространенных анкетных методов оценки индивидуально-психологических особенностей. Отличительной чертой данного опросника является его ориентация на выявление относительно независимых 16 первичных черт личности.

Группу коммуникативных свойств образуют следующие факторы: А – общительность, Н – смелость, Е – доминантность, L – подозрительность, N – дипломатичность, Q2 – самостоятельность. В группу интеллектуальных свойств входят следующие факторы: В – интеллектуальность, М – мечтательность, N – дипломатичность, Q1 – восприимчивость к новому.

В группе эмоциональных свойств объединяются следующие факторы: С – эмоциональная устойчивость, F – беспечность, Н – смелость в социальных контактах, I – эмоциональная чувствительность, O – тревожность, Q4 – напряженность.

В группу регуляторных свойств личности входят следующие факторы: Q3 – самодисциплина, G – моральная нормативность [12-14].

Оценка динамики частотных составляющих в сигнале ЭЭГ производилась с использованием непрерывного вейвлетного преобразования [15]:

$$W(s, t_0) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^* \left(\frac{t - t_0}{s} \right) dt, \quad (1)$$

где $x(t)$ – временная реализация экспериментального сигнала, $\psi_{s, t_0}(t)$ – материнский вейвлет, s – временной масштаб, определяющий ширину вейвлета, символ "*" обозначает комплексное сопряжение. В качестве материнского вейвлета был использован комплексный вейвлет Морле [16]:

$$\psi(\eta) = (1/\sqrt[4]{\pi}) \exp(j\Omega_0 \eta) \exp(-\eta^2/2), \quad (2)$$

с параметром $\Omega_0 = 2\pi$, что обеспечивает однозначную взаимосвязь между временным масштабом s вейвлетного преобразования и частотой f фурье-преобразования, а именно $f = 1/s$. Вейвлетный анализ является на сегодня одним из наиболее мощных математических инструментов для обработки сложных нестационарных зашумленных данных, ограниченных короткими временными рядами [13, 17].

В рамках настоящей работы было выявлено три различных подхода к выполнению задания.

1) попытка сделать задание «в лоб» и «на навыке внимания». Активность преобладает в правом полушарии и в лобных долях левого, отвечающих за фокусирование внимания. Деятельность проходит без выработки определенной стратегии к выполнению задания. Что хорошо подтверждается данными теста. Эффективность работы на высоком уровне — среднее время серии 33 сек. Устойчивость внимания — 0,9 при целевом показателе 1. Вработываемость средняя — 1,24 при целевом показателе 1. Очевидно, что испытуемым из данной группы будет сложно поддерживать такой темп работы долгое время. В лично-

стном тесте у таких испытуемых наблюдается выраженная склонность к работе в одиночку, низкий самоконтроль, нетерпимость к неопределенности и промедлению в принятии решений, которая может выражаться в тревожности. Им также присущи высокий интеллект, аналитический склад ума и критическое мышление, дух экспериментаторства.

2) В начале теста происходит процесс анализа задачи, попытка упростить и формализовать ее с помощью построения стратегии. В рамках первого теста происходит максимальная изолированность между полушариями по высокочастотной активности (задание делается в лоб). Далее испытуемыми вырабатывается некая стратегия для прохождения теста, что в свою очередь, позволяет им снизить нагрузку на правое полушарие.

При этом, у испытуемых из данной группы эффективность работы на высоком уровне — среднее время серии 33,6 сек. Устойчивость внимания — 0,86 при целевом показателе 1. Вработываемость средняя — 1,07 при целевом показателе 1, необходимо незначительное время для адаптации.

Испытуемые не испытывают выраженного утомления и способны эффективно поддерживать работу длительное время.

В личностный профиль гармоничны, сочетают в себе высокие показатели по шкалам интеллекта, эмоциональной зрелости, самоконтроля. Акцентированные шкалы отсутствуют.

3) Третья группа испытуемых отличается билатеральной организации процессов внимания в обоих полушариях. Комбинирование навыков произвольного фокусирования внимания через лобные доли (правое полушарие) и попыток одновременно с этим оптимизировать алгоритм работы с заданием (левое полушарие).

Эффективность работы средне-низкая — среднее время серии 40,2 сек. Устойчивость внимания — 1,07 при целевом показателе 1. Вработываемость высокая — 0,97 при целевом показателе 1. Испытуемые из данной группы могут сразу включаться в незнакомый вид деятельности и поддерживать высокий темп с эффективностью работы выше средне-низкой. Испытуемые творчески подходят к решению задания. Пытаясь объединить два разных подхода к выполнению, немного жертвуя эффективностью, однако это компенсируется высокой пластичностью нервных процессов и устойчивостью к утомлению. В личностном тесте у таких испытуемых наблюдается как и у первой группы выраженная склонность к работе в одиночку, высокий интеллект, аналитический склад ума и критическое мышление, нетерпимость к неопределенности и промедлению в принятии решений. Однако, их отличает более высокий самоконтроль, отсутствие тревожности, выраженные лидерские качества, некоторая склонность к противопоставлению себя группе желание в ней доминировать.

Применение комплексного подхода к исследованию высших психических функций в их взаимосвязи с нейрофизиологическими процессами и личностными характеристиками позволяет добиться более глубокого понимания причин происходящих процессов, позволяя выявлять и прогнозировать оптимальный тип деятельности для каждого конкретного человека. Практическая реализация предложенной модели диагностики позволяет сократить затраты на доро-

гостящее обучение высококлассных специалистов при профессиональном отборе, разработать варианты коррекции карьерной траектории уже работающих сотрудников, оптимизировать сроки и затраты на психодиагностику. В научной сфере особый интерес может вызвать возможность прогнозировать результаты психологического тестирования на основе объективных данных нейрофизиологического наблюдения, сделав их взаимодополняющими.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00224).

Библиографический список

1. Клиническая психология. Словарь. Под ред. Творогова Н. Д., ПЕР СЭ, Москва, 2007. 456 с.
2. Степанов С.Ю., Семенов И.Н., Блейхер В.М. Рефлексивная психология и педагогика творческого мышления. Запорожье: Запорож. гос. ун-т, 1998. – 274 с.
3. Практическая психология в тестах или Как научиться понимать себя и других. - М.: АСТ-ПРЕСС, 1999. - 376 с.
4. Абульханова-Славская К.А. Деятельность и психология личности. М.: Наука, 2009. – 324 с.
5. Зейгарник Б. В. Патопсихология. – М., 2001. – 324 с.
6. Исаев М.В., Исaiчев С.А. Количественные и качественные индикаторы формирования антиципации у спортсменов-борцов. 2015.
7. Каташинский В.Н., Аминев Г.А., Аминев Э.Г., Варданян А.Н. Нестабильность навыков: характеристики мозговых настроек. 2010.
8. Кайгородова Н. З., Яценко М.В., Афанасьев Н.И. ЭЭГ-корреляты особенностей реагирования на музыку разных стилей в контексте индивидуальных особенностей личности. 2013.
9. Глозман Ж.М. Нейропсихологическое обследование: качественная и количественная оценка данных. М.: Смысл, 2012.
10. Jasper H.H. // *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology*. 1958. No.10. P. 371-375.
11. Прогрессивные матрицы Равена: методические рекомендации /сост. и общая редакция О.Е.Мухордовой, Т.В.Шрейбер. - Ижевск: Изд-во «Удмуртский университет», 2011. - 70с.
12. Равен Дж.К., Равен Дж., Курт Дж.Х. Руководство к Прогрессивным Матрицам Равена и Словарным шкалам. Раздел 1. Общая часть руководства. - М.: Когито-Центр, 1997. - 76с.
13. Капустина А.Н. Многофакторная личностная методика Р. Кэттелла. - СПб.: Речь, 2001.
14. Практическая психодиагностика. Методики и тесты. Учебное пособие. - Самара: Издательский Дом «Бахрах», 1998.
15. Hramov A.E., Koronovskii A.A., Makarov V.A., Pavlov A.N., Sitnikova E.Yu. *Wavelets in Neuroscience*. Springer Heidelberg New York Dordrecht London, 2015
16. Torresani B. *Continuous Wavelet Transform*. Savoie, Paris, 1995.
17. Sitnikova E.Yu., Hramov A.E., Grubov V.V., Koronovskii A.A. // *Neuroscience Journal*. 2014. 370764

**ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ В
ГИПОТАЛАМУСЕ ГРЫЗУНОВ****М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: zhuravlevmo@gmail.com*

В последнее время все больше внимания со стороны исследователей уделяется изучению перемежающегося поведения [1–4]. В первую очередь такой интерес обусловлен тем, что наличие перемежаемости является характерным для многих модельных нелинейных систем, а также для реальных систем. Необходимо отметить, что в исследованиях данного типа поведения большую роль играют статистические характеристики перемежающегося поведения, такие как распределение длительностей ламинарных и турбулентных фаз в зависимости от управляющих параметров изучаемой системы, зависимость средней длительности ламинарных фаз от параметра надкритичности, так как они позволяют определить, какой тип перемежающегося поведения реализуется в исследуемой системе. Тем не менее, при изучении реальных систем не всегда существует возможность получить на основе уже имеющихся данных необходимые статистические характеристики перемежающегося поведения, для того чтобы определить какой тип перемежаемости реализуется в данном случае. Стоит отметить, что такая ситуация является вполне типичной для реальных систем, что в свою очередь значительно усложняет понимание процессов, реализующихся в этих системах с фундаментальной точки зрения. Таким образом, в настоящий момент времени существует острая необходимость в создании новой методики, позволяющей на основе достаточно коротких временных реализаций определять тип перемежающегося поведения, которое реализуется в исходной системе. В рамках настоящей работы предложена новая методика для определения типа перемежающегося поведения в исследуемой системе на основе распределения разности фаз между сигналами, аналогично тому как это сделано в работе [5]. При этом, апробацию предложенная методика определения типа перемежающегося поведения прошла на примере данных электрической активности мозга грызунов, находящихся в состоянии покоя (под воздействием общей анестезии).

Необходимо отметить, что исследования, направленные на изучение активности головного мозга [6, 7], с каждым новым годом уделяется все больше внимания со стороны исследователей. В первую очередь такой интерес связан с желанием исследователей понять фундаментальные принципы функционирования головного мозга, а также с возможностью дальнейшего применения полученных знаний для создания интерфейса мозг-машина. При этом необходимо отметить, что над решением этой сложнейшей междисциплинарной задачи в настоящее время работают многочисленные научные коллективы, а также частные компании (например, Google и Honda). Однако, для того чтобы реализовать столь амбициозные задачи необходимо понимание всех процессов, возникающих в головном мозге при решении различного рода задач, с фундаментальных позиций. Одним из многочисленных направлений в изучении активности го-

ловного мозга является задача, связанная с изучением процессов, возникающих при когнитивном поведении живого субъекта в реальном мире. В настоящее время известно, что в мозге млекопитающих эта функция контролируется нейронной активностью в гипоталамусе. Таким образом, задача, связанная с изучением осцилляторной активности нейронных ансамблей в гипоталамусе с использованием фундаментальных подходов нелинейной динамики, также представляет значительный интерес.

Как уже было отмечено ранее, в рамках настоящей работы в качестве объекта для апробации методики определения типа перемежающегося поведения выступали грызуны, находящиеся в состоянии покоя (под воздействием общей анестезии). В ходе проведенных исследований была рассмотрена электрическая активность, наблюдающаяся в правом и левом гиппокампах крыс, с использованием непрерывного вейвлетного преобразования с комплексными базисами [8, 9]:

$$W(s, t_0) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^* \left(\frac{t - t_0}{s} \right) dt, \quad (1)$$

с материнским вейвлетом Морле

$$\psi(\eta) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} \exp(j\Omega_0 \eta) \exp\left(\frac{-\eta^2}{2}\right). \quad (2)$$

Далее было проведено исследование перемежающейся синхронизации колебаний в путях Шаффера, в ходе которого был использован подход для введения мгновенных фаз, основанный на ранее предложенных методах анализа синхронизации на различных временных масштабах [10, 11]. При этом, отличительной особенностью данного метода является то, что мгновенная фаза для исследуемого сигнала вводится не на фиксированном временном масштабе наблюдения, а на «плавающем». При этом, было показано, что разница мгновенных фаз, соответствующая активности локальных полевых потенциалов генераторов в правой и левой части гиппокампа, демонстрирует перемежающееся поведение, то есть существуют наиболее типичные участки (ламинарная фаза), где разница мгновенных фаз близка к нулю, а также существуют участки, которые встречаются значительно реже (турбулентная фаза), где разница мгновенных фаз значительно больше нуля. Далее с использованием методики основанной на оценке вида распределения разности мгновенных фаз сигналов был определен тип перемежающегося поведения в данной системе. Также, тип перемежающегося поведения в данной системе был определен на основе статистических характеристик, при этом получено полное соответствие между традиционной методикой определения типа перемежаемости и разработанной методикой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-32-00181) и Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (проект МК-4574.2016.2).

Библиографический список

1. Москаленко О.И. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 19. С. 72–79.

2. *Hramov A.E. et. al.* // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. N 2. P. 026206.
3. *Pikovsky A. et. al.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 79. P. 47.
4. *Pikovsky A. et. al.* // Chaos. 1997. Vol. 7. P. 680–687.
5. *Москаленко О.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. В. 8. С. 606–610
6. *Buzsaki G., Draguhn A.* // Science. 2004. Vol. 304. P. 1926
7. *Рабинович М.И., Мюезинолу М.К.* // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. С. 371
8. *Короновский А.А., Храмов А.Е.* Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003
9. *Torresani B.* Continuous Wavelet Transform, Savoie, Paris, 1995
10. *Zhuravlev M.O. et. al.* // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 83. P. 027201
11. *Журавлев М.О. и др.* // Вестник ННГУ. 2013. В. 1, № 3. С. 196-200

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ДВУХЗОНДОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН

А.А. Заворотний

Липецкий государственный педагогический университет

им. П.П. Семенова-Тян-Шанского, Липецк

E-mail: aazavorotniy@mail.ru

В современной полупроводниковой электронике кристаллы, имеющие тензорный характер электрофизических свойств находят все большее применение из-за высокой чувствительности к внешним воздействиям [1, 2]. Однако методы измерений кинетических параметров полупроводников, созданные для изотропных образцов, при использовании к анизотропным дают довольно большую относительную методическую погрешность. Поэтому возникает необходимость в модернизации существующих методик под современные неоднородные кристаллы.

В свою очередь, двухзондовый метод измерения удельной электропроводности остается одним из основных и очень часто используется в качестве контрольного при сравнении результатов, даваемых различными иными способами [3, 4]. В связи с этим в данной работе на основе решения краевой задачи электродинамики по распределению потенциала в области анизотропного полупроводника предлагается модификация двухзондового метода измерения компонент тензора удельной электропроводности $\hat{\sigma}$.

Рассматривается прямоугольный кристалл, вырезанный вдоль главных направлений $\hat{\sigma}$. Геометрические размеры образца следующие: a – длина, b – ширина, d – толщина. На боковых гранях пластины нанесены омические металлические токовые контакты 1 и 2 (рис. 1), шириной $2c_1$ и $2c_2$ соответственно. Положение этих электродов задается параметрами b_1 и b_2 . На плоской поверхности образца располагается двухзондовый измерительный пробник, положение центра которого задается параметрами a_0 и b_0 . Расстояние между зондами l .

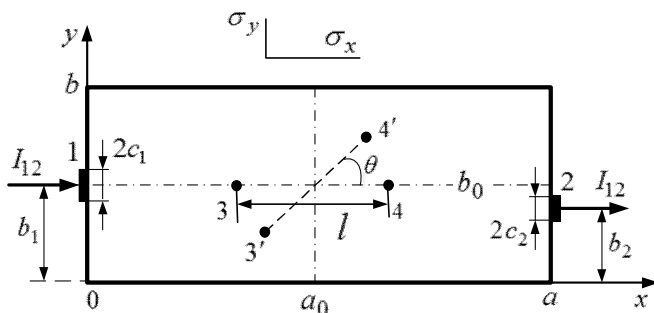


Рис. 1

Суть предлагаемой методики заключается в следующем. Через токовые контакты 1 и 2 пропускается постоянный ток силой I_{12} . Между зондами 3 и 4 (рис. 1) измеряется напряжение U_{34}^0 . Далее двухзондовый пробник поворачивается на некоторый угол θ и снимается напряжение U_{34}^θ (на рис. 1 это показано зондами 3' и 4').

По результатам двух измерений вычисляется отношение U_{34}^θ/U_{34}^0 , которое представляет собой экспериментально полученное значение теоретически рассчитанной функции $f(\gamma) = U_{34}^\theta/U_{34}^0 = L_{34}^\theta/L_{34}$, где $\gamma = \sqrt{\sigma_y/\sigma_x}$ – параметр анизотропии, σ_x, σ_y – электропроводности образца вдоль осей Ox и Oy соот-

ветственно, L_{34}^{θ}, L_{34} – множители, выражения которых представлены в работе. По графику зависимости $f = f(\gamma)$ находится значение параметра анизотропии γ . Далее, зная γ , определяется значение множителя L_{34} либо по заранее построенному графику, либо в результате теоретических расчетов. По известным значениям $U_{34}, I_{12}, L_{34}, b$ и d вычисляется компонента тензора удельной электропроводности σ_x . Зная γ и σ_x , определяется вторая компонента σ_y .

Достоинства предлагаемой методики следующие: 1) достаточно проста в реализации в условиях заводских лабораторий; 2) не требует создания токовых омических контактов во всю ширину боковой грани образца (как часто делают в результате контрольных замеров [3, 4]); 3) есть возможность проверки однородности в распределении электрофизических параметров исследуемого кристалла в результате изменения положения измерительного пробника в области полупроводника.

Особенности методики и рекомендации к ее применению следующие: 1) во избежание сильного нагрева контактов и образца, а также снижения влияния побочных эффектов все измерения следует проводить на небольших постоянных токах (в пределах 30 мА) и достаточно быстро; 2) для большей достоверности результатов рекомендуется проведение измерений напряжений при разных токах в некотором диапазоне омичности контактов с последующим усреднением полученных экспериментальных значений функции f ; 3) методика достаточно хорошо работает в случае преобладания проводимости вдоль оси Ox , поэтому рекомендуется при «неярких» зависимостях f от γ нанести токовые контакты на другой паре боковых граней и провести все измерения заново.

Предлагаемая методика прошла успешную апробацию на анизотропных полупроводниковых образцах группы A_2B_5 ($CdAs_2, ZnAs_2, CdSb$).

Библиографический список

1. Маренкин С.Ф., Трухан В.М. Фосфиды, арсениды цинка и кадмия. – Минск: Вараскин, 2010. – 224 с.
2. Формалев В.Ф. Теплопроводность анизотропных тел. Аналитические методы решения задач. – М.: Физматлит, 2015. – 312 с.
3. Филиппов В.В. Особенности явлений электронного переноса в анизотропных полупроводниках. – М.: Спутник+, 2015. – 259 с.
4. Горлова И.Г., Зыбцева С.Г., Покровский В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100, вып. 4. С. 381.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ СТЕКЛОУГЛЕРОДА НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРНОЙ МОДЕЛИ

А.А. Зыктин, О.Е. Глухова, М.М. Слепченко

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: zyktin.a.a@gmail.com

На сегодняшний день, как один из перспективных материалов для применения в приборах электровакуумного производства, в качестве сырья для изготовления матричных автоэмиссионных катодов (МАЭК) рассматривается стеклоуглерод. Он представляет собой неупорядоченный углеродный неграфитизированный микропористый материал, получаемый в процессе последовательной трехэтапной обработки таких сырьевых веществ как: целлюлоза, синтетические смолы, фуриловый спирт, фурфурол и сетчатые полимеры [1]. Лаборатории всего мира проводят исследования по синтезу автоэмиссионных катодов с плотностью токоотбора выше 10 А/см^2 , при этом стабильно работающих в условиях технического вакуума при пондеромоторных нагрузках до нескольких кг/см^2 [2]. Катоды из стеклоуглерода отвечают этим качествам. Они отличаются повышенной механической прочностью, хорошей стабильностью тока автоэмиссии и способностью выдержать интенсивную бомбардировку ионами остаточных газов. Кроме того, стеклоуглерод обладает пониженной адсорбцией таких газов по сравнению с другими катодными материалами [3].

В данной работе, на основе построенной атомарной модели, была теоретически исследована зависимость работы выхода поверхности стеклоуглеродного материала от содержания в нём различных примесей, рассчитан спектр энергий, описывающий распределение плотности тока эмитированных электронов по энергии.

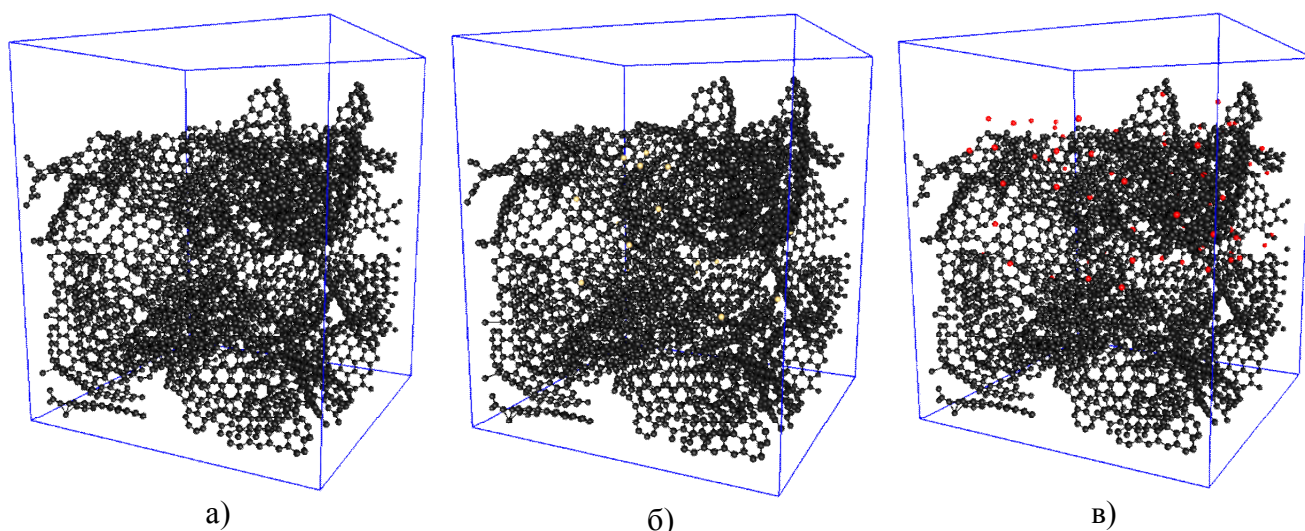


Рис. 1. Полученные атомистические структурные модели поверхности стеклоуглерода. а) чистый стеклоуглерод; б) стеклоуглерод с примесями калия; в) стеклоуглерод с примесями кислорода.

1. *Чеканов В.Д., Фиалков А.С.* // Успехи химии. 1971. No 5. С. 777 – 805.
2. *Апин М.П., Бушуев Н.А., Поздняков Л.В.* // Высокие технологии - путь к прогрессу: Сб. научных трудов. — Саратов: Изд-во "Научная Книга". — 2003.
3. *Федоров В.Б., Шоршоров М.Х., Хакимов Д.К.* Углерод и его взаимодействие с металлами. — М. : Металлургия, 1978. — 208 с.

ТЕОРИЯ Λ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КЛАСТЕРОВ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК ИЗ ПАРОПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОСАЖДЕНИИ

М.Н. Ивонин, О.А. Агеев

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

Южного федерального университета

E-mail: michael24kobe@gmail.com

Одним из наиболее гибких способов создания дискретных наноструктур является вакуумная конденсация на поверхность твёрдого тела [1]. Для расчёта режимов формирования структур элементов приборов микро- и наноэлектроники не всегда приемлемо пользоваться макроскопическими параметрами твёрдых тел. Начальная стадия фазовых превращений определяет физическую сущность метода получения структуры, поэтому вопрос о кинетических закономерностях кластерообразования при конденсации является актуальным.

Целью работы является создание теории Λ -взаимодействия для описания нуклеации кластеров в докритической метастабильной области заполнения поверхности плёнкой.

В рамках теории предложена классификация кластеров по типу, в зависимости от скорости распада при нуклеации (рисунок 1). Теория позволяет более точно, чем бoльцмановское распределение [1,2], описать кинетику процесса конденсации, учитывая испарение адатомов, разный размер кластеров с определённым критическим размером и наиболее полно описывая вероятность захвата отдельных атомов кластерами из потока. Также распределение теории учитывает вероятностный эффект распада кластера при росте, что позволяет учитывать факт, что коалесценция протекает для разных кластеров с разной скоростью.

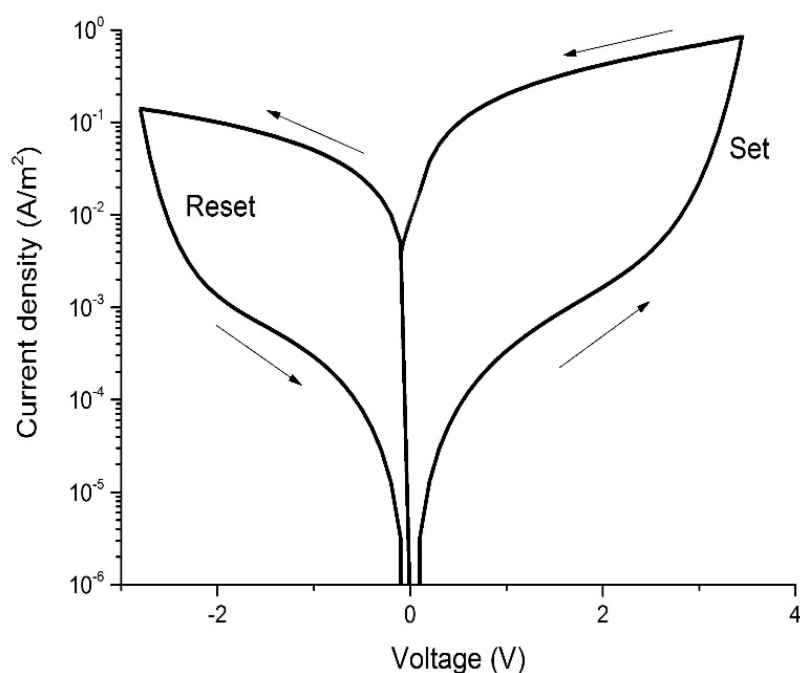


Рисунок 1 — Классификация кластеров в зависимости от числа атомов.

Таким образом, в работе предложена модель взаимодействия кластеров, результаты которой могут быть использованы при разработке режимов формирования элементов микро- и наноэлектроники методом импульсного лазерного осаждения.

Библиографический список

1. *Иевлев В.М., Шведов Е.В.* // Физика твёрдого тела. 2006. Т. 48, вып. 1. С. 133-138.
2. *Ивонин М.Н.* // Сборник трудов XV Школы молодых ученых “Актуальные проблемы физики”, 2014, с 118-119.

**ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЗАВИСИМЫЕ
И ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ФОТОНАМАГНИЧИВАНИИ
МАГНИТНЫХ ПЛЁНОК**

**М.В. Герасимов¹, С.В. Ильин¹, М.В. Логунов^{1,2}, С.А. Никитов^{2,3},
А.В. Спирин¹, А.Н. Чалдышкин¹, Ю.Н. Ноздрин⁴, И.Д. Токман^{4,5}**

¹*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск*

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва,*

³*Московский физико-технический институт, Долгопрудный,*

⁴*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,*

⁵*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*

E-mail: sergey.v.ilin@mail.ru

Актуальность экспериментальных исследований фотонамагничивания субмикронных объектов под действием импульсов лазерного излучения [1,2] обусловлена прикладными задачами спинтроники [3]. Особый интерес вызывает изучение зависимости процессов перемагничивания от поляризации лазерного излучения [4-6], поскольку это расширяет возможности управления процессами изменения состояния намагниченности.

В данной работе исследована временная эволюция намагниченности в гранатовой пленке под действием циркулярно и линейно поляризованных лазерных импульсов. Динамическое состояние плёнки регистрировали индукционным и магнитооптическим методами с временным разрешением 1 ps и 0,8 ns, соответственно. В качестве образца использовали плёнку состава $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ с перпендикулярной одноосной анизотропией и регулярной лабиринтной доменной структурой.

Приложение магнитного поля позволяет управлять коэффициентом заполнения решетки доменов $\rho_0 = w/P$, где w и P – ширина и период доменов. Математическая обработка сигналов позволила разделить вклады в фотонамагничивание от поляризационно-зависимого (p.dep) и поляризационно-независимого (p.ind) эффектов при произвольном ρ_0 . Это дало возможность проследить трансформацию формы соответствующих импульсов фотонамагничивания ΔM (рис. (а)) отдельно для каждого из указанных вкладов. Вклады отличаются по форме и более чем на два порядка – по длительности, что указывает на разную природу p.dep и p.ind эффектов. В зависимости от исходного состояния магнитной плёнки реализуются p.dep (рис. (а), слева) или p.ind (рис. (а), справа) эффекты фотонамагничивания, а при $0.5 < \rho_0 < 1$ наблюдается совместное проявление указанных эффектов.

Сравнение формы импульсов фотонамагничивания, полученных индукционным [6] и магнитооптическим методами для одинаковой плотности энергии лазерных импульсов, показывает их сходство (рис. (б)). Следовательно, магнитооптический сигнал отражает изменение именно намагниченности. Кроме того, такое изменение намагниченности может быть обусловлено только изменением ρ_0 за счет смещения доменных стенок, поскольку при изменении направления циркулярной поляризации лазерного импульса меняется полярность им-

пульса фотонамагничивания. Таким образом, показан вклад движения доменных стенок в фотонамагничивание под действием лазерного импульса с циркулярной поляризацией с помощью двух методов исследования: магнитооптического и индукционного.

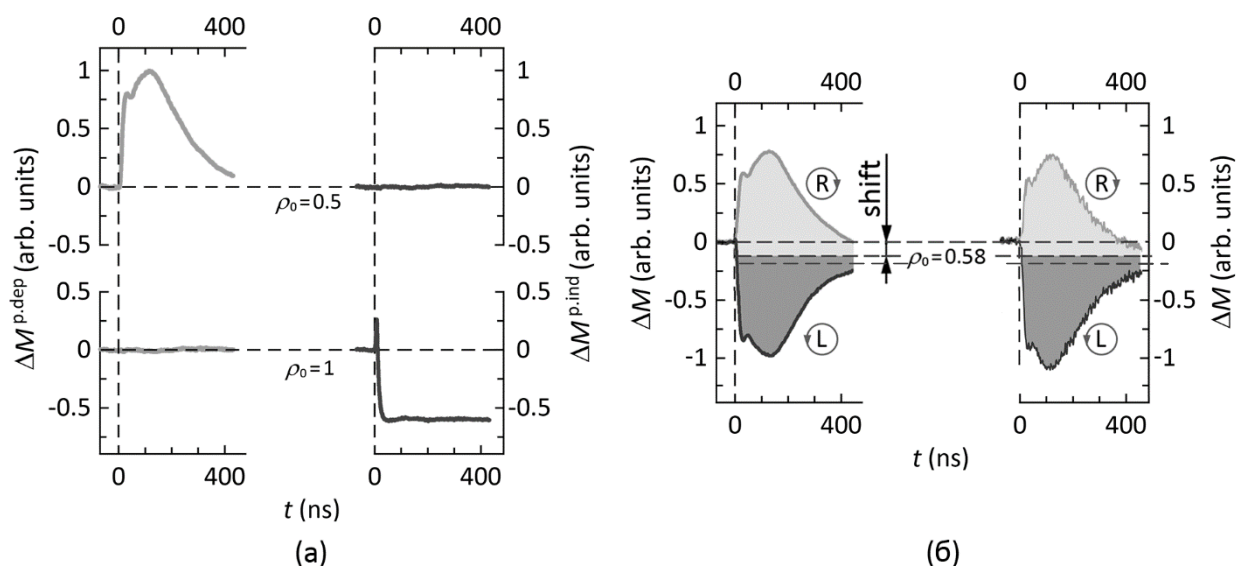


Рис. а) Временная эволюция изменения намагниченности образца под действием лазерных импульсов для вкладов от поляризационно-зависимого ($\Delta M^{p,dep}(\rho_0, t)$, слева) и поляризационно-независимого ($\Delta M^{p,ind}(\rho_0, t)$, справа) эффектов. б) Импульсы фотонамагничивания $\Delta M(\rho_0, t)$, полученные при интегрировании индукционных сигналов (слева) и магнитооптические сигналы (справа). Коэффициент заполнения $\rho_0 = 0.5$ и 1 (а); $\rho_0 = 0.58$ (б).

Работа выполнена при поддержке Программы развития МГУ им. Н.П. Огарёва (соглашение № 757 между Министерством образования и науки РФ и МГУ им. Н.П. Огарёва), РФФИ (проект № 15-07-08152А) и РФФ (проект № 14-19-00760).

Библиографический список

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing Th. // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol.82. P. 2731.
2. Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A. , Rasing Th. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol.99. P. 047601.
3. Stöhr J., Siegmann H. C. - Magnetism – From Fundamentals to Nanoscale Dynamics (Springer-Verlag, Berlin, 2006).
4. Takayoshi S., Sato M., Oka T. // Phys. Rev. B. Vol. 90. P. 214413.
5. Genkin G.M., Nozdrin Yu.N. Okomel'kov A.V., Tokman I. D. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, P. 024405.
6. Gerasimov M.V., Logunov M.V., Spirin A.V., Nozdrin Yu.N., Tokman I.D. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 94. P. 014434.

**ХАОТИЧЕСКИЕ И ГИПЕРХАОТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ
ГИРОКЛИСТРОНА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ****О.Б. Исаева^{1,2}, Р.М. Розенталь³, А.Г. Рожнев^{1,2}**¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*³*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород**E-mail: IsaevaO@rambler.ru*

Гироклистроны являются наиболее исследованным типом гиросилителей, позволяющими в миллиметровом диапазоне получать излучение с мощностью до 10 МВт. При этом определенный интерес представляет получение хаотических режимов генерации, которые, по аналогии с другими типами усилителей, могут быть реализованы путем введения запаздывающей обратной связи. Ниже представлены результаты исследования характеристик излучения гироклистро-на 3 мм диапазона, выполненные на основе нестационарной модели с нефиксированной структурой поля [1], дополненной условием на входе усилителя $A_0(t) = rA(t - t_0)$, где $A(t)$ – сигнал на выходе системы.

Для распределенных моделей электронных устройств статистический анализ временных рядов [2] зачастую оказывается единственным способом выявления динамических свойств системы. Полученные в моделировании временные ряды, включающие в себя $\sim 2 \times 10^5$ отсчетов, были обработаны с использованием алгоритма из работы [3] для получения спектра ляпуновских показателей. В исследуемой системе наряду с периодическими и хаотическими режимами генерации были выявлены и гиперхаотические режимы, что подтверждается положительными значениями двух показателей Ляпунова (см. табл., рис. 1). Следует отметить, что ранее возможность гиперхаоса в гиросустройствах отмечалась лишь для гиротрона [4].

На графике зависимости от параметра ляпуновских показателей обнаружены участки хаоса и гиперхаоса, перемежающиеся окнами периодичности (см. рис.1 ж). На рис.1 з на диаграмме зависимости от параметра распределения автокорреляционной функции видно насколько быстрее она убывает с увеличением временного масштаба в гиперхаотических областях по сравнению с хаотическими. В окнах регулярного поведения (1, 5, 8 и 12-я вертикальные полосы) по расстоянию между достигающими единицы максимумами (черный цвет) можно определить абсолютное значение периода реализующегося цикла. Период циклов относительно собственных колебаний по количеству локальных максимумов между двумя единичными можно оценить как 4, 6, 4 и 6 для окон из полос 1, 5, 8 и 12 соответственно,

Табл. Ляпуновские показатели для трех характерных режимов генерации.

Периодический режим при $r = 0.75$	$\lambda_1\Delta t = 0.0000$, $\lambda_2\Delta t = -0.0001$, $\lambda_3\Delta t = -0.0009$, $\lambda_4\Delta t = -0.0037$, $\lambda_5\Delta t = -0.0128$
Хаотический режим при $r = 0.67$	$\lambda_1\Delta t = 0.0011$, $\lambda_2\Delta t = 0.0000$, $\lambda_3\Delta t = -0.0009$, $\lambda_4\Delta t = -0.0029$, $\lambda_5\Delta t = -0.0087$
Гиперхаотический режим при $r = 0.8$	$\lambda_1\Delta t = 0.0062$, $\lambda_2\Delta t = 0.0026$, $\lambda_3\Delta t = 0.0000$, $\lambda_4\Delta t = -0.0032$, $\lambda_5\Delta t = -0.0099$.

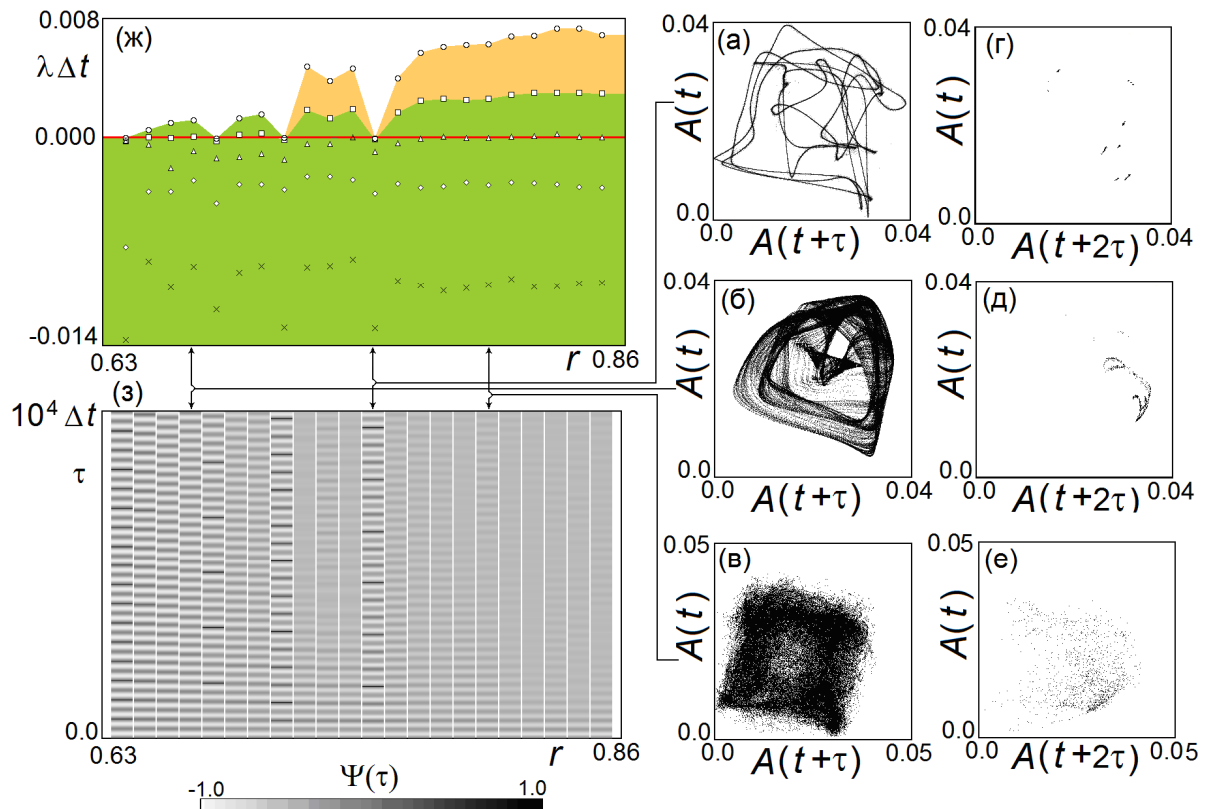


Рис. 1. Фазовые портреты при значениях параметра $r = 0.75$ (а), 0.67 (б), 0.8 (в), отвечающие им сечения Пуанкаре плоскостью $A(t) = A(t + \tau)$ (z-e). Зависимость от параметра ляпуновских показателей (ж) и автокорреляционной функции (з).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-02-00745). Анализ временных рядов и расчет показателей Ляпунова выполнены за счет РФФИ (проект №17-12-01008)

Библиографический список

1. Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zotova I.V. // Phys. Plasmas. 2016. Vol. 23. P. 033108.
2. Безручко Б.П., Смирнов Д.А. Математическое моделирование и хаотические временные ряды. Саратов: ГосУНЦ «Колледж», 2005.
3. Sano M., Sawada Y. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P.1082.
4. Blokhina E.V., Kuznetsov S.P., Rozhnev A.G. // IEEE Trans. Electron. Dev. 2007. Vol.54, No.2. P. 188.

ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОБЛАСТЕЙ ФОТОСФЕРЫ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА ЗАРЯДОВ

Н.В. Исаенкова¹, Е.В. Жужома², В.С. Медведев²

¹Нижегородская академия МВД России, Нижний Новгород

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород

E-mail: nisaenkova@mail.ru

Наблюдения показывают, что в фотосфере Солнца наблюдаются области (пятна), которые проявляют себя как источники или стоки окружающего их магнитного поля. Математическая идеализация таких областей приводит к понятию *точечного заряда* магнитного поля (рисунок, 1).

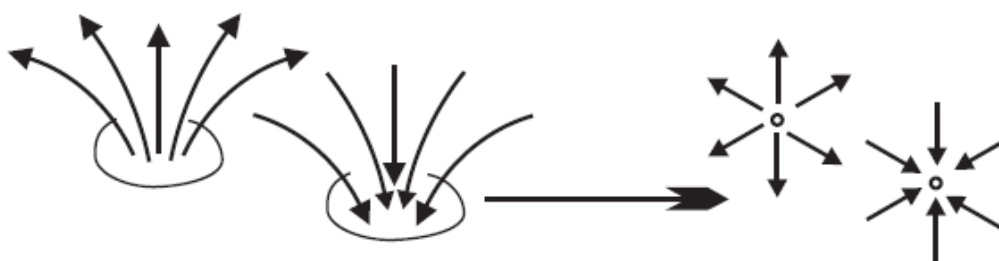


Рис. 1:

Подобная идеализация обсуждалась в работах [1, 2, 3] (иногда точечный заряд называют положительным или отрицательным источником [4]), и применялась в серии работ (см. например, [5, 6, 7]) для анализа триггеров солнечных вспышек и исследованию топологической структуры магнитного поля, предшествующей солнечной вспышке. Несмотря на упрощенный характер данной модели, она способна во многих случаях дать интересные результаты, которые могут пролить свет на более реальную физическую картину.

Во всех известных работах, в которых применялась указанная модель, рассматривалось конечное и достаточно малое число зарядов. Например, в работах [8, 9] рассматривались группы из двух и трех зарядов. В работах [5, 1, 2, 10, 3] рассматривались группы из четырех зарядов. Наконец, в работе [11] рассматривалась группа из шести зарядов. Во всех работах конкретизировались координаты зарядов. Также предполагалась потенциальность поля магнитной индукции, для определения которой применялась конкретная формула. С помощью непосредственных вычислений находились так называемые нуль-точки поля и сепараторы, которые играют существенную роль в описании топологической структуры магнитного поля. Формула Эйлера-Пуанкаре применялась для проверки наличия нуль-точек. Основной упор в указанных работах был направлен на исследование перестроек магнитного поля при изменении положения зарядов.

В настоящей работе, используя методы теории динамических систем Морса-Смейла, рассматривается топологическая структура для точечно-зарядной

модели магнитного поля областей фотосферы. Для произвольного количества зарядов (безотносительно их местоположения) и, не предполагая потенциальности поля (следовательно, не используя конкретных формул), можно привести оценки, связывающие количества зарядов определенного типа с количеством нуль-точек. Для граничных оценок описывается топологическая структура магнитного поля, а также приводится бифуркация рождения большого числа сепараторов.

Отметим, что модель с точечными зарядами может быть применена даже в случае, когда область (пятно) с интенсивным магнитным полем содержит магнитные трубки или содержится в магнитной трубке (рисунок, 2).

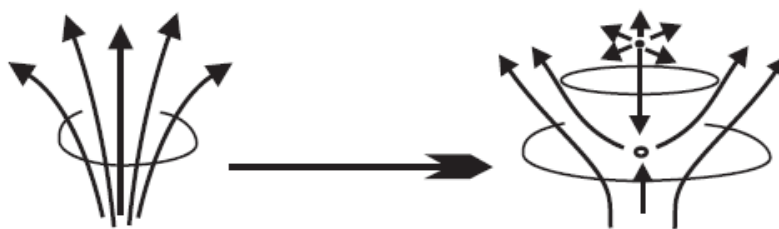


Рис. 2:

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-03687-а) и программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ в 2017 году (проект № 90).

Библиографический список

1. Молоденский М.М., Сыроватский С.И. // Астрон. журнал. 1977. Т. 54, С. 1293.
2. Baum P., Bratenahl A. // Solar Phys. 1980. Т. 67. С. 245.
3. Sweet P.A. // Nuovo Cimento Suppl. 1958. Vol. 8. Ser. X. P. 188.
4. Priest E., Forbes T. // Cambridge Univ. Press. 2005. P. 595.
5. Горбачев В.С., Кельнер С.Р., Сомов Б.В., Шварц А.С. // Астрон. Журнал. 1988, Т. 65. С. 601.
6. Brown D.S., Priest E.R. // Astrophys. 2001. Vol. 367. P. 339.
7. Longcope D.W. // Solar. Phys. 1996. Vol. 169. P. 91.
8. Priest E., Bungey T., Titov V. // Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics. 1997. Vol. 84. P. 127.
9. Priest E., Schriver C. // Solar Physics. 1999. Vol.190. P. 1.
10. Maclean R., Beveridge C., Priest E // Solar Physics. 2006. Vol. 238. P. 13.
11. Maclean R., Beveridge C., Longcope D., Brown D., Priest E. // Proc. Roy. Soc. 2005. Vol. 461. P. 099.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ
УСРЕДНЕННЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ
СЕРДЕЧНОСОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ
ВО ВРЕМЯ ОРТОСТАТИЧЕСКОЙ ПРОБЫ**

Ю.М. Ишбулатов^{1,2}, К.А. Вульф³

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

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

³*ФГБУ «Национальный научно-практический центр сердечно-сосудистой хирургии
им. А.Н. Бакулева» Министерства здравоохранения Российской Федерации*

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Заболевания сердечнососудистой системы (ССС) остаются важной проблемой современного мира. Математическое моделирование является эффективным инструментом в расширении фундаментальных представлений о ССС [1], что позволяет предлагать новые методы медицинской диагностики и терапии [2-5], развивать подходы индивидуализированной медицины и использовать компьютерную симуляцию для предсказания развития патологий на основе оценки нелинейных индексов [6, 7] и при реконструкции модельных уравнений [8-10]. В данной работе представлена оригинальная модель вегетативной регуляции ССС основанная на подходах из работы [11]. Авторы внесли в модель ряд качественных изменений, включая: два нелинейных автоколебательных контур симпатической регуляции, а также красного шума, модулирующего частоту сердечных сокращений. Адекватность модели исследовалась при симуляции пассивной ортостатической пробы.

Пассивная ортостатическая проба является распространенным методом функциональной диагностики и заключается в пассивном перевороте пациента из горизонтального положения в вертикальное. Предложенная модель вегетативной регуляции включает два пространственно разнесенных контура барорефлекторной регуляции тонуса сосудов и ЧСС. Данная особенность позволила учесть перераспределение объема крови во время пробы и воспроизвести изменение статистических индексов ССС, таких как систолическое давление, диастолическое давление и пульс. Динамика средних значений данных параметров, полученных по модельным и экспериментальным данным из работы [12], приведена на рисунке 1.

Как видно из рисунка 1, предложенная модель позволяет качественно и количественно воспроизвести динамику усредненных статистических индексов ССС во время пассивной ортостатической пробы. Данный результат позволяет надеяться на адекватность выбранной структуры модели.

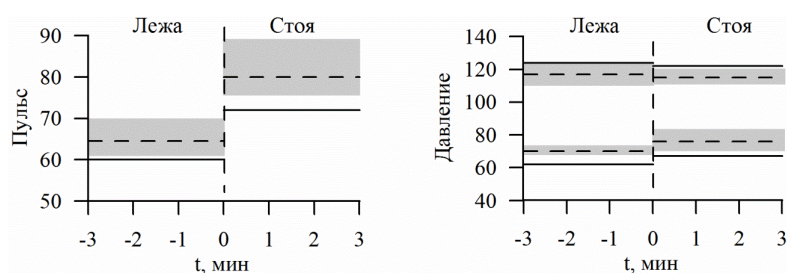


Рис. 1. Слева - динамика среднего значения пульса. Справа – динамика среднего систолического и диастолического давлений, до и после перехода в положение стоя. Сплошной линией показаны модельные значения. Пунктир и серые области показывают, соответственно, медиану и квартили распределения реальных данных.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МД-3318.2017.7

Библиографический список

1. Безручко Б.П., Смирнов Д.А. Математическое моделирование и хаотические временные ряды. Саратов: ГосУНЦ "Колледж", 2005. 299 с
- Kiselev A.R. et al. // Journal of Cardiovascular Medicine. 2012. Vol. 13. Iss. 8. P.491-498.
- Киселев А.Р. и др. // Артериальная гипертензия. 2011. Т. 17. №. 4. С. 354-360.
- Нейфельд И.В. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11. №. 2. С. 98-108.
- Kiselev A.R. et al. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28. No. 1. P. 1-8.
- Kiselev A.R. et al. // Journal of Cardiovascular Medicine. 2012. Vol. 13. Iss. 8. P.491-498.
- Нейфельд И.В. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11. №. 2. С. 98-108.
- Караваяев А.С., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 10. С. 43-51.
- Ponomarenko V.I. et al. // Nonlinear Dynamics. 2013. Vol.74. P. 1013–1020.
- Караваяев А.С. и др. // Технологии живых систем. 2007. Т. 4. № 4. С. 34-41.
- Kotani K. // PRE. 2005. Vol. 72. P. 041904.
- Kiselev A.R. et al. // Phys. Meas. 2016. Vol. 37. №. 4. P.580 – 595.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ 0.1 Гц
РИТМОВ СИМПАТИЧЕСКОЙ РЕГУЛЯЦИИ
СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ**

Ю.М.Ишбулатов^{1,2}, К.А.Вульф³

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

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

³*ФГБУ «Национальный научно-практический центр сердечно-сосудистой хирургии
им. А.Н. Бакулева» Министерства здравоохранения Российской Федерации*

E-mail: ishbulatov95@mail.ru

Математическое моделирование широко применяется для фундаментального исследования различных систем реального мира [1-3]. Наиболее сложным объектом являются живые системы, в том числе сердечнососудистая система. Однако успешное моделирование ССС позволит разработать новые методы медицинской диагностики, индивидуализировать терапию под конкретного пациента и предсказать реакцию на медицинские препараты. В работе представлена оригинальная модель вегетативной регуляции ССС, основанная на модели, предложенной в работе [4]. Авторы внесли ряд качественных изменений, включая: два нелинейных автоколебательных контур симпатической регуляции, а также красного шума, модулирующего частоту сердечных сокращений. Адекватность модели исследовалась при воспроизведении эффекта синхронизации 0.1 Гц ритмов вегетативной регуляции в сигналах variability сердечного ритма и артериального давления. Данный эффект наблюдался нами ранее в натурных экспериментах [5, 6].

Количественная оценка степени синхронизации составляющих LF диапазонов модельных сигналов variability сердечного ритма и артериального давления проводилась с помощью разработанного ранее метода [6] – расчет суммарного процента фазовой синхронизации, индекс S, характеризующий относительное время фазовой синхронизации контуров регуляции ЧСС и тонуса артериальных сосудов [6]. Предложенный метод диагностики интервалов фазовой синхронизованности заключается в кусочно-линейной аппроксимации разности мгновенных фаз сигналов исследуемых контуров вегетативной регуляции, проводимой при контроле угла наклона аппроксимирующей прямой [6]. Индекс S ранее продемонстрировал важность для прикладной медицины [7-10].

Предложенная модель вегетативной регуляции включает два пространственно разнесенных контура барорефлекторной регуляции тонуса сосудов и ЧСС. Данная особенность позволила воспроизвести эффект фазовой синхронизации данных контуров, связанных через артериальное давление. На рисунке 1 представлен пример диагностики участков фазовой синхронизации по разностям мгновенным фаз исследуемых контуров регуляции, рассчитанных по экспериментальным сигналам и сигналам модели. Видно, что модель позволяет воспроизводить качественный характер динамики разностей мгновенных фаз спонтанно чередующимися интервалами фазовой синхронизации и несинхронного поведения.

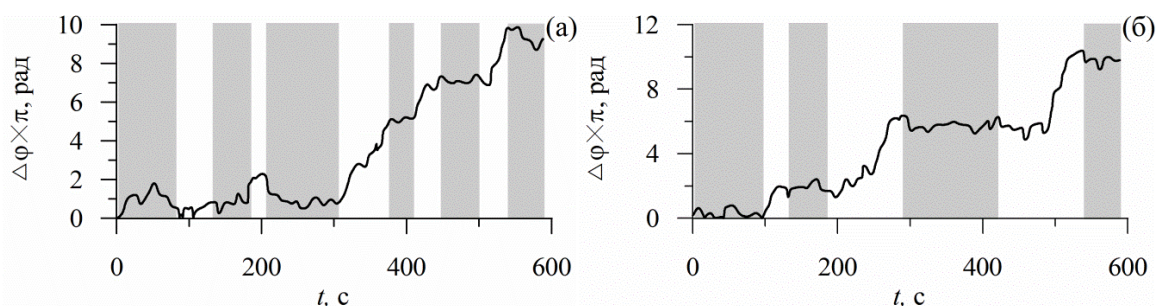


Рис. 1. Разность мгновенных фаз составляющих LF-частотного диапазона сигналов ВСП и давления (ФПГ). Участки синхронизации показаны серым цветом. (а) – разность фаз, полученная по модельным данным. (б) – разность фаз, полученная по экспериментальным данным.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МД-3318.2017.7

Библиографический список

1. *Караваяев А.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 10. С. 43-51.*
Караваяев А.С. и др. // Технологии живых систем. 2007. Т. 4. № 4. С. 34-41.
Ропотаренко V.I. et al. // Nonlinear Dynamics. 2013. Vol.74. P. 1013–1020.
Kotani K. et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 041904.
Боровкова Е.И. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11 №. 2. P. 129-136.
Караваяев А.С. и др. // Физиология человека. 2013. Т. 39. № 4. С. 105-111.
Kiselev A.R. et al. // Journal of Cardiovascular Medicine. 2012. Vol. 13. Iss. 8. P.491-498.
Нейфельд И.В. и др. // Анналы аритмологии. 2014. Т. 11. №. 2. С. 98-108.
Kiselev A.R. et al. // The Anatolian Journal of Cardiology. 2014. Vol. 14. P. 701-710.
Kiselev A.R. et al. // Applied Medical Informatics. 2011. Vol. 28. No. 1. P. 1-8.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР КАРБИДА КРЕМНИЯ

А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая, А.В. Калашников, Е.Н. Бормонтон

Воронежский государственный университет

E-mail: akalash49@gmail.com

Экспериментальное получение графена и исследование набора его уникальных электрических, оптических, теплофизических и химических свойств породило значительный интерес к поиску других графеноподобных 2D материалов, в том числе на основе карбида кремния (SiC). Многослойные структуры на основе SiC рассматриваются как одни из наиболее перспективных материалов наноэлектроники [4]. 2D SiC, в отличие от графена, обладают не нулевой шириной запрещенной зоны, что делает возможным создание на его основе гетероструктур и устройств спинтроники, сенсорики, опто- и наноэлектроники [1, 2, 3].

В работе методами квантовой химии проведено исследование перестройки электронной структуры 2D аллотропов карбида кремния при последовательном изменении числа и конфигурации слоев. Рассмотрено 6 топологически не инвариантных типов структур с числом слоев $n=1-3$:

- структуры с упаковкой подобной α -графиту AC(A) – слой C смещен по двум векторам трансляции на половину его величины, AC'(A) – структура отличается от AC(A) последовательной заменой атомов углерода на атомы кремния в слое C;

- структуры AA(A) получены репликацией слоев в направлении перпендикулярно их плоскости

- структуры AB(A) отличаются от AA(A) последовательной заменой атомов углерода на атомы кремния в слое B;

- структуры полученные из AB(A) смещением вдоль вектора трансляции (AB'(A)) и дальнейшей последовательной заменой атомов углерода на атомы кремния в слое B' (AB''(A)).

Для полученных структур в программном комплексе Gaussian09 методом теории функционала электронной плотности (DFT) в приближении LSDA проведено моделирование электронной структуры 2D аллотропов карбида кремния. На основе полученных данных рассчитаны внутрислойные длины связей между атомами кремния и углерода R_{Si-C} , межслоевые расстояния, эффективный заряд, приведенная энергия связи, межслоевая энергия связи, ширина запрещенной зоны E_g .

Установлено, что 2D карбид кремния с упаковкой слоев AB(A) является наиболее стабильным и обладает максимальной шириной запрещенной зоны 2.150 и 1.568 эВ среди всех рассмотренных аллотропных модификаций. Последовательный рост от одного до трех слоев в структуре AB(A) сопровождается заметным перераспределением электронной плотности, определяющей увеличение внутрислойных длин связей $R_{Si-C}=1.80 \text{ \AA}$ ($n=1$) до $R_{Si-C}=1.85 \text{ \AA}$ и 1.84 \AA ($n=2$ и $n=3$), кроме того, наблюдается чувствительность эффективного заряда атомов к числу слоев: при $n=2$ эффективные заряды атомов кремния и углерода

равны по модулю, а для трехслойной структуры наблюдается увеличение модуля эффективного заряда внешних слоев относительно среднего.

Для структур АВ'(А), АВ''(А), и АС'(А), в результате оптимизации геометрии, происходит изменение исходной конфигурации слоев и релаксация к более энергетически выгодной упаковке (при $n=3$ – совпадает с АВ(А)). Для упаковки АА(А) установлен переход к наиболее топологически близкой метастабильной конфигурации АС(А). Для АС(А) характерно неравномерное распределением удельного заряда в структуре, ввиду топологической не инвариантности расположения атомов.

Наибольший интерес для разработки устройств нанoeлектроники представляет упаковка АС(А), которая является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g=1.339$ (n=2) и 1.132 эВ (n=3).

Приведенная энергия связи аллотропов 2D SiC составляет 8.3–8.5 эВ/атом, что указывает на их высокую термодинамическую стабильность. Таким образом, многослойные структуры карбида кремния образуют семейство полупроводниковых материалов с шириной запрещенной зоны от 1.132 до 2.150 эВ, свойства которых определяются числом и конфигурацией слоев. А послойный рост структур определяет изменение типа полупроводника от прямозонного однослойного SiC к непрямозонному при числе слоев $n=2, 3$. Исключением являются метастабильные структуры типа АС(А), что совместно с графитоподобной конфигурацией слоев определяет интерес к данной аллотропной модификации для формирования гетероструктур мультиграфен/2D SiC.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-43-360281 p_a).

Библиографический список

1. *Widmann M., Lee S.-Y., Rendler T. et al. // Nature Material. 2015. №14, P.164.*
2. *Kou L., Ma Y., Tan X. et al. // J. Phys. Chem. C. 2015. Vol.119, №12, P. 6918.*
3. *Hanming Z., Guo H., Lin S., Sun Y., Xu Y. // Journal of Semiconductors. 2017. Vol.38, No.3. P. 033002-6.*
4. *Tuchin A.V., Zhukalin D.A., Bityutskaya L.A., Kalashnikov A.V. // Letters on materials. 2016. Vol. 6, No. 4. P. 333.*

АВТОГЕНЕРАТОР КОЛПИТЦА В ДИСКРЕТНОМ ВРЕМЕНИ

А.В. Карлов¹, Э.Ю. Федюнин²

¹Акционерное общество «Ракетно-космический центр «Прогресс», Самара

²Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

E-mail: comphysics@samsu.ru

Трёхточка Колпитца (ёмкостная трёхточка) – одна из трёх основных схем построения радиочастотных генераторов колебаний, наряду со схемами Хартли и Мейснера [1]. В квазигармоническом приближении динамика этих автоколебательных систем (АКС) адекватно описывается в рамках метода медленно меняющихся амплитуд (ММА). При высоких уровнях возбуждения не встречается затруднений использование методов численного моделирования.

В настоящем сообщении предлагается модель функционирования схемы Колпитца в дискретном времени. Такая модель, с одной стороны, может быть полезна для анализа поведения схемы в составе сложных радиоэлектронных устройств и при сложных внешних воздействиях. С другой стороны, она может рассматриваться как самостоятельный объект теории нелинейных колебаний (нелинейной динамики) в дискретном времени.

Эквивалентная высокочастотная схема Колпитца представлена на рис. 1.

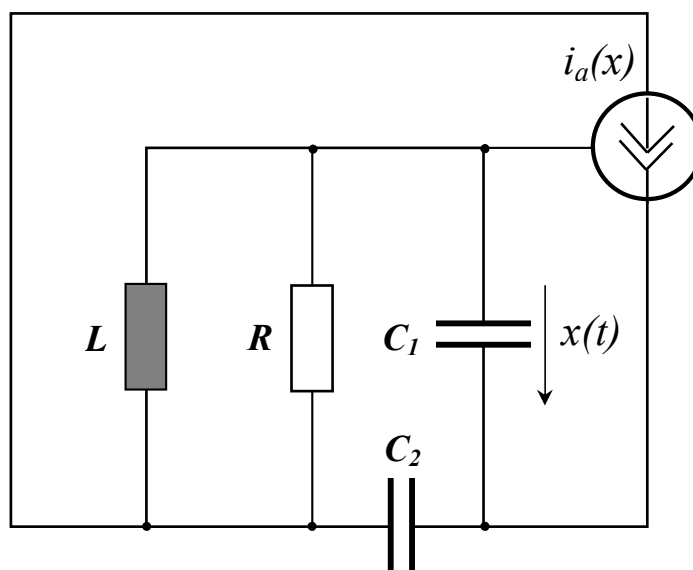


Рис. 1. Эквивалентная схема автогенератора

Математическая модель АКС в форме дифференциальных уравнений движения, записанных на основе схемы рис. 1, имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = \omega_0 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = -n \omega_0^2 Z_0 i_a(x), \quad (1)$$

где ω_0 , Q и Z_0 – собственная частота, добротность и характеристическое сопротивление LRC -контура ($C^{-1} = C_1^{-1} + C_2^{-1}$), $n = C/(C_1 + C_2)$. Активный трёхполюсник (генератор тока, управляемый напряжением) представлен в уравнениях (1) вольтамперной характеристикой $i_a(x)$.

Для дискретизации времени во втором из уравнений движения (1) предлагается использовать метод, изложенный в статье [2]. В этом случае результат дискретизации с интервалом Δ на временной сетке $t_n = n\Delta$ выглядит следующим образом:

$$y_n - 2\delta \cos(2\pi\Omega_0)y_{n-1} + \delta^2 y_{n-2} = -2\pi\Omega_0 n Z_0 \sin(2\pi\Omega_0) i_a(x_{n-1}) \quad (2)$$

Здесь Ω_0 – нормированная на частоту дискретизации $\omega_d = 2\pi/\Delta$ собственная частота резонатора с параметром неконсервативности $\delta = \exp(-\pi\Omega_0/Q)$. Переход к дискретному времени в первом уравнении (1) можно провести на основе формулы трапеций

$$x_{n-1} = x_{n-2} + \pi\Omega_0(y_{n-1} + y_{n-2}). \quad (3)$$

При задании начальных условий x_0 , y_0 и y_1 система разностных уравнений (2) – (3) представляет собой итерируемое дискретное отображение автогенератора Колпитца.

Для численных экспериментов по генерации дискретных автоколебаний выбрана схема с кубической нелинейностью:

$$i_a(x) = S_0 x(1 - \beta x^2).$$

В этом случае система уравнений движения дискретного автогенератора Колпитца для осциллирующих переменных, нормированных характерный масштаб нелинейности $1/\sqrt{\beta}$, записывается в виде

$$\begin{aligned} y_n - 2\delta \cos(2\pi\Omega_0)y_{n-1} + \delta^2 y_{n-2} &= -2\pi\Omega_0 \sin(2\pi\Omega_0) \gamma(1 - x_{n-1}^2)x_{n-1}, \\ x_{n-1} &= x_{n-2} + \pi\Omega_0(y_{n-1} + y_{n-2}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\gamma = nZ_0 S_0$ – параметр глубины обратной связи.

Приведены результаты численных экспериментов по генерации автоколебаний ДВ-генератором (4).

Библиографический список

1. Капранов М. В., Кулешов В.Н., Уткин Г.М. Теория колебаний в радиотехнике. М.: Наука, 1984. 320 с.
2. Зайцев В. В., Шилин А.Н. // Вестник Самарского университета. Естественная серия. 2017. № 2. С. 54.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ГРАФЕНА И КАРБИДА КРЕМНИЯ, ПОДВЕРЖЕННЫХ ОДНООСНОМУ СЖАТИЮ

Ю.В. Каспер, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: a.tuchin@bk.ru, julilikasper@yandex.ru

Сочетание высокой подвижности электронов и дырок, теплопроводности и термодинамической стабильности обусловило высокую исследовательскую активность в изучении графена и поиска новых графеноподобных материалов. Продолжением работ по графеноподобным формам элементов IV группы (Si, Ge, Sn) стали исследования бинарных соединений, в частности, SiC [1]. Одним из главных преимуществ 2D SiC перед графеном является ненулевая ширина запрещенной зоны. Перспективным и слабоизученным направлением является исследование графеноподобных материалов подверженных внешним механическим воздействиям, например сжатию [2]. Целью работы является исследование особенностей перестройки электронной структуры многослойных структур графена и карбида кремния при одноосном сжатии давлением 0-50 ГПа.

Численное моделирование электронной структуры проводилось методом DFT/LSDA. Расчеты выполнены в Суперкомпьютерном центре Воронежского государственного университета с использованием программного комплекса Gaussian09. Рассчитывались параметры химических связей, межплоскостные расстояния, ширина запрещенной зоны.

Установлена стабилизация структур при последовательном увеличении числа слоев от $n=1$ до 3: $E_b=8.90, 8.93, 8.94$ и $8.32, 8.40, 8.43$ эВ/атом для графена и карбида кремния. Ковалентные полярные межслоевые связи энергией ~ 3 эВ в SiC определяют его значительную жесткость по сравнению с многослойным графеном, межплоскостные энергии связи в котором $E_{bsh}=60$ мэВ. Различие межслоевых энергий связей проявляется в межплоскостных расстояниях, равных $R_{sh} \approx 3.35$ и 2.20 Å для многослойного графена и SiC.

При одноосном сжатии мультиграфена установлено перераспределение заряда между исходно нейтральными слоями. В противоположность графену, в карбиде кремния обнаружено уменьшение величин атомных зарядов. Выявлена прямо пропорциональная зависимость ширины запрещенной зоны SiC от внешнего давления. При критическом давлении 20 и 30 ГПа для двух- и трехслойного графена обнаружено формирование межслоевых каналов проводимости. Полученные результаты открывают возможность эффективного управления электрофизическими свойствами многослойных структур графена и карбида кремния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ(проект № 16-43-360281 p_a).

Библиографический список

1. Ивановский А.Л. // УХН. 2012. Т. 81, № 7. С. 571.
2. Kasper Y., Tuchin A.V., Bokova A.M. // J. of Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 741. P. 012022

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ И ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ПОСЕЛЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕОРИИ СЛОЖНЫХ СЕТЕЙ**Д.В. Кирсанов, В.В. Макаров, М.В. Горемыко, А.В. Иванов,
И.А. Яшков, А.Е. Храмов***Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: dankirsdot@gmail.com*

В настоящее время значительный интерес исследователей, занимающихся проблемами моделирования сложных социально-экономических систем, привлекает теория сложных сетей, как адекватный математический аппарат, способный описать структуру и динамику процессов подобных систем [1-3].

Формирование социальных, демографических, экономических и др. связей с неизбежностью ведет к возникновению специфических структур, которые характеризуются наличием отдельных элементов (узлов, как их называют в теории сетей). Между ними устанавливаются связи, характеризующие формирование и развитие сетевой структуры. При построении моделей сети связи между узлами могут быть весьма разнообразными и зависеть от моделируемого объекта [4,5]. Связи между элементами сети могут быть заданы существующими материальными объектами, или же определены в абстрактном пространстве, как например, сеть авиационных сообщений, где между элементами сети (аэропортами) не существует материальных связей - связь определяется наличием и количеством авиарейсов между ними [6].

В настоящее время наблюдается сильный интерес исследователей по приложению теории сетей в урбанистике, касающийся вопросов либо изучения внутригородских сетевых структур, либо экономических и транспортных межгородских сетей. Практически нет работ, в которых теория сетей применялась бы к моделированию демографических и административных аспектов организации сетевой структуры городских поселений. Также практически нет работ, в которых был бы проведен анализ динамики сети городских поселений с математических позиций во времени за какой-то существенный временной срок.

В нашей работе упор делается на построение моделей сети поселений и анализе сетевых характеристик для выявления особенностей эволюции сети поселений с учетом географических факторов развития страны. Построены математические модели урбанистических сетей городских поселений на примере Казахстана за период эволюции и развития с 1926 по 2009 гг. Рассмотрены принципы построения подобных сетей как на основе административного деления – иерархическая сеть административного подчинения, так и на «географических» принципах, когда связи между городами устанавливались на основе оценки численности населения и расстояния между городами. Оба подхода позволили выявить важные особенности динамики сети городских поселений Казахстана, в частности, была обнаружена корреляция между промежуточной центральностью и мощностью узлов иерархической административной сети, на основе которой был выявлен кластер, обладающий большим числом кратчайших путей, проходящих через его элементы. Можно предположить, что данные узлы соответствуют небольшим городам, которые в реальной сети являются

важными узловыми центрами, сосредоточивающими большие транспортные потоки, либо находящиеся на пути важных транспортных магистралей, единственным образом связывающих различные районы страны.

Обобщением данных подходов к построению моделей сети городов стало рассмотрение более сложной математической модели, объединяющей оба рассмотренных принципа организации урбанистической сети – двуслойной мультиплексной сети, которая позволила проанализировать характеристики сети городских поселений с учетом кооперативного воздействия различных факторов, связанных как с географическими особенностями организации сети, так и административным делением страны на области и районы. Был обнаружен новый эффект, связанный с существенно отличающимся поведением различных типов центральности (или иными словами, важности) элементов сети городских поселений.

В заключение следует отметить, что изложенная в работе информация, имеет большое значение для оптимизации структуры сетей городов, транспортных потоков, демографической и внутренней миграционной политики. Дальнейшее развитие математических моделей таких социально-географических систем позволит более точно определять географические и демографические характеристики сети поселений того или иного региона или страны, а также разрабатывать рекомендации органам власти на основе строгих математических подходов по улучшению эффективности функционирования подобных систем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-02-00624).

Библиографический список

1. *Wasserman S., Faust K.* // Cambridge university press. 1994. Vol.8
2. *Алешковский И.А., Иванов А.В., Ильин И.В., Короновский А.А., Страхова Л.М., Трубецков А.Д., Трубецков Д.И., Храмов А.Е., Яшков И.А.* - Нелинейная динамика глобальных процессов в природе и обществе. М., Изд-во Моск. ун-та, 2014.
3. *Kivelä M., Arenas A., Barthelemy M., Gleeson J.P., Moreno Y., Porter M.A.* // J. Complex Networks. Vol. 2, № 3. P. 203
4. *Réka A, Barabási A.-L.* // Reviews of modern physics. 2002. Vol. 74. 3.47
5. *Мэтьюз Р.* // Экономические стратегии. 2011. Т. 2. С. 60.
6. *Barrat A., Barthélemy M., Pastor-Satorras R., Vespignani A.* // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2004. Vol. 101, № 11. P. 3747

ЭЛЕКТРОНЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ

А.С. Козулин, А.И. Малышев, Н.Е. Кириллова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: SashaKozulin@yandex.ru

Низкоразмерные системы со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) изучаются уже несколько десятилетий. За это время сформировалась целое направление физики конденсированного состояния вещества – спинтроника [1]. Интерес к ней обусловлен, прежде всего, надеждами создания новых устройств [2, 3] в которых спин носителя играл бы ключевую роль. В некоторых из них предлагается управлять спиновыми степенями свободы посредством контроля прецессии спина электрона в эффективном магнитном поле, генерируемом СОВ. В этой связи весьма перспективными могут оказаться устройства на основе двумерных и квазиодномерных систем с СОВ, обладающих дополнительной симметрией связанной со спиновыми степенями свободы, в которых оказываются подавлены некоторые механизмы спиновой релаксации.

Первая часть данной работы посвящена двумерным электронным системам, сформированным в квантовых ямах (КЯ) с различными направлениями роста. В результате исследования гамильтониана с обобщенным линейным по импульсу СОВ вкладом, описывающим такие системы, было получено общее условие, при выполнении которого двумерный электронный газ обладает дополнительной симметрией связанной со спиновыми степенями свободы [4]. При ее наличии в двумерных системах формируются спиновые хеликсы – особые спиновые текстуры, связанные с прецессией спина электрона в коллинеарном магнитном поле, генерируемом СОВ [4, 5]. Согласно нашим расчетам, режим спинового хеликса может быть реализован в широком классе двумерных систем, в частности в [001], [110] и [113] КЯ.

Во второй части работы была исследована спиновая прецессия в квазиодномерных волноводах с СОВ, сформированных в КЯ с различными направлениями роста. Для случая, когда исследуемая система обладает дополнительной спиновой симметрией, получено аналитическое решение стационарного уравнения Шредингера. Показано, что только при наличии такой симметрии возможен кроссинг в дисперсионных кривых.

Мы также рассмотрели многомодовый транспорт в квазиодномерных неоднородных волноводах с СОВ. С использованием формализма матрицы рассеяния были вычислены спинзависимые кондактансы и спиновая поляризация при различных значениях параметров системы. На зависимостях спинзависимых кондактансов от энергии носителей обнаружены провалы типа резонансов Фано. Численные расчеты показывают, что положения минимумов спинзависимых кондактансов нетривиально зависят от соотношения между параметрами СОВ.

Работа частично поддержана РФФИ (проект № 16-32-00712-мол_а) и Министерством Образования и Науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ПЧ.

Библиографический список

1. *Xu Y., Awschalom D.D., Nitta J.* - Handbook of spintronics, Springer, 2016.
2. *Datta S, Das B.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. P. 665.
3. *Schliemann J., Egues J.C., Loss D.* // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 146801.
4. *Kozulin A.S., Malyshev A.I., Konakov A.A.* // Journal of Physics: Conf. Series. 2017. Vol. 816. P. 012023.
5. *Bernevig B.A., Orenstein J., Zhang S.-C.* // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 236601.

ИЗМЕРЕНИЕ НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИ МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Е.И. Астахов, С.Ю. Добдин, А.С. Кокун***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: usanovda@info.sgu.ru*

Современные системы определения расстояния и измерения перемещений основаны на регистрации фазы отраженного лазерного излучения [1], на использовании методов лазерной интерферометрии с изменением длины волны излучения лазерного диода [2], а также на использовании калибровочных зависимостей контролируемой физической величины от расстояния до зондируемой поверхности [3]. Однако эти системы измерения обладают рядом недостатков, обусловленных необходимостью знания калибровочных зависимостей измеряемой величины, недостаточной разрешающей способностью лазерных дальномеров, громоздкостью измерительной системы.

В связи с этим представляет интерес использовать для контроля расстояния полупроводниковые лазерные автодины, отличающиеся компактностью и малым весом. Для измерения наносмещений с помощью таких автодинных интерференционных лазерных систем используют для измерений переменную составляющую протектированного сигнала, которая получается при возбуждении в отражателе вибраций с амплитудой большей половины длины волны лазерного излучения [4]. Нами предлагается использовать для получения переменного протектированного сигнала токовую модуляцию длины волны лазерного излучения. Поскольку хорошо известная пилообразная токовая модуляция не несет информации о стационарной фазе автодинного сигнала [5-6], предлагается использовать гармоническую модуляцию длины волны лазерного излучения, так как в этом случае величина наноперемещений будет определять величину стационарной фазы автодинного сигнала.

Полупроводниковый лазер с внешней оптической обратной связью можно описать в рамках модели составного резонатора Лэнга и Кобаяши [7] с использованием уравнений для комплексного электрического поля с запаздывающим аргументом и концентрации носителей заряда.

При модуляции длины волны излучения полупроводникового лазера частота и амплитудная составляющая мощности излучения лазера определяются соотношениями:

$$\omega(j(t)) = \omega_0 + \omega_A \cdot \sin(2\pi\nu_1 t),$$

где ω_0 – собственная частота излучения полупроводникового лазерного диода; ω_A – девиация частоты излучения полупроводникового лазерного диода; ν_1 – частота модуляции тока питания лазерного диода.

Для описания низкочастотного спектра автодинного сигнала при гармонической модуляции длины волны излучения лазерного диода мощность автодинного сигнала может быть представлена в соответствии с [6] в виде разложения в ряд по функциям Бесселя первого рода J_n , и в виде ряда Фурье. Решение уравнений относительно стационарной фазы автодинного сигнала θ , позволяет по-

лучить, получаем соотношение для определения наноперемещений отражателя ΔL :

$$\Delta L = \theta \cdot \frac{c}{\omega_0}$$

В работе показано, что для определения величины наноперемещений отражателя при токовой модуляции длины волны лазерного излучения необходимо измерить амплитуды спектральных составляющих автодинного сигнала, по которым определяется величина стационарной фазы автодинного сигнала θ . Используя последнее соотношение, с учетом периодичности функции \arctg , определяем величину смещения зонда.

Измерения проводились с использованием электромагнитного транслятора фирмы STANDA модель 8MVT40-13, входящего в состав действующего макета ближнеполевого сканирующего СВЧ микроскопа [8]. Основные параметры транслятора: разрешение – 0.083 мкм (полный шаг), 0.01 мкм (1/8 шага); максимальная дистанция перемещения – 13 мм, макс. скорость перемещения – 0.416 мм/с.

В состав измерительной установки входили частотомодулированный полупроводниковый лазерный автодин на лазерном диоде RLD-650(5) на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой с длиной волны 650 нм - 1, закрепленный на держателе зонда ближнеполевого СВЧ зонда -2. Модуляция длины волны излучения проводилась на частоте $\nu_1 = 100$ Гц посредством управления током питания лазера. Отраженное излучение направлялось в резонатор лазера, изменение мощности которого фиксировалось фотоприемником.

На рис. 1 приведены результаты измерений наноперемещений зонда ΔL при заданной величине шага зондового транслятора. При этом учитывалась периодичность изменения стационарной фазы автодинного сигнала.

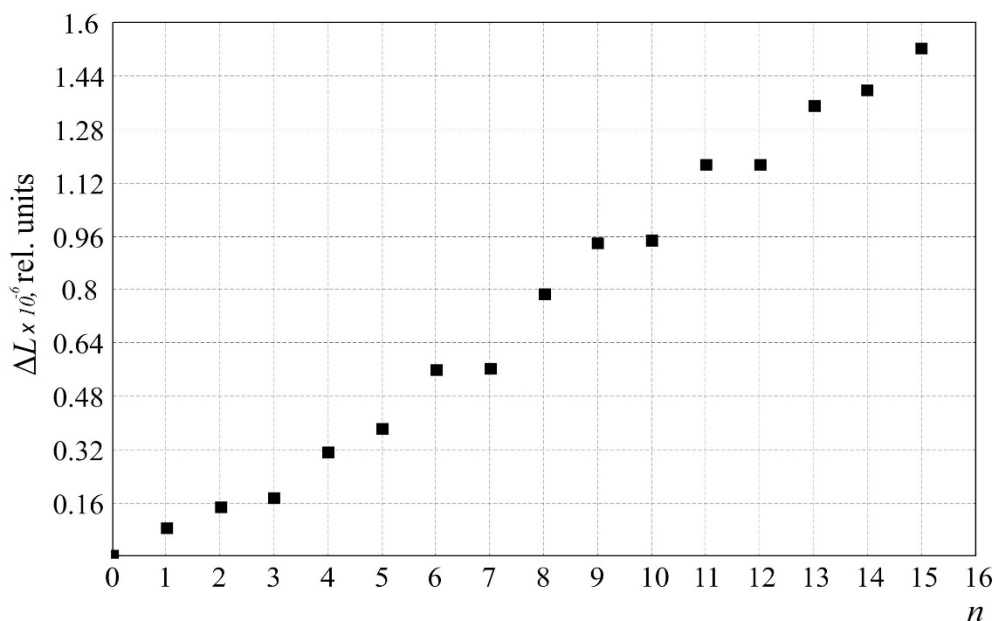


Рис. 1. Зависимость наноперемещений зонда при заданной величине шага 40 нм зондового транслятора (n – число шагов)

Таким образом, показана возможность применения полупроводникового лазерного автодина с токовой модуляцией длины волны излучения для контроля наноперемещений зонда, входящего в состав ближнеполевого СВЧ автодина.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание №8.7628.2017/БЧ).

Библиографический список

1. *Du S., Jinchun Hu J., Zhu Yu, Hu C.* // Meas. Sci. Technol., 2017, MST-104913.R1, at press: <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa5f0c>
2. *Amann M.C., Bosch T., Lescure M., Myllyla R., Rioux M.* // Opt. Eng. 2001. Vol. 40, № 1. P. 10.
3. *Farina M., Mencarell D., Di Donato A., Venanzoni G., Morini A.* //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2011. Vol. 59. P. 2769-2776.
4. *Усанов Д.А., Скрипаль А.В.* Полупроводниковые лазерные автодины для измерения параметров движения при микро- и наносмещениях. Саратов. Изд-во Саратов. ун-та, 2014. 136 с. http://www.rfbr.ru/rffi/ru/books/o_1919270
5. *Norgia M., Giuliani G., Donati S.* // IEEE transaction on instrumentation amd measurement. 2007. Vol. 56, №. 5. P.1894.
6. *Астахов Е.И., Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Добдин С.Ю.* // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2015. Т.15, №3. С. 12.
7. *Lang R., Kobayashi K.* // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE-16, № 3. P. 347.
8. *Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Горбатов С.С., Пономарев Д.В., Фролов А.П., Кваско В.Ю.* // Электронная техника: СВЧ-техника. 2012. № 3 (514). С. 71.

ВЛИЯНИЕ АТОМОВ КИСЛОРОДА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ ПОРИСТЫХ НАНОСТРУКТУР

А.С. Колесникова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

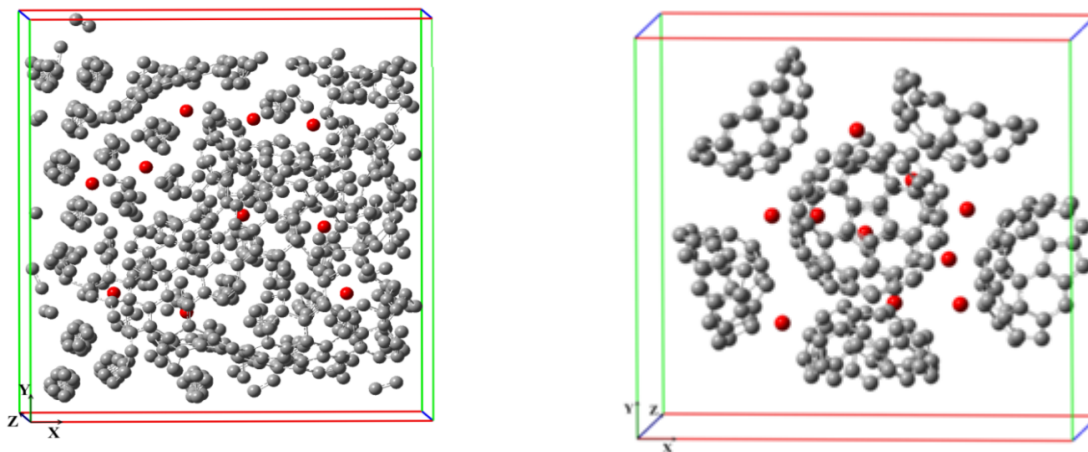
E-mail: Kolesnikova.88@mail.ru

Углерод является важным элементом промышленного применения. Этот элемент все больше и больше используется в последние годы во многих технологических областях. Кроме того, углерод имеет различную кристаллическую форму: графит, алмаз и фуллерен, аморфные угли, активированный уголь, который используется в широком диапазоне применений [1,2]. Например, в зависимости от его пористости и поверхности химическая активность, используется для адсорбции газа, переработки отходов, химических восстановительных работ, промышленной очистки [3], но также и лист микрографита находят специальные применения в области электроники, оптических спектров или полевой эмиссии.

В научном сообществе стали привлекать внимание пористые материалы на основе углерода. Осуществляются теоретические и экспериментальные исследования их свойств [4,5]. В настоящее время существуют различные методы синтеза пористых материалов на основе углерода. В работах [6] показано, что в процессе синтеза пористых углеродных структур в порах этих структур могут присутствовать атомы кислорода.

Целью данной работы является теоретическая оценка влияния концентрации атомов кислорода на механические свойства пористых углеродных наноструктур с различным размером пор. Исследования осуществлялись в рамках молекулярно-механического метода AIREBO [7].

Для исследования механических свойств построены три атомистические модели пористых углеродных наноструктур (Рисунок 1): размер пор 2.7 – 5.5 Å, размер пор 6.2 – 7.3 Å, размер пор 8.5 – 14.9 Å. Атомы кислорода в полости пористых углеродных наноструктур располагались хаотично. Исследования осуществлялись с использованием элементарной ячейки с учетом периодических граничных условий. Элементарная ячейка имеет вид, представленный на Рис. 1.



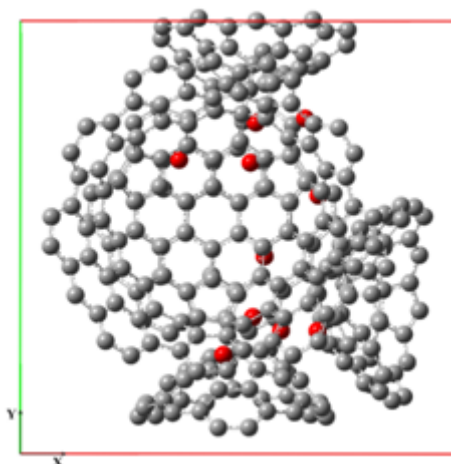


Рис. 1. Модель пористой углеродной структуры: а) с размером пор $2.7 - 5.5 \text{ \AA}$, допированной атомами кислорода с максимальной концентрацией 1.44% ; б) с размером пор $6.2 - 7.3 \text{ \AA}$, допированной атомами кислорода с максимальной концентрацией 3.57% ; в) с размером пор $8.5 - 14.9 \text{ \AA}$, допированной атомами кислорода с максимальной концентрацией 3.52% .

На основе полученных результатов можно заключить, что наиболее прочной пористой углеродной структурой является структура допированная атомами кислорода с наименьшим размером нанопор и с наибольшей концентрацией в ней атомов кислорода в центральной части ячейки, когда атомы кислорода располагаются наиболее близко к атомам углерода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президентской стипендией 2016-2018 (проект № СП-2502.2016.1)

Библиографический список

1. *Glukhova O.E., Kolesnikova A.S.* // Journal of Physics: Conference Series. 2012. Vol. 393. P. 012027.
2. *Glukhova O.E., Kolesnikova A.S., Slepchenkov M.M.* // Journal of Molecular Modeling. 2013. Vol. 19. № 10. P. 4369-4375.
3. *Ivanets M.G., Savitskaya T.A., Nevar T.N., Grinshpan D.D.* // Russ. J. Phys. Chem. 2012. Vol. A 86. P. 1710
4. *Колесникова А.С.* // ФТТ. 2017. Т 59.
5. *Шестеркин В.И., Глухова О.Е., Иванов Д.В., Колесникова А.С.* // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. С. 782.
6. *Kakinoki J.* // Acta Cryst. 1965. Vol. 18. P. 578
7. *Brenner D.W.* // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42, P. 9458

СПОСОБ КОНТРОЛЯ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ZnS

А.С. Колесникова, С. Ембеков, О.М. Шинкаренко, Е.Г Глуховской

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kolesnikova.88@mail.ru

Квантовые точки - это полупроводниковые нанокристаллы, которые являются перспективными объектами для биологического и медицинского применения благодаря их уникальным оптическим, химическим и физическим свойствам [1-3]. Известно, что одна квантовая точка может состоять из нескольких сотен атомов, поэтому квантовые точки занимают промежуточное положение между твердыми телами и отдельными атомами.

Особый интерес представляют полупроводниковые нанокристаллы (квантовые точки), в которых квантовый размерный эффект влияет на электронные и оптические свойства квантовой точки. ZnS был выбран из-за его высокого показателя преломления и низкой стоимости [4]. Квантовая точка ZnS имеет непрерывную зону проводимости и валентную зону. Управление проводящими свойствами квантовой точки может быть достигнуто ее легированием, то есть добавлением в атомную структуру атомов золота или серебра. Металлом общего пользования является Ag из-за его слабого поглощения света в видимой области, но также используются Au и Cu [4]. Известно, что в настоящее время активно производится на основе ZnS (Ag) детектор [5]. В качестве способа улучшения оптическими и проводящими свойствами фотоприемников на ZnS используют тонкие многослойные слои диэлектрик/металл/ диэлектрик (Д/М/Д) на основе ZnS. Диэлектрик используется из Au, Ag и Cu, и изучается влияние термической обработки на структурные, электрические и оптические свойства ZnS / М / ZnS (ZMZ) многослойных образцов. Для исследования влияния термической обработки на свойства многослойных пленок ZMZ используется рентгеновская дифракция, электросопротивление, оптическое пропускание и отражение. Если данные слои сформировать из легированных квантовых точек, то появляется возможность варьирования их свойствами, т.е. настроить монослой из легированных квантовых точек на определенный диапазон длин волн или на конкретную длину волны, а также повысить эффективность преобразования свет – электричество.

Целью этой работы является поиск метода управления проводящими свойствами квантовой точки ZnS путем легирования его атомами золота. Поиск равновесной конфигурации молекулы проводился методом *ab initio* с базисом *b3lyp*. Объектом исследования является симметричная молекула ZnS (рис. 1).

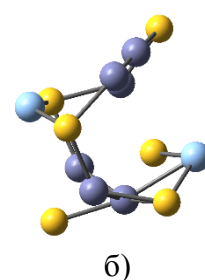
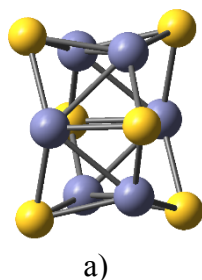


Рис.1. Квантовая точка ZnS до (а) и после (b) соединения атомов золота. Желтые атомы представляют собой атомы серы, а синие атомы представляют собой атомы цинка.

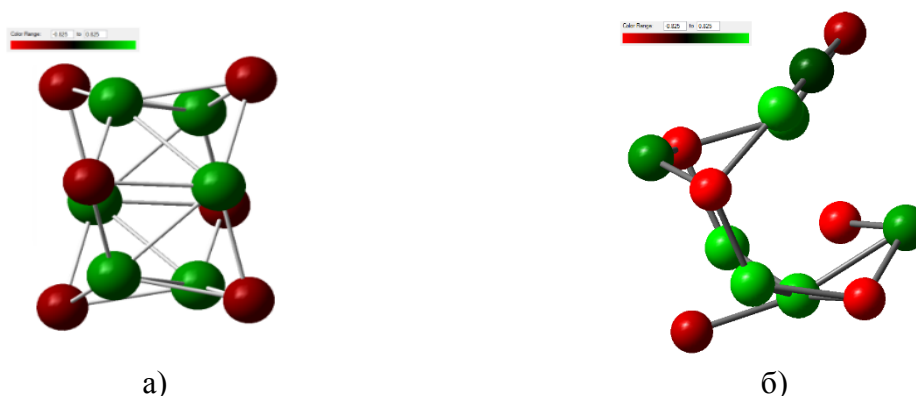


Рис. 2. Перераспределение электронной плотности на атомах квантовой точки ZnS до (а) и после (б) присоединения атомов золота

Уменьшение электронной плотности на атомах квантовой точки наблюдается при присоединении атомов золота по краям квантовой точки, а также наблюдается изменение конфигурации квантовой точки (рис.2.). Следовательно, можно управлять ее проводящими свойствами за счет присоединения атомов золота в определенных областях относительно квантовой точки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президентской стипендией 2016-2018 (проект № СП-2502.2016.1)

Библиографический список

1. Колесникова А.С., Глуховской Е.Г. // Актуальные проблемы микро- и нанoeлектроники. Сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной молодежной конференции с международным участием. ответственный редактор Бахтизин Р.З.. 2016. С. 54-55.
2. Колесникова А.С., Глуховской Е.Г. // Практическая биомеханика. Материалы докладов Всероссийской конференции молодых ученых с международным участием. Под редакцией Л.Ю. Коссовича. 2016. С. 81-82.
3. Glukhova O.E., Saliy I.N., Kolesnikova A.S., Kossovich E.L., Slepchenkov M.M. // Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE Сер. "Reporters, Markers, Dyes, Nanoparticles, and Molecular Probes for Biomedical Applications V." 2013. P. 859612.
4. Kavei G., Nikbin S. //Materials Science-Poland. 2015. Vol. 33. P. 760
5. Hildebrandt M., Stoykov A., Mosset J.-B., Greuter U., Schlumpf N. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. Vol. 824. P. 204

СВОЙСТВА СХОДИМОСТИ ЖАДНЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ

Е.В. Кондратьева, О.Ю. Кондратьева

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: elka@sgu.ru

Выбор математического метода при решении конкретных задач оптимизации предопределена возможностями получения максимально полезного объема искомого решения, а также минимизацией вычислительных затрат. В настоящее время, таких результатов позволяют достичь системы четких однозначных указаний, которые определяют последовательность действий над некоторыми объектами и после конечного числа шагов приводят к ожидаемому exitum. В нашей работе рассматриваются свойства сходимости жадных алгоритмов в решении некоторых прикладных физических задач [1-3]. Жадный алгоритм (greedy algorithm) — это алгоритм, который на каждом шагу делает локально наилучший выбор в надежде, что итоговое решение будет оптимальным. Существует две особенности, характерные для задач, решаемых жадными алгоритмами. Это принцип жадного выбора и свойство оптимальности для подзадач. Есть довольно мощный инструмент, с помощью которого в большинстве случаев можно определить, имеется ли оптимальное решение. Называется матроид. При этом должны выполняться соответствующие условия.

$$(\emptyset \in I; A \subset B, B \in I \Rightarrow A \in I; |A| < |B| \Rightarrow \exists x \in B \setminus A, A \cup \{x\} \in I)$$

Вся сущность матроидов заключается в теореме Радо-Эдмондса: если доказать, что объект является матроидом, то жадный алгоритм будет работать корректно и выдавать правильный результат.

Жадные алгоритмы – это общее название подхода к решению задач оптимизации. Они применимы в случаях, когда исходную задачу можно разбить на ряд более простых подзадач, которые можно решать в определенной последовательности, чтобы в результате получить решение исходной задачи. Решив подзадачу мы уже не возвращаемся к ней [4,5].

Прикладное применение: У роботов-продавцов вероятнее всего будет устанавливаться такой алгоритм, система банкоматов, тендеры при госзакупках, электронное расписание on-line конференций и т.д.

Библиографический список

1. *Файзлиев А.Р., Сидоров С.П., Хомченко А.А.* // Сб.: Современные проблемы теории функций и их приложения материалы. 2016. С. 290-292.
2. *Плешаков М.Г., Сидоров С.П., Миронов С.В.* // Сб.: Компьютерные науки и информационные технологии. 2016. С. 319-322.
3. *Голубов Б.И., Кашин Б.С., Коссович Л.Ю., Сидоров С.П., Хромов А.П.* // Известия Саратовского университета. 2015. Т. 15. № 3. С. 357-359.
4. *Корчагин С.А., Терин Д.В., Кондратьева О.Ю.* // Сб.: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения. 2015. С. 62-64.
5. *Кондратьева Е.В., Никонова Е.Н., Кондратьева О.Ю., Терин Д.В.* // Сб.: Математическое и компьютерное моделирование в экономике, страховании и управлении рисками. 2016. С. 60-65.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ УСПЕВАЕМОСТИ ОБУЧАЮЩИХСЯ НА ОСНОВЕ FUZZY LOGIC

Е.В. Кондратьева, О.Ю. Кондратьева

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: elka@sgu.ru

Комплексная проблема непрерывного улучшения качества высшего образования - одна из целей модернизации. В нашей работе мы пытаемся прогнозировать успеваемость обучающихся применяя модель нечеткой логики. В прикладном пакете Fuzzy Logic Toolbox программной среды MATLAB создаем систему нечеткого вывода на основе лингвистических переменных с соответствующими функциями принадлежности и базой правил. В результате получаем возможность визуализации зависимости выходной переменной от двух выбранных переменных (рис.1) и базы правил (рис.2), позволяющей наглядно представить процесс нечеткого вывода, влияния каждого правила на конечный результат и оценить зависимость выходной переменной от каждой из входных переменных [1-3].

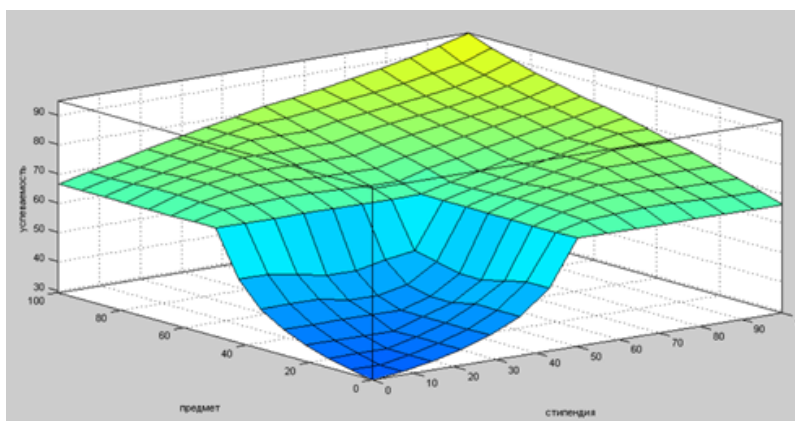


Рис.1. Поверхность нечеткого вывода для типологической группы

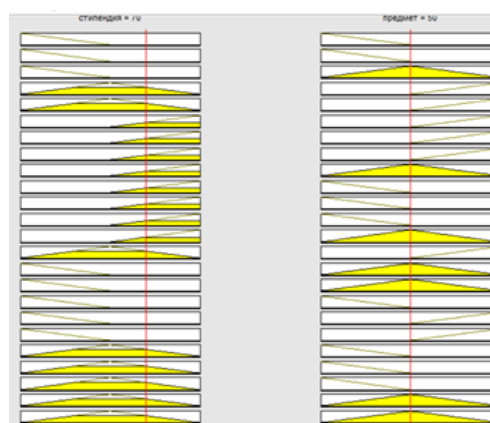


Рис.2. Визуализация нечеткого вывода

Применение полученного автоматизированного метода позволит прогнозировать успеваемость обучающихся на основе статистики учебного плана, уровня учебной мотивации. Он позволяет устанавливать количественную меру влияния на спецдисциплины. Творческое применение модели дает возможность проводить управление качеством обучения на основе индивидуальной работы с обучающимися, преподавателями кафедр.

Библиографический список

1. Кондратьева Е.В., Никонова Е.Н., Кондратьева О.Ю., Терин Д.В. // Сб.: Математическое и компьютерное моделирование в экономике, страховании и управлении рисками. 2016. С. 60-65.
2. Ревзина Е.М., Терин Д.В., Кожевников И.О., Кондратьева О.Ю. // Сб.: Инновационные наукоемкие технологии. 2016. С. 125-126.
3. Вениг С.Б., Мурашев Д.А., Терин Д.В., Ставский Ю.В. // Инженерное образование. - 2012. - № 11. - С. 149-151

ЯЧЕЙКА ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ МЕМРИСТОРНОЙ СТРУКТУРЫ С УПРУГО ДЕФОРМИРОВАННОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКОЙ

А.А. Коньшин, М.В. Ильина

Южный Федеральный Университет,

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Таганрог

E-mail: alexej94161@gmail.com

Для повышения конкурентоспособности страны на мировом рынке микро- и нанoeлектроники необходимо разрабатывать элементную базу нового поколения на основе наноструктур. Одним из таких направлений разработки может стать создание энергонезависимой резистивной памяти (ReRAM) на основе мемристорных структур с упруго деформированными углеродными нанотрубками, использование которых позволяет уменьшить латеральный размер ячейки памяти до диаметра нанотрубки [1].

В данной работе проведено экспериментальное исследование стабильности резистивного переключения макета ячейки памяти на основе упруго деформированной углеродной нанотрубки (УНТ) с помощью системы сканирующего туннельного микроскопа (СТМ).

Макет ячейки энергонезависимой оперативной памяти представляет собой индивидуальную УНТ, помещенную между двумя электродами: верхний электрод - зонд СТМ, нижний – проводящий слой на поверхности подложки с УНТ. При этом верхний электрод находится на расстоянии $d = 1$ нм над вершиной нанотрубки. При подаче напряжения на зонд в нанотрубке формируется упругая деформация $\Delta L \geq d$. Механизм резистивного переключения такой структуры подробно описан в работах [2, 3].

Стабильность макета ячейки памяти (диаметр 62 нм, высота 1,2 мкм) измерялась методом токовой спектроскопии при приложении к нанотрубке серии из 200 пилообразных импульсов напряжения амплитудой 5 В и длительностью 0,5 с. Сопротивления высокоомного (R_{HR}) и низкоомного (R_{LR}) состояний структуры вычислялось при напряжении чтения 0,05 В (рис. 1).

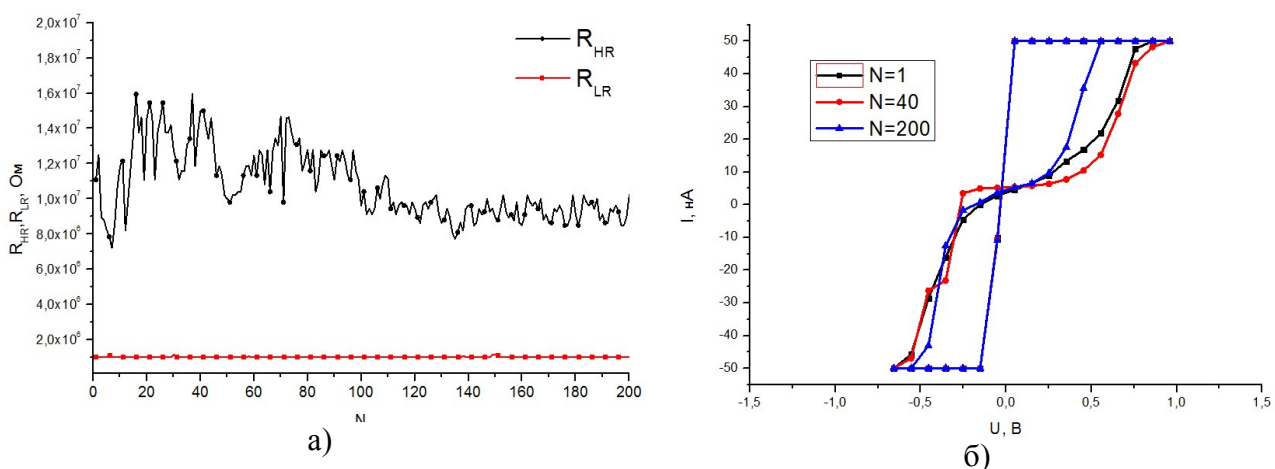


Рис.1. Графики экспериментальных зависимостей: а) график зависимости значений R_{HR} и R_{LR} от количества измерений; б) ВАХ нанотрубки при 1, 40 и 200 измерениях

Результаты исследований стабильности переключения сопротивления ячейки памяти показали, что в течение 200 измерений отношение R_{HR}/R_{LR} составляет $\sim 10^1$ и изменяется от 10 до 16. При этом сопротивление низкоомного состояния структуры оставалось практически постоянным на протяжении всего исследования, а сопротивление высокоомного состояния уменьшалось. Это можно связать с накоплением в нанотрубке поверхностного заряда, а также появлением неупругих деформаций в слоях нанотрубки. Как видно из графиков, вольтамперные характеристики (ВАХ) изменялись в процессе исследования, но к двухсотому измерению процесс резистивного переключения стабилизировался.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке конструкций и технологических процессов изготовления приборов нанoeлектроники на основе УНТ, в том числе элементов энергонезависимой оперативной памяти. Широкие перспективы для разработки запоминающих устройств в данном направлении открывает активное развитие метода получения вертикально ориентированных углеродных нанотрубок на основе плазмохимического осаждения из газовой фазы, который хорошо совместим с кремниевой технологией.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-29-14023 офи_м)

Библиографический список

1. Агеев О.А., Блинов Ю.Ф., Ильин О.И., Коноплев Б.Г., Рубашкина М.В., Смирнов В.А., Федотов А.А. // Физика твердого тела. 2015. №4. С. 807.
2. Ильина М.В., Коньшин А.А., Агеев О.А. // Сборник аннотаций докладов XIV Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школы 2016, с. 80.
3. Коньшин А.А., Кареньких О.Г. // Сборник тезисов докладов 24-й Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика – 2017». С. 346.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДА ПРИЧИННОСТИ ПО ГРЕЙНДЖЕРУ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ ПРЯМОГО И ОПОСРЕДОВАННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ

М.В. Корнилов, И.В. Сысоев

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: kornilovmv@gmail.com*

Поиск наличия и направления связи между системами на основе анализа их временных рядов является актуальной задачей во многих областях науки: в радиофизике, эконометрике, климатологии, нейронауке. Одним из подходов, направленных на решение данной задачи, является метод причинности по Грейнджеру [1]. Данный метод интересен тем, что для эффективного поиска наличия направленной связи от прогностической модели метода не требуется качественно воспроизводить динамику исследуемого объекта [2]. Однако применимость метода в случае, когда две системы связаны опосредованно (через третью) недостаточно хорошо изучена. Такие ситуации встречаются при анализ данных биологических объектов, в задачах скрытой передачи информации.

В данной работе на динамических системах, обладающих ярко выраженными временными масштабами, проводилась оценка работоспособности метода причинности по Грейнджеру при поиске опосредованной связи. Рассматривались временные ряды трёх связанных однонаправленной связью автогенераторов с 1.5 степенями свободы:

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = (F_1(x_3) - x_1)/T_1 + k_1(y_1 - x_1), \\ \dot{x}_2 = \omega_1^2(x_1 - x_3), \\ \dot{x}_3 = x_2 - \alpha_1 x_3, \\ \dot{y}_1 = (F_2(y_3) - y_1)/T_2 + k_2(z_1 - y_1), \\ \dot{y}_2 = \omega_2^2(y_1 - y_3), \\ \dot{y}_3 = y_2 - \alpha_2 y_3, \\ \dot{z}_1 = (F_3(z_3) - z_1)/T_3, \\ \dot{z}_2 = \omega_3^2(z_1 - z_3), \\ \dot{z}_3 = z_2 - \alpha_3 z_3, \end{cases} \quad (1)$$

где для $i=1,2,3$

$$F_i(q) = M_i q e^{-q^2}. \quad (2)$$

Напомним суть предложенного К. Грейнджером метода. Для оценки связанности систем X и Y по их временным рядам $\{x_n\}_{n=1}^N$ и $\{y_n\}_{n=1}^N$ необходимо построить индивидуальную (3) и совместную (4) модели:

$$x_n = f(x_{n-\tau}, x_{n-\tau-1}, \dots, x_{n-\tau-(D_s-1)}, c^S) + \eta_n^S, \quad (3)$$

$$x'_n = g(x_{n-\tau}, x_{n-\tau-1}, \dots, x_{n-\tau-(D_a-1)}, y_{n-\tau}, y_{n-\tau-1}, \dots, y_{n-\tau-(D_a-1)}, c^J) + \eta_n^J, \quad (4)$$

где l — лаг модели, τ — дальность прогноза, η_n^S, η_n^J — остатки, D_s, D_a — раз-

мерности индивидуальной и добавки совместной модели соответственно. Коэффициенты c^S, c^J оценивались методом наименьших квадратов. Вывод о наличии связи делался на основе улучшения прогноза PI :

$$PI = 1 - \frac{\varepsilon_J^2}{\varepsilon_S^2}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_S^2, \varepsilon_J^2$ — среднеквадратичные ошибки аппроксимации индивидуальной и совместной модели соответственно. Вид и параметры модели: лаг l и дальность прогноза τ , выбирались в соответствии с рекомендациями, разработанными в [3].

В данной работе оценивались значения показателя улучшения прогноза полученные при поиске наличия направленной связи между системами Z и X (1). Рассматривались два типа прогностических моделей (3) и (4) в виде отображения последования с полиномиальной нелинейностью: с учетом данных о динамике системы Y , через которую происходило опосредованное взаимодействие, так и без.

В результате численного эксперимента было показано что метод причинности по Грейнджеру в ряде случаев позволяет выявить опосредованное взаимодействие. Учет динамики системы Y в ряде случаев существенно влияет на значения показателя улучшения прогноза PI .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00291).

Библиографический список

1. Granger C.W.J. // *Econometrica*. 1969. Vol. 37. No. 3. P. 424-438.
2. Корнилов М.В., Сысоев И.В. // *Известия вузов «ПНД»*. 2013. Т. 21. №2. С.74-88.
3. Kornilov M.V., Medvedeva T.M., Bezruchko B.P., Sysoev I.V. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2016. Vol. 82. P. 11-21.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ УСИЛЕНИЯ В ЛБВ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ КАРАТ

А.А. Корнишина¹, Р.М. Розенталь², А.Г. Рожнев^{1,3}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород

³Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: ann.kornishina@yandex.ru

В настоящее время активно исследуется возможность создания вакуумного ЛБВ усилителя с ленточным электронным пучком, работающего на частоте 220 ГГц [1,2]. Для расчета процессов взаимодействия в такой ЛБВ используются разные подходы, например, одномерные линейная [3] и нелинейная [4] теории ЛБВ, а также полностью электромагнитное 3D моделирование [5]. В работе [5] использовался коммерческий код CST Particle Studio, в настоящем докладе моделирование взаимодействия электронного пучка с полем замедляющей системы (ЗС) проводится с помощью полностью электромагнитной программы КАРАТ [6], в которой реализован метод частиц в ячейках (PIC-метод).

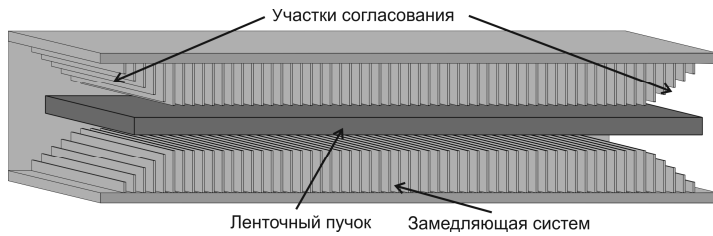


Рис. 3

Общий вид моделируемой системы показан на рис. 1. Она состоит из двух гребенок, размещенных на широких стенках прямоугольного волновода (для удобства одна из боковых стенок волновода на рисунке не

отображена). С двух сторон регулярной ЗС расположены согласующие участки, состоящие из штырей гребенки с постепенно уменьшающейся высотой. Между гребенками пролетает ленточный электронный пучок, который эмитируется из катода прямоугольной формы. Основные геометрические размеры и параметры пучка были выбраны такими же, как в работах [3-5], чтобы можно было провести сопоставление получаемых результатов. Число периодов структуры на согласующих участках равно пяти.

На рис. 2 показаны результаты моделирования процесса транспортировки ленточного пучка в пролетном канале без входного сигнала в плоскостях zx (а) и xy (б). Фокусирующее магнитное поле на участке взаимодействия задавалось однородным, направленным вдоль оси системы и равным 0.8 Т. Справа от гре-

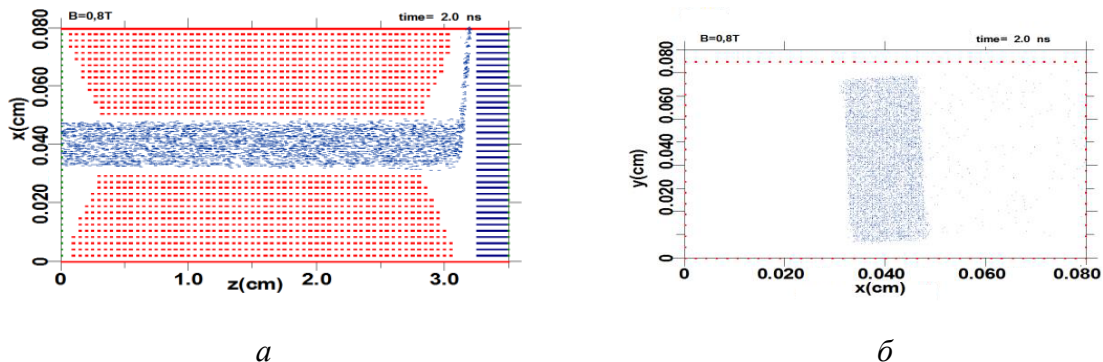


Рис. 4

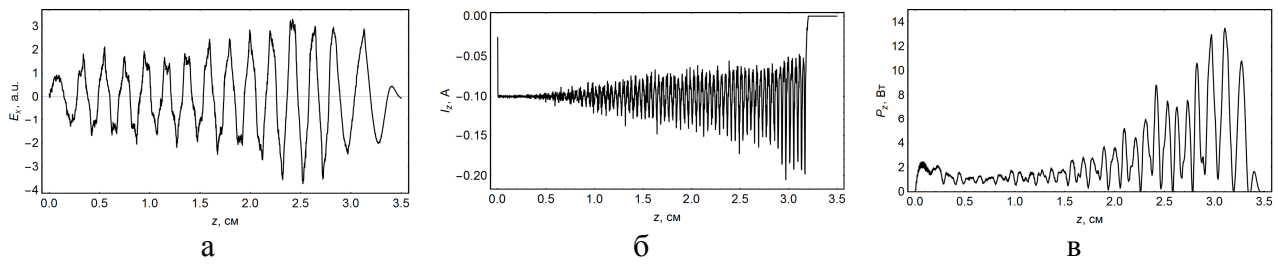


Рис. 6

бенки конфигурация поля выбиралась такой, чтобы обеспечить оседание пучка на верхнюю стенку системы. На рис. 2б, который соответствует сечению окончания правого участка согласования, видна трансформация сечения ленточного пучка в виде «пропеллера», характерная для его фокусировки в постоянном магнитном поле. Расчет показывает, что данное фокусирующее поле достаточно для транспортировки пучка на расстояние порядка 3 см.

Было проведено моделирование процессов линейного усиления в ЛБВ. На рис. 3 содержатся распределения вдоль ЗС в момент времени $t = 3$ нс следующих величин: E_x -компоненты поля (а), I_z -компоненты полного тока (б), и P_z - мгновенной мощности, переносимой вдоль системы (в). Частота входного сигнала $f = 200$ ГГц, амплитуда задавалась достаточно малой, что обеспечивает режим линейного усиления. Для всех трех величин происходит увеличение амплитуды колебаний вдоль системы, что говорит об усилении сигнала.

На рис. 4 приведена рассчитанная зависимость коэффициента усиления ЛБВ в линейном режиме от частоты входного сигнала. Сплошная кривая получена по линейной одномерной теории ЛБВ [3], ромбы – с помощью программы CST Particle Studio [5], пунктир с треугольниками – результаты моделирования по программе КАРАТ. Наблюдается хорошее соответствие результатов расчетов по всем трем методикам.

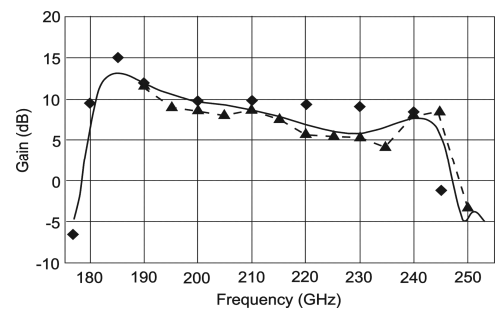


Рис. 5

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00450).

Библиографический список

1. Carlsten B.E., Russell S.J., Earley L.M. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. Vol. 33. P. 85.
2. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М. и др. // Радиотехника и электроника, 2016. Т. 61. №1. С. 54.
3. Ryskin N.M., Karetnikova T.A., Rozhnev A.G. et al. // 2015 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Beijing, 2015, pp. 1-2.
4. Karetnikova T.A., Benedik A.I., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. et al. // Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 2016 41st International Conference on IEEE. P. 1-2
5. Karetnikova T.A., Ryskin N.M., Rozhnev A.G., Fedotov A.E., Mishakin S.V., Ginzburg N.S. // 18th Int. Vac. Electron. Conf. (IVEC 2-17), London, UK 24 - 26 April 2017. Technical Digest.
6. Тараканов В.П. // В сб. Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456-476.

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.А. Короновский, С.А. Куркин, А.Е. Храмов

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
E-mail: alexander-koronovskiy@gmail.com*

В настоящее время формирование и поведение виртуального катода в релятивистском электронном потоке (РЭП) во внешнем неоднородном поле изучено слабо. Изучение данного вопроса представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и для применения в дальнейшем в приборах на виртуальном катоде, таких как магнетрон, или низковольтный виркатор, для оптимизации виркаторных систем, и общего усиления эффективности приборов [1].

Цель данной работы заключается в исследовании различных режимов отражений в РЭП во внешнем магнитном поле в зависимости от управляющих параметров.

При переходе к постоянному внешнему неоднородному магнитному полю распределение внешнего магнитного поля будет описываться непрерывной гладкой функцией на оси. Этим условиям удовлетворяет функция вида

$$B(z) = B \exp(z - z_0)$$

Таким образом, в качестве основных управляющих параметров были выбраны значения: I , B_0 , ΔB , где I – значение тока, инжектируемого в систему, B_0 – значение продольной компоненты магнитного поля в области взаимодействия РЭП с однородным магнитным полем, ΔB — значение изменения продольной компоненты магнитного поля в области взаимодействия РЭП с увеличивающимся аксиальным полем, заданным функцией $B(z) = (B_0 + \Delta B) \exp(z_0 - z)$ (рис. 2), сжимающим поток электронов.

Модель, для которой проводился численный анализ динамики РЭП представляет собой коаксиальное пространство дрейфа цилиндрической формы с радиусом $R = 75$ мм., и длиной $l = 200$ мм. Внутри в центре расположен проводник цилиндрической формы с радиусом $d = 8$ мм. На основании цилиндрической модели располагается кольцевой эмиттер толщиной 2 мм. с внешним радиусом 50 мм. К эмиттеру приложено ускоряющее электроны напряжение U_0 , равное 500 кВ.

Геометрические параметры модели пространства дрейфа соответствуют геометрическим параметрам магнетрона [4].

Также в системе задана область постоянного магнитного поля B_0 при $0 < z < 50$ мм. и область сжатия электронного потока от значения B_0 до $B_0 + \Delta B$ при $50 < z < 100$ мм.

В рассматриваемой системе возможны режимы отражений в РЭП такие, как ВК (рис. 3), возникающий в однородном магнитном поле (параметр $\Delta B =$

0) при ограничении тока пространственным зарядом, магнитная ловушка, возникающая при большом значении ΔB (порядка 1 Тл.) для величины тока сильно ниже значения, при котором образуется ограничивающий пространственный заряд при постоянном магнитном поле, и отражения смешанного типа, при которых могут проявляться характерные черты динамики, как виртуального катода, так и магнитной ловушки.

Меняя значения параметров, можно получить отражения смешанного типа, которые являются следствием наложения эффектов ограничения пространственного заряда и воздействия внешнего неоднородного магнитного поля на РЭП. Это приводит к возникновению новых эффектов, которые можно наблюдать на фазовых портретах при заданных параметрах.

С изменением параметра ΔB значительно изменяется поведение возвращаемых электронов в РЭП. Во-первых, возникает несколько источников в РЭП, с которых происходит отражение. Во-вторых, наблюдается поведение частиц, похожее на характерное поведение частиц в распределенном виртуальном катоде.

Также было обнаружено, что неоднородное магнитное поле влияет на величину ограничивающего пространственного заряда, соответствующего пропускаемому току в электронном потоке.

Таким образом, в данной работе были рассмотрены причины возникновения отражений электронов на плоскость инжекции и боковые поверхности в РЭП. Построена модель для исследования режимов отражений электронов. Выбраны управляющие параметры РЭП и неоднородного внешнего постоянного магнитного поля. Было обнаружено влияние управляющих параметров РЭП и магнитного поля на величину критического тока в коаксиальном цилиндрическом пространстве дрейфа.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых российских ученых-кандидатов наук (МК-1163.2017.2) и Министерства образования и науки РФ (задание № 3.6723.2017/БЧ).

Библиографический список

1. Fuks M.I., Schamiloglu E. // Proceedings of 2015 IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS), P. 15361016.
2. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 2 М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
3. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 13.
4. Петрик А.Г. // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22, № 6. С. 35-41.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ГРАФЕНОПОДОБНЫХ НАНОМАТЕРИАЛАХ

А.И. Кочаев

Ульяновский государственный технический университет

E-mail: a.kochaev@gmail.com

Появление новых фуллереноподобных, графеноподобных, тубулярных и композиционных материалов привело к созданию принципиально иной классификации кристаллических структур, основанной на количестве измерений или, так называемом, пространственном масштабе. Так все известные классические (природные) материалы включаются в группу трехмерных (3D) кристаллических сред, планарные – в группу двумерных (2D), тубулярные – в группу квазиодномерных (1D) (рис. 1).

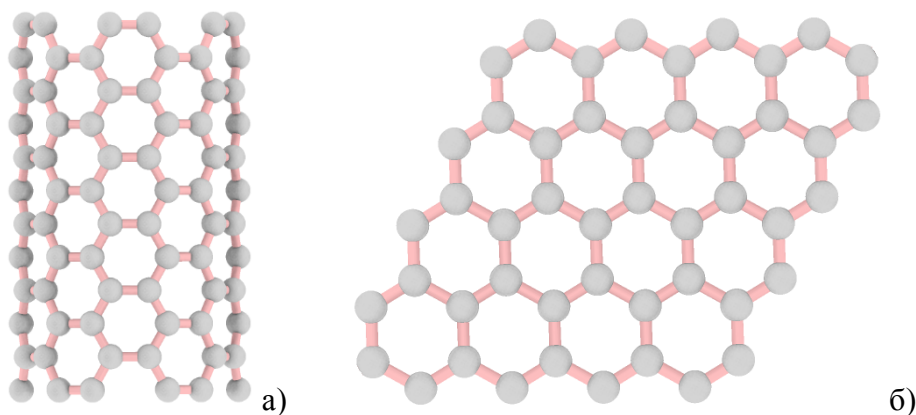


Рис.1. Кристаллическая структура: а) квазиодномерной углеродной нанотрубки (10,10); б) типичного представителя класса двумерных материалов – графена.

«Отсутствие» одного или двух измерений в структуре наноматериала часто приводит к некорректному описанию их свойств и неверному расчету соответствующих характеристик. Наиболее наглядно эта проблема проявляется при анализе модуля Юнга планарных и тубулярных наноматериалов. Полученные в ходе теоретических расчетов и экспериментальным путем значения модуля Юнга углеродных нанотрубок имеют большой разброс: от 0.5 ТПа до 5.5 ТПа [1,2]. Причина такого существенного расхождения заключается, очевидно, в непригодности применения объемных представлений о деформации сжатия (растяжения) в 1D и 2D структурах. Понимание этого обстоятельства побуждает исследователей переходить от расчета модуля Юнга в классическом понимании к отысканию псевдомодуля Юнга и (или) двумерного модуля Юнга [3,4].

Аккуратный анализ упругих свойств 1D и 2D структур и материалов создает предпосылки для определения достоверных акустических характеристик. В таком ключе выполнена настоящая работа, которая посвящена исследованию процессов распространения упругих волн в 1D и 2D графеноподобных кристаллических средах.

Известно [5], что в пространственных (3D) кристаллах при любом заданном направлении волновой нормали могут распространяться три волны с раз-

личными фазовыми скоростями: одна продольная (L) и две поперечные с различной поляризацией (T_2 и T_3). Общее количество мод, распространяющихся в 2D среде, тоже равно трем. Несмотря на то, что полное число мод одинаково, сходство в поведении обнаруживают только две из них – продольная и поперечная мода с поляризацией в плоскости распространения (T_2). Третья мода, являющаяся в спектре мод обычного 3D кристалла поперечной волной горизонтальной поляризации (T_3), в 2D кристаллах трансформируется в изгибающую (F) волну.

Характеристики продольной (L) и поперечной (T_2) упругих волн могут быть найдены из решения уравнения Грина–Кристоффеля

$$\rho_2 v^2 u_\alpha = \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{1\beta} a_{1\delta} u_\gamma,$$

где ρ_2 – двумерная плотность среды, v – фазовая скорость волны, u_α и u_γ – компоненты смещения частиц, $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta}$ – тензор модулей упругости, $a_{1\beta}$ и $a_{1\delta}$ – элементы матрицы-столбца направляющих косинусов.

В 1D и 2D кристаллических средах наряду с деформациями сжатия (растяжения) и деформациями сдвига возможны также упругие деформации изгиба, обуславливающие существование изгибных (F) волн. Используя волновое уравнение

$$\rho_2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + D_2 \Delta^2 u = 0,$$

где D_2 – двумерный модуль изгиба, Δ – оператор Лапласа, показано, что изгибные волны, распространяющиеся в 1D и 2D кристаллах, обладают дисперсией.

Характерные скорости распространения упругих волн разного типа в графене и октаграфене [4] приведены в таблице.

	v_L , km/s	v_T , km/s	$v_F / \sqrt{2\pi fA}$, $m^{1/2}s^{-1/2}$ [6]
Графен	27.4	21.3	171
Октаграфен	19.5	13.0; 14.3	152; 117

Отметим, что соответствующие оценки выполнены в гармоническом недиссипативном приближении, в отсутствии влияния подложки, на которой располагаются исследуемые материалы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-60041 мол_а_дж.

Библиографический список

1. Lu J.P. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 1297.
2. Стариков С.В. // Физ.-хим. кинетика в газ. дин. 2010. Т. 9. С. 1.
3. Глухова О.Е., Терентьев О.А. // ФТТ. 2006. Т. 48, № 7. С. 1329
4. Браже Р.А., Кочаев А.И., Нефедов В.С. // ФТТ. 2012. Т. 54, № 7. С. 1347.
5. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах / Ф.И. Федоров – М. : Наука, 1965, 388 с.
6. Браже Р.А., Кочаев А.И. // ФТТ. 2012. Т. 54, № 8. С. 1512.

ФАЗОВАЯ МАНИПУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНЕЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ

Л.А. Кочкуров, Л.А. Мельников

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: lkochkurov@gmail.com

На современном этапе развития телекоммуникационных сетей актуальными являются задачи повышения скорости передачи данных. Разработка технологии плотного спектрального мультиплексирования (WDM, DWDM, NyquistWDM). позволила передавать данные со скоростями до 400 Гбит/с. Такие скорости возможны лишь при применении новых (для оптических линий) форматов модуляции, которые используют переключение поляризации излучения и фазовую манипуляцию сигнала при одном или нескольких уровнях амплитуды сигнала (т.н. "созвездия" на комплексной плоскости электрического поля), а также когерентный прием. Популярный формат DP QPSK использует две поляризации, в каждой из которых при неизменной амплитуде сигнала его фаза может принимать 4 значения.

Мы представляем теоретическую модель полупроводникового лазера с внешней синхронизацией на основе схемы типа «ведущий-ведомый». Целью является определение предпочтительных режимов генерации для передачи информации. Стандартная модель на основе скоростных уравнений Ланга-Кобаяши для комплексной амплитуды поля $E(t)$ и числа носителей $N(t)$ хорошо зарекомендовала себя для описания динамики такого типа связанных лазеров. Система уравнений записывается в виде:

$$\frac{dE_s}{dt} = (1 - i\alpha_s) \left(G_s(t) - \frac{1}{\tau_s} \right) \frac{E_s(t)}{2} + \frac{k}{\tau} E_m(t), \quad (1)$$

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_s(t)}{\tau_{ns}} - G_s(t) |E_s(t)|^2, \quad (2)$$

$$G_s(t) = \frac{g(N_s(t) - N_{0s})}{1 + s |E_s(t)|^2}, \quad (3)$$

где k представляет член, описывающий долю мощности излучения ведущего лазера, инжектируемую в ведомый лазер. Все параметры, используемые в системе, показаны в таблице 1. Уравнение 1 описывает изменение медленно меняющейся огибающей функции электрического поля внутри лазерного резонатора. Уравнение 2 описывает изменение числа носителей в активной области лазера. Функция усиления $G_s(t)$ (ур.3) зависит от числа носителей в активной области N . Кроме того, в случае, когда интенсивность поля внутри резонатора $|E_s(t)|^2$ достигает сравнительно больших значений функция усиления достигает насыщения. Индексы m и s относятся к ведущему и ведомому лазерам, соответственно. Параметр k в уравнении 1 отвечает за долю поля излучения ведущего лазера E_{ext} , вводимого в резонатор ведомого лазера.

Моделируемый лазер в режиме свободной генерации имеет пороговое значение тока равное $I_{th} = 2$ мА. Мы полагаем, что инжектируемое поле ведущего лазера описывается соотношением

$$E_m = A(t) \exp[i(\delta\omega t + \varphi(t))] \quad (4),$$

где $\delta\omega = \omega_m - \omega_s$ – это частотная расстройка, $A(t)$ и $\varphi(t)$ являются функциями амплитуды и фазы ведущего лазера. Причем эти функции представлены в виде прямоугольных импульсов. Подобный выбор был сделан для того, чтобы смоделировать биномиальный поток данных на скорости 1 Гбит/с.

Амплитуда и фаза ведущего лазера ступенчато изменялась после затухания релаксационных колебаний ведомого лазера. Период обеих импульсных сигналов был равен 2 нс. Уровень тока ведущего лазера был равен 4 мА, что соответствовало двум пороговым значениям.

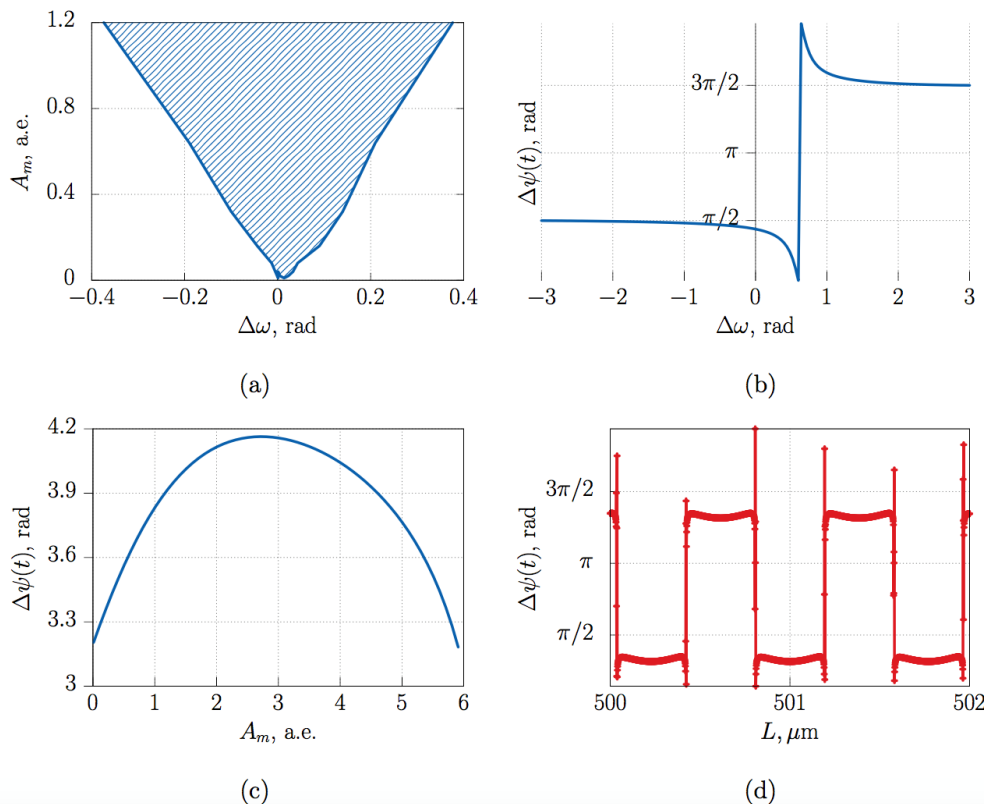


Рис.1 (a) – Карта устойчивости полупроводникового лазера с внешней синхронизацией; (b) – Разность фаз ведущего и ведомого лазеров в зависимости от частотной расстройки; (c) – Разность фаз ведущего и ведомого лазеров в зависимости от амплитуды внешнего сигнала; (d) Разность фаз ведущего и ведомого лазеров в зависимости от длины внешнего резонатора

Подобная система может демонстрировать два типа поведения: все решения могут находиться в режиме синхронизации, когда осциллятор реагирует на внешнее воздействие в фазе; с другой стороны все решения могут быть несинхронизованы, когда разность фаз двух сигналов растет монотонно (фазовый дрейф или расщепление ритма)[2]. Инжектированный сигнал может быть представлен в виде ступенчатой функции. На рис. 1 (a) представлена карта синхронизации для величины тока накачки $2I_{th}$.

Закрашенная область соответствует области параметров, для которых выполняется синхронизация двух лазеров. Рис. 1 (b-d) демонстрируют относительную разность фаз ведущего и ведомого лазеров в зависимости от частотной расстройки, амплитуды излучения ведущего лазера, а также длины внешнего

резонатора. Амплитуда ведущего лазера является ключевым компонентом, влияющим на фазовую и амплитудную динамику ведомого лазера. Отношение $|\Delta\omega/A_m|$, где A_m является амплитудой излучения ведущего лазера и $\Delta\omega$ - является частотной расстройкой, должно быть достаточно большим для того, чтобы реализовать синхронизацию двух лазеров. Также можно отметить, что относительная разность фаз между ведущим и ведомым лазером незначительно изменяется при варьировании амплитуды внешнего сигнала. Однако подобного эффекта явно недостаточно для поставленных целей настройки каждого из лазеров на разность фаз.

Библиографический список

1. *Spencer M.B., Lamb .E.* //, Phys. Rev. A.1972. Vol. 5. P. 893, URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.5.893>.
2. *Erneux T., Glorieux P.* //, Laser Dynamics: (Cambridge University Press, Cambridge, 2010), ISBN 9780511776908, URL <https://www.cambridge.org/core/books/laser-dynamics/C34909CFA72052EA351542F4807F84C1>.

ПРИМЕНЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОКЛАСТЕРОВ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ МПК

Т.М. Крачковская^{1,2}, Л.А. Мельников¹, Г.В. Сахаджи²

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

²АО «НПП «Алмаз»

E-mail: elektron.t@bk.ru

Углеродные нанокластеры в настоящее время находят все более широкое применение в реальной технике. Благодаря своим свойствам, они способны изменять известные характеристики других материалов, позволяя достигать желаемых параметров в приборах. К таким приборам относятся, в том числе СВЧ устройства, в частности лампы бегущей волны (ЛБВ).

В ЛБВ используют в основном термоэмиссионные катоды.

Из литературы известно, что на сегодняшний день наноуглеродный материал считается наиболее перспективным для использования в матричных автоэмиссионных катодах, а вот для термоэмиссионных металлопористых катодов (МПК) его применение не исследовалось [1].

Актуальной задачей является исследование результатов внедрения наноуглерода в состав активного вещества и губки МПК.

I. Для внедрения в активное вещество выбран сульфoadдукт нанокластеров углерода (Углерона®).

Известно, что в качестве активного вещества в МПК используется Ва-Са алюминаты [2]. В исследовании используется алюминат, имеющий соотношения: СаО-4,9%, ВаО-76,6%, Al₂O₃-18,3%, в процессе его приготовления добавлен водный раствор сульфoadдукта нанокластеров углерода (Углерона®) с концентрацией 6 г/л. Далее катоды были пропитаны приготовленным активным веществом. С катодами были собраны диоды и проведены замеры.

В результате испытаний все характеристические температуры находятся в допустимых пределах и состав пригоден для дальнейших испытаний. Лучшие характеристики из трех экспериментальных показал макет с катодом, прошедшим операции вакуумного отжига, глубокого ионного травления и ионно-плазменного покрытия (рис.1).

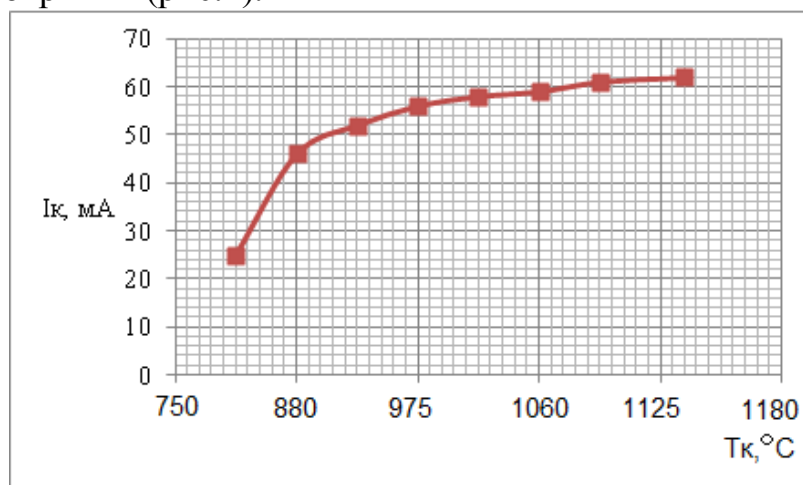


Рис. 1 Накальная характеристика диода с Углероном®

В настоящий момент макет испытывается по программе ускоренных испытаний на эмиссионную долговечность МПК по существующей методике.

На время подготовки статьи время испытаний в пересчете превысило 30000 часов долговечности. Температурный запас у катода с добавкой Углерона® в активное вещество сохраняется на 50°C выше, чем у типового катода как и при первоначальном замере. Испытания продолжаются.

II. Для внедрения в металлическую губку МПК выбраны полиэдральные наночастицы фуллероидного типа тороидальной формы Астралены®.

За основу матрицы выбран вольфрамовый порошок фракции Б, количество Астраленов® в спрессованной заготовке 0,5% масс; полученная смесь пресуется под давлением свыше $P=6 \text{ т/см}^2$. Затем диски пропитали активным веществом из п. I с добавкой Углерона® описанным выше, привес активного вещества получился примерно в 2 раза меньше чем у типового катода, после чего изготовили МПК по стандартной технологии.

Далее с катодами также были собраны диоды для испытаний. По результатам замеров все диоды удовлетворяют критериям годности. Далее снимались накальные характеристики при различном токоотборе (рис.2).

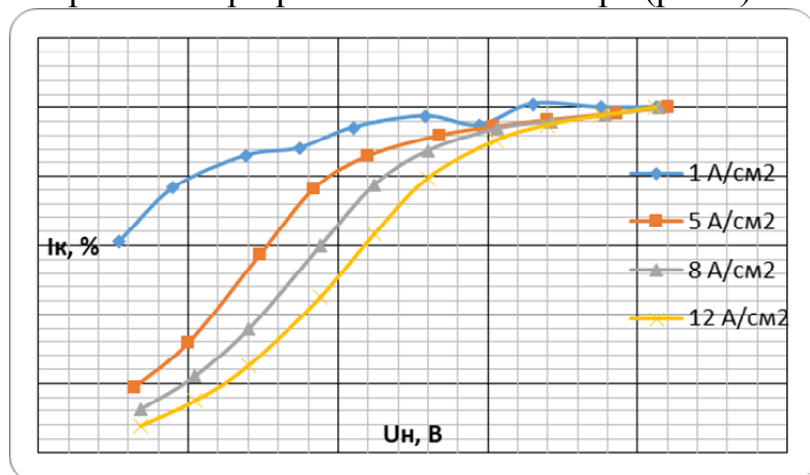


Рис. 2 Семейство накальных характеристик диода с МПК с Астраленами® и Углероном®

Из графиков следует, что на малых плотностях диод с Астраленами® и Углероном® работает сравнимо с типовым, но с учетом большего температурного запаса у катодов с Астраленами® и Углероном® прогнозируется большая долговечность, чем у типового при той же эмиссионной способности. Испытания продолжаются.

Кроме того, на данном этапе можно сделать вывод о том, что Астралены® и Углерон® не являются отравляющей формой углерода для МПК как считается в литературе [3].

Библиографический список

1. Бушуев Н.А., Крачковская Т.М., Сахаджи Г.В., Журавлев С.Д. // Современные успехи науки. 2016. Т.2, №10. С. 126-139.
2. Гилмор А.С., м. – М.: Техносфера, 2013.
3. Кудинцева Г.А. и др. – М.: Энергия, 1966.

ПРОВЕРКА ГИПЕРБОЛИЧНОСТИ ХАОТИЧЕСКИХ АТТРАКТОРОВ МОДЕЛЬНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В.П. Круглов¹, С.П. Кузнецов^{1,2}

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

²*Удмуртский государственный университет*

E-mail: kruglovyacheslav@gmail.com

В докладе представлены результаты компьютерной проверки гиперболичности хаотических аттракторов для нескольких моделей механических систем с аттрактором типа Смейла-Вильямса. Известно [1, 2], что устойчивое и неустойчивое подпространства однородно гиперболического аттрактора не пересекаются с нулевыми углами. Тест [3, 4] основан на статистическом анализе распределений углов пересечений между устойчивым и неустойчивым подпространствами аттрактора. Аттракторы типа Смейла-Вильямса имеют одномерное неустойчивое подпространство и устойчивое подпространство размерности не меньше двух.

Опишем алгоритм, имея в виду его применение к аттракторам (с одномерным неустойчивым многообразием) в сечении Пуанкаре систем обыкновенных дифференциальных уравнений. На первом этапе проверки необходимо численно решить уравнения системы $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$ совместно с уравнениями в вариациях $\delta\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}'(\mathbf{x}, t)\delta\mathbf{x}$, нормируя вектор возмущения на каждом шаге, пока не установится режим, соответствующий хаотическому аттрактору, а вектор возмущения будет принадлежать неустойчивому подпространству. На втором этапе вычисления продолжаются, на каждой итерации отображения Пуанкаре сохраняются в файл значения динамических переменных $\mathbf{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_k\}$ и компонент вектора возмущения $\delta\mathbf{x} = \{\delta x_1, \delta x_2, \dots, \delta x_k\}$. Этот участок траектории должен быть достаточно длинным. На третьем этапе решаются уравнения и записываются в файл значения динамических переменных \mathbf{x} на каждой итерации отображения Пуанкаре. На четвертом этапе необходимо начать двигаться вдоль записанной в файл опорной траектории в обратном времени и численно решать сопряженные уравнения в вариациях $\delta\dot{\mathbf{u}} = -[\mathbf{F}'(\mathbf{x}, t)]^T \delta\mathbf{u}$ (где $[\mathbf{F}'(\mathbf{x}, t)]^T$ - транспонированная матрица Якоби). Когда процедура доходит до участка траектории, где записывался вектор возмущения в прямом времени (второй этап), необходимо начать записывать вектор возмущения сопряженной системы на каждой итерации отображения Пуанкаре. В результате для точек на длинном отрезке траектории будет получен набор векторов $\{\delta\mathbf{x}_n\}$, касательных к неустойчивому многообразию, и набор векторов $\{\delta\mathbf{u}_n\}$, ортогональных к устойчивому многообразию. В каждой точке можно найти угол $\beta_n \in [0, \pi/2]$ между векторами $\delta\mathbf{x}_n$ и $\delta\mathbf{u}_n$ по теореме косинусов. Соответственно, угол между устойчивым и неустойчивым подпространствами в этой точке равен $\alpha_n = \pi/2 - \beta_n$.

Описанный тест был применен к аттракторам четырех механических систем [5]: (а) частице, движущейся на плоскости под действием импульсных толчков, (б) системе двух взаимодействующих частиц, движущихся на дисках,

вращающихся в противоположных направлениях, (в) струне с параметрическим возмущением стоячих волн модулированной накачкой (конечномерная модель), (г) системе трех ротаторов с потенциалом взаимодействия [6]. Для всех примеров продемонстрировано наличие режимов с однородно гиперболическими аттракторами. На рис. 1 а, б, в, г представлены гистограммы распределений углов пересечений устойчивых и неустойчивых подпространств аттракторов. На гистограммах для каждой модели распределения дистанцированы от нуля, что подтверждает предположение о гиперболичности аттракторов.

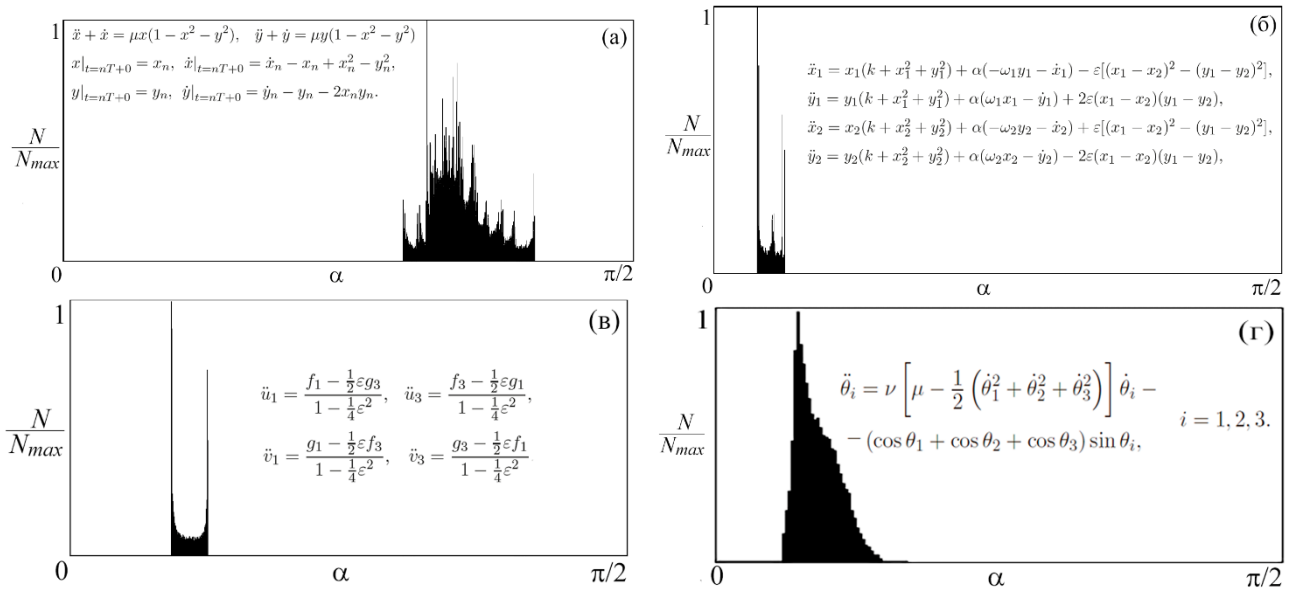


Рис. 1. Гистограммы распределений углов для (а) модели частицы, движущейся на плоскости под действием импульсных толчков ($\mu = 0.3$, $T = 4$), (б) модели двух взаимодействующих частиц, движущихся на дисках, вращающихся в противоположных направлениях ($k = 3$, $\alpha = 3$, $\varepsilon = 0.03$, $T = 16$, $\omega_0 = 2\pi$), (в) модели струны с параметрическим возмущением стоячих волн модулированной накачкой ($\omega_0 = 2\pi$, $k_0 = 2\pi$, $T = 40$, $L = 1$, $\alpha = 0.4$, $a_2^0 = 0.4$, $a_6^0 = 0.2$, $\gamma = 0.03$, $\varepsilon = 0.2$), (г) модели системы трех ротаторов с потенциалом взаимодействия ($\nu = 3$, $\mu = 0.04$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 15-12-20035).

Библиографический список

1. Katok A., Hasselblatt B. Introduction to the Modern Theory of Dynamical Systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. Москва; Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2013. 488 с.
3. Lai Y.-C., Grebogi C., Yorke J.A., Kan I. // Nonlinearity. 1993. Vol. 6. P. 779.
4. Kuptsov P.V. // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 85, № 1. 015203.
5. Kuznetsov S.P., Kruglov V.P. // Regular and Chaotic Dynamics. 2016. Vol. 21, No 2. P. 160–174.
6. Kuznetsov S.P. // Regular and Chaotic Dynamics. 2015. Vol. 20, No 6. P. 649–666.

ЭФФЕКТ ЛОЖНЫХ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДЛИНЫ ВРЕМЕННОГО РЯДА И ШУМА НАБЛЮДЕНИЙ

С.Н. Крылов¹, Д.А. Смирнов², Б.П. Безручко^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: krylov.sn@nxt.ru

Изучение взаимодействий между колебательными системами представляет собой важную задачу в самых разных областях науки и техники [1,2], включая геофизику и нейрофизиологию. Особенно часто необходимо оценить насколько сильно влияние одного наблюдаемого процесса на другой.

Причинность по Грейнджеру при такой постановке задачи - наиболее часто используемый подход [3]. Система Y является «причиной по Грейнджеру» (влияет) на систему X , если прогноз будущего поведения X с учетом данных Y точнее по сравнению с прогнозом, основанном только на учете данных о системе X . Ненулевое улучшение прогноза (здесь и далее УП) обычно понимают как наличие физического воздействия Y на X , а ненулевое УП «в обе стороны» понимают как признак двунаправленной связи. Прогноз осуществляется на один временной шаг (или интервал выборки Δt) вперед. Ранее в математических работах было показано, что при достаточно сильном влиянии различных факторов, таких как шум наблюдения или коротком временном ряде даже в случае однонаправленной связи, может наблюдаться ненулевое УП в обе стороны, что может привести к ложным срабатываниям (эффект ложных связей)[4,5]. Тем не менее, до сих пор остается неясным насколько типично и сильно влияние этих факторов с физической точки зрения.

Данная работа посвящена поиску таких условий на примере простой математической системы, являющейся моделью широкого класса колебательных систем.

А именно, в данной работе используются линейные стохастические диссипативные осцилляторы с однонаправленной связью, описанные стохастическими разностными уравнениями [6]:

$$\begin{aligned} x_n &= a_1 x_{n-1} + a_2 x_{n-2} + \xi_{x,n} \\ y_n &= b_1 y_{n-1} + b_2 y_{n-2} + k x_{n-1} + \xi_{y,n} \end{aligned} \quad (1),$$

где коэффициенты $a_1 = 2\cos(2\pi/T_x)\exp(-1/\tau_x)$ (2), $a_2 = -\exp(-2/\tau_x)$ (3), b_1 и b_2 вычисляются через T_y and τ_y по аналогии с a_1 и a_2 соответственно, ξ - Гауссовские взаимно некоррелированные белые шумы с дисперсией, принятой за 1. T в формулах для коэффициентов - период, а τ - время релаксации колебаний. Для фактора длины ряда были дополнительно рассмотрены случаи, в которых $a_2 = b_2 = 0$, а коэффициент $a_1 = -\exp(-1/\tau_x)$.

Для того, чтобы охарактеризовать «силу связи» между процессами x_n и y_n был введен коэффициент γ - постоянный относительный вклад слагаемого связи в уравнение y_n . Отметим, что коэффициент связи k рассчитывается так, чтобы удерживать постоянной силу связи $\gamma = k\sqrt{\langle x_n^2 \rangle} / \sigma_{\xi,y}$.

Для фактора шума наблюдений значения УП вычисляются точно (без помо-

щи метода статистической оценки временных рядов) через определители матриц ковариаций двумерного процесса (1), который находим, решая линейные дифференциальные уравнения для моментов второго порядка [7]. Значения УП в ложную сторону рассчитывались в зависимости от собственных периодов колебаний, времен релаксации, коэффициента связи, уровней шума и длины временного ряда. Под большими УП будем понимать УП более 1%, т.к. такое значение уверенно выявляется по ряду умеренной длины – порядка 100 характерных периодов, (см. подробнее в [5]).

Для случая шума наблюдений было показано, что наибольшие значения эффекта достигаются, если шум наблюдений добавляется только к временному ряду ведущего осциллятора. Максимальное наблюдаемое значение УП в «ложную» сторону для таких случаев составило 14% при значительной величины коэффициента γ , т. е. «силы связи». Была выявлена зависимость проявления эффекта ложной связи от таких индивидуальных параметров системы, как время релаксации ведущей системы и соотношения периодов процессов.

Для случая короткого временного ряда были рассмотрены как случаи ненулевых значений коэффициентов a_2 , b_2 , так и случаи, в которых эти коэффициенты равны 0. Была подтверждена значительная «опасность» проявления эффекта ложных связей при малой длине временного ряда в 1 — 2 периода. Наблюдаемые значения УП в «ложную» сторону достигали порядка 60% более чем в половине случаев. В ходе исследования было выявлено, что, несмотря на эффект ложной связи при малой длине ряда, оказалось возможным восстановить размерность модели исходных процессов в большинстве рассмотренных сочетаний индивидуальных параметров системы. Причем, при ненулевых значениях коэффициентов a_2 , b_2 , процент правильно восстановленной размерности оказался выше, чем в случаях, когда значения этих коэффициентов были приняты равными 0. Так, например при длине ряда соответствующей τ_x , для отдельных сочетаний параметров, где τ_x и τ_y были аналогичными для первого и второго случая, процент правильно восстановленной размерности для ансамбля временных реализаций процессов различался на 20%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00307).

Библиографический список

1. *Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Kurths J.* Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences // Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
2. *Anishchenko V.S., Astakhov V.V., Neiman A., Vadivasova N.E., Schimanski-Geier L.* Nonlinear dynamics of chaotic and stochastic systems // Springer-Verlag, Berlin 2002.
3. *Granger C.W.J.* // In: *Econometrica*. 1969. №37. С. 424.
4. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P.* // In: *Europhys. Lett.* 2012. №100. P. 10005.
5. *Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Осипов Г.В., Безручко Б.П.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, №11 С. 94.
6. *Timmer J., Lauk M., Pfleger W., Deuschl G.* // In: *Biol. Cybern.* 1998. №78. С. 349.
7. *Smirnov D.A.* // In: *Phys. Rev. E.* 2013. №87. P. 042917.
8. *Смирнов Д.А., Безручко Б.П.* // In: *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 2012. Т. 55, № 10-11. С. 736.

РОЛЬ ШУМА НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ ОЦЕНКЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ

С.Н. Крылов¹, Д.А. Смирнов², Б.П. Безручко^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Омельникова РАН
E-mail: krylov.sn@nxt.ru

Изучение взаимодействий между колебательными системами представляет собой важную задачу в самых разных областях науки и техники [1,2], включая геофизику и нейрофизиологию. Особенно часто необходимо оценить - насколько сильно влияние одного наблюдаемого процесса на другой.

Причинность по Грейнджеру при такой постановке задачи - наиболее часто используемый подход [3]. Система Y является «причиной по Грейнджеру» (влияет) на систему X , если прогноз будущего поведения X с учетом данных Y точнее по сравнению с прогнозом, основанном только на учете данных о системе X . Ненулевое улучшение прогноза (здесь и далее УП) обычно понимают как наличие физического воздействия Y на X , а ненулевое УП «в обе стороны» понимают как признак двунаправленной связи. Прогноз осуществляется на один временной шаг (или интервал выборки Δt) вперед. Ранее в математических работах было показано, что при достаточно сильном влиянии шума наблюдений даже в случае однонаправленной связи, может наблюдаться ненулевое УП в обе стороны, что может привести к ложным срабатываниям (эффект ложных связей)[4,5]. Тем не менее, до сих пор остается неясным насколько типично и сильно влияние этого фактора с физической точки зрения.

Данная работа посвящена поиску таких условий на примере простой математической системы, являющейся моделью широкого класса колебательных систем.

А именно, в данной работе используются линейные стохастические диссипативные осцилляторы с однонаправленной связью, описанные стохастическими разностными уравнениями [6]:

$$\begin{aligned} x_n &= a_1 x_{n-1} + a_2 x_{n-2} + \xi_{x,n} \\ y_n &= b_1 y_{n-1} + b_2 y_{n-2} + k x_{n-1} + \xi_{y,n} \end{aligned} \quad (1),$$

где коэффициенты $a_1 = 2\cos(2\pi/T_x)\exp(-1/\tau_x)$ (2), $a_2 = -\exp(-2/\tau_x)$ (3), b_1 и b_2 вычисляются через T_y and τ_y по аналогии с a_1 и a_2 соответственно, ξ - Гауссовские взаимно некоррелированные белые шумы с дисперсией, принятой за 1. T в формулах для коэффициентов - период, а τ - время релаксации колебаний.

Для того, чтобы охарактеризовать «силу связи» между процессами x_n и y_n введем коэффициент γ - постоянный относительный вклад слагаемого связи в уравнение y_n . Отметим, что коэффициент связи k рассчитывается так, чтобы удерживать постоянной силу связи $\gamma = k\sqrt{\langle x_n^2 \rangle} / \sigma_{\xi,y}$.

Значения УП вычисляются точно (без помощи метода статистической оценки временных рядов) через определители матриц ковариаций двумерного процесса (1), который находим, решая линейные дифференциальные уравнения для моментов второго порядка[7]. Значения УП в ложную сторону рассчитыва-

лись в зависимости от собственных периодов колебаний, времен релаксации, коэффициента связи, уровней шума. Под большими УП будем понимать УП более 1%, т.к. такое значение уверенно выявляется по ряду умеренной длины – порядка 100 характерных периодов, (см. подробнее в [5]).

Для случая шума наблюдений в ранних работах уже было показано, что наибольшие значения эффекта достигаются, если шум наблюдений добавляется только к временному ряду ведущего осциллятора, поэтому в рамках данной работы будут рассматриваться только такие случаи. Максимальное наблюдаемое значение УП в «ложную» сторону составило 14% при значительной величине коэффициента γ , т. е. «силы связи».

Было выявлено, что при относительно небольшом уровне шума (порядка 10 — 40% от дисперсии процесса x_n) эффект ложной связи проявляется только при значительной корреляции между процессами, в то время как при значительном соотношении шум-сигнал (при уровне шума от 80% дисперсии и более) эффект ложной связи проявляется и при небольшой корреляции, где значение коэффициента корреляции не превышает 0.5. Для значений уровня шума от 40 до 80% от дисперсии проявление эффекта ложных связей будет зависеть от индивидуальных параметров системы, а именно время релаксации ведущей системы и соотношения периодов процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00307).

Библиографический список

1. *Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Kurths J.* Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences - Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
2. *Anishchenko V.S., Astakhov V.V., Neiman A.B., Vadivasova N.E., Schimanski-Geier L.* Non-linear dynamics of chaotic and stochastic systems - Springer-Verlag, Berlin 2002.
3. *Granger C.W.J.* // *Econometrica*. 1969. №37. P. 424.
4. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P.* // *Europhys. Lett.* 2012. №100. P. 10005.
5. *Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Осипов Г.В., Безручко Б.П.* // *Письма в ЖТФ*. 2015. Т. 41, №11. С. 94.
6. *Timmer J., Lauk M., Pfleger W., Deuschl G.* // *Biol. Cybern.* 1998. №78. P. 349.
7. *Smirnov D.A.* // *Phys. Rev. E*. 2013. №87. P. 042917.
8. *Смирнов Д.А., Безручко Б.П.* // *Изв. ВУЗов. Радиофизика* 2012. Т. 55, № 10-11. С. 736.

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА ПРИ УПРАВЛЕНИИ ЧАСТОТОЙ ВОЗДЕЙСТВИЯ

В.В. Кузьмина², Е.П. Селезнев^{1,2}

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Во многих системах, в том числе и биологических наблюдаются колебательные процессы, при которых одни объектах, входящий в системы воздействует на другой периодическим сигналом, но при изменении условий функционирования, частота воздействия изменяется. Например, в системах передачи информации для обеспечения высокой устойчивости используется так называемая фазовая автоподстройка частоты [1]. Система сердечно сосудистой регуляции живых организмов при изменении нагрузки увеличивает или уменьшает частоту сердцебиений [2]. Процесс управления в таком случае оказывается очень сложным, его исследование и моделирование наталкивается на целый ряд трудностей. В таких случаях рассматривают более простых систем, в которых возбуждение колебаний и управление частотой достаточно просто моделируется.

Простейшей колебательной системой является линейный осциллятор, собственные и вынужденные колебания которого подробно изучены. Рассмотрим вынужденные колебания линейного осциллятора для случая, когда частота внешнего воздействия зависит от динамической переменной. Изменения частоты воздействия будут приводить к ее отстройке от резонансной частоты осциллятора, а это в свою очередь будет влиять на амплитуду вынужденных колебаний, что в свою очередь повлияет на величину перестройки генератора. В итоге в такой системе возможны сложные колебательные режимы.

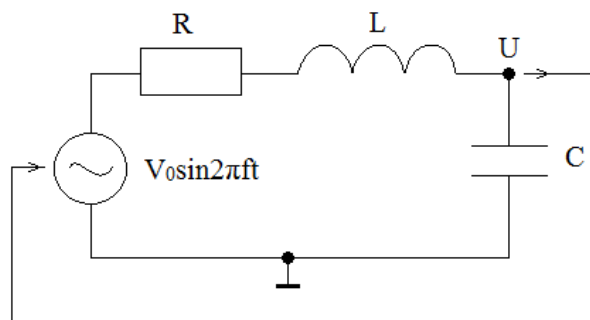


Рис.1.

Уравнение цепи при таких условиях будет иметь вид

$$d^2q/dt^2 + R/L dq/dt + \omega_0^2 q = A_0 \sin(2\pi f_0 t + 2\pi k_1 q t) \quad (1)$$

где q – заряд конденсатора, R/L – коэффициент диссипации, ω_0 – собственная частота контура, f_0 и A_0 – частота и амплитуда внешнего воздействия, а слагаемое $2\pi k_1 q t$ – управление фазой воздействия.

Целью данной работы является экспериментальное изучение характера колебаний колебательного контура при управлении частотой возбуждающего генератора.

На рис.2 представлена схема экспериментальной установки, которая вклю-

чает автогенератор с варакторным диодом на ОУ₁, колебательный контур, возбуждаемый с помощью ОУ₂ и развязывающие усилители ОУ₃ и ОУ₄, обеспечивающие управление частотой генератора.

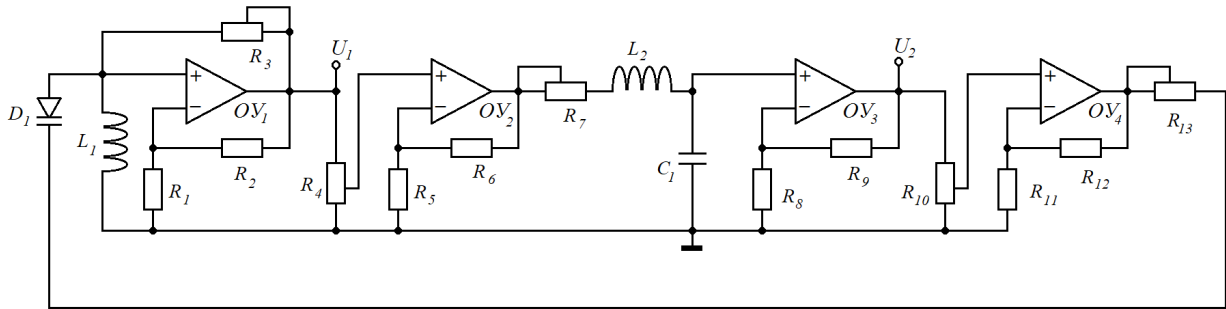


Рис.2.

В динамике данной схемы наблюдаются различные периодические и непериодические колебания на рис 3 представлены осциллограммы U_1 и U_2 и спектры мощности колебаний для периодических и более сложных колебаний.

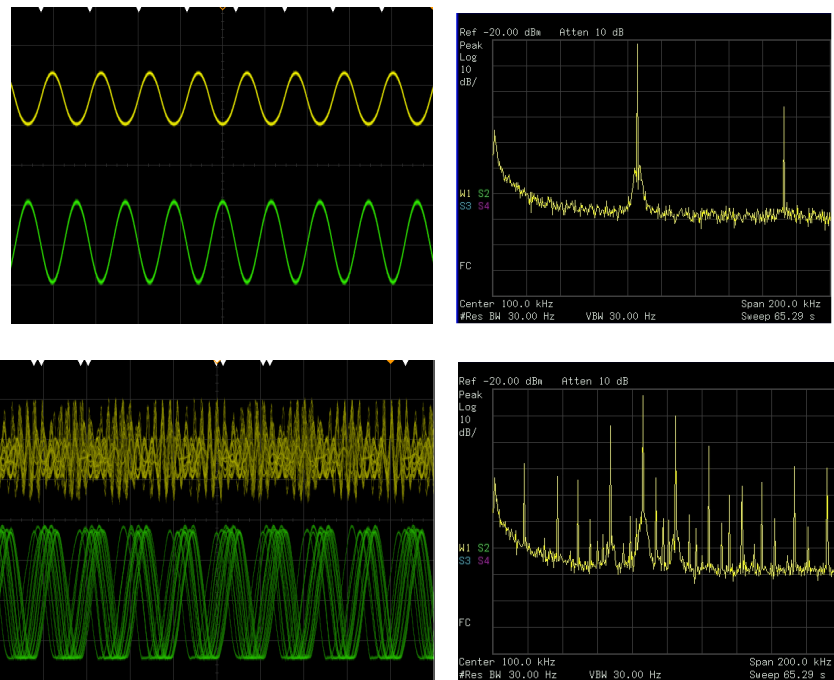


Рис.3.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-12-01008).

Библиографический список

1. Шалфеев В.Д., Матросов В.В. Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации: Монография. Нижний Новгород: Изд-во Нижегород. Госун-та, 2013. – 366 с. ISBN 978-5-91326-201-1.
2. Гайтон А.К. Медицинская физиология / А.К. Гайтон, Дж.Э. Холл / Пер. с англ.; Под ред. В.И. Кобрин. — М.: Логосфера, 2008. — 1296 с.: ил. :21,1 см. — ISBN 978-5-98657-013-6.

СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С.П. Кузнецов^{1,2,3}¹Удмуртский государственный университет, Ижевск²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН³Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: spkuz@yandex.ru

С точки зрения наглядности феноменов нелинейной динамики, выделяются системы механики, которые легко воспринимаются и трактуются благодаря нашему повседневному опыту. Многие из них имеют важное практическое значение в плане теории машин и механизмов, для робототехники. Обсудим несколько примеров сложной динамики механических систем.

Первый пример относится к задаче о кельтском камне – движении твердого тела выпуклой формы на плоской горизонтальной поверхности (рис.1). В частности, имеет место эффект реверса: при закручивании в одном из двух направлений, движение замедляется, переходит в колебания, а затем возобновляется в противоположном направлении. Описание эффекта достигается в рамках механической модели с неголономной связью, предполагающей, что скорость точки контакта всегда нулевая. Хотя система консервативная (сохранение механической энергии) и обладает симметрией к обращению времени, элементы фазового объема в ходе динамической эволюции не остаются постоянными, локально претерпевая сжатие в одних местах фазового пространства и растяжение в других. Благодаря этому возможны типы поведения, подобные аттракторам в диссипативных системах [1].

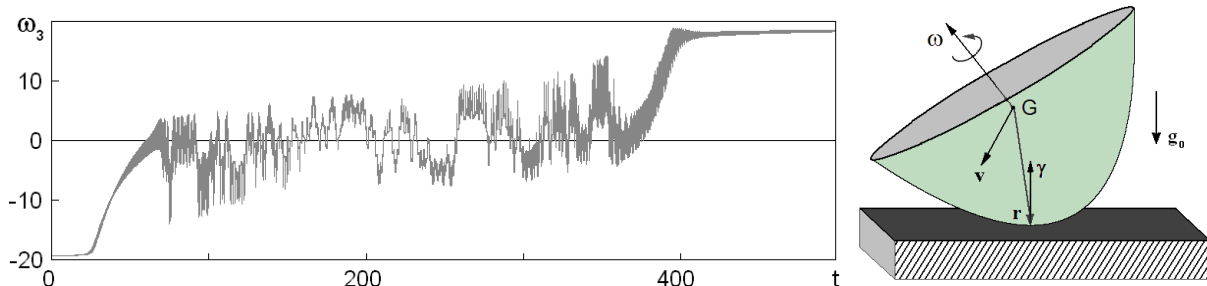


Рис.1. Зависимости вертикальной компоненты угловой скорости от времени (а), иллюстрирующие эффект реверса в неголономной модели кельтского камня (б).

Второй пример – восходящая к Максвеллу задача о падении пластины в жидкости. В зависимости от параметров, движение может сопровождаться колебаниями (флаттер) или кувырканиями (авторотация). Полное описание задачи подразумевает совместное решение уравнений движения и уравнений Навье – Стокса, описывающих движение жидкости в прилегающих областях. Возможно, однако, и приближенное конечномерное описание. На рис.2 показаны портрет аттрактора и пространственная траектория тела для одной частной модели в предположении линейно зависящего от обобщенных скоростей вязкого трения, нулевой плавучести и наличия постоянного вращающего момента, когда реализуется аттрактор типа Лоренца [2]. На рис.3 приводятся траектории падающего тела эллиптического профиля, полученные в рамках численного моделирования с помощью уравнений Навье – Стокса и с помощью конечно-

мерной модели, реконструированной на основе обработки данных численного моделирования [3].

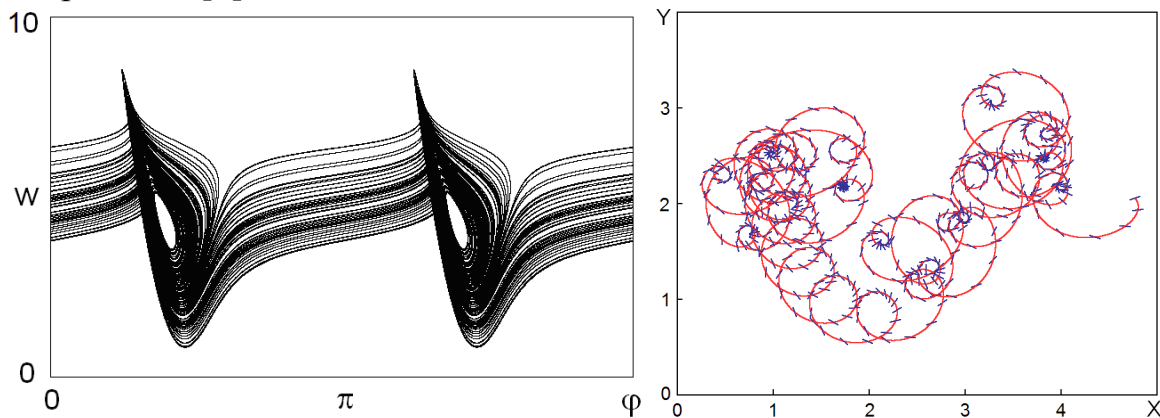


Рис.2. Портрет аттрактора типа Лоренца в координатах угол поворота – угловая скорость для конечномерной модели движения пластины в жидкости (а) и траектория в пространстве (б) в случае нулевой плавучести при наличии постоянного вращающего момента.

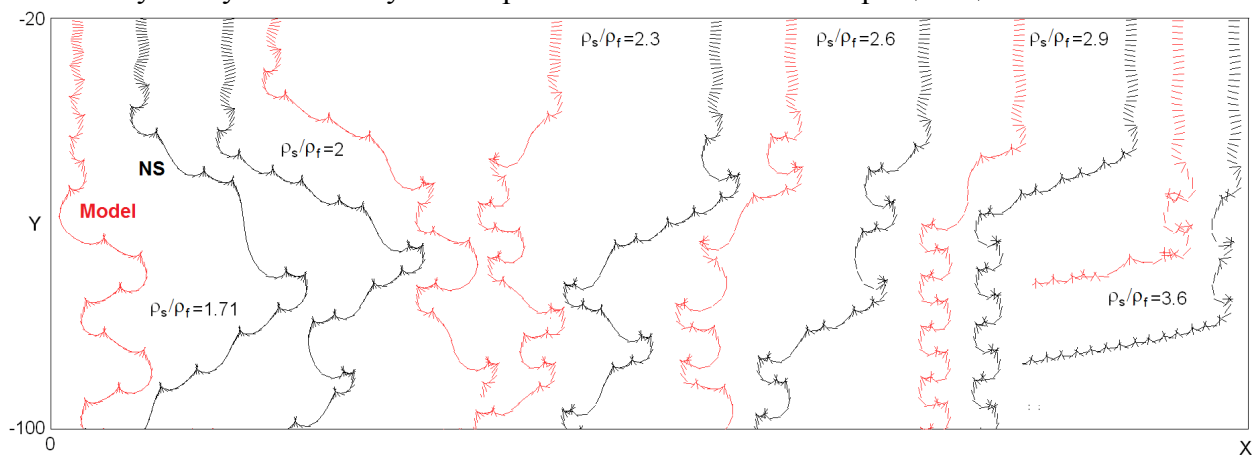


Рис.3. Траектории падающей в жидкости пластины в зависимости от параметра отношения плотностей, при описании уравнениями Навье – Стокса (NS) и в рамках реконструированной конечномерной модели

Один из парадигматических примеров неголономной механики – сани Чаплыгина. Была рассмотрена модификация задачи, делающая возможной сложную динамику в условиях сохранения механической энергии и приводящая к модельному отображению, которое может претендовать на роль неголономного аналога стандартного отображения Чирикова – Заславского [4]. А именно, исследуется движение саней Чаплыгина в ситуации, когда точка приложения неголономной связи, обеспечиваемой лезвием, допускающим движение точки контакта только вдоль своего направления, в течение определенного периода находится на санях по очереди в одной из трех опор. Считается, что в момент включения связи лезвие получает ориентацию вдоль вектора своей скорости, и мгновенно фиксируется относительно саней на период времени до следующего переключения.

На рис.4 показан вид траекторий на фазовой плоскости двумерного отображения, описывающего изменение состояния за период переключений. Подобно картине для стандартного отображения Чирикова – Заславского, здесь можно видеть инвариантные кривые, отвечающие квазипериодической дина-

мике, а также «хаотическое море» в нижней части рисунка. Помимо этого, однако, на фазовой плоскости присутствуют объекты иного типа, характерные для диссипативной динамики, в том числе аттрактор в виде неподвижной точки A , и точка R , являющаяся репеллером.

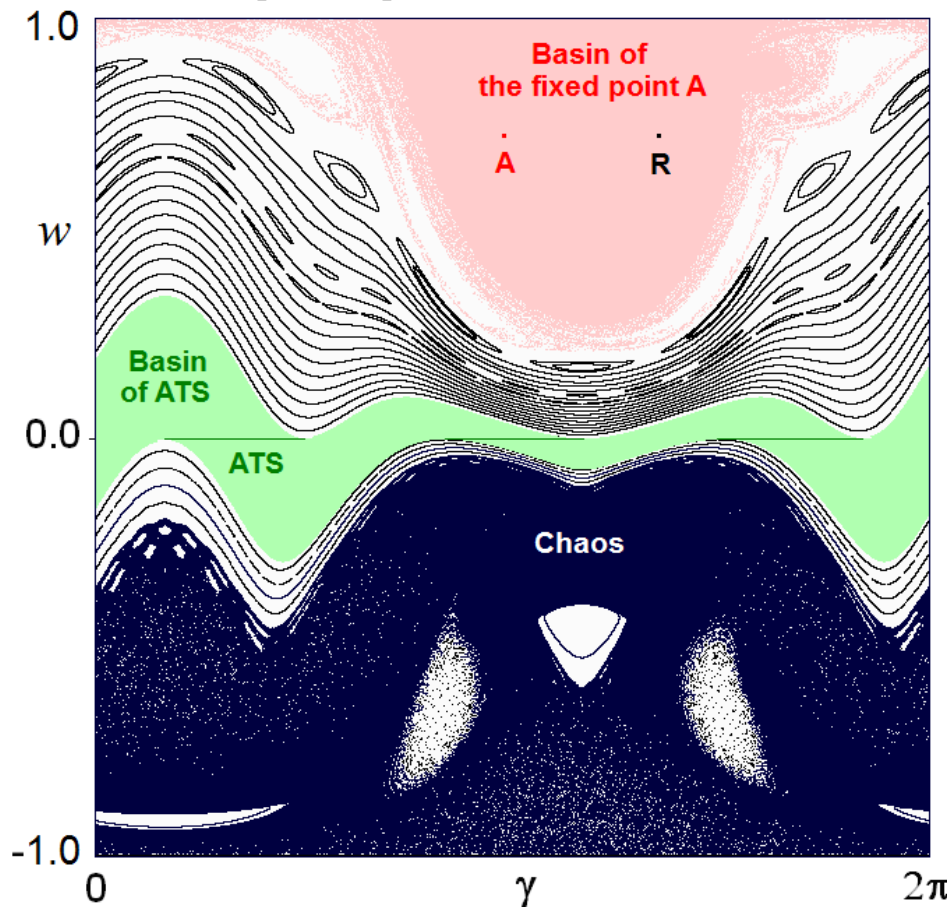


Рис.4. Типичный фазовый портрет двумерного отображения, описывающего сани Чапыгина с периодическим переключением положения неголономной связи. За динамические переменные в моменты переключений приняты угловая скорость, нормированная на ее максимально возможное значение w , и угол γ между направлением скорости центра масс и радиус-вектором точки, где в данный момент включается связь

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 15-12-20035).

Библиографический список

1. Борисов А.В., Казаков А.О., Кузнецов С.П. // УФН. 2014. Т. 184, № 5. С. 493-500.
2. Kuznetsov S.P. // RCD. 2015. Vol.20, No 3. P. 345-382.
3. Борисов А.В., Кузнецов С.П., Мамаев И.С., Тенев В.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, № 17. С. 9-19.
4. Kuznetsov S.P. // EPL. 2017. Vol.118 (accepted).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

В.Е. Куклина¹, А.А. Бурцев^{1,2}

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

²Государственный лазерный полигон «Радуга»

E-mail: vip.kisalera@mail.ru

В качестве модельного процесса рассмотрен процесс теплообмена в металлической пластине и показано, что при разных параметрах лазерного излучения имеет место явление термодиффузии, как при, так и без плавления материала, что соответствует условиям для создания различных наноструктур и модификации поверхности стали.

Модель процесса нагревания была реализована с использованием среды Matlab. Применялись сторонние библиотечные функции, реализованные в Matlab Laser Toolbox. Посредством встроенной функции генерировался гауссов лазерный пучок, заданного диаметра (d) и мощности (P) для поверхности, заданной координатами. Гауссов пучок на плоскости xy определялся как:

$$I(x, y) = \frac{8P}{\pi d^2} \exp \left[-\left(\frac{2\sqrt{2}}{d} \right)^2 (x^2 + y^2) \right]$$

Поле температуры стационарного поверхностного источника имеет вид:

$$T(x, y, z, t) = \iint_{-\infty}^{\infty} A I(x', y') W(x, y, z, x', y', t) dx' dy'$$

Это выражение может быть вычислено двумя способами: численным интегрированием или быстрым преобразованием Фурье (БПФ). Численное интегрирование выполняется значительно медленнее чем БПФ, поэтому применялся второй метод решения.

По предложенной модели были проведены расчеты для стальной пластины (марка AISI 304) в случае воздействия лазерного пучка диаметром $d=1,5$ мм и длиной волны падающего излучения $\lambda=1,06$ мкм для двух лазерных установок с разной мощностью и длительностью импульса, соответствующих применяемым в экспериментах. Источник излучения был приложен к центру расчетной области. Начальная температура пластины выбиралась величиной в 300 К.

Для импульса установки лазерной маркировки ($E=0.5$ мДж, $t=80$ нс) моделирование показало следующий результат: температура плавления не достигается (1300 К), происходит модификация поверхности без плавления, на поверхности стали образуются цветные пленки окислов [1].

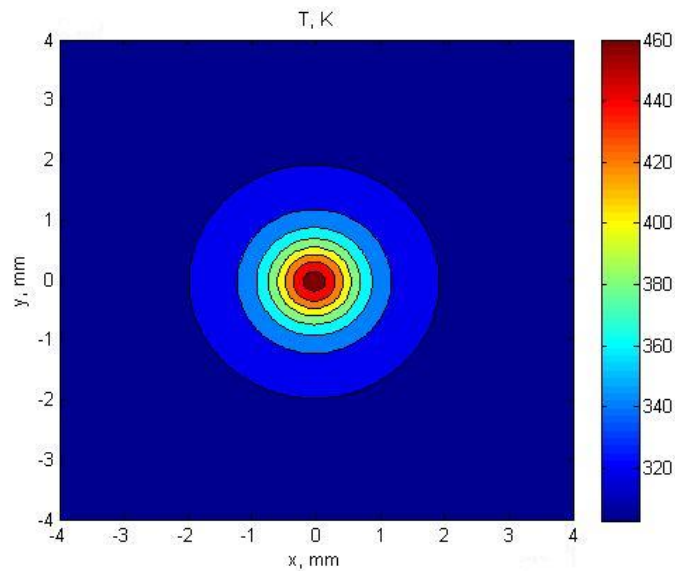
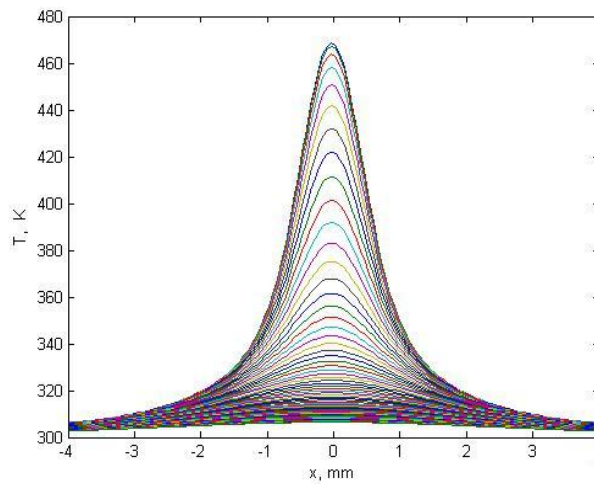


Рис. 1. Поле температуры при маркировке.

Рис. 2. График зависимости температуры от оси Ox для маркировки.

Для гауссового импульса на установке точечной сварки ($E=20$ Дж, $t=10$ мс) результат моделирования заметно отличается достижением в некоторой области температуры плавления (1200 K):

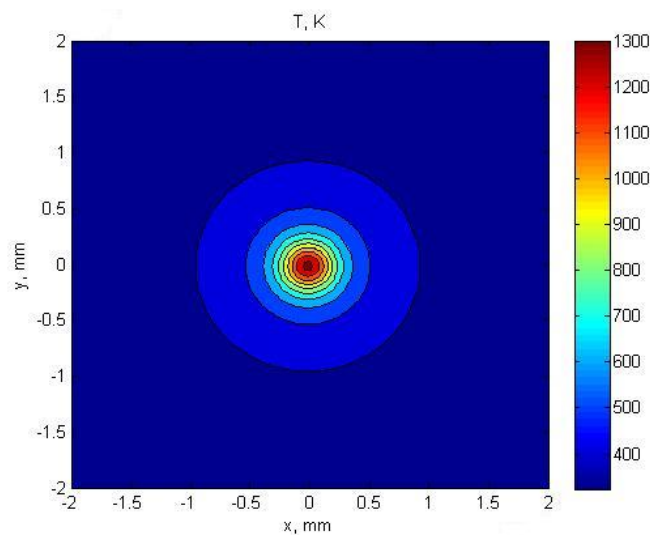


Рис.3. Поле температуры для импульса на установке сварки.

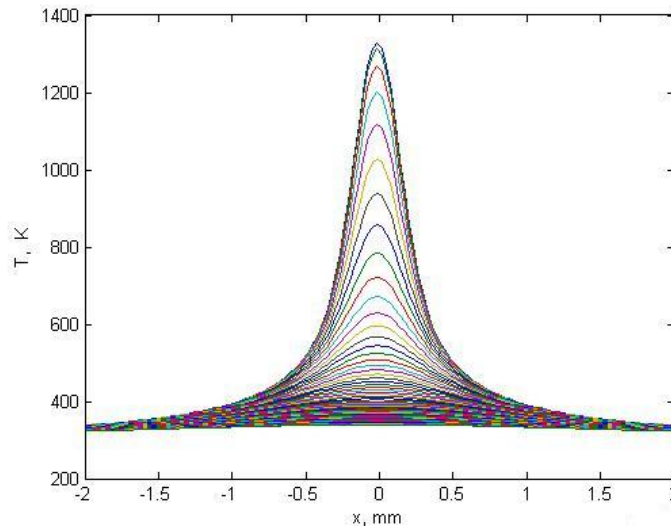


Рис.4. График зависимости температуры от оси Ox для установки сварки.

При анализе экспериментальных результатов и их сравнения с результатами моделирования, было выяснено, что при наличии градиентов температуры при импульсе на поверхности стали образуются сложные кристаллические образования (дендриты) [2]. Распределение кристаллов носит периферийный характер по краям области воздействия [2, 3]. Моделирование поля температур и анализ экспериментальных данных позволяют сделать вывод, что области с высокой скоростью роста дендритных кристаллов, соответствующие низким степеням переохлаждения, совпадают с градиентами энергии лазерного импульса [4,5].

Библиографический список

1. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. 2014. Т. 84, № 10. С.83-86.
2. Антонов Д.Н., Бурцев А.А., Бутковский О.Я. // ЖТФ. 2016. Т. 86, № 1. С.110-115.
3. Бурцев А.А. // Межвузовский сборник «Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов» – Тверь: Изд-во Тверского гос.ун-та, 2014.
4. Галенко П.К., Кривилев М.Д. // Математическое моделирование. 2000. Т. 12, № 11 С. 17-37.
5. Хакен Г. Синергетика: Принципы и основы. Перспективы и приложения. Ч.2: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. Изд. 2-е – М.: УРСС: ЛЕНАНД, 2015. – 432 с.

СТРУКТУРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ СТРУКТУРАХ ТИПА ЯДРО-ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ СУРЬМЫ

Т.В. Куликова, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: kaimt@mail.ru

Сурьма представляет интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. При снижении размерности от 3D к 2D материалу в кристаллической сурьме происходит ряд топоэлектронных переходов: 3D полуметалл – 3D топологический изолятор (ТИ) при толщине 7,8 нм, далее 2D ТИ при 2,7 нм и тривиальный полупроводник при 1 нм [1]. При этом 2D аллотроп сурьмы, названный по аналогии с графеном антимонон, является монослоем исходного кристаллического материала, но не с плоской, а с гофрированной структурой слоя. Ширина запрещенной зоны антимонона варьируется в зависимости от конфигурации слоя (степени гофрированности) от 0,3 до 1,7 эВ, что делает его перспективным для применения в электронике и оптоэлектронике [2, 3]. Теоретически показано, что антимонон чувствителен к деформациям слоя, под действием которых происходит формирование топологических фаз. В работе [4] показано изменение электронной структуры антимонона под действием деформаций и переход в состояние ТИ при критическом значении растягивающих напряжений. Кроме того, наноструктурированная сурьма благодаря своей высокой емкости 660 мАч/г очень перспективный анодный материал для литий и натрий-ионных аккумуляторов. Использование ее в комбинации с углеродом позволяет создавать композиты с повышенной емкостью и устойчивостью к деградации материала в циклах зарядки/разрядки аккумулятора [5, 6].

В настоящей работе представлены результаты исследования строения и свойств массива сфероидальных структур сурьмы в диапазоне размеров 10^{-4} – 10^{-6} м, впервые полученного методом спонтанной кристаллизации расплава [7].

Комплексом взаимодополняющих методов (СЭМ, АСМ, рентгеновская дифрактометрия, спектроскопия КР, квантово-химическое моделирование структуры и спектров КР) установлено, что по сумме отличительных признаков сфероидальные структуры сурьмы можно отнести к структурам типа ядро-оболочка. Ядро – монокристаллическая серая сурьма, оболочка – деформированная 2D пленка с переменной толщиной 2 – 19 нм.

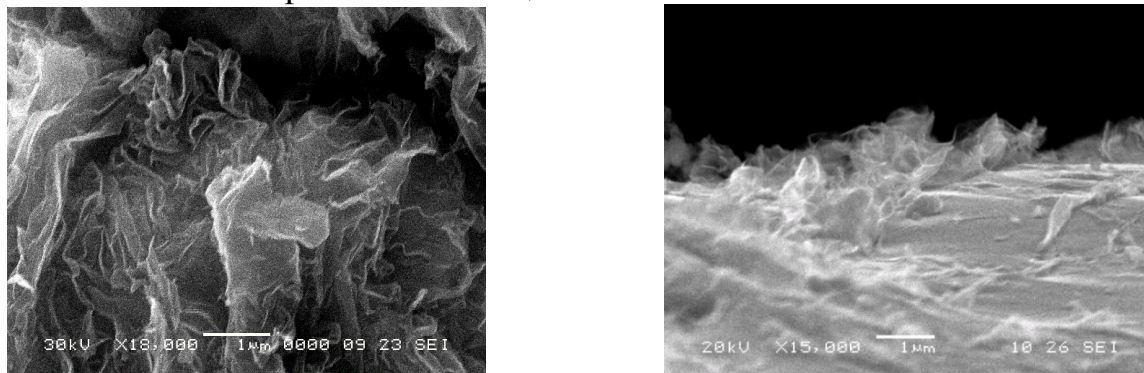


Рис.1. СЭМ изображения пленки на поверхности сфероидальных структур сурьмы. По данным элементного микроанализа установлено, что пленка на поверх-

ности сфероидальных структур сурьмы преимущественно состоит из сурьмы и содержит локальные нанобласти сосредоточения углерода. Полученные экспериментальные спектры КР поверхности сфероидальных структур сурьмы, помимо пиков, характерных для кристаллической сурьмы, содержат высокочастотные особенности в области $1300 - 1600 \text{ см}^{-1}$, трактуемыми в литературе как D и G моды колебаний углерода. Однако, по результатам квантово-химического моделирования установлено, что такие же высокочастотные особенности характерны и для деформированного 2D аллотропа Sb – антимонена [8]. Т.о. пленку на поверхности сфероидальных структур сурьмы можно рассматривать как неоднородную, содержащую как 2D аллотропы сурьмы, так и нановключения углерода.

Подобное строение сфероидальных структур сурьмы обуславливает появление необычных для кристаллической сурьмы свойств. При визуальном наблюдении макроскопически наблюдается электростатическое взаимодействие отдельных частиц сурьмы между собой, а также с полимерами и металлами и сохранение избыточного заряда длительное время. При исследовании методом СЭМ в режиме вторичных электронов обнаруживается локализованный зарядовый контраст, обычно характерный для диэлектрических материалов. При исследовании методом АСМ в режиме токов растекания установлено, что пленка на поверхности сфероидальных структур сурьмы преимущественно диэлектрическая с включениями проводящих областей. Этим же методом установлено неоднородное распределение по поверхности модуля Юнга, адгезии и поверхностного потенциала, что может быть следствием не планарной искривленной структуры пленки, а также ее переменной толщины. При изменении ВАХ сфероидальной структуры сурьмы отмечены абсолютная симметричность характеристики, появление гистерезиса вблизи нуля, а также наличие областей нелинейности.

Библиографический список

1. *Peng Fei Zhang, Zheng Liu, Wenhui Duan, Feng Liu, Jian Wu* // Physical Review. 2012. Vol. B 85. P. 201410(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.201410
2. *Yuanfeng Xu, Bo Peng, Hao Zhang, Hezhu Shao, Rongjun Zhang, Hongliang Lu, David Wei Zhang, Heyuan Zhu* // Ann. Phys. (Berlin). 2017. P. 1600152. DOI 10.1002/andp.201600152
3. *Chengxue Huo, Xingming Sun, Zhong Yan, Xiufeng Song, Shengli Zhang et al.* // J. Am. Chem. Soc. 2017. Vol. 139 (9), P. 3568–3568 DOI: 10.1021/jacs.6b08698
4. *Jinghua Liang, Long Cheng, Jie Zhang, Huijun Liu* // arXiv:1502.01610. 2015
5. *Fang Wan, Jin-Zhi Guo, Xiao-Hua Zhang, Jing-Ping Zhang, Hai-Zhu Sun et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2016. Vol. 8 (12) P. 7790–7799 DOI: 10.1021/acsami.5b12242
6. *Thrinathreddy Ramireddy, Md Mokhlesur Rahman, Tan Xing, Ying Chen, Glushenkov A.M.* // J. Mater. Chem. A. 2014. Vol. 2. P. 4282–4291 DOI: 10.1039/c3ta14643j
7. *Куликова Т.В., Битюцкая Л.А.* // Конденсированные среды и межфазные границы. 2016. Т. 18, № 1. С. 61 – 66.
8. *Куликова Т.В., Битюцкая Л.А., Тучина А.В., Аверин А.А.* // Перспективные материалы. 2017. № 3. С. 5 – 13.

РАДИОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ

Д.Д. Кульминский¹, А.С. Караваев¹, А.Р. Киселев^{2,3}, В.И. Пономаренко¹

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

²ФГБУ «Национальный научно-практический центр сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева» Минздрава России

³ФГБОУ ВО «Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского» Минздрава России

E-mail: kulminskydd@gmail.com

Моделирование различных аспектов работы сердечно-сосудистой системы позволяет глубже понять структуру взаимодействия основных ее элементов. Ранее нами была разработана математическая модель сердечно-сосудистой системы, учитывающая в том числе симпатическую регуляцию частоты сердечных сокращений и артериального давления. Эта модель содержит 4 дифференциальных уравнений и 15 алгебраических соотношений.

В работе представлена простая модель, представляющая собой автогенератор типа «integrate-and-fire» под внешним воздействием, который моделирует воздействие симпатического регуляторного центра на частоту сердечных сокращений и артериальное давление. Принципиальная схема генератора представлена на рис. 1.

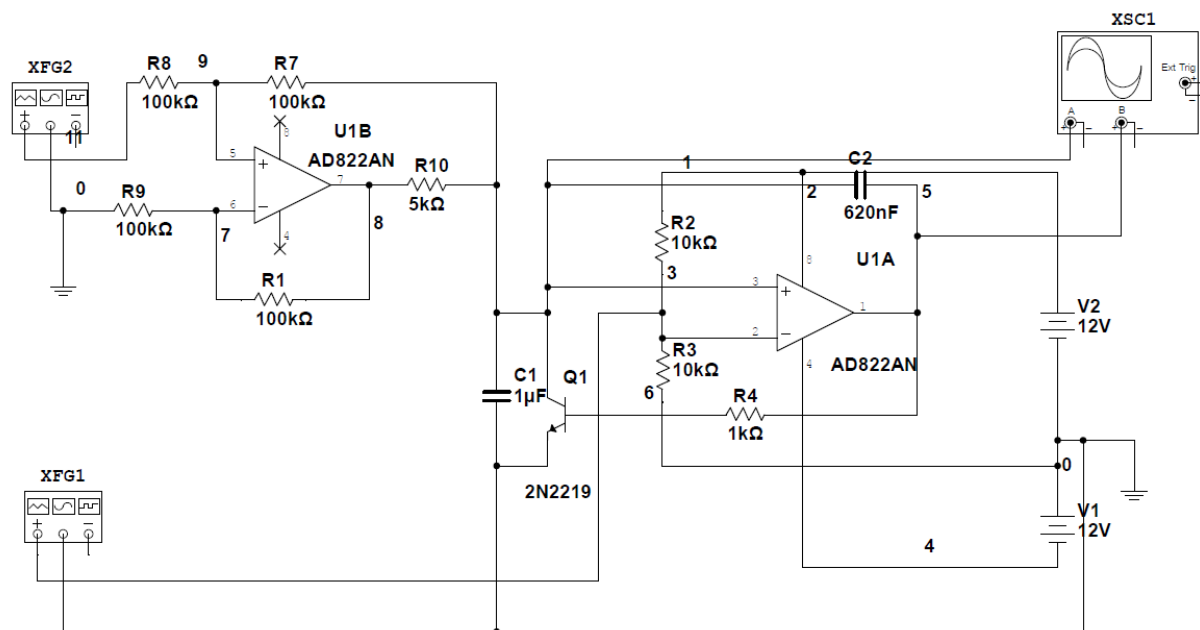


Рис. 1. Принципиальная схема генератора, моделирующего симпатическую регуляцию частоты сердечных сокращений и артериального давления.

При подаче питания на схему конденсатор C1 начинает заряжаться выходным током схемы на операционном усилителе U1B, при этом напряжение на нем растет практически по линейному закону. По достижении порогового напряжения на инвертирующем входе (вывод 2) операционного усилителя U1A, напряжение на выходе операционного усилителя становится положительным,

что приводит к открыванию транзистора Q1 и уменьшению напряжения на C1 практически до нуля. Далее цикл повторяется. В отсутствие внешнего воздействия частота колебаний генератора постоянна и составляет порядка 50 Гц (по сравнению с основным сердечным ритмом, частота увеличена для повышения удобства наблюдения).

Внешнее воздействие, которое моделирует симпатическую регуляцию в сердечно-сосудистой системе, может быть подано двумя разными способами. При первом способе подачи внешнего воздействия происходит преимущественно изменение амплитуды. Механизм воздействия состоит в том, что воздействие при помощи генератора XFG1 подключается к инвертирующему входу (вывод 2) операционного усилителя U1A и модулирует верхний уровень порога переключения. Это приводит к изменению амплитуды сигнала.

Второй автогенератор XFG2 подключен ко входу схемы на операционном усилителе U1B. Эта схема представляет собой источник тока, управляемый напряжением. Таким образом, при такой модуляции амплитуда колебаний основного генератора практически не изменяется, но изменяется частота колебаний за счет изменения тока заряда конденсатора C1.

Частоты генераторов XFG1, XFG2 примерно в 10 раз меньше частоты основного генератора.

Построена радиofизическая схема, проведен радиofизический эксперимент. Проведено сопоставление спектров колебаний генератора при различных видах модуляции.

Проведенные эксперименты дают основания полагать, что приведенная схема качественно описывает процессы симпатической регуляции частоты сердечных сокращений и артериального давления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-02-03061), грант Президента РФ (МД-3318.2017.7).

Библиографический список

1. *Караваев А.С., Ишбулатов Ю.М., Киселев А.Р., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Миронов С.А., Шварц В.А., Гриднев В.И., Безручко Б.П. // Физиология человека. 2017. Т. 43, № 1. С.70–80.*

**ФОРМИРОВАНИЕ КЛАСТЕРОВ И СОСТОЯНИЙ «ХИМЕРА» В СЕТЯХ
БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ****Д.Д. Кульминский^{1,2}, Е.И. Боровкова², А.С. Караваев^{1,2}**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: kulminskydd@gmail.com*

Исследование пространственно-временной динамики сетей связанных осцилляторов давно привлекает внимание многих исследователей. В ходе ее изучения были обнаружены многие нелинейные явления, одним из которых является относительно недавно обнаруженное состояние «химера». Впервые термин «химера» был предложен в работе [1] для обозначения состояния, при котором в сети идентичных осцилляторов сосуществует две области, в одной из которых колебания элементов когерентны или синхронны, а в другой нет. Состояния «химера» были обнаружены в различных сетях осцилляторов, как при теоретических [2-4], так и при экспериментальных исследованиях [5].

В настоящей работе проведено исследование особенностей коллективной динамики в сетях идентичных бистабильных осцилляторов с запаздывающей обратной связью при различном числе элементов в сети, различном типе связей элементов и различной архитектуре связей. Нами были рассмотрены только неколокальные однонаправленные связи между элементами сети. Например, был исследован случай, при котором сеть представляла собой осцилляторы, связанные в кольцо, в котором каждый осциллятор связан только с двумя соседними осцилляторами, находящимися справа от него. Исследован процесс формирования кластеров и состояний «химера» в исследуемых сетях связанных бистабильных систем с запаздыванием.

Показано, что в исследуемой сети существуют колебательные режимы, при которых осцилляторы формируют различные кластеры с синхронной и несинхронной динамикой элементов. Исследованы режимы, при которых колебания элементов в каждом кластере синхронны, колебания элементов в каждом кластере несинхронны и колебания элементов одного кластера синхронны, а другого кластера несинхронны, что соответствует состоянию «химера». Показано, что перечисленные режимы можно получить, как для периодических, так и для хаотических колебательных состояний бистабильных элементов сети.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00091).

Библиографический список

1. *Abrams D.M., Strogatz S.H. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 174102.*
2. *Singh R., Sinha S. // Phys. Rev. E 2013. Vol. 87. P. 012907.*
3. *Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 144103.*
4. *Zakharova A., Kapeller M., Schöll E. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 154101.*
5. *Larger L., Penkovsky B., Maistrenko Y. // Phys. Rev. Lett. 2013 Vol. 111. P. 054103.*

ЗАКОНОМЕРНОСТИ АТОМНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ ДИМЕРА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТОРОВ C_{120}

О.Е. Глухова, И.А. Куприянов, М.М. Слепченков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: iliya-93-shadow@yandex.ru

Интерес к исследованию наноторов обусловлен широкими перспективами их потенциального применения в различных научно-технологических сферах. Благодаря особенностям атомного строения углеродные наноторы обладают рядом примечательных магнитных свойств. В частности, ранее было доказано существование в тороидальных нанотрубках ферромагнитного момента при низких температурах [1]. Другим важным магнитным явлением, обнаруженным в тороидальных углеродных нанотрубках, является эффект Аронова-Бома [2]. Для расширения границ применимости углеродных наноторов их структурных модификаций в электронике необходимо обладать знаниями об их электронной структуре и способах управления электронно-энергетическими характеристиками. Целью данной работы является теоретическое прогнозирование электронной структуры нового углеродного материала – димера $(C_{120})_2[10+10]$, образованного из углеродных наноторов C_{120} . Атомная структура исследуемого димера представлена на рис. 1.

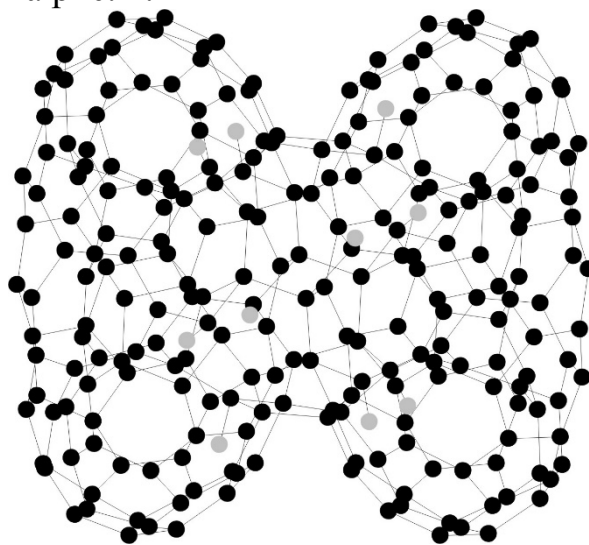


Рис. 1. Атомная структура – димера $(C_{120})_2$, образованного из углеродных наноторов C_{120} .

В данной работе было рассчитано распределение плотности электронных состояний (DOS) для полученного димера. Результаты расчетов распределения плотности π -электронных состояний отдельного нанотора и димера представлены на рис. 2. Из приведённого графика видно, что наибольшее изменение характеристики наблюдается вблизи уровня НОМО, эта область подробно изображена во вкладке к рисунку. Необходимо отметить, что у димера по сравнению с тором расширилась энергетическая щель с 0.69 эВ до 0.87 эВ, вследствие чего можно говорить об усилении полупроводниковых свойств димера, при этом потенциал ионизации остался практически неизменным.

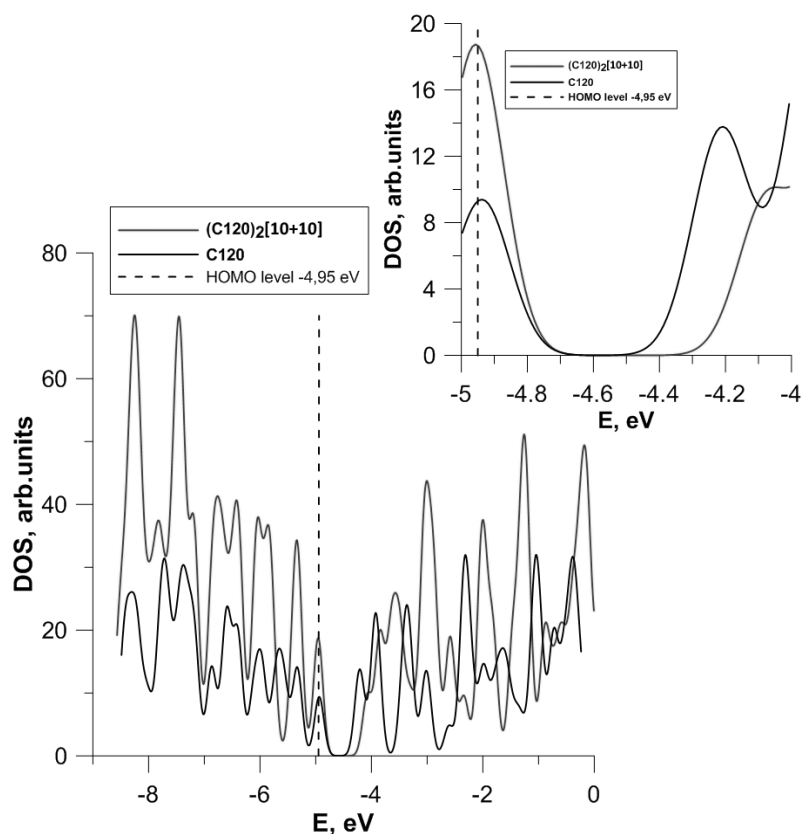


Рис. 2. Распределение DOS для димера $(C_{120})_2[10+10]$ и тора C_{120} .

Поскольку одним из основных применений наноторов является использование их для хранения водорода, было проведено исследование влияния водорода на электронные свойства димера с целью установления закономерностей управления его свойствами. В работе рассматривается ковалентное присоединение атомов водорода к атомам димера. Места посадки выбирались на основании данных по распределению заряда валентных электронов на атомах димера, а именно водород присоединялся к наиболее химически активным атомам. Такими атомами являются атомы в вершинах пятиугольников, которые были образованы химическими связями, участвовавшими в формировании димера. Результаты расчета DOS гидрированного димера показали, что при добавлении атомов водорода в электронном спектре димера исчезает энергетическая щель, в результате чего димер становится проводником. Потенциал ионизации так же существенно меняется, а именно снижается почти на 0.7 эВ. Из этого следует, путём гидрирования можно управлять типом проводимости димера углеродных наноторов C_{120} и его эмиссионными способностями.

Библиографический список

1. Shyu F.L., Tsai C.C., Chang C.P., Chen R.B., Lin M.F. // Carbon. 2004. Vol. 42(14). P. 2879-2885.
2. Margańska M., Szopa M., Zipper E. // Physica Status Solidi (b). 2005. Vol. 242(2). P. 285-290.

**ЛЯПУНОВСКИЙ АНАЛИЗ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ХАОСА
В СИСТЕМАХ С НЕСКОЛЬКИМИ ЗАПАЗДЫВАНИЯМИ****П.В. Купцов¹, С.П. Кузнецов^{2,3}**¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*²*Удмуртский государственный университет*³*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН**E-mail: p.kuptsov@rambler.ru*

Интерес к системам с гиперболическим хаосом, таким как, например, соленоид Смейла-Вильямса, обусловлен, во-первых, тем, что они обладают хаотическими свойствами в строгом математическом смысле и допускают подробный математический анализ. Кроме того, такие системы обладают свойством грубости, то есть хаотический режим нечувствителен к вариациям параметров, шумам, отклонениями при изготовлении и т.п.

Достаточно долгое время считалось, что системы с гиперболическим хаосом – это математическая идеализация, ненаблюдаемая в реальности. Однако сравнительно недавно был предложен ряд систем с гиперболическим хаосом, которые допускают реализацию в виде физических устройств [1]. В частности, были предложены системы, описываемые дифференциальными уравнениями с запаздывающим аргументом. В настоящей работе мы развиваем метод численной проверки свойства гиперболичности для таких систем.

Развиваемый численный метод основан на так называемом быстром методе углов, описание которого можно найти в статье [2]. Как известно, траектории, принадлежащие гиперболическому хаотическому аттрактору, являются седловыми. Это означает, что растягивающееся и сжимающееся многообразия всегда пересекаются трансверсально, не образуя касаний друг с другом. Метод углов сводится к проверке этого свойства: необходимо, двигаясь вдоль траектории, вычислять угол между подпространствами, касательными к растягивающемуся и сжимающемуся многообразиям. Гиперболичность подтверждается, когда этот угол никогда не обращается в ноль. Напротив, для негиперболических аттракторов нулевое значение угла встречается с ненулевой частотой.

Применение быстрого метода углов сводится к проходу вдоль траектории на исследуемом аттракторе в прямом и в обратном времени. Проход в прямом времени производится аналогично тому, как это делается при вычислении показателей Ляпунова. Исходное уравнение решается совместно с необходимым количеством K копий уравнения в вариациях, и периодически осуществляется ортогонализация матрицы, столбцы которой образованы решениями вариационных уравнений. Однако, в отличие от вычисления показателей Ляпунова, матрицы после ортогонализации сохраняются для последующего использования.

Для выполнения обратного прохода необходимо получить сопряжённое уравнение в вариациях. В случае систем, заданных обыкновенными дифференциальными уравнениями, оно получается из исходного вариационного уравнения транспонированием его матрицы Якоби и инверсией знака её элементов. Несколько копий сопряжённого уравнения решается в обратном времени, причём

шаги осуществляются по тем же самым точкам траектории, что и на прямом проходе. Количество сопряжённых уравнений равно количеству уравнений в вариациях, решаемых на прямом проходе, т.е. K . Точно также как и на прямом проходе, матрицы решений подвергаются ортогонализациям. Полученные в результате ортогональные матрицы используются совместно с соответствующим им ортогональным матрицам, сохраненным на прямом проходе. Для вычисления углов строится матрица попарных произведений столбцов этих матриц. Далее рассматриваются верхние левые подматрицы этой матрицы, для каждой ищется минимальное сингулярное число σ_i , где $i = 1, \dots, K$ и вычисляется угол по формуле $\theta_i = \pi/2 - \arccos \sigma_i$.

Уравнение для рассматриваемых систем с запаздываниями в общем виде записывается следующим образом:

$$\dot{X} = F[t, X(t), X(t - \tau_1), \dots, X(t - \tau_d)],$$

а соответствующее уравнение в вариациях имеет вид

$$\dot{x} = \mathbf{J}_0(t)x(t) + \sum_{i=1}^d \mathbf{J}_i(t)x(t - \tau_i),$$

где $\mathbf{J}_i^T(t)$ – матрица производных функции F по компонентам её аргументов $X(t)$ и $X(t - \tau_i)$. Главная сложность применения быстрого метода углов к системам с запаздываниями состоит в том, как получить сопряжённое уравнение. Для его вывода мы используем тождество $d\langle x, y \rangle / dt \equiv 0$, которому должны удовлетворять произвольные решения x уравнения в вариациях и y сопряжённого уравнения. Исходя из этого требования, мы получаем сопряжённое уравнение:

$$\dot{y} = \mathbf{J}_0^T(t)y(t) - \sum_{i=1}^d \mathbf{J}_i^T(t + \tau_i)y(t + \tau_i).$$

Используя полученное сопряженное уравнение, мы применяем быстрый метод углов для проверки свойства гиперболичности для нескольких уравнений с запаздываниями, которые ранее были предложены в качестве систем с грубым хаосом. Во всех рассмотренных случаях свойство гиперболичности подтверждается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (ПВК, проект № 16-02-00135) и РНФ (СПК, проект № 15-12-20035).

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2013. 488 с.
2. Kuptsov P.V. // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 85. P. 015203.

МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ СИНХРОННОГО РЕЖИМА В СЕТИ ОСЦИЛЛЯТОРОВ КУРАМОТО СО СЛУЧАЙНОЙ ТОПОЛОГИЕЙ СВЯЗЕЙ

А.А. Короновский¹, М.К. Куровская¹, О.И. Москаленко¹, А.Е. Храмов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

E-mail: mariakurovskaya@gmail.com

Синхронизация неидентичных взаимодействующих элементов занимает важное место среди научных задач, решаемых исследователями в настоящее время, из-за возможности различных способов использования данного явления в нейробиологии, экологии, социологии и других отраслях знаний [1,2]. Исследование регулярных сетей динамических систем позволило, в частности, лучше понять механизмы различных природных явлений, от землетрясений до экосистем и жизни организмов [3,4]. Одной из наиболее удачных и распространенных моделей для исследования динамики сложных сетей является сеть осцилляторов Курамото [5].

В настоящей работе исследуются механизмы разрушения синхронного режима в сети осцилляторов Курамото со случайной топологией связей, динамика которых описывается следующими дифференциальными уравнениями:

$$\dot{\varphi}_i = \omega_i + \lambda \sum_j^N \varepsilon_{ij} \sin(\varphi_i - \varphi_j), \quad (1)$$

где ω_i – собственные частоты осцилляторов, заданные эквидистантно в диапазоне $[-0,5; 0,5]$; ε_{ij} – вес связи, соединяющей узлы j и i , который равен либо 0, либо 1; λ – сила связи, N – число осцилляторов в ансамбле. Изначально фазы φ_i взаимодействующих элементов заданы случайно и распределены равномерно на интервале $[0; 2\pi]$. При исследовании разрушения синхронного режима были рассмотрены ансамбли различного размера, состоящие из $N=1000, 3000$ и 5000 осцилляторов. Кроме того, был рассмотрен случай, когда собственные частоты осцилляторов задавались случайным образом и были распределены равномерно на интервале $[-0,5; 0,5]$. Как было показано, при уменьшении параметра связи при некотором критическом значении λ_c (для сети (1) $\lambda_c=0.000254$) единый синхронный кластер, состоящий из N осцилляторов, демонстрирующих синхронную динамику, начинает разрушаться, при этом образующиеся с течением времени новые синхронные кластеры меньшего размера характеризуются самоподобием по отношению к друг другу и к начальному кластеру. Несмотря на то, что размер синхронного кластера уменьшается, зависимость фаз осцилляторов, являющихся структурными элементами синхронного кластера наибольшего размера, от значений их частот имеет один и тот же вид.

Более того, аналогичное свойство самоподобия при разрушении синхронного режима, наблюдается и в сети обобщенных осцилляторов Курамото [6]:

$$\dot{\varphi}_i = \omega_i + \frac{\lambda |\omega_i|}{N} \sum_{j=1}^N \sin(\varphi_j - \varphi_i). \quad (2)$$

Для данного типа осцилляторов была рассмотрена сеть, состоящая из

$N=5000$ элементов, частоты ω_i были заданы эквидистантно в диапазоне $[-0.5, 0.5]$, начальные фазы осцилляторов без ограничения общности были выбраны равными нулю. Критическое значение параметра связи, при котором в системе (2) наблюдался резкий переход от синхронной динамики к асинхронному поведению, равнялось $\lambda_c=2.0$ [6].

Таким образом, в настоящей работе на примере сети со случайной топологией связей, а также сети обобщенных осцилляторов Курамото показывается, что резкое изменение состояния сети со сложной топологией связей (разрушение синхронного режима) является следствием явления самоподобия, когда система проходит последовательно через самоподобные конфигурации взаимодействующих осцилляторов, которые теряют устойчивость при одном и том же значении управляющего параметра, характеризующего интенсивность связей между элементами сети.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 14-12-00224).

Библиографический список

1. *Strogatz S.H.* // Sync: The Emerging Science of Spontaneous Order. 2003. Hyperion, New York.
2. *Manrubia S.C., Mikhailov A.S., Zanette D.H.* // World Scientific, Singapore, 2004.
3. *Levin S.A., Grenfell B.T., Hastings A., Perelson A.S.* // Science. 1997. Vol. 275. P. 334.
4. *Winfrey A.T.* // The Geometry of Biological Time. 1980. Springer, New York.
5. *Kuramoto Y.* // Lecture Notes in Physics. 1975. Vol. 30. P. 420.
6. *Hu Xin, Boccaletti S. et al.* // Scientific Reports. 2014. Vol. 4. P. 7262.

**МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
СОРБЦИОННО-ДЕСОРБЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СИЛИКАЛИТЕ****Д.С. Куцова, Е.В. Богатиков, А.Н. Шебанов, Е.Н. Бормонтов***Воронежский государственный университет**E-mail: potanina.ds@gmail.com*

Важная задача при разработке газочувствительных сенсоров – регенерация сорбента. Основным методом регенерации является нагрев. Его реализация сталкивается с проблемами теплоотвода и высокого энергопотребления сенсора. Эффективным инструментом поиска оптимальных условий работы газочувствительных сенсоров является молекулярно-динамическое моделирование. В работе [1] при исследовании процессов десорбции метана из силикалита в пакете молекулярно-динамического моделирования LAMMPS [2] было показано повышение эффективности десорбции за счет использования импульсного нагрева. Цель настоящей работы — анализ механизмов повышения эффективности десорбции при импульсном нагреве посредством исследования кинетики сорбции и десорбции при различных температурах и уровнях начальной заполненности силикалита метаном.

Моделируемая система состоит из решетки силикалита размером 5x5x5 элементарных ячеек и 40000 молекул метана (при давлении ~ 1 атм). Применялись следующие потенциалы взаимодействий частиц: потенциал Леннарда-Джонса для взаимодействия решетки цеолита с молекулами метана (пары атомов Si-C, Si-H, O-C, O-H) и взаимодействия между молекулами метана (пары атомов C-H, H-H); связывающие потенциалы для связей Si-O, Si-O-Si, O-Si-O, Si-O-Si-O в решетке силикалита и связей C-H, H-C-H в молекулах метана. Параметры использованных потенциалов приведены в работе [3].

При исследовании кинетики сорбции моделирование проводилось для температур от 273 К до 433 К при нулевой начальной заполненности цеолита метаном (что соответствовало условиям начала сорбции после максимально эффективной регенерации сорбента при импульсном нагреве). Десорбция исследовалась при температурах от 293 К до 433 К при начальной заполненности, соответствующей температуре 273 К (что соответствовало условию начала регенерации после максимально возможного пассивного охлаждения при импульсном нагреве). Для каждой температуры проводилось по 5 вычислительных экспериментов длительностью 2 нс. По кривым изменения числа молекул метана внутри цеолита определялась максимальная скорость сорбции/десорбции (рисунок 1, 2). Как видно из рисунка 3, существует область температур, в которой скорость десорбции из заполненного цеолита превышает скорость сорбции цеолитом незаполненным. В результате, поглощение молекул при снижении температуры происходит более медленно, чем выход молекул из внутривещного пространства сорбента при повышении температуры. Это приводит к тому, что при неизменной средней температуре системы эффективность десорбции в условиях осцилляции температуры возрастает.

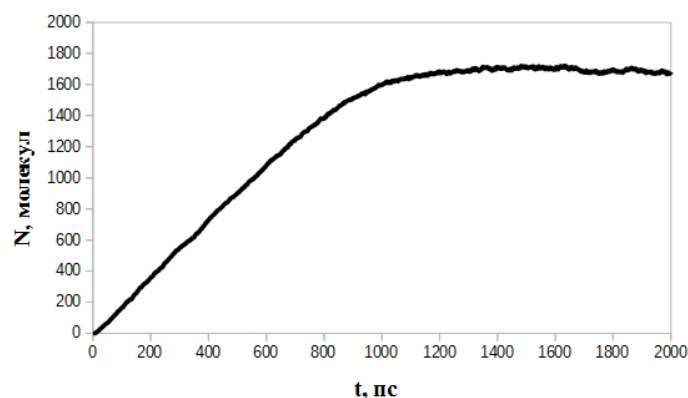


Рис. 1. Кинетика процесса сорбции метана цеолитом, $T = 373$ К, начальная заполненность нулевая

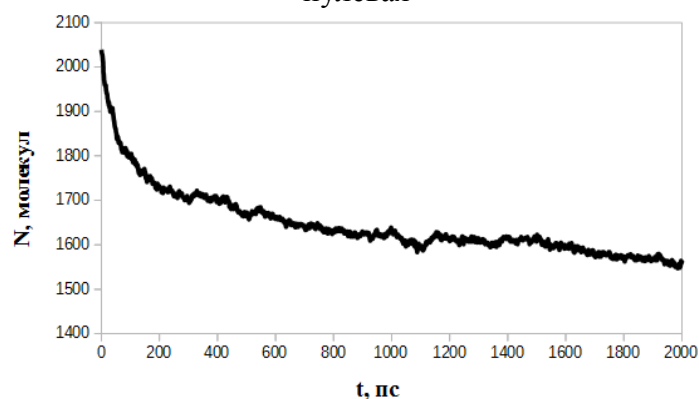


Рис. 2. Кинетика процесса десорбции метана из цеолита, $T = 373$ К, начальная заполненность соответствует максимальной заполненности при $T = 273$ К

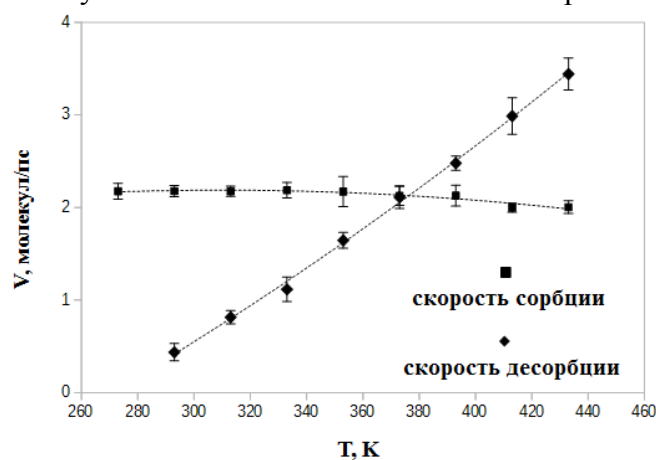


Рис. 3. Температурная зависимость скоростей процессов сорбции и десорбции для системы силикалит-метан

Таким образом, импульсный нагрев при регенерации интегральных сенсоров может решить проблему теплоотвода.

Библиографический список

1. Куцова Д.С., Богатиков Е.В., Шебанов А.Н. // В сб.: ФАГРАН-2015 материалы VII Всероссийской конференции. 2015. С. 505.
2. Plimpton S. // J. Comp. Phys. 1995. Vol. 117. P. 1.
3. Куцова Д.С., Богатиков Е.В., Шебанов А.Н. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2015. Т.17, № 2. С.165.

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В КАСКАДАХ СВЕТОВОДОВ С ДИСПЕРСИЕЙ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ДЛИНЫ СВЕТОВОДА

И.О. Золотовский¹, В.А. Лапин¹, Д.И. Семенцов¹

¹Ульяновский государственный университет
Научно-технологический институт им. С.П. Капицы
E-mail: LVA2013@yandex.ru

Модуляционная неустойчивость (МН) – рост малых гармонических возмущений непрерывной волны – эффект, характерный для многих нелинейных систем, поддерживающих распространение локализованных волн, природа которого связана с совместным действием нелинейных и дисперсионных эффектов [1].

В настоящей работе исследуются условия возникновения и развития модуляционной неустойчивости волновых пакетов, распространяющихся в нелинейном световоде с дисперсией групповых скоростей, зависящей от длины световода [2, 3, 4].

Показана возможность распада квазинепрерывного волнового пакета на последовательность ультракоротких импульсов с меньшей длительностью и большей пиковой мощностью по сравнению как со световодами с постоянной дисперсией по длине, так и по сравнению со световодами с экспоненциально убывающей дисперсией.

Динамика временной огибающей ВП с учетом дисперсионных эффектов и нелинейности среды керровского типа в бегущей системе координат описывается следующим уравнением:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = 0 \quad (7)$$

где $\tau = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, $v_g = (\partial\omega/\partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета, $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$ – параметр дисперсии групповых скоростей, R – параметр нелинейности.

В работе рассматривался двухсекционный одномодовый световод, состоящий из световода с постоянной дисперсией длиной z_0 и световода с экспоненциальным распределением по его длине дисперсии групповых скоростей (ДГС), последовательно соединенных таким образом, что бы обеспечивалась непрерывное распределение ДГС:

$$d_2 = d_{20} \cdot \begin{cases} 1, & z < z_0 \\ \exp[-b(z - z_0)], & z \geq z_0 \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 1 представлены результаты численного решения методом пошаговых преобразований Фурье уравнения (7), определяющего динамику распространения в нелинейной среде с БВП модулированного сигнала вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)] \quad (9)$$

при следующих значениях параметров световода: глубине модуляции $m = 0.01$,

дисперсии групповых скоростей $d_{20} = -10^{-26}$ с²/м, начальной мощности $P_0 = 1$ Вт, параметре нелинейности $R = 10^{-2}$ (Вт·м)⁻¹, параметре неоднородности $b = 5 \cdot 10^{-3}$ м⁻¹, длине световода преמודулятора с постоянной дисперсией $z_0 = 0; 300$ м – рис. 1(a, b) и частоте модуляции

$$\Omega_{\text{mod}} = \sqrt{2RP_0 (\exp(bL) - 1) / |d_{20}| \text{sh}(bL)}; \sqrt{2RP_0 / |d_{20}|}$$

– рис. 1(a, b). Из приведенных зависимостей видно, что каскадное соединение световода с постоянной дисперсией со световодом с неоднородным экспоненциальным распределением ДГС обеспечивает устойчивую генерацию импульсов с большей пиковой мощностью по сравнению с одиночным неоднородным световодом соответствующей длины.

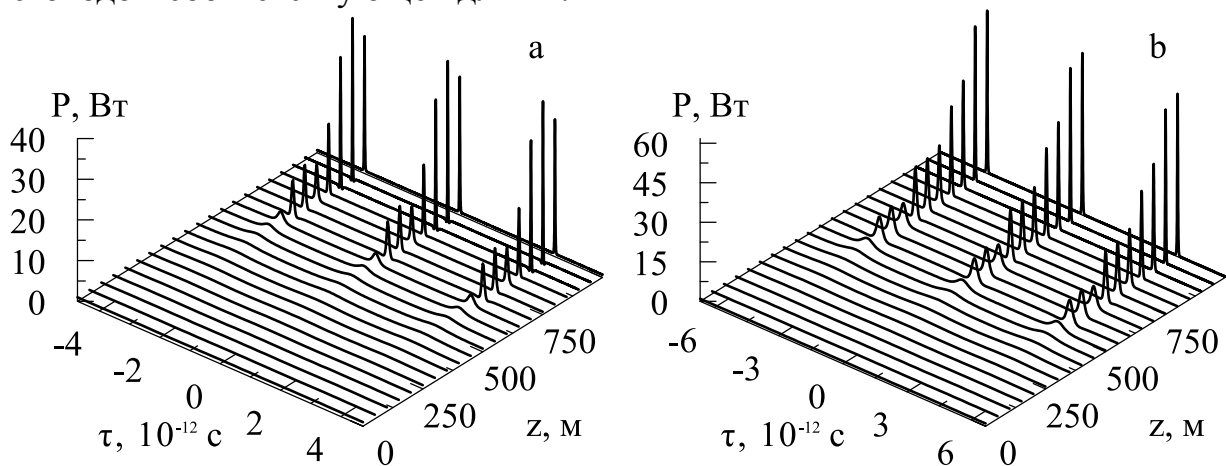


Рис. 1. Временные профили модулированной волны в зависимости от длины световода z , длины световода преמודулятора с постоянной дисперсией $z_0 = 0; 300$ м (a, b) и значения дисперсии $d_{20} = -10^{-26}$ с²/м, параметра нелинейности $R = 10^{-2}$ (Вт·м)⁻¹.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015).

Библиографический список

1. Agrawal G. Nonlinear fiber optics (Springer, 2007).
2. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 3. С. 265–267.
3. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. // Радиотехника и электроника. 2013. Т.58, № 1. С. 73–79.
4. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 122, № 3. С. 135–142.

ЭВОЛЮЦИЯ БАСЕЙНОВ ПРИТЯЖЕНИЯ АТТРАКТОРОВ СЛАБОДИССИПАТИВНЫХ ДВУМЕРНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРА, ОТВЕЧАЮЩЕГО ЗА УДВОЕНИЯ ПЕРИОДА

К.В. Лиманский, Д.В. Савин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: kosmos1884@mail.ru

Известно, что в дискретных отображениях в случае малой диссипации может сосуществовать большое количество аттракторов [1]. Устройство бассейнов притяжения сосуществующих в таких системах аттракторов и, в частности, его эволюция при изменении параметра диссипации изучались рядом исследователей [2, 3]. Представляет интерес также изучение его эволюция при сохранении постоянного (малого) уровня диссипации и изменении параметра нелинейности, отвечающего в системе за удвоения периода, что и является задачей настоящей работы.

Исследование проводится на базе двух широко известных в нелинейной динамике моделей с постоянным уровнем диссипации, демонстрирующих удвоения периода: отображений Эно и Икеды.

Показано, что для большинства сосуществующих аттракторов наблюдается следующий сценарий эволюции бассейнов притяжения. При увеличении параметра, отвечающего за удвоения периода, происходит рост области, занятой его бассейном притяжения, за счет уменьшения размера бассейна притяжения «основного» аттрактора, и в окрестности определённого значения параметра масштабы бассейнов притяжения основного и «побочного» аттракторов становятся соизмеримы. При дальнейшем увеличении параметра бассейн притяжения «побочного» аттрактора резко уменьшается, и аттрактор исчезает. При этом в отображении Икеды бассейн притяжения основного аттрактора восстанавливает свой размер после гибели сосуществующего с ним «побочного» аттрактора, чего не происходит в отображении Эно. Причиной этого является отсутствие у отображения Икеды «аттрактора на бесконечности».

Также был произведён расчет фрактальной размерности границ бассейнов притяжения в интервале параметра, соответствующем сосуществованию аттракторов. Фрактальная размерность определялась при помощи расчета показателя неопределённости [1]. Показано, что фрактальная размерность остается примерно постоянной внутри интервала существования аттрактора; появляющиеся на ней «пики» обусловлены существованием в окрестности определённых значений параметра дополнительных сосуществующих аттракторов.

Библиографический список

1. *Feudel U. et al. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54. P. 71.*
2. *Rech P.C., Beims M.W., Gallas J.A.C. // Phys. Rev. E. 2005. Vol.71. P. 017202.*
3. *Feudel U., Grebogi C. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 134102.*

УЛУЧШЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА ДЛЯ ДЕРМАТОСКОПА

В.О. Лукьянова, С.Я. Пичхидзе

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: lukyanova.viky@yandex.ru

Дерматоскоп применяется для диагностирования рака кожи на ранних стадиях [1]. В связи с развитием дерматоскопии ведутся разработки новых конструкций дерматоскопов [2-4]. При создании дерматоскопа важным фактором является прочность основной конструкции, поэтому важным моментом является выбор материала, из которого будет изготовлен данный прибор. В известных конструкциях дерматоскопа основные элементы тубус, содержащий оптическую систему, и рукоятку изготавливают из нержавеющей медицинской стали (рис.1).

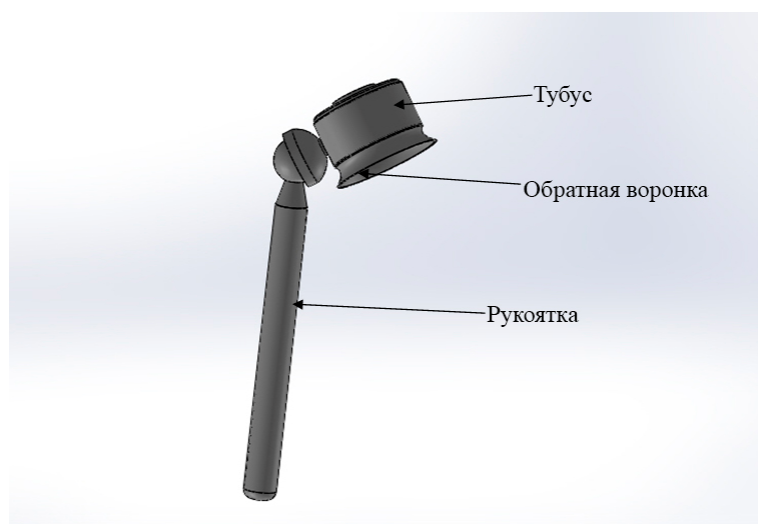


Рис.1. Конструкция дерматоскопа

Несмотря на высокую коррозионную стойкость медицинской стали, она обладает не высокими показателями прочности и твердости. В связи с вышперечисленным, целью данной работы являлось исследование возможности использования процесса азотирования для повышения прочностных свойств стали.

В качестве исследуемого материала была выбрана медицинская нержавеющая сталь марки 12Х18Н10Т. Азотирование проводилось при температуре 580⁰С при атмосферном давлении в воздушно-аммиачной среде, с изотермической выдержкой в течение 25 часов [5]. Измерение микротвердости образца осуществлялось по ГОСТу 9450-76 по методу Виккерса с использованием микротвердомера HVS-1000 при нагрузке на индентор пирамидальной формы 0,98Н. Измерение толщины азотированного слоя и исследование морфологии его поверхности проводилось на растровом электронном микроскопе Aspex Explorer при ускоряющем напряжении электронного пучка 20kV. Изображения, полученные на растровом электронном микроскопе (РЭМ), приведены на рисунке 2.

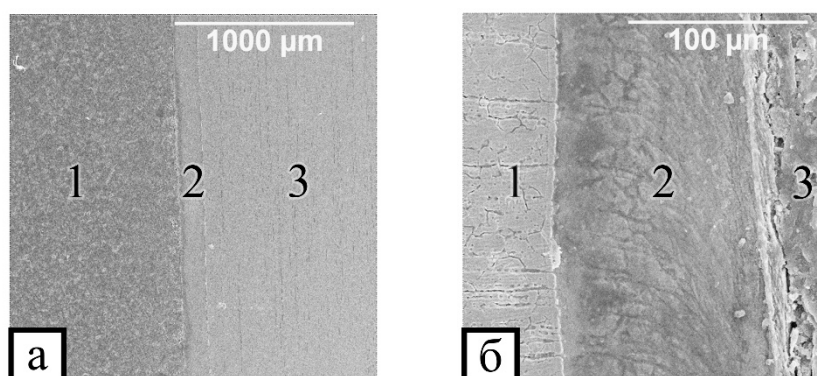


Рис.2. РЭМ изображение морфологии и структуры образца из азотированной стали 12Х18Н10Т при увеличении 100 мкм (а) и 1000 мкм (б): 1 – сталь 12Х18Н10Т, 2– азотированный слой, 3 – полимерная матрица

На РЭМ изображениях (рис.2 (а)) между сталью (1) и полимерной матрицей (2) четко выделяется азотированный слой толщиной 80...150 мкм. Сформированный азотированный слой равномерен и отделен от основного металла тонкой белой полосой, кроме того можно заметить переходную зону, которая обеспечивает хорошее сцепление азотированного слоя с матрицей материала. Значение микротвердости нержавеющей стали 12Х18Н10Т после азотирования увеличилось в 4 раз (от 2500...2560 МПа до 11680...12005 МПа), что способствует росту прочности конструкции дерматоскопа.

Библиографический список

1. Малышев А.С., Рукша Т.Г. // Сибирский онкологический журнал. 2009. №S1. С.128.
2. Лукьянова В.О. // Тенденции развития науки и образования. Сб. научных трудов, по материалам XIX международной научно-практической конференции 31 октября 2016 г. Часть 1 Изд. НИЦ «Л-Журнал», 2016. С. 17.
3. Сергеев В.Ю. // Патент РФ на изобретение №2459572 от 17.03.2011. Дерматоскоп. Оpubл. 27.08.2012.
4. Смирнов С.В., Поповец Г.И., Плавник Р.Г., Аракчеев А.Г., Новиков Е.В., Баланов М.Ю. // Патент РФ на полезную модель № 161451 от 23.10.2015. Дерматоскоп. Оpubл. 20.04.2016.
5. Бибиков П.С., Бибиков С. П., Костин К.Б., Горшков Н.В., Викулова М.А., Пичхидзе С.Я. // «Молодежь и наука: шаг к успеху»: сборник научных статей Всероссийской научной конференции перспективных разработок молодых ученых (23-24 марта 2017 года), в 3-х томах. Курск: ЗАО «Университетская книга». 2017. Т. 3.С. 162.

**РАЗМЕРНЫЕ СПИНОВЫЕ СВОЙСТВА ДОПИРОВАННЫХ
УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК (0,9)****Г.И. Глушков, А.В. Лямичев, А.В. Тучин, Е.Н. Бормонтов***Воронежский государственный университет**E-mail: green5708@yandex.ru*

В настоящее время среди новых отраслей электроники одной из наиболее перспективных является спинтроника. В поисках материалов, обладающих высокой степенью спиновой поляризации и пригодных для проектирования спинтронных устройств в настоящее время изучается широкий спектр структур. Особого внимания заслуживают углеродные наноматериалы, в том числе и углеродные нанотрубки: развитые методы синтеза, наличие спиновой нескомпенсированности, подтвержденные как численно так и экспериментально, позволили создать прототипы углеродных спиновых вентиляей[1-2].

По результатам проведенного численного эксперимента методом теории функционала плотности рассчитаны основные фундаментальные параметры электронной структуры: энергетический зазор между граничными орбиталями, работа выхода, потенциал ионизации, сродство к электрону, проведена оценка спиновой поляризации. Показано, что спиновая поляризация в ультракоротких углеродных нанотрубках (ук-УНТ) существует лишь в узком интервале длин до 3 нм как в чистых так и в допированных трубках.

При анализе стабильности структур по приведенной энергии связи установлено, что стабильны только заряженные комплексы.

Энергетический зазор уменьшается по отношению к чистым ук-ОУНТ (0,9) и лежит в диапазоне $E_{LH}=0.78-0.23$ эВ, тогда как для чистых трубок 0,81-0,29 эВ. Таким образом, допирующая примесь вызывает модуляцию запрещенной зоны, в следствие чего влияет на проводимость. При исследовании катионов $Li@ук-ОУНТ$ в возбужденном состоянии выявлены две энергетические щели $E_{LH}(\uparrow) = 0.90-0.63$ эВ и $E_{LH}(\downarrow)=0.45-0.25$ эВ, что соотносится с двух-токовой моделью Мотта. Заряженные комплексы демонстрируют высокую степень спиновой поляризации в диапазоне 22,86-39,33%, для сравнения, спиновая поляризация чистых ук-ОУНТ(0,9) лежит в пределах 2-32% [1,2].

Для аниона $Li@ук-ОУНТ$ наблюдается почти двукратное уменьшение энергетического зазора для каждой ориентации спина. Стоит заметить, что энергетический зазор с ориентацией спин вверх для допированного комплекса практически не зависит от длины структуры. Из численного расчета выявлено увеличение спиновой поляризации для сегментов 1-3, достигающая 48%, а также инверсия спиновой поляризации для, которая определяется уменьшением спиновой поляризации с 48% до 1% для спина вверх и увеличением с 2,7% до 6,2% для спина вниз. Эффект инверсии спиновой поляризации, который может быть применен в создании спиновых вентиляей, наблюдался и описывался нашей научной группой для чистых ук-ОУНТ (0,9) в сильном электрическом поле [3].

Моделирование комплексов, легированных натрием, показывает тот же качественный характер модуляции электронных параметров, однако, количест-

венные характеристики иные.

Современная технология синтеза ук-УНТ зачастую предполагает использование металлических катализаторов, а, как показано, контролируемое введение металлических примесей является технологическим методом модуляции электронных параметров. Наличие двух спинзависимых каналов проводимости, высокая степень спиновой поляризации, стабильность и развитые методики синтеза позволяют рассматривать углеродные нанотрубки как перспективный материал для проектирования спинтронных устройств.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00926 мол_а)

Библиографический список

1. *Bullard Z., Girao E., Owens J., Shelton W., Meunier .V* // Nature. 2015. Vol. 5. P. 7634.
2. *Wang J., Jiang W., Wang B., Gao Y., Wang Z., Zhang R.* // New J. Phys. 2016. Vol. 18. P. 023029.
3. *Glushkov G.I., Tuchin A.V., Bityutskaya L.A., Lyamichev A.V., Bormontov E.N.* // Journal of Nano and Microsystem Technique. 2016. Vol 18. P. 531.

АДГЕЗИОННО-КОГЕЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ЗАМЕЩЕННЫХ ТРИКАЛЬЦИЙФОСФАТОВ

А.В. Лясникова, И.П. Гришина, О.А. Дударева, О.А. Маркелова

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: kafbma2011@yandex.ru

К наиболее важным характеристикам плазменных покрытий относят адгезию (прочность сцепления покрытия с основой) и когезию (прочность сцепления напыленных частиц между собой) (рис.1) [1].

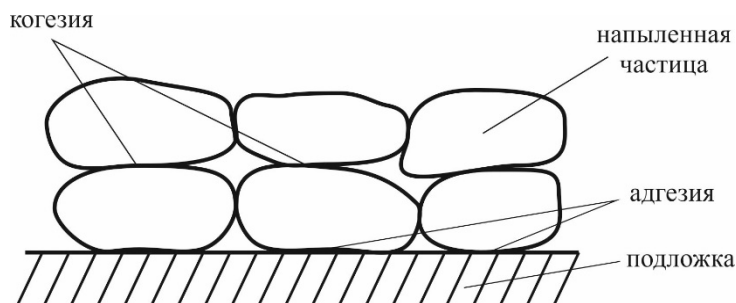


Рис.1. Схематическое изображение адгезионной и когезионной прочности плазменного покрытия

Авторами разработана методика синтеза и плазменного напыления замещенных трикальцийфосфатных порошков, проведены исследования их адгезионно-когезионных характеристик [2]. В качестве образцов использовали пластины из титана размером 10×30×2 мм. Покрытие формировалось на установке плазменного напыления УПН-28 путем последовательного нанесения на подложку порошка титана и соответствующих порошков замещенных трикальцийфосфатов (магний-, цинк-, серебро-, медьзамещенных).

Адгезию полученных покрытия определяли методом сдвига на машине испытательной универсальной ИР 5082-100 при скорости перемещения рабочей траверсы 0,5 мм/мин и прикладываемой нагрузке 5 МПа/с.

Для определения адгезии образцы с покрытием попарно склеивали напыленными поверхностями. В качестве клея использовали эпоксидный клей Henkel Loctite EA 3425, который выдерживает удельные нагрузки на разрыв до 27 МПа.

В таблице 1 представлены результаты испытаний плазменных нанокompозитных покрытий на разрыв.

Таблица 1. Прочность на разрыв плазменных покрытий на основе модифицированных трикальцийфосфатных порошков

Тип покрытия	Прочность на разрыв, МПа
Mg-ТКФ	19,3
Zn-ТКФ	8,5
Ag-ТКФ	14,9
Cu-ТКФ	8,7

Исследование образцов после отрыва показало, что наибольшей адгезией по сравнению с немодифицированным порошком ТКФ (порядка 8-10 МПа) [4] обладает покрытие на основе Mg-ТКФ. Поскольку отрыв образцов произошел по поверхности подложки, можно констатировать высокую когезию полученного покрытия. Покрытие, сформированное порошком Ag-ТКФ, также обладает высокими показателями адгезии (≈ 15 МПа) благодаря полному проплавлению частиц и неперекаливанию их поверхности при токе дуги напыления 300 А. Показатели адгезии покрытий на основе порошков Zn-ТКФ и Cu-ТКФ обладают сопоставимыми с немодифицированными ТКФ значениями (порядка 8,5 МПа). Границы отрыва зерен располагаются как на поверхности подложки, так и в структуре покрытия, благодаря чему можно сделать вывод о примерно равных значениях адгезионной и когезионной прочности данных покрытий.

Проанализировав полученные данные можно заключить, что адгезионно-когезионные характеристики плазменных нанокompозитных покрытий на основе порошков замещенных трикальцийфосфатов сопоставимы, а для некоторых типов порошков (Mg-ТКФ, Ag-ТКФ) даже превышают значения немодифицированных ТКФ, что позволит расширить области их применения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ в рамках научных проектов № 16-08-01250 а, № 15-03-02767 а и № 16-33-60154 мол_а_дк, а также гранта Президента для государственной поддержки молодых российских ученых РФ – докторов наук МД-1403.2017.8 и стипендии Президента РФ для молодых ученых и аспирантов СП-289.2015.4.

Библиографический список

1. Лясников В.Н., Лясникова А.В., Дударева О.А. Плазменное напыление: монография / Саратов: Саратов. гос. техн. ун-т, 2016. 643 с.
2. Дударева О.А., Лясникова А.В., Маркелова О.А., Лясников В.Н., Гришина И.П., Лепилин А.В., Пичхидзе С.Я. // «Новые технологии создания и применения биокерамики в восстановительной медицине»: материалы IV международной научно-практической конференции. Национальный исследовательский Томский политехнический университет. 2016. – С. 32-35.
3. Дударева О.А., Лясникова А.В., Лясников В.Н., Лепилин А.В., Барабаш Ю.А., Шпиняк С.П. // «Актуальные вопросы биомедицинской инженерии»: сборник материалов V Всероссийской научной конференции для молодых ученых, студентов и школьников. Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А. 2015. – С. 244-249.
4. Лясникова А.В., Гришина И.П., Дударева О.А., Маркелова О.А. // Конструкции из композиционных материалов. 2013. №1. С.31- 36.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ МОДУЛЯ ЮНГА КОМПОЗИТНОГО
МАТЕРИАЛА «УНТ-ГРАФЕН»****М.М. Мазепа, А.С. Колесникова***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: wargyrl@gmail.com*

В связи с общемировой тенденцией на минимизацию электронных устройств остро встает вопрос о наноразмерных элементных базах этих устройств. В качестве таких баз применяют каркасные углеродные композиты, в частности, образованные графеновым листом с присоединенными к нему углеродными нанотрубками (УНТ) [1]. Такие углеродные структуры называют композитами «УНТ-графен».

Необходимость определения механических свойств композитов «УНТ-графен» обусловлена тем, что для углеродных структур механическая прочность является показателем стабильности и энергетической устойчивости. Однако, определение механических свойств экспериментальным образом является дорогостоящим и не всегда возможно.

В связи с этим целью работы является поиск метода для прогнозирования модуля Юнга композитного материала «УНТ-графен». В данной работе осуществлялось теоретическое исследование модуля Юнга протяженной, в направлениях графенового листа, структуры «УНТ-графен». Из внешнего вида композита видно, что исследуемая модель является ортотропной. В данной работе приведены результаты для нормальной компоненты модуля Юнга композита, то есть компоненты, соответствующей нормали к поверхности графенового листа.

Объектом исследования в данной работе стал углеродный композит, состоящий из протяженного графенового листа с перпендикулярно присоединенными к нему УНТ типа armchair. На графеновом листе располагаются отверстия, соответствующие сечению трубки, концы трубки открыты. Такой выбор объекта исследования определен тем, что такие композиты активно синтезируются [2].

Предполагается, что все трубки, составляющие композит, обладают одинаковой геометрией: одинаковым диаметром и длиной, и что расстояния между трубками в композите одинаковое. На основании данных предположений об идентичности структуры в направлениях графенового листа, исследования проводились на элементарной ячейке (рис. 1). Протяженность задавалась периодическими граничными условиями, заданными векторами трансляции.

Исследования проводились для серии углеродных композитов с различными структурными параметрами, а именно, с разными длинами и диаметрами УНТ, образующей элементарную ячейку. Исследовались диаметры 5.47 Å, 8.01 Å и 12.12 Å. Длины варьировались в пределах от 3 Å до 13 Å. Расстояние между стенками трубок оставалось постоянным и составило 16 Å.

Алгоритм теоретического исследования модуля Юнга представлен в работе [3]. Результаты значений полной энергии получены в программном пакете Gaussian'09. По результатам исследования нормальной компоненты модуля Юнга протяженного композита «УНТ-графен» построены графики зависимости

значения компоненты модуля Юнга от длин и диаметров УНТ, образующих элементарную ячейку (рис. 2).

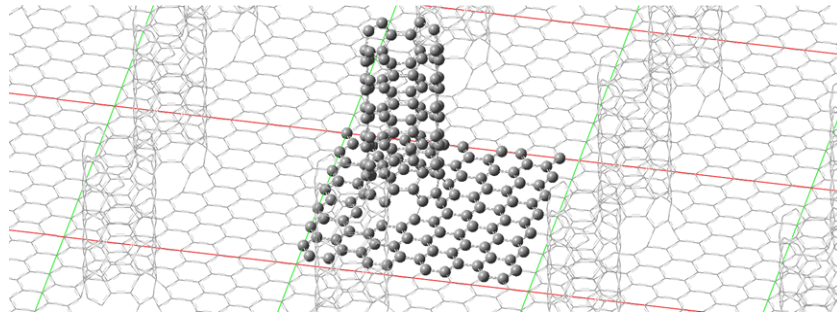


Рис. 7 – Элементарная ячейка, образующая протяженный композит.

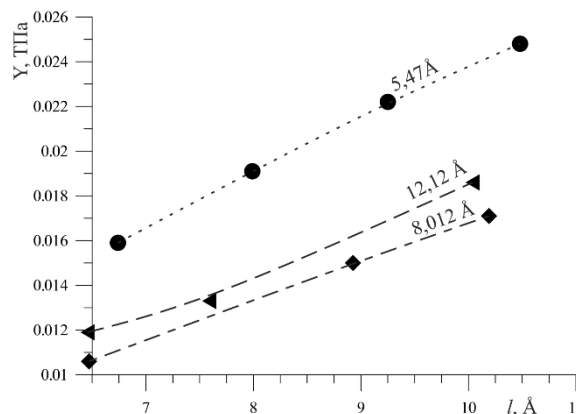


Рис. 8 – Зависимость нормальной компоненты модуля Юнга композита от структурных параметров.

Из рис. 2 видно, что для всех диаметров УНТ качественная картина остается постоянной: нормальная компонента модуля Юнга возрастает с увеличением длин УНТ, входящих в состав композита. Данные результаты качественно и в порядках сходятся с результатами для углеродных композитов, обладающих схожей архитектурой [4].

Работы поддержана Президентской стипендией 2016-2018 (проект № СП-2502.2016.1).

Библиографический список

1. Dingshan Y., Liming D. // The Journal of Physical Chemistry. 2010. Vol. 1. P. 167-470.
2. Kondo D., Sato S., Awano Y. // Applied Physics Express. 2008. Vol. 1. P. 074003-1 – 074003-3.
3. Kolesnikova A.S., Mazepa M.M. // Published in Proceedings Volume: 10079 Reporters, Markersm Dyes, Nanoparticles, and Molecular Probes for Biomedical Applications, 2017. Vol. IX. doi: 10.1117/12.2249989.
4. Колесникова А.С., Сафонов Р.А., Мазепа М.М. // Нано- и биомедицинские технологии. Управление качеством. Проблемы и перспективы. Сборник научных статей. Саратов, 2016. С. 41-47.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРОВОТОКА С УЧЁТОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ КРОВЕНОСНОГО СОСУДА

Ю.А. Макеева

Южный федеральный университет

Инженерно-технологическая академия

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

E-mail: yuliya.beneruk@mail.ru

Динамика кровотока и комплексность доставки необходимого количества крови в определённую локацию организма являются основой гомеостаза всего организма.

Разработка моделей сосудов для анализа и определения реальных причин тромбозов, разрывов стенок сосуда в жизненно важных органах и т.д. является очень важной частью в постановке диагноза и ранней диагностике заболеваний.

Для построения корректной модели принимаются определённые граничные условия, несколько идеализирующие реальный процесс кровотока, но, сильно коррелирующие с ним. С учётом данных граничных условий, сам сосуд в моделировании принимается в виде эластичной трубки. Труба представляет собой участок любого сосуда в организме. Он имеет определённую длину L и внутренний радиус r , через который протекает кровь. Между движущейся жидкостью и неподвижными стенками трубы возникает трение, что оказывает сопротивление движению жидкости через них.

Разность давления тратится на создание потока жидкости. Связь между потоком, градиентом давления и сопротивлением описывается следующим основным уравнением гидродинамики [1]:

$$Q = \frac{\Delta P}{R};$$

где Q = скорость потока (объем/ время), ΔP = градиент давления (мм рт. ст.), R = сопротивление потоку (мм рт. ст.*время /объем).

Уравнение гидродинамики применимо не только в случае единичной трубы, но к сосудистой системе органа или ко всей системе в целом.

Для уменьшения влияния на результат моделирования условных упрощений в модели, воспользуемся моделью Франка об упругом резервуаре. На основе полученных данных [2] строятся уравнения реактивного перемещения стенок сосуда. Будут представлены в виде:

$$u_0(t, x) = \begin{cases} \gamma_1 \left(1 - \cos \left(\frac{\pi \left(t - \frac{x}{c_{mk}} \right)}{qT} \right) \right), & \text{если } 0 \leq t - \frac{x}{c_{mk}} \leq qT, \\ 0, & \text{если } 0 \leq qT - \frac{x}{c_{mk}} \leq T. \end{cases}$$

$$w_0(t, x) = \begin{cases} \gamma_2 \left(1 - \cos \left(\frac{\pi \left(t - \frac{x}{c_{mk}} \right)}{qT} \right) \right), & \text{если } 0 \leq t - \frac{x}{c_{mk}} \leq qT, \\ 0, & \text{если } 0 \leq qT - \frac{x}{c_{mk}} \leq T. \end{cases}$$

где $\gamma_{1,2}$ - параметры, характеризующие степень мышечной активности, $0 \leq q \leq 1$, T - период пульсации крови.

В конечном результате график ускорения реактивного перемещения стенок будет антисимметричным, и среднее ускорение будет равно 0 (рисунок 3).

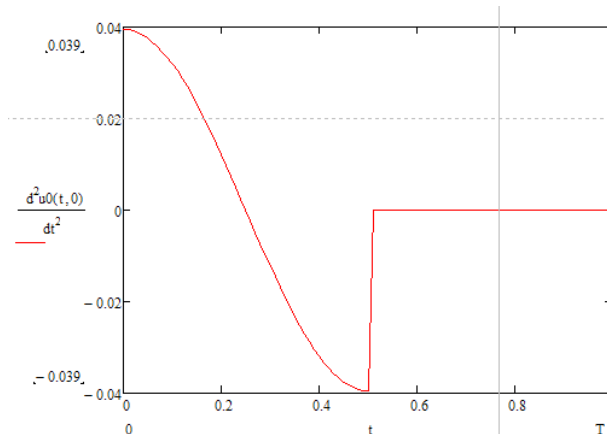


Рисунок 3 – Реактивное ускорение стенок сосуда

На основе результатов исследования можно обобщить следующее: идеализированная модель сосуда может лишь частично дать представление о реальной картине кровотока в конкретном органе/отделе сосуда/сосуде. Математически недостаточно граничных условий для представления даже обычного форменного элемента сердечнососудистой системы, а внедрение большего числа ограничений приведёт к тотальному усложнению процесса моделирования.

Библиографический список

1. Cardioportal // [Электронный ресурс]: <http://www.cardioportal.ru/fiziologiyaserdca/4.html> // Дата обращения: 12.03.2017 г.
2. Модель Франка // [Электронный ресурс]: <http://allrefs.net/c12/3u0dw/p25/?full> // Дата обращения: 14.03.2017 г.

**ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ФОТОАССИСТИРОВАННУЮ
АДСОРБЦИЮ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ
НА КРЕМНИЕВЫЕ ПОДЛОЖКИ****И.В. Мальяр¹, S.I.A. Al-Baldawi¹, С.В. Стецюра¹**¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: imalyar@yandex.ru*

Полиэлектролитные микрокапсулы – новый тип объектов, который широко исследуется в настоящее время. Их свойствами можно управлять посредством внедрения в их оболочку различных молекул и наночастиц. Таким образом, их можно рассматривать как композитные материалы или гибридные структуры. Одной из новых задач является иммобилизация микрокапсул на твердой подложке, а также создание упорядоченных структур из них [1], что позволит использовать их в качестве биочипов или трафаретов для технологии тканевой инженерии.

Ранее в работе [2] был предложен метод фотоассистированной адсорбции золотых наночастиц на кремниевые подложки, заключающийся в использовании освещения для управления адсорбцией. В данной работе экспериментально исследуется возможность фотоассистированной адсорбции полиэлектролитных микрокапсул, а также факторы, которые могут влиять на данный процесс, в частности, добавление соли в раствор, тип проводимости монокристаллической кремниевой подложки и заряд микрокапсул.

Для экспериментов были подготовлены суспензии микрокапсул с ядрами CaCO₃ с чередующимися монослоями катионного полиэлектролита полиаллиламина гидрохлорида (PAH) и анионного полистиролсульфоната натрия (PSS). Микрокапсулы (PAH/PSS)₃PAH обладали положительным зарядом, а (PAH/PSS)₄ – отрицательным. Средний размер микрокапсул составлял порядка 3 мкм. Были приготовлены суспензии микрокапсул с добавлением соли NaCl до концентрации 0,15 М, 0,30 М и 0,45 М.

Фотоассистированную адсорбцию микрокапсул проводили на подложки *p*-Si(100) и *n*-Si(100) аналогично [2] только с использованием галогеновой лампы Philips 13186 EPX/EPV, создающей освещённость 3000 лк. Для характеристики полученных образцов использовали сканирующий электронный микроскоп Mira // LMU. Полученные изображения поверхности образцов анализировали с помощью программы Gwyddion и рассчитывали степень покрытия поверхности адсорбированными частицами. Кроме того, была проведена количественная оценка величины фотоассистированной адсорбции с помощью следующей формулы:

$$\Delta = \frac{C_{ill} - C_d}{C_d} \cdot 100\%$$

где C_d и C_{ill} – степень покрытия поверхности частицами, адсорбированными в темноте и при освещении при одинаковых прочих условиях.

На рисунке представлены результаты для всех приготовленных типов образцов.

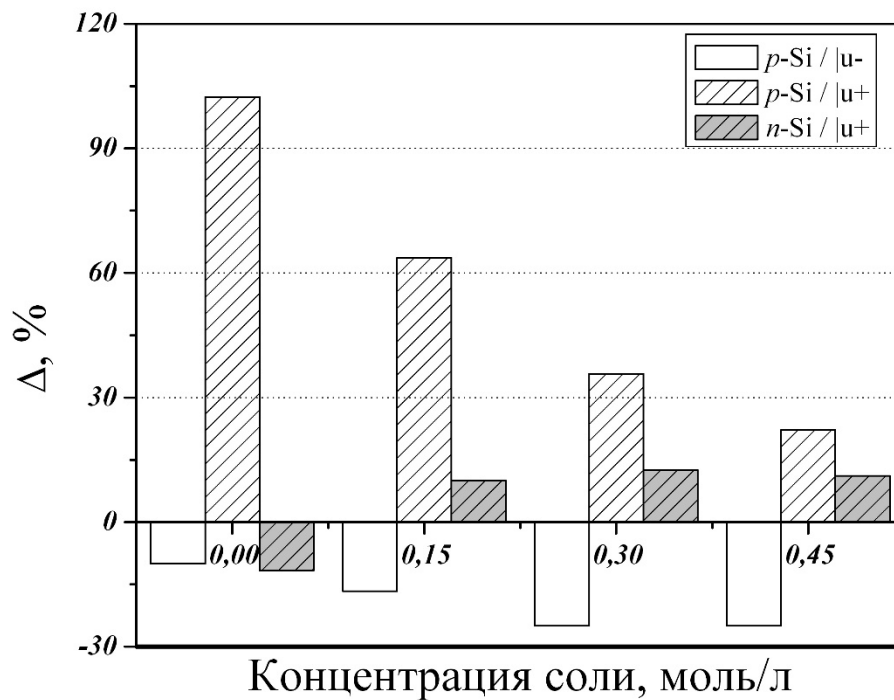


Рис.1. Зависимость относительного изменения числа адсорбированных частиц на поверхности от концентрации соли для различных подложек и типов микрокапсул. «|u-» и «|u+» соответствуют отрицательно и положительно заряженным микрокапсулам, у которых последний слой PSS или PAH

Таким образом, было установлено, что эффект (рост или снижение степени покрытия поверхности адсорбированными частицами при освещении) зависит от типа проводимости подложки и заряда микрокапсул. Так освещение приводило к росту адсорбции положительно заряженных микрокапсул на подложки $p\text{-Si}$ и снижало адсорбцию отрицательно заряженных микрокапсул на подложки $p\text{-Si}$ и положительно заряженных микрокапсул на подложки $n\text{-Si}$. Максимальная величина эффекта наблюдалась для подложек $p\text{-Si}$, где освещение приводило к росту покрытия поверхности адсорбированными положительно заряженными микрокапсулами почти в 2 раза, то есть на 100%. Полученные результаты были объяснены с помощью двух механизмов. Первый основан на изменении поверхностного заряда подложек за счет туннелирования неравновесных электронов в естественный слой оксида на поверхности, что изменяет электростатическое взаимодействие между подложкой и микрокапсулами. Вторым механизмом – это туннелирование неравновесных электронов на положительно заряженные микрокапсулы, что нейтрализует их заряд, снижая адсорбцию.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00524_а).

Библиографический список

1. Sergeeva A.S., Gorin D.A., Volodkin D.V. // BioNanoScience. 2014. Vol. 4 (1). P. 1.
2. Malyar I.V., Gorin D.A., Santer S., Stetsyura S.V. // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 110 (13). P. 133104.

ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В L-ОБРАЗНОМ МАГНИТНОМ МИКРОВОЛНОВОДЕ

А.А. Мартышкин, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: aamartyshkin@gmail.com

В настоящее время нерегулярные планарные ферритовые волноведущие структуры представляют большой интерес [1]. Такие структуры могут быть использованы как базовые элементы магнотонных сетей для создания различных функциональных устройств: интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей. Путем структурирования магнитного материала на подложке оказывается возможным управлять свойствами магнитостатических волн (МСВ).

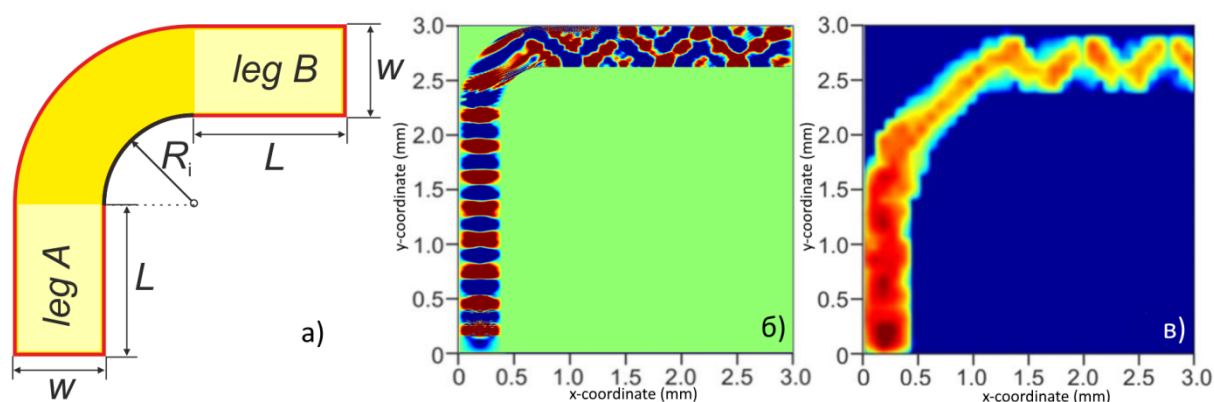


Рис. 1: Схема исследуемой структуры (а) и распределение компоненты намагниченности m_z на частотах входного сигнала $f=5.2\text{GHz}$ (б) и $f=5.050\text{GHz}$ (в)

В данной работе исследована динамика распространения МСВ в нерегулярном L-образном волноводе микронных размеров (рис. 1(а)), изготовленном из железо-иттриевого граната (ЖИГ). Рассмотрено влияние анизотропии формы на направление распространения МСВ при различных направлениях внешнего магнитного поля. Показана возможность управления модовым составом распространяющихся МСВ. Проведено численное моделирование методом конечных разностей во временной области [2]. Продемонстрирована возможность отщвления МСВ. Проведено экспериментальное исследование распространения МСВ в рассматриваемой структуре методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментального исследования.

Рассмотрена возможность возбуждения спиновой волны с помощью микрополоскового преобразователя расположенного на входе одного из плеч волновода и с помощью точечного источника возбуждения расположенного в нерегулярной части волновода. Получены дисперсионные характеристики для поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) (рис.2(а)) и для объёмно обратных магнитостатических спиновых волн (ОМСВ) (рис.2(б)) при различных источниках возбуждения. Продемонстрирована возможность управления спектром перекрытия дисперсионных характеристик за счёт изменения

ширины волновода [3].

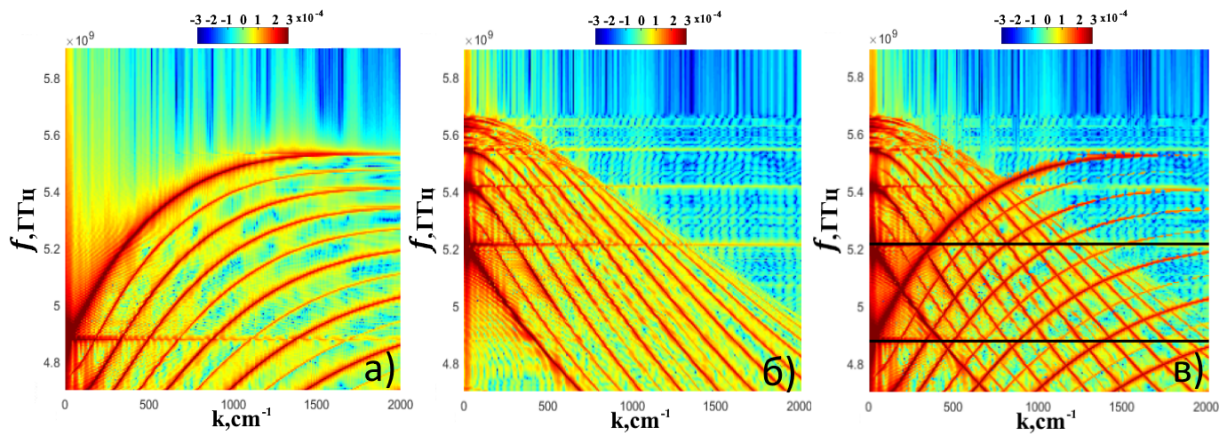


Рис. 2: Дисперсионные характеристики а) ПМСВ, б) ООМСВ, в) Спектр перекрытия МСВ при ширине волновода 250 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 16-19-10283, 16-37-00217, 1602-00789).

Библиографический список

1. *Sheshukova S., Beginin E., Sadovnikov A., Sharaevsky Yu.P., Nikitov S. //IEEE Magn.Lett. 2014. Vol. 5.*
2. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B. // AIP Advances. 2014. Vol. 4.*
3. *Kalinikos B.A., Slavin A.N. //J. Phys. C: Solid State Phys. 1986. Vol. 19.*

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЫ

К.В. Машинский^{1,2}, Д.В. Фатеев², В.В. Попов^{1,2,3}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

³Саратовский научный центр РАН

E-mail: konstantin-m92@yandex.ru

Уникальные свойства графена, такие как высокие подвижность и скорость движения носителей заряда, позволяют использовать плазмоны для детектирования терагерцового (ТГц) излучения в графеновых микро- и наноструктурах [1] за счет эффекта разностного плазмонного увлечения и электронно-дырочного плазмонного хруповика [3].

В данной работе теоретически рассматривается детектирование ТГц излучения при возбуждении гибридных плазмонных резонансов в пространственно-периодической графеновой структуре.

Рассматриваемая структура состоит из слоя графена, расположенного на подложке и отделенного барьерным слоем от двойного периодического решетчатого затвора с периодом L . Две подрешетки затвора пространственно смещены относительно друг друга для создания геометрической асимметрии элементарной ячейки. Приложение постоянного напряжения между электродами подрешеток и графеном позволяет модулировать распределение электронов и дырок в графене (рис. 1).

Для описания движения носителей заряда в графене используется гидродинамический подход [3]. Гармоническое электрическое поле плазмона имеет вид $E(x,t) = \sum_p E_{\omega,p} \exp(i(q_p x - \omega t)) / 2 + \text{с.с.}$, где p – номер пространственной фурье-гармоники электрического поля, ω – частота падающей волны и $q_p = 2\pi p / L$. Элементарная ячейка периодической графеновой структуры (рис. 1) состоит из участков графена под широким и узким затворами шириной $w_1 = 1$ мкм и $w_2 = 0.25$ мкм и двух межзатворных участков шириной s_1 и s_2 при $s_1 + s_2 = 0.375$ мкм. Энергия Ферми на участках w_1 , s_1 и s_2 имеет значение $\varepsilon_{F1} = 39$ мэВ, соответствующее электронному типу проводимости, а на участке w_2 $\varepsilon_{F2} = -39$ мэВ, соответствующее дырочному типу проводимости (рис. 1). В этом случае, выпрямленный ток в графене выражается суммой $j_0 = j_0^{dr} + j_0^{rt}$ двух токов, индуцированных за счет эффекта плазмонного увлечения

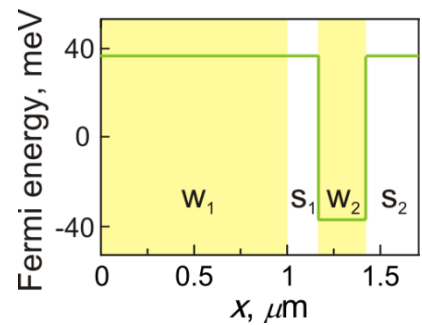


Рис. 1. Распределение энергии Ферми носителей заряда в графене в элементарной ячейке структуры. Цветом обозначены положения затворных электродов.

$$j_0^{dr} = \frac{|e|^3 v_F^2}{\hbar^2 \pi \omega (\omega^2 + \gamma^2)} \left(\text{sgn}(\varepsilon_{F1}) \left(1 - \frac{w_2}{L} \right) + \text{sgn}(\varepsilon_{F2}) \frac{w_2}{L} \right) \sum_p q_p |E_{\omega,p}|^2 \quad (1)$$

и эффекта плазмонного электронно-дырочного хруповика

$$j_0^{rt} = \frac{|e|^3 v_F^2}{\hbar^2 \pi \omega (\omega^2 + \gamma^2)} \frac{4}{\gamma L} (\text{sgn}(\varepsilon_{F2}) - \text{sgn}(\varepsilon_{F1})) \text{Re} \left[\left(i\omega + \frac{\gamma}{2} \right) \sum_p \sum_{p' \neq p} E_{\omega,p} E_{\omega,p'}^* \times \right. \\ \left. \times \frac{p'}{p-p'} \sin \left(\pi (p-p') \frac{w_2}{L} \right) \exp \left(i\pi (p-p') \frac{s_1 - s_2}{L} \right) \right] \quad (2)$$

где e – элементарный заряд ($e < 0$ для электронов, $e > 0$ для дырок), v_F – скорость Ферми и γ – скорость рассеяния импульса носителей заряда в графене.

Рассматриваемый гибридный плазмонный резонанс соответствует возбуждению взаимодействующих плазмонных мод под широким затворным электродом на частотах вблизи 3.2 и 3.4 ТГц (рис. 2). При выпрямлении ТГц излучения в гибридных плазмонных резонансах, в дополнение к росту чувствительности из-за увеличения геометрической асимметрии структуры (коэффициент асимметрии $K = 1 - s_1 / s_2$), происходит значительное увеличение чувствительности за счет пространственной асимметрии электрического поля плазмона. Эффект антипересечения плазмонных мод в гибридном плазмонном резонансе приводит к ослаблению пространственной асимметрии электрического поля, и, следовательно, к уменьшению чувствительности детектирования. Конкуренция этих двух эффектов приводит к наибольшей токовой чувствительности детектирования ТГц излучения при коэффициенте асимметрии 0.4 (рис. 2).

Чувствительность детектирования за счет гибридных плазмонных мод с пространственно асимметричным полем на порядок величины превышает чувствительность за счет симметричных плазмонных мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 15-02-02989 и 17-52-53063) и Гранта Президента РФ (проект №. МК-5447.2016.2).

Библиографический список

1. Olbrich P., Kamann J., König M., Munzert J. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93. P. 075422.
2. Tomadin A., Tredicucci A., Pellegrini V., Vitiello M. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. P. 211120.
3. Fateev D.V., Mashinskiy K.V., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110. P. 061106.

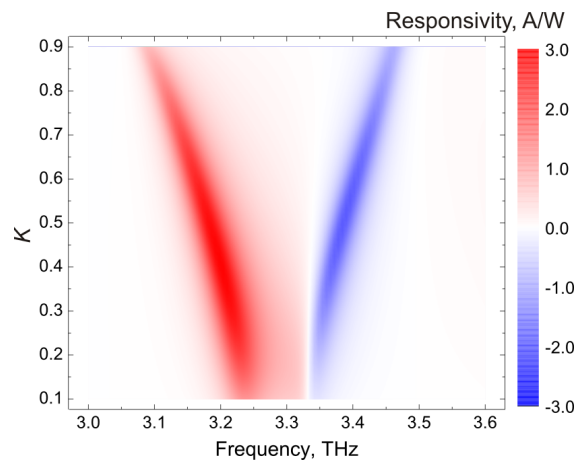


Рис. 2. Зависимость спектра токовой чувствительности детектирования ТГц излучения от коэффициента асимметрии K . Изменение знака чувствительности соответствует изменению направления выпрямленного тока.

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ЭЛЕМЕНТОВ И КОЛИЧЕСТВА СВЯЗЕЙ МЕЖДУ НИМИ НА КАЧЕСТВО РЕКОНСТРУКЦИИ АНСАМБЛЕЙ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ

Т.М. Медведева¹, И.В. Сысоев^{1,2}, М.Д. Прохоров²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: golovatanya@rambler.ru

Поскольку системы с запаздыванием представляют собою относительно простую и вместе с тем достаточно удобную модель различных реальных объектов в радиофизике, кардиологии, неврологии и других предметных областях, разработка методов восстановления их параметров по временным рядам представляет практический интерес. Одна из важных проблем, решаемых при построении таких методов — это реконструкция архитектуры связей в ансамблях систем с запаздыванием. В работе [1] нами был предложен подход к реконструкции ансамблей из D систем с запаздыванием первого порядка вида (1), опирающийся на идею о минимизации целевой функции, характеризующей длину нелинейной функции для каждого элемента ансамбля. Он был усовершенствован в работе [2]: итеративный алгоритм был заменён на однократный, что позволило многократно уменьшить время расчётов; дополнительно были предложены два подхода для детектирования значимо отличных от нуля коэффициентов.

$$\dot{x}_i(t) = -x_i(t) + f_i(x_i(t - \tau_i)) + \sum_{j=1, j \neq i}^D k_{i,j}(x_j(t) - x_i(t)) \quad (1)$$

Подход позволяет реконструировать коэффициенты связей, таблично восстановить функции нелинейности всех элементов ансамбля, а также определить некоторые собственные параметры осцилляторов, в том числе времена запаздывания τ_i . Работоспособность подхода была апробирована в численном эксперименте на ансамблях различных эталонных систем и в радиотехническом эксперименте. Целью данной работы является исследование пределов применимости подхода работы [2], а именно: определение числа осцилляторов D и числа связей K в ансамбле, при котором возможно точное выявление всех значимых связей и измерение зависимости средних ошибок в определении коэффициентов связи от D и K .

Были рассмотрены ансамбли из 8, 16, 24, 32, 40, 48, 56 и 64 связанных системы вида (1) с нелинейными функциями типа Икеды (2), где коэффициенты связи и параметры τ_i , μ_i , x_{0i} генерировались случайно из тех же диапазонов, что и в [2]: $\tau_i \in [2; 5]$, $\mu_i \in [15; 25]$ и $x_{0i} \in [0; 2\pi]$, $k_{i,j} \in [0,1; 0,5]$.

$$f_i(x) = \mu_i \sin(x - x_{0i}) \quad (2)$$

Для каждого размера ансамбля рассматривалось различное число связей: от $1/8$ до $7/8$ от максимально возможного количества (т. е. от $K_{max} = D \cdot (D - 1)$) с шагом в $1/8 K_{max}$ — всего 7 вариантов. В каждом случае

значимо отличные от нуля коэффициенты связей выбирались случайным образом.

В результате реконструкции по векторному ряду длиной $N = 1000$ значений, содержащему переменные всех осцилляторов ансамбля, было обнаружено, что для $D \leq 48$ удаётся верно детектировать все связи: лишних и пропущенных связей нет. Для $D = 56$ была обнаружена одна лишняя связь при $K/K_{max} = 1/2$. При $D = 64$ были обнаружены 1 лишняя связь при $K/K_{max} = 3/8$ и 3 лишние связи при $K/K_{max} = 1/2$.

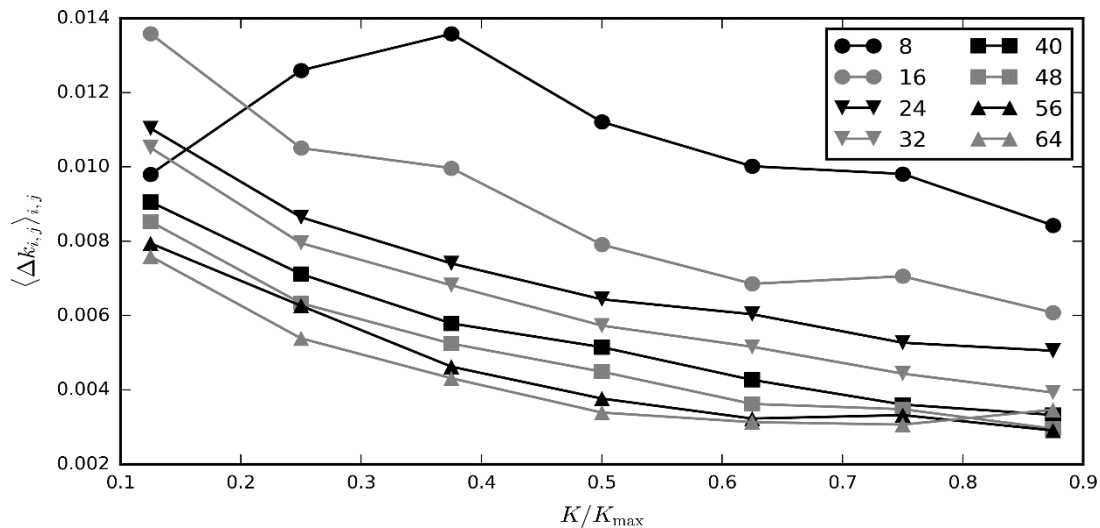


Рис. 1. Зависимость средней относительной ошибки реконструкции коэффициентов связи от относительной доли числа коэффициентов из максимально возможного в ансамбле при различных размерностях ансамбля.

Точность реконструкции коэффициентов связи определялась с помощью величины относительной ошибки реконструкции (3), среднее значение которой для различных размерностей ансамбля приведено на рис. 1 в зависимости от числа связей.

$$\Delta k_{i,j} = \frac{|k_{i,j} - \bar{k}_{i,j}|}{|k_{i,j}|} \quad (3)$$

Видно, что средняя относительная ошибка реконструкции мала и падает с ростом размерности ансамбля и числа ненулевых связей.

Таким образом, результаты настоящего исследования позволяют надеяться, что предложенный в [2] подход может быть применим к достаточно большим ансамблям из десятков элементов, например, многоканальным ЭЭГ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00091).

Библиографический список

1. Сысоев И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2012. Т.38, №15. С. 1-9.
2. Сысоев И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Письма в ЖТФ. 2016. Т.42, №1. С. 95-102.

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМОННОЙ МЕМБРАННОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

В.С. Мельникова¹, О.В. Полищук², В.В. Попов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Ернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: MelnikovaVeronica@yandex.ru

В последнее время исследования графена, двумерного монослоя графита, вызывают большой интерес благодаря уникальным электронным свойствам, связанных с линейным безщелевым энергетическим спектром носителей заряда [1]. Графен обладает сильным плазмонным откликом на терагерцовых (ТГц) частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой «релятивистской» эффективной массой свободных носителей [2, 3]. Использование плазменных колебаний носителей заряда в графене представляется привлекательным, поскольку позволяет сконцентрировать электромагнитное поле вблизи графена и, таким образом, значительно повысить эффективность взаимодействия ТГц излучения с графеном. Это является важным как с точки зрения изучения физических свойств самого графена, так и для создания ТГц управляющих устройств на основе графена.

Нанопериодические графеновые структуры представляют собой физически интересный объект. Поскольку пространственный период металлической решетки короче длины волны падающего ТГц излучения на два или три порядка, эту структуру можно рассматривать как плоскую резонансную структуру, сильно связанную с ТГц-излучением. В этом случае всю структуру можно охарактеризовать эффективным поверхностным импедансом, который испытывает резонанс на частотах возбуждения плазменных волн в графене [4]. Это позволяет найти условия для идеального согласования структуры с падающим ТГц-излучением и определить условия для наиболее эффективного возбуждения плазмонов в графене [5].

В данной работе теоретически исследовано поглощение терагерцового излучения в графеновой мембранной структуре с периодической металлической решеткой, отделенной тонким барьерным слоем от графена (рис.1). Задача о падении ТМ-поляризованной ТГц-волны на исследуемую структуру решалась с помощью самосогласованного электродинамического подхода. Отклик графена описывается комплексной динамической проводимостью [6].

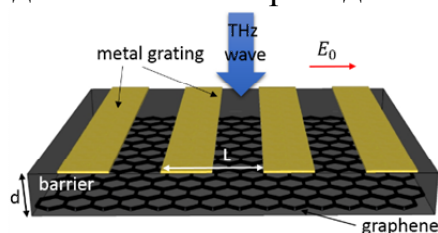


Рис. 1- Схематическое изображение структуры. Диэлектрическая проницаемость барьера $\epsilon_b = 11,7$ (Si).

На рисунке 2 представлен спектр поглощения в зависимости от толщины барьерного слоя (рис.2 (a)) и энергии Ферми (рис.2 (b)) при комнатной температуре ($\tau = 10^{-12}$ с), периодом металлической решетки 1 мкм и шириной металлической полосы 0,9 мкм. Как видно на рисунке 2, графен демонстрирует сильный отклик на частотах плазмонного резонанса. Максимально возможное поглощение можно рассчитать по формуле [7]: $A_{res}^{max} = 0,5(1 - \sqrt{R_0})$, где $R_0 = (\sqrt{\epsilon_s} - 1)^2 / (\sqrt{\epsilon_s} + 1)^2$. В нашем случае $A_{res}^{max} = 0,5$ что согласуется с полученными результатами. Максимальное поглощение достигается при соблюдении баланса между радиационными и диссипативными потерями. Диссипативные потери определяются феноменологическим временем рассеяния импульса электронов τ , а радиационные потери определяются величиной энергии Ферми, шириной щели металлической решетки и толщиной барьерного слоя.

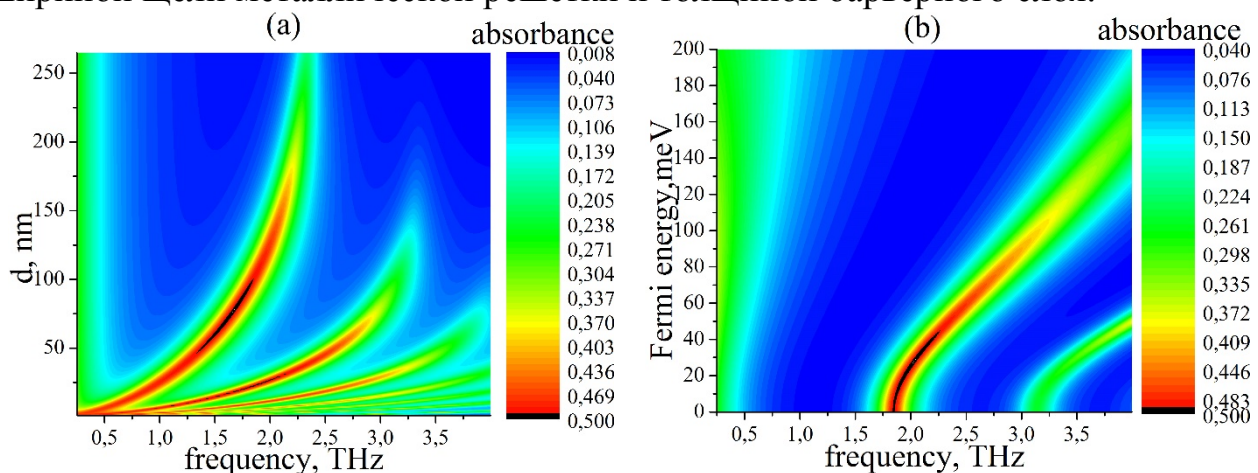


Рис. 2. Спектр поглощения ТГц излучения графеновой мембранной структурой с металлической решеткой в зависимости (a)- от частоты и толщины барьера при энергии Ферми 20 meV. (b)- от частоты и энергии Ферми при толщине барьера 100 нм. Черной области на рисунке соответствует максимально возможное поглощение падающего излучения.

Показано, что возможно поглощение половины мощности падающей ТГц-волны мембранной графеновой структурой с металлической решеткой на частоте плазмонного резонанса в диапазоне значений толщины барьера 40 – 100 нм и низких значениях энергии Ферми до 50 мэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-02-00814).

Библиографический список

1. Novoselov K.S. // Nature. 2005. Vol. 438. P.197.
2. Chen J. // Nature. 2012. Vol.77. P.487.
3. Fei Z. // Nature. 2012. Vol.82. P.487.
4. Polischuk O.V.// Semiconductors. 2016. Vol. 50 (11). P.1566.
5. Zhang L.// Optics Express. 2016. Vol.24 (18). P.20008.
6. Falkovsky L.A.// Eur. Phys. J. 2007. Vol.56. P.281.
7. Popov V.V.// J. of Applied Phys. 2003. Vol.94 (5). P.3557.

ВТОРИЧНО-ИОННЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ *a*-Si-*c*-Si**Д.М. Митин, А.А. Сердобинцев, А.Г. Роках***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: mitindm@mail.ru*

Эксперименты последних лет выявили существование специфического поверхностного эффекта, получившего название вторично-ионного фотоэффекта (ВИФЭ) [1]. Эффект выражается в изменении выхода вторичных ионов из распыляемого ионной бомбардировкой образца под действием освещения. Данный эффект был обнаружен на гетерофазных поликристаллических пленках CdS-PbS, полученных термическим испарением в вакууме. Дальнейшее развитие исследования эффекта получило в работах [2, 3], где показано существование ВИФЭ на монокристаллических полупроводниках CdTe и GaAs, а также в полупроводниково-диэлектрической структуре SiO-AlGaAs-GaAs. Любопытным является и тот факт, что ВИФЭ ранее не исследовался на кремнии, который по сей день остается наиболее используемым материалом в твердотельной микро- и наноэлектронике. Данная работа посвящена обнаружению ВИФЭ на структурах, в состав которых входят пленки аморфного кремния (*a*-Si).

Исследуемые образцы представляли собой полупроводниковую структуру в виде пленки *a*-Si, нанесенной DC-магнетронным распылением на установке Nexdep (Angstrom Engineering, Канада) на подложку из пластин низкоомного монокристаллического кремния (*c*-Si) марок КЭФ-0.3, КЭФ-4.5 (*n*-тип), КДБ-4.5, КДБ-10 (*p*-тип). Пленки *a*-Si были получены при давлении 1.5×10^{-3} Торр и температуре подложки 150° С. В ходе проведения эксперимента была получена серия пленок толщиной 200 нм.

Ионное распыление полученных структур проводилось на совмещенном оже- и масс-спектрометре PHI SAM 4300 (Perkin-Elmer, США). В качестве первичных были использованы ионы аргона, энергия которых составляла 4 кэВ, а ток ионного пучка – 100 нА. Исследуемая структура размещалась на держателе образцов таким образом, что была заземлена только нижняя часть образца (подложка), а верхняя часть образца (пленка) подвергалась распылению пучком первичных ионов. Одновременно с процессом ионного распыления образец освещался галогеновой лампой мощностью 50 Вт. Чередование включения/отключения лампы осуществлялось через равные промежутки времени. Оценка наличия или отсутствия ВИФЭ проводилась посредством расчета кратности изменения выхода вторичных ионов кремния при освещении относительно темнового значения.

При облучении светом структур, состоящих из пленок *a*-Si толщиной 200 нм на подложках *n*-типа, был обнаружен аномальный ВИФЭ (рис. 1). Иными словами, наблюдалось увеличение выхода вторичных ионов кремния под действием освещения. Максимальная кратность изменения выхода составляла порядка 10 % для обоих образцов. Все остальные образцы не обнаружили реакции на свет.

Проанализируем, что происходит в структуре в процессе ионной бомбардировки под действием освещения. Подложкой является низкоомный c -Si n -типа с шириной запрещенной зоны $E_g \sim 1.12$ эВ. Верхним слоем является высокоомная пленка a -Si с шириной запрещенной зоны $E_g \sim 1.4$ эВ. Методом термозонда определено, что пленка a -Si также обладает n -типом проводимости, однако количество свободных электронов в ней значительно меньше, чем в подложках n -типа. Другими словами, исследуемый образец представляет собой изотипную гетероструктуру из пленки n -типа и подложки n^+ -типа.

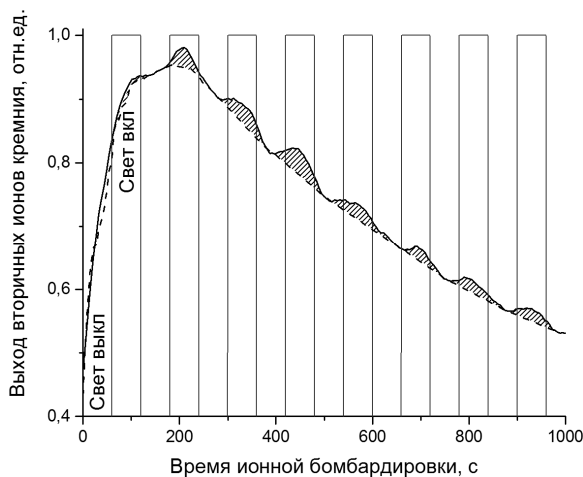


Рис. 1 ВИФЭ в структуре a -Si- c -Si

При освещении образца происходит увеличение потока электронов к границе раздела пленка-подложка. Это способствует усилению рекомбинации в плёнке a -Si и выделению дополнительной энергии, которая передается составляющим плёнку атомам. В результате фононных колебаний в верхнем слое гетероструктуры (пленке) возрастает количество атомов кремния, способных покинуть образец в процессе ионной бомбардировки. Таким образом, в данной гетероструктуре наблюдается рекомбинационный механизм ВИФЭ, согласно классификации [1].

Данная концепция позволяет объяснить отсутствие ВИФЭ в структурах на подложках p -типа: при ионной бомбардировке такая структура за счет положительного заряда на поверхности включается в режим обратного смещения. Освещение понижает потенциальный барьер для электронов, но, по-видимому, недостаточно. Вследствие этого электроны не поступают в пленку, и аномальный ВИФЭ не наблюдается.

Библиографический список

1. Сердобинцев А.А., Роках А.Г., Стецюра С.В., Жуков А.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 96–102.
2. Rokakh A.G., Shishkin M.I., Perepelitsyn Yu.N., Venig S.B., Matasov M.D. // Phys. Express. 2013. Vol. 3. P. 2.
3. Роках А.Г., Сердобинцев А.А., Шишкин М.И. // Прикладная физика. 2017. № 2. С. 70-73.

Во время бомбардировки структуры положительными ионами аргона на поверхности пленки накапливается положительный заряд, что соответствует прямому смещению для структуры. Это стимулирует основные носители заряда, электроны, двигаться из подложки n^+ -типа в сторону границы раздела пленка-подложка. Однако, дрейф электронов невелик, ввиду малой величины поля, наведенного зарядом бомбардирующих ионов. Воздействие света меняет ситуацию.

При освещении образца происходит увеличение

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 2D-ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК И ГРАФЕНА

О.Е. Глухова, В.В. Митрофанов, М.М. Слепченков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: ip.boyar@gmail.com

В последние годы большое внимание уделяется синтезу 2D и 3D-композиата из углеродных нанотрубок (УНТ) и графена, связанных ковалентными связями [1-3]. Колонным графеном называют 3D-композиат, в котором трубки перпендикулярно ориентированы к монослоям графена и связаны с ними бесшовно [1, 3]. Его активное изучение обусловлено большими перспективами создания суперконденсаторов [1]. В свою очередь планарный графен-УНТ композиат уже признан очень перспективным для создания на его основе фотодетекторов [4]. Большие перспективы применения 2D и 3D-композиата из нанотрубок и графена связаны с широкими возможностями их функционализации. Например, на основе оксидированного 3D-композиата прогнозируется конструировать ультрабыстрый компактный накопитель энергии [7]. В планарном композиате управление расположением нанотрубок и количеством слоев позволяет контролировать электрические и оптические свойства материала [8].

Данная работа посвящена исследованию *in silico* топологии двухслойных гибридных планарных композиатов на базе графеновых слоев и ковалентно связанных с ними УНТ, а также выявлению закономерностей электрических и оптических свойств в зависимости от топологии и количества слоев. Применяются квантовый метод SCCDFTB2 [11] и теория линейного отклика электронной популяции на внешнее электромагнитного поле [13]. Пример одной из топологических разновидностей монослойного композиата приведен на рис. 1а. Это монослойный композиат с УНТ (12,0) и шагом 12 гексагонов. Двухслойный планарный композиат с теми же трубками и с тем же шагом между ними показан на рис. 1б.

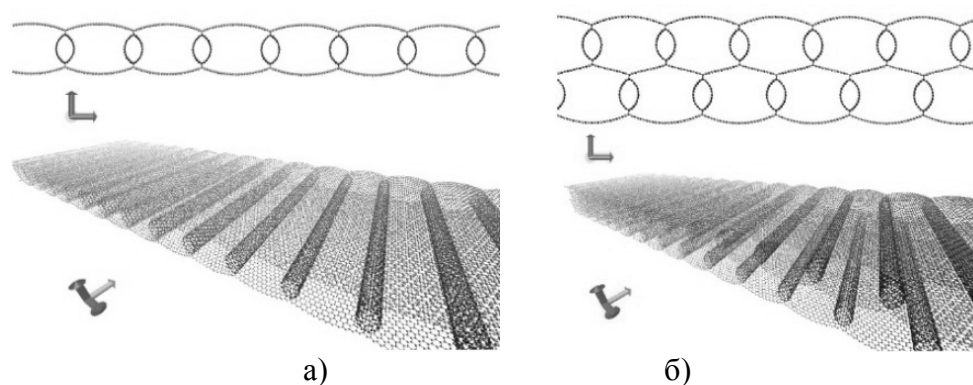


Рис. 1. Атомная структура гибридного композиата: а) вид монослоя (трубки выделены синим цветом, графен - зеленым); б) вид бислоя.

С помощью метода SCC DFTB2 проведены расчеты плотности электронных состояний (DOS) моно- и бислойного композиатов. На рис. 2а и 2б приведены результаты расчета DOS для однотипных моделей с одним и двумя слоями трубок. Из представленных на рисунках графиков видно, что электронные

свойства монослойного композита определяются исключительно свойствами УНТ. У всех моделей монослойного композита наблюдается щель между валентной и зоной проводимости в несколько десятых электронвольта. При этом у бислойного композита щель отсутствует для всех типов топологических моделей.

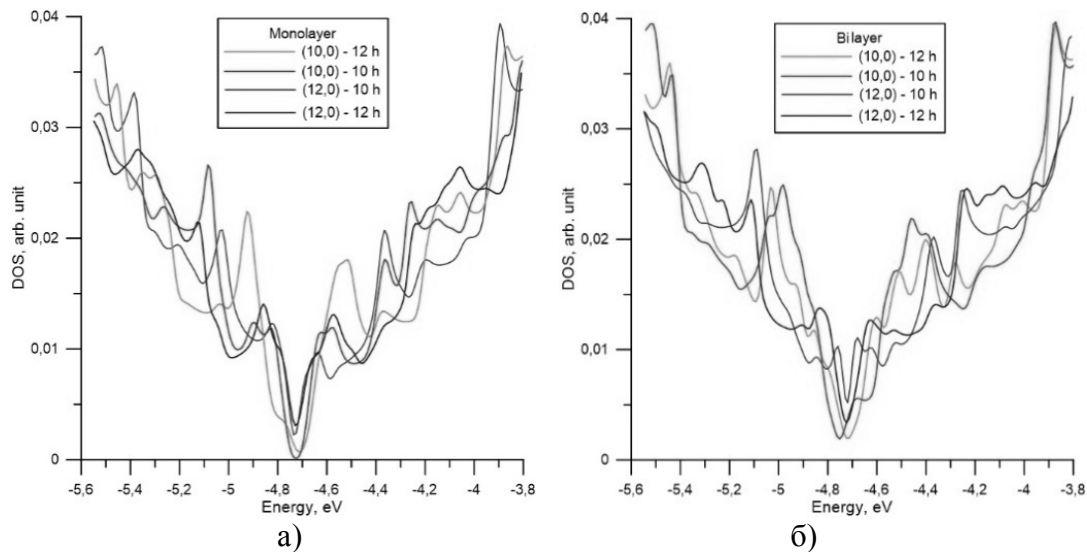


Рис. 2. DOS композита графен-УНТ: а) монослой; б) бислой.

Для определения параметров пропускания и поглощения электромагнитных волн композитом решаются уравнения Максвелла для электрического и магнитного полей в вакууме с 2D-УНТ-графеновым композитом в качестве границы раздела. Результаты расчетов коэффициентов пропускания и поглощения для случая нормального падения электромагнитной волны показали, что исследуемый композит демонстрирует большую прозрачность (90-100% для всех длин волн УФ-видимого-ИК-диапазонов) для Е-волн (вектор **Е** находится в плоскости падения, вектор **Н** перпендикулярно ему) независимо от количества слоев. Коэффициент поглощения для этого типа волн во всем диапазоне составляет не более 2%.

Работа выполнена при финансовой поддержке Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект № СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. Chen J., Walther J.H., Koumoutsakos P. // Adv. Funct. Mater. 2015. Vol. 25. P. 7539.
2. Lv R., Cruz-Silva E., Terrones M. // ACS NANO 2014. Vol. 8, No. 5. P. 4061.
3. Chen J., Walther J.H., Koumoutsakos P. // Nanotechnology 2016. Vol. 27. P. 465705.
4. Liu Y., Wang F., Wang X., Wang X., Flahaut E., Liu X., Li Y., Wang X., Xu Y., Shi Y., Zhang R. // Nature Communications. 2015. Vol. 6. P. 8589.
5. Zhang Z., Wang L., Xiao J., Xiao F., Wang S. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2015. Vol. 7(32), P. 17963.
6. Kholmanov I.N., Magnuson C.W., Piner R., Kim J.Y., Aliev A.E., Tan C., Kim T.Y., Zakhidov A.A., Sberveglieri G., Baughman R.H., Ruoff R.S. // Adv. Mater. 2015, Vol. 27, I. 19 P.3053.

УСИЛЕНИЕ ТГЦ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ГРАФЕН - ДИЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

И.М. Моисеенко^{1,2}, М.Ю. Морозов¹, В.В. Попов^{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

Нулевая ширина запрещенной зоны в графене позволяет достичь отрицательной ТГц проводимости [1], а значит и усиления в ТГц диапазоне частот. Усиление ТГц плазмонов при прямой накачке графена оптическим излучением рассматривалось в [2,3], однако такой метод накачки недостаточно эффективен, поскольку поглощение оптического излучения в графене составляет менее 2,3% [4]. Метод диффузионной накачки графена, реализуемый с помощью внешней оптической накачки полупроводника (далее этот метод будем называть диффузионной накачкой оптическим излучением) и позволяющий 30 раз снизить мощность исходной оптической накачки, по сравнению с прямой накачкой графена, описан в работе [5].

В данной работе исследовано усиление ТГц плазмонов в графене с диффузионной накачкой оптическими плазмонами, распространяющимися вдоль поверхности металла, отделенного от графена слоем полупроводника и тонким слоем изолятора (рис. 1). Создание инверсной населенности носителей заряда в графене происходит путем амбиполярной диффузии в направлении к графену возбужденных оптическими плазмонами в полупроводниковом слое электрон - дырочных пар, которые захватываются в графен. Тонкая изолирующая прослойка предотвращает выброс носителей заряда из полупроводника в металл.

Дисперсионное соотношение для плазмонов в исследуемой структуре при пространственно-временной зависимости поля плазмона $\sim \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\varepsilon_3}{k_{y3}} \left[A \exp(2ik_{y2}d) + 1 \right] + \frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} \left[A \exp(2ik_{y2}d) - 1 \right] = \frac{\sigma_{gr}}{\varepsilon_0 \omega} \left[A \exp(2ik_{y2}d) + 1 \right], \quad (1)$$

где $k_{yj} = \pm \sqrt{\varepsilon_j \omega^2 / c^2 - k_x^2}$ и k_x – соответственно нормальная и тангенциальная компоненты волнового вектора плазмона относительно поверхности металла, $j = 1, 2, 3$ – номер среды (1 – металл, 2 – полупроводник, 3 – окружающая среда, в расчетах предполагался воздух), ω – круговая частота плазмона, ε_j – относительная диэлектрическая проницаемость j -го слоя, ε_0 – электрическая постоянная, d – толщина полупроводникового слоя, $A = (\varepsilon_1(\omega)/k_{y1} - \varepsilon_2/k_{y2}) / (-\varepsilon_1(\omega)/k_{y1} - \varepsilon_2/k_{y2})$.

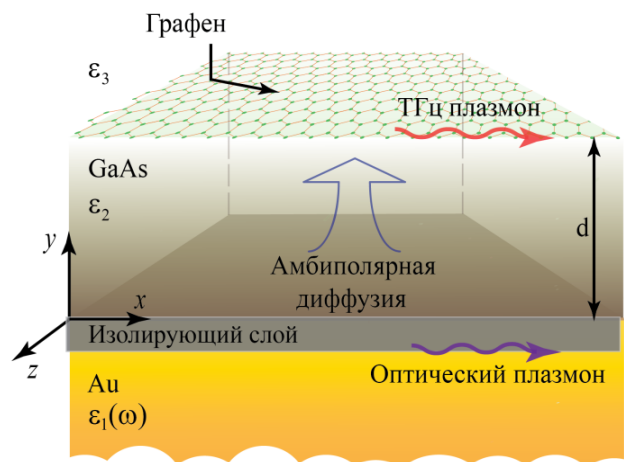


Рис.1 Схематическое изображение структуры

Диэлектрическая проницаемость металла принимается в виде $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$, где γ – частота столкновений электронов в металле, $\omega_{pl} = \sqrt{n_0 e^2 / \varepsilon_0 m}$ – плазменная частота, n_0 – электронная плотность в металле, m – масса электрона в металле, σ_{gr} – динамическая проводимость графена [2, 4].

Знак перед радикалом в выражении для k_{yj} выбирается из условия экспоненциального спада поля от поверхности металла.

На рис. 2 представлен коэффициент усиления плазмонов в графене на частоте 7 ТГц в зависимости от мощности накачки для рассматриваемых типов накачки графена. Поведение кривых 1 и 2 на рис. 2 обусловлено конкуренцией процессов друдевского поглощения и усиления за счет межзонных переходов в графене [5]. Видно, что диффузионная накачка графена оптическими плазмонами (кривая 1) позволяет использовать на 25% меньшую мощность накачки, по сравнению с диффузионной накачкой графена оптическим излучением (кривая 2) для достижения максимального коэффициента усиления ТГц плазмонов в графене.

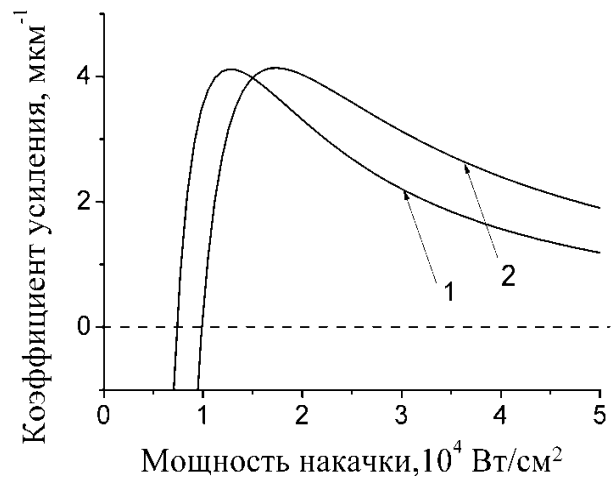


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления ТГц плазмона в графене от мощности накачки при диффузионной накачке графена оптическими плазмонами (кривая 1) диффузионной накачке оптическим излучением (кривая 2).

Библиографический список

1. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 101. P. 083114.
2. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A. et al. // JETP Letters. 2009. Vol. 89. P. 70.
3. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. Vol. 23. P. 145302.
4. Nair R.R., Blake P., Grigorenko A.N., Novoselov K.S. et al. // Science. 2008. Vol. 320, P. 1308.
5. Morozov M.Yu., Davoyan A.R. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 061105.

**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТНЫХ
НАНОМАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ КВЧ****С.Ю. Молчанов¹, Н.М. Ушаков²**¹*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина*²*Саратовский филиал Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: nmi@bk.ru*

В последние десятилетия большое внимание уделяется композитным материалам с наноразмерными включениями. Такие материалы могут обладать удивительными свойствами в диапазонах СВЧ и КВЧ [1].

Для внедрения новых композитных наноматериалов в системы радиоэлектронной техники необходимо изучение их диэлектрических свойств и дальнейшее прогнозирование свойств в зависимости от состава [2]. Работы по изучению свойств новых материалов в диапазоне КВЧ только набирают обороты [3]. Это связано с пока ещё невысокой востребованностью данного диапазона, а также дорогостоящей аппаратурой для точных измерений.

В атмосфере Земли, волны диапазона КВЧ распространяются на сравнительно небольшие расстояния из-за сильного поглощения. Но существуют так называемые «окна прозрачности», которым соответствуют длины волн 8;3,3;2 мм, где поглощение минимально. Именно в этих окнах работают радиоустройства КВЧ диапазона.

В данной работе исследованы свойства полимерных композитных наноматериалов на основе матриц полиэтилена высокого давления (ПЭВД) и полиметилметакрилата (ПММА) в диапазоне 110-170 ГГц (длина волны 2,7-1,7 мм). Измерение параметров материала на длине волны около 2 мм довольно-таки сложная, но очень важная задача. Это наименьшая длина волны в окне прозрачности КВЧ диапазона.

Измерительная система состояла из векторного анализатора ZVA-40 фирмы Rohde&Schwarz и 2-х пар конверторов ZVA-Z170. Техника измерений схожа с представленной в работе [4]. После прогрева, настройки и калибровки оборудования образцы полимерных композитных наноматериалов помещались в волноводное сечение WR-6 соответственно рисунку 1. Математическое вычисление комплексной диэлектрической проницаемости выполнено, используя модифицированный метод Никольсон-Росс-Вебр.

Были исследованы композиты с нановключениями железа, меди, цинка, серебра и с углеродными нанотрубками. Для анализа точности измерений вместе с композитными наноматериалами был измерен образец тефлона, имеющий слабую частотную зависимость диэлектрической проницаемости. Определена погрешность измерений. По полученным частотным зависимостям комплексной диэлектрической проницаемости полимерных композитных наноматериалов было проведено сравнение тангенса угла диэлектрических потерь и выбран наноматериал с лучшими радиопоглощающими свойствами для использования в перспективных устройствах радиоэлектроники миллиметрового диапазона.

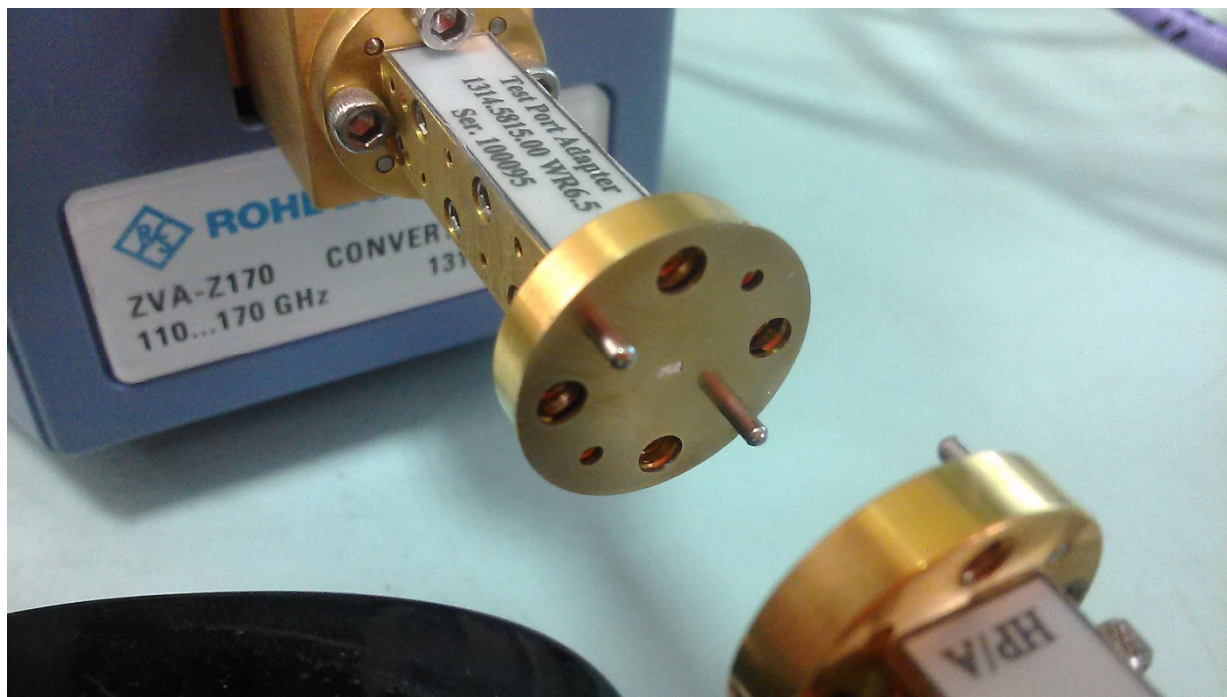


Рис.1 - Полимерный нанокompозитный образец, помещённый в волновод WR-6 между двумя конверторами ZVA-Z170.

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. // Вестник Российской академии наук. 2008, Т. 78, № 5. С. 438-449.
2. Ушаков Н.М., Молчанов С.Ю. // Радиотехника. 2014. № 10. С. 63-67.
3. Журавлев В.А. Суляев В.И., Коровин Е.Ю., Доценко О.А. // Ж. Исследовано в России, 2010. №35. С. 404-411.
4. Khanal S, Kiuru T., Mallat J., Luukkonen O., Raisanen A.V. // Radioengineering. Vol. 21, № 2. P.551-559.

УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПЛАЗМОНОВ В ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ

М.Ю. Морозов¹, И.М. Моисеенко^{1,2}, В.В. Попов^{1,2}

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: mikkyum@mail.ru

Графен представляет собой двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1,2]. Возможность создания в графене отрицательной проводимости на терагерцовых (ТГц) частотах [3], наряду с возможностью возбуждения в графене плазменных волн (плазмонов) [4], позволяет использовать графен как основу ТГц генераторов [5] и усилителей плазмонов [6-8].

Рассматриваемая нами структура со связанными слоями графена состоит из двух параллельных монослоев графена, разделенных узким слоем диэлектрика. Электромагнитные поля плазмонов в слоях графена взаимодействуют между собой и образуют единую плазменную волну. Двухслойный графен может применяться в полевых транзисторах [9] и оптических модуляторах [10].

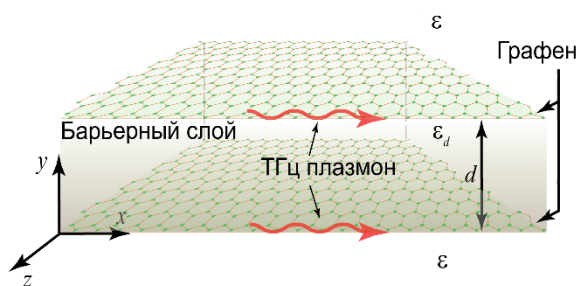


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

В данной работе исследовано усиление плазмонов в двухслойном графене. Рассмотрена симметричная структура из двух идентичных слоев активного графена (с инверсией населенности носителей заряда), покрытых с внешней стороны одинаковыми диэлектрическими обкладками с диэлектрической проницаемостью ϵ и разделенных тонким слоем диэлектрика (барьерным слоем) с

диэлектрической проницаемостью ϵ_d , отличной от ϵ .

Дисперсионное уравнение для плазмонов в двухслойном графене может быть получено в электростатическом приближении в следующем виде

$$\tanh(k_x d) = -2G / (1 + G^2) \quad (1)$$

где $G = (\epsilon_0 \epsilon \omega + ik_x \sigma) / \epsilon_0 \epsilon_d \omega$, k_x и ω – соответственно волновой вектор и частота плазменной волны, ϵ_0 – электрическая постоянная, $\sigma(\omega)$ – динамическая комплексная проводимость графена [6].

Дисперсионное уравнение (1) распадается на два независимых уравнения $\tanh(k_x d / 2) = -G$ и $\tanh(k_x d / 2) = -1/G$, которые характеризуют соответственно «симметричную» и «антисимметричную» плазменные моды. Такое наименование соответствует распределению планарной компоненты электрического поля E_x относительно плоскости симметрии структуры. В настоящей работе остановимся на рассмотрении «симметричной» моды.

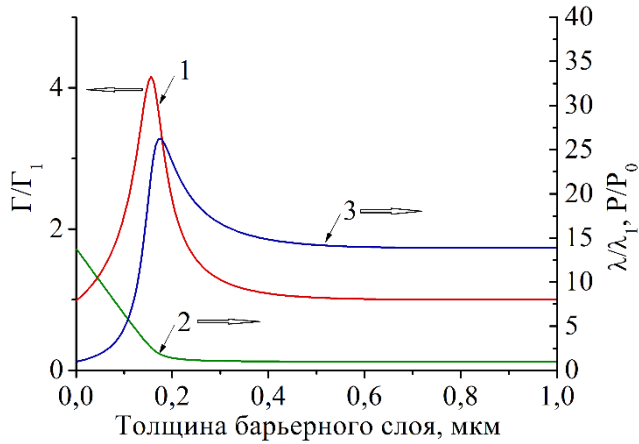


Рис. 2. Нормированный коэффициент усиления плазмонов по мощности в двухслойном графене Γ/Γ_1 (кривая 1), длина волны плазмона λ/λ_1 (кривая 2) и мощность взаимодействия плазмона со слоями графена P/P_0 (кривая 3) от толщины барьерного слоя d . Здесь Γ_1 и λ_1 – соответственно нормированный коэффициент усиления и длина волны плазмона в одиночном графене, P_0 – значение P при $d = 0$.

усиления плазмонов убывает от максимального значения и достигает величины Γ_1 при $d \rightarrow 0$ нм. Это обусловлено конкуренцией процессов увеличения длины волны плазмона с уменьшением d (кривая 2, рис.2) и уменьшения мощности взаимодействия плазмона со слоями графена

$$P = \text{Re} \sigma \left(|E_x(y=0)|^2 + |E_x(y=d)|^2 \right) / 2, \text{ показанной кривой 3 на рис.2.}$$

На рис.2 представлена зависимость коэффициента усиления плазмонов по мощности, нормированного на длину волны плазмона, в двухслойном графене

$\Gamma = -4\pi \text{Im} k_x / \text{Re} k_x$ от толщины барьерного слоя d (кривая 1, рис.2). При больших d коэффициент Γ стремится к величине нормированного коэффициента усиления плазмонов в одиночном графене, расположенном между двух диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями ϵ и ϵ_d , что обусловлено отсутствием связи между слоями графена при больших толщинах барьерного слоя. С уменьшением толщины барьерного слоя коэффициент усиления плазмонов возрастает и при некотором $d \approx 170$ нм достигает максимального значения, при котором отношение $\Gamma/\Gamma_1 \approx 4$. При малых толщинах барьерного слоя коэффициент

Библиографический список:

1. *Novoselov K.S., Geim A K. et al. // Science. 2004. Vol. 306. P. 666.*
2. *Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S. // Nature Photon. 2012. Vol. 6. P. 749.*
3. *Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 083114.*
4. *Koppens F.H.L., Chang D.E., Garcia de Abajo F.J. // Nano Lett. 2011. Vol. 11. P. 3370.*
5. *Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. P. 70.*
6. *Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. Vol. 23. P. 145302.*
7. *Popov V.V. et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 195437.*
8. *Morozov M.Yu. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 061105.*
9. *Britnell L. et al. // Science. 2012. Vol. 335. P. 947.*
10. *Liu M., Yin X., Zhang X. // Nano Letters. 2012. Vol. 12. P. 1482.*

ПОЛУЧЕНИЕ, СВОЙСТВА И АНТИБАКТЕРИАЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ГЛАУКОНИТА

Г.Н. Наумова¹, Е.И. Селифонова¹, Р.К. Чернова¹, С.Б. Вениг¹,
В.Г. Сержантов¹, В.Г. Шаповал², О.В. Нечаева², В.П. Сплюхин¹,
Н.Н. Щербакова¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный медицинский университет

E-mail: selif-ei@yandex.ru

Глауконит – разновидность глинистых минералов, которые исторически применялись как лечебные средства в медицине [1]. Попадая в пищеварительный тракт (энтеросорбент), глауконит способен поглощать и нейтрализовать токсины, улучшать обмен веществ в организме. Известно также, что глауконит применяется как дерматологическое средство при лечении кожных заболеваний. Основа этого - способность глауконита сорбировать вещества на своей поверхности и интеркалировать в полости структуры [2]. Целью настоящей работы явилось создание антибактериального нанокompозита на основе тетрациклина (ТЦ) и глауконита (ГТ) Белоозёрского месторождения Саратовской области и оценка его антибактериальных свойств.

Исследуемый глауконит имеет слоистую, наноструктурную поверхность, которая образована чешуйками различной формы и размеров (рис. 1). Толщина чешуек варьирует от 10 до 90 нм, расстояние между ними составило 10-200 нм.

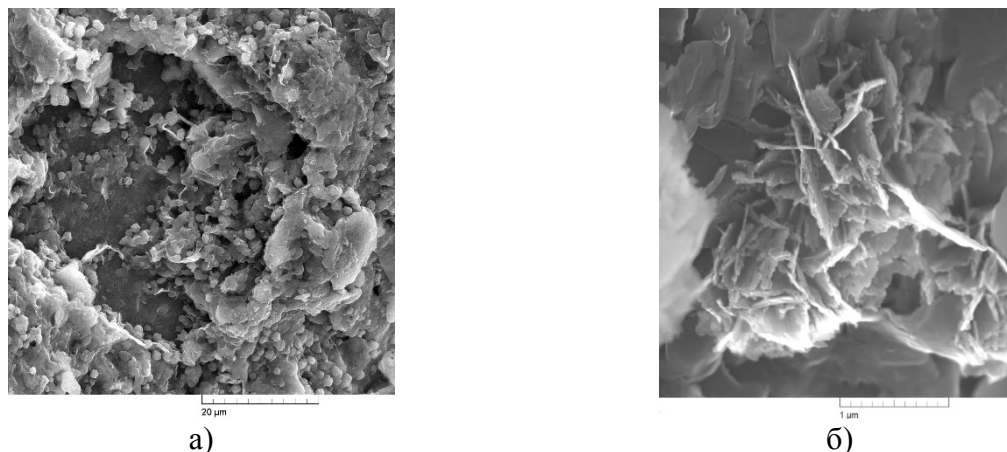


Рис. 1. Электронные микрофотографии поверхности зёрен глауконита. Ув. 5 кх (а) и 100 кх (б)

Для исследования применяли: обогащённый глауконит (85 %), полученный методом магнитной сепарацией из исходного глауконитового песка, водный $5,2 \cdot 10^{-5}$ М раствор тетрациклина (производитель: ОАО «Биохимик», Россия). Спектры поглощения снимали на спектрофотометре (Shimadzu UV-2550).

Антимикробную активность нанокompозита ТЦ-ГТ изучали путём мерного высева бульонных культур штаммов *Escherichia coli* ATCC 25922 (M-17) и *Staphylococcus aureus* (ATCC 6538-P) на мясо-пептонный агар сразу и через 3, 6 и 8 часов после посева с последующим подсчетом выросших колоний.

В отношении нанoкомпозита ГТ-ТЦ установлено ингибирующее влияние на динамику развития популяции штамма *S.aureus* в фазу адаптации (на третьем часу культивирования) его максимальной концентрации (8 мкг/мл) и двух концентраций (8 и 4 мкг/мл) в лoгарифмическую фазу роста (табл. 1). В отношении штамма *E.coli* ингибирующего действия всех образцов не отмечалось, среднее количество клеток существенно не отличалась от контроля. Максимальная величина MR составил 94% на шестом часу культивирования.

Таблица 1. Зависимость количества клеток штамма *S.aureus* от времени высева в присутствии ГТ-ТЦ (n=3, p=0,95)

Образцы глауконита	<i>S.aureus</i> (ATCC 6538-P), КОЕ/мл		
	0 ч	3 ч	6 ч
50 мг	940 ± 50	660 ± 140	2760 ± 250
25 мг	960 ± 40	1230 ± 70	3520 ± 1230
12,5 мг	950 ± 30	1620 ± 640	16130 ± 1320
Контроль	980 ± 80	2540 ± 270	48000 ± 900

Из проведенной работы следует, что иммобилизация тетрациклина на глауконитовой матрице не приводит к потере им антибактериальных свойств. Кроме того, в работе [3] указывается, что глауконитовая матрица способствует «обволакиванию» бактериальных клеток и увеличению контакта антибактериального препарата с бактериальной мембраной, усиливая бактерицидный эффект. Композит глауконита с мобилизованным тетрациклином может найти применение как энтеросорбент, а также в качестве средства при проведении антибактериальной терапии.

Библиографический список

1. Гапарова А.Ш., Чолпонбаев К.С. // Вестник Кыргызской гос. медицинской академии им. И.К. Ухунбаева. 2013. Вып.3. С.28-33.
2. Вениг С.Б., Сержантов В.Г., Чернова Р.К., Доронин С.Ю., Селифонова Е.И., Захаревич А.М., Солдатенко Е.М. // Бутлеровские сообщения. 2014. Т. 39, № 8. С. 17-26.
3. Walker S.G., Flemming C.A., Ferris F.G., Beveridge T.J., Bailey G.W. // Appl Environ Microbiol. Vol. 55(11), 2976–2984.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ КАТОДНО-СЕТОЧНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОЛЕВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ АЛМАЗОГРАФИТОВЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР

Д.В. Нефедов, Р.К. Яфаров, В.Я. Шаныгин

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: nefedov_dv@rambler.ru*

Создание элементной базы вакуумной микроэлектроники является актуальной задачей, поскольку электронные устройства, работающие на принципах автоэлектронной эмиссии являются радиационно-стойкими, обладают сверхвысоким быстродействием и могут быть функционально совмещены с уже существующими элементами полупроводниковой техники. Одним из наиболее перспективных материалов для создания подобного типа устройств являются наноуглеродные пленочные структуры [1,2].

Целью работы являлось создание и исследование параметров катодно-сеточной модуляции полевых источников электронов на основе алмазографитовых пленочных структур.

Изготовление эмиссионных структур производилось путем осаждения углеродной пленки на поликоровую подложку. Углеродная пленка осаждалась путем разложения паров этанола в СВЧ плазме газового разряда низкого давления. Параметры осаждения пленок описаны в [3]. Полученная пленка с помощью механического скрайбирования разделялась на две части без отделения от подложки. Зазор между частями пленки составлял 30 мкм. Одна часть пленки выполняла роль катода, вторая часть пленки включалась в сеточную цепь и выполняла роль управляющего электрода. Металлический анод размещался сверху над зазором между обеими частями пленки на расстоянии 40 мкм. Измерение автоэмиссионных характеристик производилось в условиях технического вакуума $(2-4) \cdot 10^{-3}$ Па. В процессе автоэмиссионных измерений были получены семейства вольт-амперных характеристик анодного тока при изменении потенциала на сеточном электроде (U_c) от 0 до +120 В. Из полученных ВАХ, при анодном токе $6,5 \cdot 10^{-7}$ А, определялись порог начала эмиссии (E) и максимальный анодный ток (I_{max}) при напряжении катод-анод ($U_{ка}$) равном 650 В. Из рис. 1а видно, что увеличение напряжения на управляющем электроде вплоть до 60 В приводит к снижению порога автоэмиссии от 16,25 до 14 В/мкм. Однако, при дальнейшем увеличении U_c до 90 В происходит рост E . При $U_c = 120$ В, определить E не представляется возможным, поскольку, анодный ток стремится к нулю.

Анализируя зависимость I_{max} от U_c (рис. 1 б), можно заметить, что с ростом U_c в интервале от 0 до 120 В, максимальное значение анодного тока, определенное при $U_{ка} = 650$ В, монотонно снижается практически до нуля. Изменение тока анода составляет более 8 раз. Следует заметить, что в данной конструкции полевых источников электронов с катодно-сеточной модуляцией катодная и сеточная части алмазографитовой пленки взаимозаменяемы. Это позволяет значительно увеличить ресурс работы данного автоэмиссионного устройства.

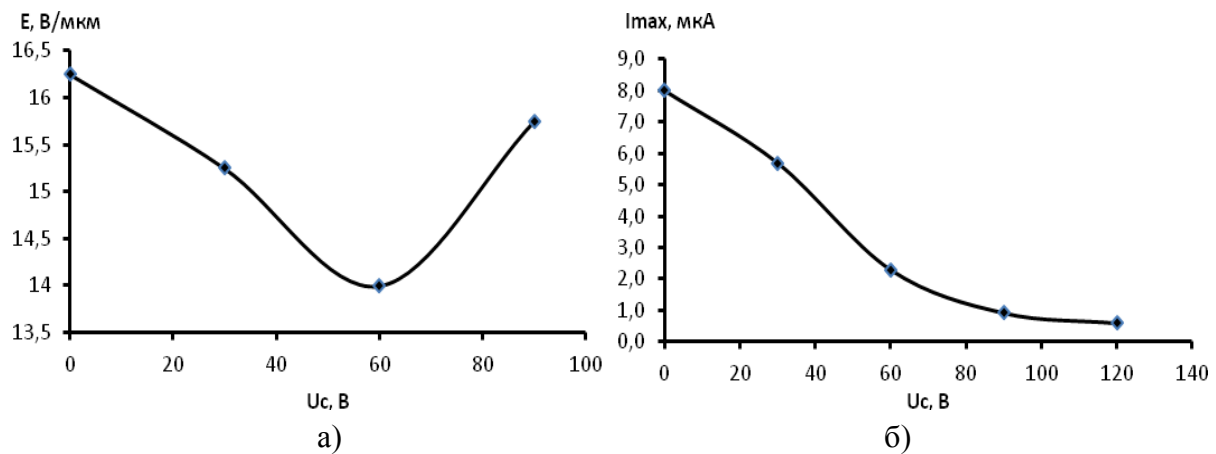


Рис. 1. Зависимость порога начала эмиссии (E) от потенциала на сеточном электроде (U_c) (а); зависимость максимального анодного тока (I_{\max}) от потенциала на сеточном электроде (U_c) при $U_{\text{ка}} = 650$ В (б).

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1) подача положительного потенциала на управляющий электрод приводит к изменению порога начала эмиссии, при этом имеется некое оптимальное напряжение, при котором наблюдается существенное снижение порога начала эмиссии; 2) увеличение потенциала на управляющем электроде приводит к перераспределению электронных потоков между анодом и сеткой, с преимущественным оттоком электронов к сеточному электроду, вплоть до полного запирающего тока поступающего на анод.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №16-19-10033).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 11. С. 63-70.
2. Фурсей Г.Н., Поляков М.А., Кантонистов А.А. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83, вып. 6. С.71-77.
3. Алехин А.А., Суздальцев С.Ю., Яфаров Р.К. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 15. С. 73-79.

**МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК NiFe,
ОСАЖДАЕМЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ****Ю.В. Никулин^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.А. Филимонов^{1,2}, А.С. Джумалиев^{1,2}**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: yvnikulin@gmail.com*

Интерес к изучению микроструктуры и магнитных свойств пленок NiFe обусловлен возможностью их применения при разработке устройств магнитоэлектроники и спинтроники [1]. В методе магнетронного распыления на постоянном токе управление свойствами осаждаемых пленок, в большинстве случаев, происходит за счет изменения давления рабочего газа, температуры подложки и напряжения смещения на подложке [2]. В данной работе исследовано влияние температуры подложки (300 - 740 К) и напряжения смещения на подложке на формирование микроструктуры, шероховатость поверхности, а также магнитные свойства пленок Ni₈₀Fe₂₀, осаждаемых на подложки SiO₂/Si методом магнетронного распыления на постоянном токе. Пленки NiFe толщиной d≈20–400 нм осаждались при давлении аргона P≈0.2 Па (1.4 мТорр) и токе разряда 150 мА (напряжение на мишени U_m ≈ –500В) на “заземленном” держателе подложек (напряжение смещения на подложке U_s≈0, температура подложки T_s≈300 – 740К) и при U_s≈ – 100 В (T_s≈300К). Расстояние от мишени до подложки составляло 80 мм, скорость напыления v≈16–20 нм/мин.

Установлено, что при T_s≈300 К формируются пленки NiFe с мелкозернистой (размер зерна ≈10-17 нм), слабовыраженной неоднородной микроструктурой по толщине (рисунок 1; 1) с шероховатостью поверхности менее 1 нм. Для пленок толщиной больше “критической” d_c≈150 нм характерно формирование “квазистолбчатой” структуры сопровождающееся резким ростом коэрцитивной силы (рисунок 2; б) и переходом от прямоугольных петель гистерезиса к “закритическим” (M_r/M_s≈0.6–0.7), что свидетельствует об образовании в пленке перпендикулярной магнитной анизотропии. Минимальные значения ΔH ≈28-35 Э наблюдаются при толщинах d_c≤150 нм (рисунок 2; а).

В пленках, осаждаемых при температуре подложки T_s≈570К или при U_s≈ – 100 В наблюдается квазиоднородная микроструктура с размером зерен 30-70 нм (рисунок 1; 3) и шероховатостью поверхности ≤ 1 нм. Величина коэрцитивной силы почти не зависит от толщины пленки, при этом петли гистерезиса характеризуются высокими значениями коэффициента прямоугольности (M_r/M_s≈0.9). Минимальные значения ΔH≈28-35 Э наблюдаются при толщинах d_c≤150 нм (рисунок 2;а).

Пленки, осаждаемые при температуре подложки T_s≈670-740К характеризуются неоднородной микроструктурой по толщине (рисунок 1; 4,5) с размером зерен 100-300 нм, высокой шероховатостью поверхности (3-16 нм), высокими значениями коэффициента прямоугольности петли гистерезиса (M_r/M_s≈0.9-1) и немонотонной зависимостью H_c и ΔH от толщины. Максимальные значения H_c и ΔH достигаются при толщинах d_c≈75-100 нм, когда происходит изменение микроструктуры с квазиоднородной на “гранулированную”. Ход зависимостей

H_c и ΔH от толщины пленки определяется влиянием шероховатости поверхности пленки (рисунок 2, в).

Таким образом, в работе показано, что для формирования пленок NiFe толщиной $d < 150$ нм с малыми значениями H_c и ΔH ($\approx 28-35$ Э) и высокой прямоугольностью петли гистерезиса предпочтительно осаждение при температуре $T_s \approx 300-570$ К и напряжении смещения на подложке $U_s \approx 0, -100$ В. Для получения пленок NiFe толщиной $d > 200$ нм с низкой коэрцитивной силой и высоким коэффициентом прямоугольности петли гистерезиса необходимо осаждение при повышенной температуре подложки $T_s \approx 570$ К или при $U_s < 0$.

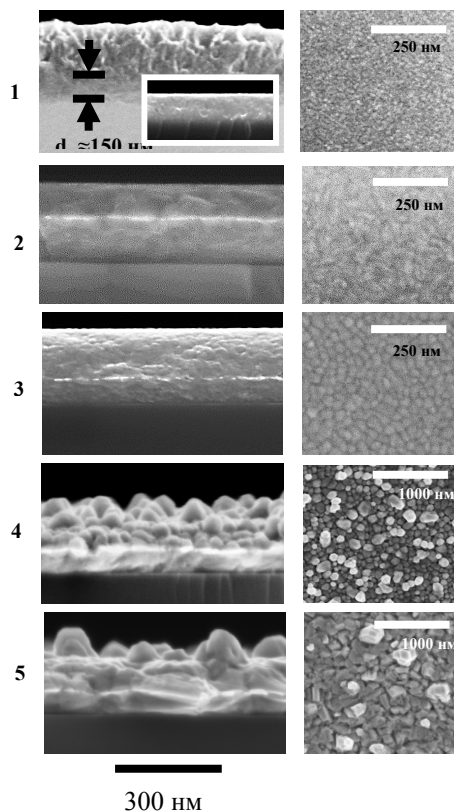


Рис. 1 СЭМ изображения поперечного сечения и поверхности пленок NiFe ($d \approx 300-360$ нм), выращенных при $P \approx 0.2$ Pa: (1) $T_s \approx 300$ К, $U_s \approx 0$; (2) $T_s \approx 300$ К, $U_s \approx -100$ В; (3) $T_s \approx 570$ К, $U_s \approx 0$; (4) $T_s \approx 670$ К, $U_s \approx 0$; (5) $T_s \approx 740$ К, $U_s \approx 0$. На вставке к рисунку а1 приведено СЭМ изображение скола пленки толщиной $d \approx 120$ нм.

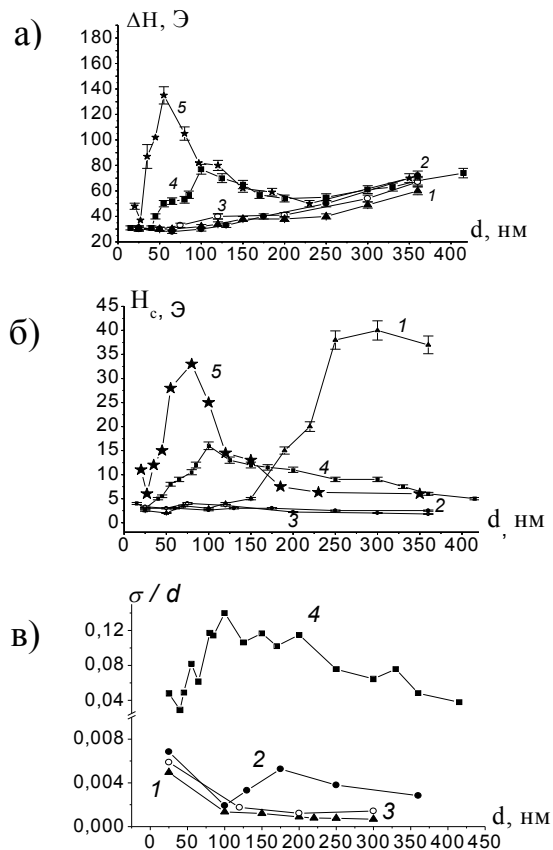


Рис. 2. Зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса ΔH (а), коэрцитивной силы H_c (б) и приведенной шероховатости σ/d от толщины d для пленок NiFe выращенных при различных режимах: 1 – $T_s \approx 300$ К, $U_s \approx 0$; 2 – $T_s \approx 570$ К, $U_s \approx 0$; 3 – $T_s \approx 300$ К, $U_s \approx -100$ В; 4 – $T_s \approx 670$ К, $U_s \approx 0$; 5 – $T_s \approx 740$ К, $U_s \approx 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16–37–60052).

Библиографический список

1. Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E., Dennis C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol.35. P. R121.
2. Джумалиев А.С., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. // ФТТ. 2016. Т. 58, Вып. 5. С. 1019.

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЕТИ СВЯЗАННЫХ
КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ, АССОЦИИРУЮЩИЕСЯ С
КОМПЛЕКСНОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКОЙ И ЕЕ
РАЗРУШЕНИЕМ**

М.А. Обычев¹, О.Б. Исаева^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

E-mail: obycheff.maxim@yandex.ru

В литературе описаны примеры динамических систем, переменные и параметры в которых представлены многокомпонентными числами: двухкомпонентными комплексными, двойными и двойственными [1]; 4-х-компонентными кватернионами [2]; 8-ми-компонентными октавами [3]; матрицами [4] и др. Еще одним распространенным и физически обоснованным подходом обобщения динамических моделей на более многомерное пространство является построение связанных систем, сетей. Обычно это совокупности одинаковых элементов со связью, обладающие определенной симметрией. Для дискретных моделей в подавляющем числе работ рассматривают линейную инерционную и квадратичную диссипативную связи. В работе [5] обнаружена топологическая эквивалентность системы двух логистических отображений со связью в виде квадрата разности переменных комплексифицированному логистическому отображению. В настоящей работе мы покажем, что логистическое отображение, определенное для многокомпонентных чисел, например, кватернионов

$$z_{n+1} = c + z_n^2, z = x_0 + i_1 x_1 + i_2 x_2 + i_3 x_3, \quad (1)$$

может быть сведено линейной заменой переменной к сети связанных логистических отображений

$$\begin{cases} X'_0 = C_0 + (X_0 - S)^2 - D \\ X'_1 = C_1 + (X_1 - S)^2 - D \\ X'_2 = C_2 + (X_2 - S)^2 - D \\ X'_3 = C_3 + (X_3 - S)^2 - D \end{cases} \quad (2)$$

где S – среднее по ансамблю значение переменной (среднее поле), а D – среднеквадратичное от него отклонение. Данный тип связи является более универсальным и обладает более четким физическим смыслом по сравнению с предложенным [5]. Наш подход может быть обобщен на произвольное число подсистем. Замечено также, что среднее поле может быть ассоциировано в терминах многокомпонентных чисел с вещественной компонентой переменной, а дисперсия – с расстоянием до вещественной оси.

На рис. 1 и 2 показано устройство пространства параметров для систем (1) и (2). Совокупность областей периодической динамики представляет собой фигуру вращения множества Мандельброта вокруг оси симметрии. При отклонении от синхронизма в сети эта фигура постепенно разрушается (см. рис. 2).

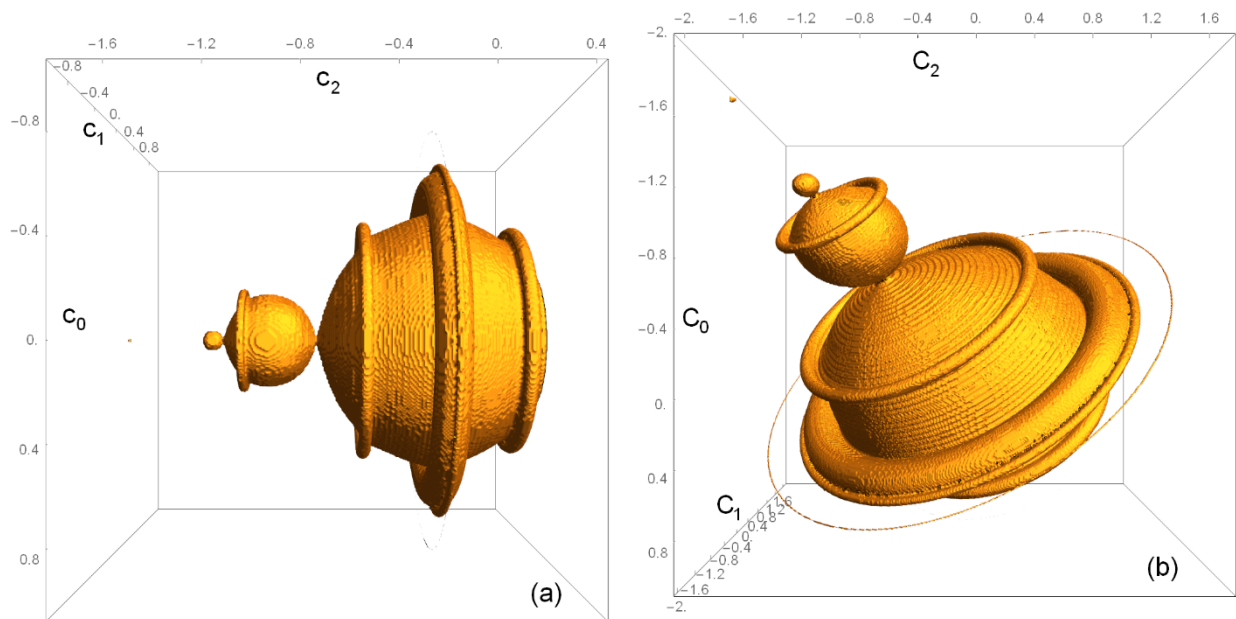


Рис. 1. Трехмерное сечение пространства параметров для кватернионного квадратичного отображения (1) плоскостью $c_3 = 0$ (a) и для сети квадратичных отображений плоскостью $C_3 = C_2$ (b).

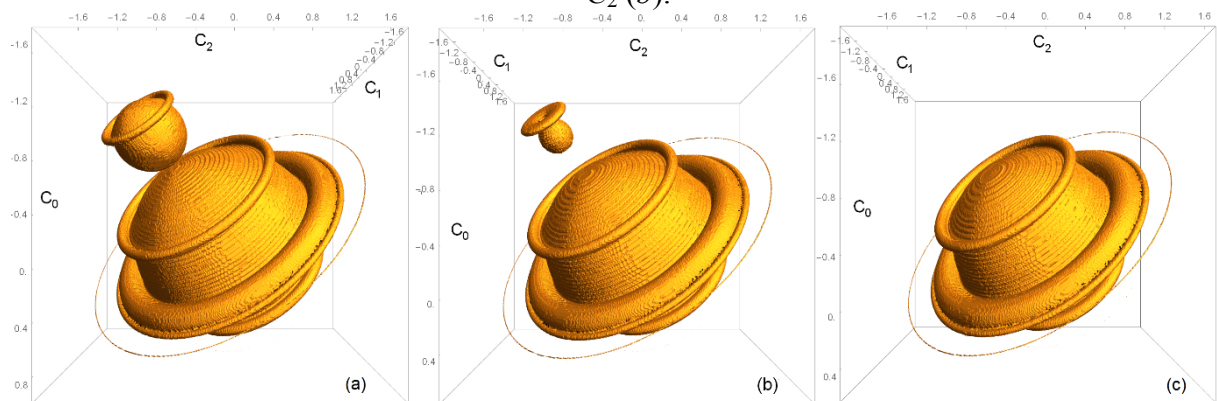


Рис. 2. Сечение пространства параметров модели в виде сети квадратичных отображений (2) плоскостью $C_2 = C_3 + 0.2$ (a), $C_2 = C_3 + 0.6$ (b), $C_2 = C_3 + 0.8$ (c).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №17-12-01008).

Библиографический список

1. Roghon D. // *Fractals*. 2000. V.8, No.4. P.355.
2. Galeeva R., Veriovsy A.. // *Int. J. of Bif. and Chaos*. 1999. Vol.9, No.9., P.1771.
3. Griffin C.J., Joshi G.C. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 1992. Vol.2, No.1. P.11.
4. Chang S.-J., Perez G. // *Phys. Rev. A*. 1988. Vol.39, No.12. P.6447.
5. Isaeva O.B., Kuznetsov S.P., Ponomarenko V.I. // *Phys. Rev. E*. 2000. Vol.64. P.055201.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОСТАВА ПРЯДИЛЬНЫХ РАСТВОРОВ НА ДИНАМИКУ ТЕЧЕНИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СТРУЙ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОФОРМОВАНИЯ НЕТКАНОГО МАТЕРИАЛА**С.И. Овчинникова, О.В. Ломовцев, Ю.Е. Сальковский, С.А. Климова***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: klimovasa@gmail.com*

Основным критерием образования волокон определенного размера, а, следовательно, и толщины всего материала, а также пористости, воздухопроницаемости и других важных характеристик мембраны, является определение динамики течения нестабильных полимерных струй в процессе электроформования [1-2]. Наглядное представление и моделирование процессов метода электроформования возможно при использовании капиллярного способа [3]. Суть технологии электроформования заключается в воздействии высокого напряжения на жидкость, тело которой становится заряженным, а электростатическое напряжение позволяет «протянуть» каплю так, что жидкость в критической точке извергается на поверхность [4-5]. Если молекулярное единство капли жидкости при таком воздействии не будет нарушено, но распада потока жидкости не происходит, то получается заряженное жидкое волокно [6].

Во время поведения эксперимента по исследованию динамики течения полимерной струи с помощью высокоскоростной съемки на фотокамеру Nikon (Япония) был использован раствор полиэтиленоксида (ПЭО), концентрация которого составила 4,5%, растворенного в 50 мл воды. В течение всего эксперимента сохранялись постоянными параметры времени измерения t , равное 10 минутам, и разрешение фотокамеры. В эксперименте от опыта к опыту изменялась высота h подложки со вторым электродом, на которую формировался материал: 38 см, 33 см, 28 см, 25 см и 23 см. Исследование морфологии поверхности нетканого материала ПЭО проводилось с помощью сканирующего электронного микроскопа Tescan MIRA II LMU. Показана зависимость диаметра нановолокна от изменения расстояния между капилляром и подложкой (рис. 1). Показано, что с уменьшением расстояния между капилляром и подложкой диаметр волокон нетканого материала, сформированного капиллярным способом, так же уменьшается. Конечный диаметр сформированных волокон d уменьшается с 219 нм до 154 нм при уменьшении межэлектродного расстояния h , т.к. сила, с которой электрическое поле растягивает струю, увеличивается с уменьшением расстояния.

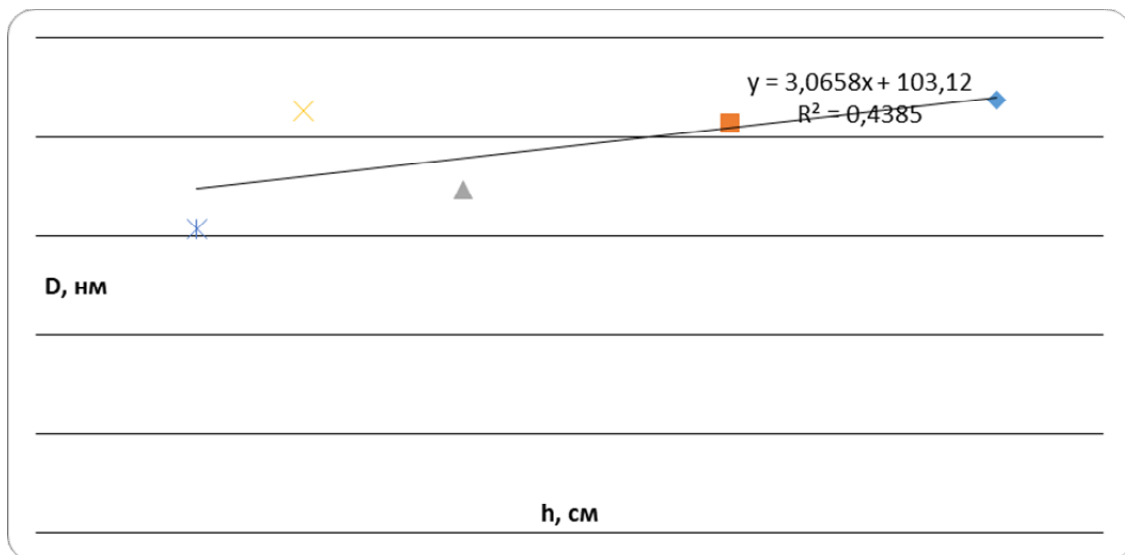


Рис. 1 – График зависимости диаметра волокна нетканого материала, сформированного капиллярным способ в процессе течения струи от капилляра до электрода, находящиеся на расстоянии h , равном 38 см, 33 см, 28 см, 25 см и 23 см

Исследование динамики течения полимерных струй проводили путем определения размера области оседания волокна в виде окружности от высоты электрода подложки. В результате эксперимента установлено, что при уменьшении межэлектродного расстояния h с 38 см до 23 см, т.е. с возрастанием напряженности электрического поля, область оседания волокон S уменьшается с 280 до 10 см² за счет увеличения скорости течения струи. Поэтому точка потери устойчивости стационарной струи достигается позже.

Библиографический список

1. *Wu X.-Fa, Salkovskiy Y.E., Dzenis Y.A.* // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 98. P. 223108.
2. *Сальковский Ю.Е.* // Вестник Самарского гос-го тех. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. 2011. Т. 4(25). С. 178–182.
3. *Сальковский Ю.Е.* // Известия Саратовского ун-та. Нов. сер. 2011. Т. 11. Сер. Математика. Механика. Информатика. Вып. 2. С. 109-112.
4. *Филатов Ю.Н.* // Волокнистые материалы. 2001. С. 105-107.
5. *Матюшин А.Н.* // Процессы электроформования. 2007. С. 124-130.
6. *Григорьев А.И., Ширяева С.О.* // Электр-ие проц. в технике и химии. 2009. С. 35.

**НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ
ИЗ ЛАТЕРАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ****С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: Odinoff@gmail.com*

Развитие идей магноники – нового направления исследования спин-волновых процессов в нерегулярных и микро- и наноразмерных магнитных структурах [1] – и совершенствование методов изготовления и структурирования магнитных материалов [2] открывает новые перспективы для создания миниатюрных устройств генерации, передачи и обработки информационных сигналов в СВЧ и терагерцевом диапазонах длин волн. Особый интерес представляет исследование латеральных магнитных микроструктур, поддерживающих как линейный, так и нелинейный режим распространения спиновых волн. Следует отметить, что латеральное расположение магнитных волноводов приводит как к сложной нелинейной динамике спиновой волны, так и к многомодовой спин-волновой связи в планарной топологии. Более того, исследование нелинейных режимов распространения связанных спиновых волн в латеральных магнитных микроволноводах имеет важное значение для нелинейной физики диссипативных систем в целом.

В настоящей работе проведено исследование нелинейной динамики спиновых волн в латеральной системе магнитных микроволноводов. Показано, что неоднородное распределение внутреннего магнитного поля изменяет пространственный профиль собственных типов мод системы магнитных микроволноводов. Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментального исследования.

Таким образом, в настоящей работе проведено численное и экспериментальное исследование нелинейной динамики спиновых волн в латеральных магнитных ЖИГ микроволноводах. Показано, что длина связи увеличивается в 1.3 раза при увеличении мощности входного СВЧ сигнала. Эффекты нелинейного переключения в системах латеральных магнитных микроволноводов позволяют создавать нелинейные ответвители и делители мощности спин-волнового сигнала в планарных топологиях магнитных сетей для селективной обработки информационных сигналов.

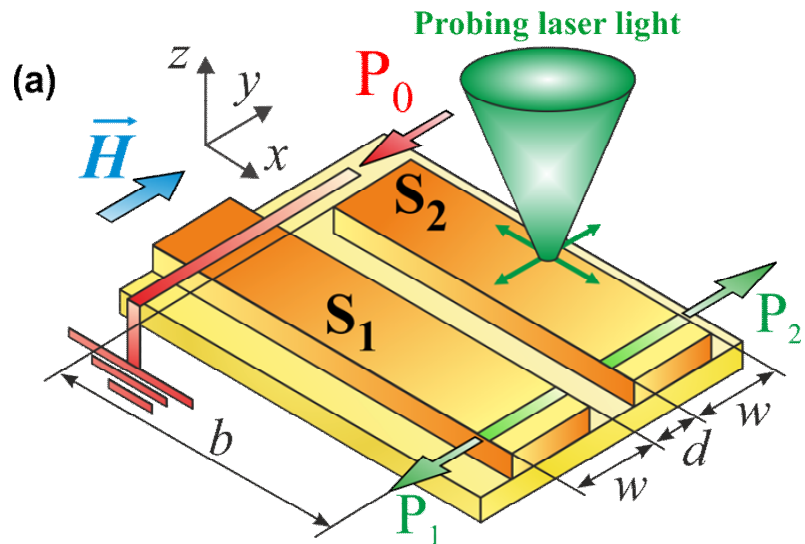


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной установки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 16-37-00217, № 16-02-00789) и РНФ (проект № 16-19-10283).

Библиографический список

1. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С. // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099-1128.
2. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. // Nat. Phys. 2015. Т. 11 С. 453.

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ДИОКСИДА ОЛОВА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

В.В. Симаков, И.Д. Осыко, И.В. Синёв, А.В. Смирнов, А.И. Гребенников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: viatcheslav.simakov@gmail.com

Системы детектирования газовых смесей и запахов, включающие полупроводниковые сенсоры газа, устройства предварительной обработки сигналов, контроля и управления рабочим режимом технологических комплексов, могут быть сформированы на единой подложке методами микро- и нанотехнологий [1]. Полупроводниковые газовые сенсоры на основе оксидов металлов (например, диоксида олова) обычно работают при температурах свыше 300°C [2], что ограничивает их применение при детектировании и анализе взрывоопасных газов и биообъектов, в портативных устройствах и автономных системах, интегральных микросхемах. Использование энергии внешнего излучения открывает перспективы снижения рабочей температуры сенсоров газа до комнатной [3].

В работе представлены результаты исследований динамики изменения проводимости наноструктурированной тонкой пленки диоксида олова в кислородсодержащей атмосфере при ее освещении.

Слои диоксида олова формировались методом высокочастотного магнетронного распыления мишени SnO₂ [4]. Поверх пленки диоксида олова через маску напылялась система Pt-контактов. Для освещения активного слоя сенсора использовался светодиод марки DFL-5AP4SC-400 с излучением в полосе 380-430 nm. Исследования электрофизических свойств полученных структур проводились с помощью аппаратно-программного комплекса [5]. Температура сенсоров во всех экспериментах поддерживалась на уровне 30±1°C с помощью термостата типа ТС-1/80.

Для оценки влияния освещения на проводимость пленки диоксида олова использовалось отношение:

$$S = \frac{G}{G_0}, \quad (1)$$

где G – проводимость сенсора при освещении, G_0 – темновая проводимость.

Освещение пленки диоксида олова в атмосфере очищенного воздуха приводило к увеличению ее проводимости (рис. 1). Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов была предложена модель, описывающая динамику изменения проводимости тонкой полупроводниковой пленки в кислородсодержащей атмосфере при освещении. Модель учитывает адсорбцию/десорбцию частиц из окружающей среды на поверхности полупроводникового материала, детальное равновесие процессов обмена зарядом между примесными объемными, локализованными поверхностными уровнями и материалом полупроводника, а также условие электронейтральности образца в целом. На основе предложенной модели получена аналитическая связь между концентрацией электронов в объеме зерна и временем освещения активного слоя:

$$\frac{dN_A^-}{dt} = -I \cdot N_A^- \cdot \sigma_i - N_A^- \cdot n_a \cdot v_{th} \cdot \sigma_a + \left(\frac{p \cdot N_S - N_A^-}{p} - N_A^- \right) \cdot n \cdot v_{th} \cdot \sigma_a, \quad (2)$$

$$n = N_D - \frac{N_A^-}{\delta}, \quad (3)$$

где N_A^- – концентрация заряженных форм кислорода на поверхности; I – световой поток; σ_i – сечение фотоионизации электрона, локализованного на поверхностном акцепторном уровне кислорода; n_a – концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с положением акцепторного уровня кислорода; v_{th} – тепловая скорость электрона; σ_a – сечение захвата электронов на локализованные поверхностные центры; p – нормированное давление кислорода; N_S – концентрация центров адсорбции на поверхности зерна; n – концентрация электронов в зоне проводимости; δ – характерный размер зерна.

На рис. 1 представлены результаты моделирования на основе предложенной модели (сплошная линия) и экспериментальные результаты (маркеры). Из рисунка видно, что модель качественно описывает наблюдаемые экспериментальные факты.

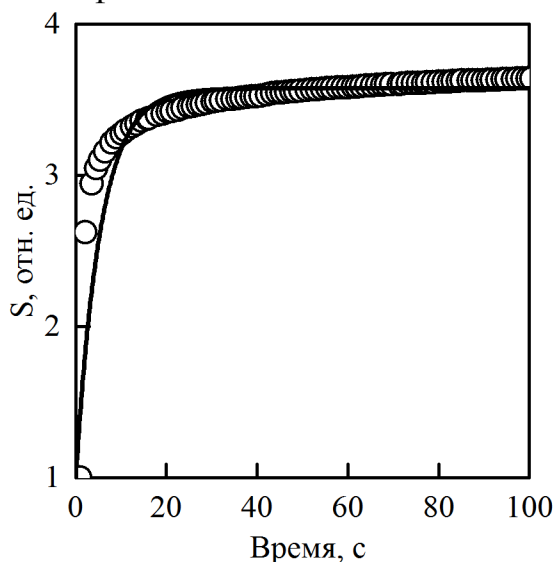


Рис. 1. Динамика изменения проводимости активного слоя сенсора газа на основе тонкой пленки диоксида олова в условиях освещения: маркеры – экспериментальные данные; сплошная линия – результаты моделирования

Таким образом, в работе предложена модель, описывающая динамику изменения проводимости наноструктурированной тонкой пленки диоксида олова в кислородсодержащей атмосфере при ее освещении.

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы «Михаил Ломоносов» Министерства образования и науки РФ и Немецкой службы академических обменов в рамках гранта № 16.708.2016/ДААД, РФФИ в рамках научных проектов № 16-38-00633 мол_а, № 16-07-00821 и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Кисин В.В., Ворошилов С.А., Сысоев В.В. и др. // ЖТФ. 1999. Т.69. №4. С.112.
2. Ao D., Ichimura M. // Solid-State Electronics. 2012. Vol. 69. №. 3. P. 1.
3. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2017. Т. 19. № 1. С. 34.
4. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45.
5. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синёв И.В. // Башкирский химический журнал. 2010. Т. 17. С. 125.

**ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
ТОНКИХ ПЛЁНОК Bi:SnO_2 К ПАРАМ АЦЕТОНА****А.В. Смирнов, В.В. Симаков, И.В. Синёв, И.Д. Осыко***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: methril@yandex.ru*

В настоящее время, датчики паров ацетона широко применяются в различных областях химической, фармакологической и медицинской промышленности. Полупроводниковые газовые сенсоры паров ацетона на основе оксидов металлов (например, диоксида олова) малогабаритны, имеют невысокую стоимость и высокое быстродействие. Металлооксидные сенсоры, как правило, работают при температурах свыше 300°C [1], что обеспечивает присутствие на поверхности сенсора химически активных форм кислорода (O^- , O^{2-}). Однако, при повышенных рабочих температурах наблюдается дрейф величины проводимости активных слоев сенсоров вследствие активации процессов перекристаллизации зерен активных слоев, генерации на поверхности электроактивных дефектов (например, вакансий кислорода) и их миграции в объеме материала и т.д. Одним из возможных способов уменьшения дрейфа проводимости активных слоев может служить их легирования добавками, которые образуют мало-подвижные комплексы с вакансиями кислорода. С этой точки зрения, висмут является перспективным, так как имеет большую атомную массу, и как ожидается, малую подвижность в кристаллической решетке диоксида олова.

В работе представлены результаты исследований газочувствительности сенсоров газа на основе наноструктурированных плёнок диоксида олова, легированных висмутом, к парам ацетона.

Слои диоксида олова формировались методом высокочастотного магнетронного распыления мишеней SnO_2 [2] с различным содержанием висмута. Мишени изготавливались путем прессования порошков (ч.д.а.) SnO_2 и BiO_2 . Толщина осажденных слоев составляла порядка 150 нм. Поверх сформированных слоев Bi:SnO_2 через маску напылялась система контактов.

Исследования электрофизических свойств полученных структур проводились с помощью аппаратно-программного комплекса [3] под управлением системы сбора и анализа данных LabVIEW 8.5. Температура сенсорных структур во всех экспериментах поддерживалась микротермостатом на уровне $300 \pm 1^\circ\text{C}$.

Газовые пробы, содержащие пары ацетона, составлялись путем барботирования ацетона потоком очищенного воздуха от генератора ГЧВ-1,2-3,5. Для проведения исследований влияния паров ацетона на проводимость тонких пленок Bi:SnO_2 в измерительную камеру на протяжении 10 мин напускалась газовая проба, затем в течение 40 мин камера продувалась потоком очищенного воздуха. Общий поток паровоздушных смесей через измерительную камеру во всех экспериментах составлял 100 мл/мин.

Присутствие в окружающей атмосфере паров ацетона приводило к увеличению проводимости пленок Bi:SnO_2 (рис. 1а). Это может быть связано с появлением донорных центров на поверхности зерен материала активного слоя сенсора, индуцированных адсорбированными частицами ацетона, или с вытесне-

нием адсорбированных частиц кислорода.

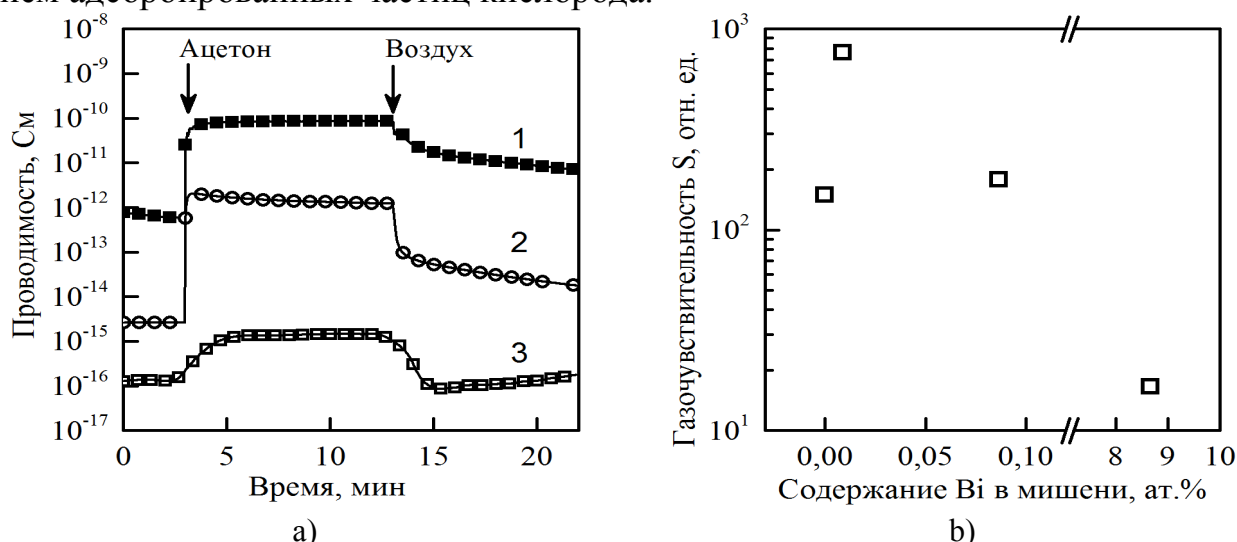


Рис. 1. Динамика изменения проводимости (а) и газочувствительность к парам ацетона (б) тонких плёнок $\text{Bi}:\text{SnO}_2$, осажденных из мишеней с различным содержанием висмута: 1 – 0 ат.%; 2 – 0,0087 ат.%; 3 – 8,67 ат.%

Газочувствительные свойства тонких пленок диоксида олова, легированных висмутом, оценивались по величине относительного изменения их проводимости при напуске газовых проб, содержащих пары ацетона:

$$S = \frac{G - G_0}{G_0},$$

где G и G_0 – проводимость при напуске паров ацетона и в атмосфере очищенного воздуха, соответственно.

На рис. 1b представлена зависимость газочувствительности тонких пленок $\text{Bi}:\text{SnO}_2$ к парам ацетона от содержания висмута в мишени. Из рис. 1b следует, что максимальная величина газочувствительности пленки $\text{Bi}:\text{SnO}_2$ составляла $S_{\max} = 760$ отн.ед. при содержании висмута в мишени на уровне 0,0087 ат.%.

Таким образом, в работе показано, что содержание висмута в мишени влияет на газочувствительность пленок $\text{Bi}:\text{SnO}_2$ к парам ацетона. В области концентраций висмута меньше 0,009 ат.% газочувствительность увеличивается, а в области концентраций свыше 0,09 ат.% уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы «Михаил Ломоносов» Министерства образования и науки РФ и Немецкой службы академических обменов (проект № 16.708.2016/ДААД), РФФИ (проекты № 16-38-00633 мол_а, № 16-07-00821) и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Ao D., Ichimura M. // Solid-State Electronics. 2012. Vol. 69. № 3. P. 1.
2. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45.
3. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синёв И.В. // Башкирский химический журнал. 2010. Т. 17. С. 125.

УМНОЖИТЕЛЬ ДИАПАЗОНА 0.2 ТГц НА ОСНОВЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А.Э. Плоских¹, К.В. Белов¹, Т.А. Каретникова^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: andreyploskih@gmail.com

Рассмотрена теория умножителя на основе лампы бегущей волны с ленточным электронным пучком и замедляющими системами на основе сдвоенной гребенки [1]. В первой секции прибора происходит модуляция электронного пучка на частоте около 0.1 ТГц. За счет нелинейности происходит возбуждение второй гармоники сгруппированного тока, которая возбуждает выходную секцию на частоте около 0.2 ТГц. Проведено исследование влияния длины различных секций на максимальную амплитуду выходного сигнала.

ЛБВ-умножитель [2,3] состоит из трех секций (рис. 1). Во входной секции осуществляется модуляция электронного пучка входным сигналом на частоте ω . Далее пучок попадает в секцию дрейфа, где происходит группирование электронов в плотные сгустки. Ввиду нелинейного характера группировки, в спектре происходит возбуждение высших гармонических составляющих. Сгруппированный ток возбуждает выходную секцию на частоте второй гармоники 2ω . Параметры секций приведены в таблице.

Таблица. Параметры ЗС входной и выходной [4,5] секций.

Параметр	Входная секция	Выходная секция
Период d , мкм	1030	500
Ширина резонатора L , мкм	830	400
Толщина штыря s , мкм	200	100
Глубина резонатора l , мкм	620	300
Высота канала $2a$, мкм	200	200
Ширина канала b , мкм	1700	850

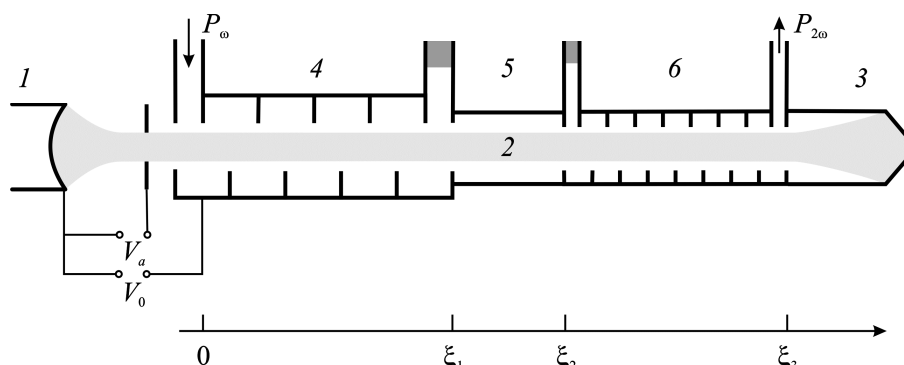


Рис. 1. Схема ЛБВ-умножителя: 1 — электронная пушка; 2 — ленточный электронный пучок; 3 — коллектор; 4 — входная (модулирующая) секция; 5 — секция дрейфа; 6 — выходная секция.

В ходе численного моделирования исследовался вопрос о том, как влияют длины секций на выходную мощность. На рис. 2 представлены зависимости выходного сигнала $F_{\text{вых}} = F_2(\xi_3)$ от $F_{\text{вх}}$ в различных ситуациях. С ростом $F_{\text{вх}}$ амплитуда выходного сигнала вначале растет, затем происходит насыщение,

после чего $F_{\text{вых}}$ начинает убывать. Отметим, что в области малых сигналов нарастание носит не линейный, как в усилителе, а квадратичный характер. Рис. 2 иллюстрирует зависимость от вариации длины входной секции ξ_1 и длины секции дрейфа $\xi_{dr} = \xi_2 - \xi_1$ при фиксированной общей длине системы $\xi_3 = 10.0$. С увеличением длины первой секции скорость нарастания $F_{\text{вых}}$ повышается и насыщение достигается при меньших $F_{\text{вх}}$ (или при меньшей общей длине системы в случае постоянного $F_{\text{вх}}$). Аналогичное поведение наблюдается с уменьшением длины пространства дрейфа. Таким образом, длину секции дрейфа целесообразно по возможности уменьшать, а длину входной секции — увеличивать вплоть до величины порядка 1/3 общей длины системы, после чего максимальная амплитуда начинает падать.

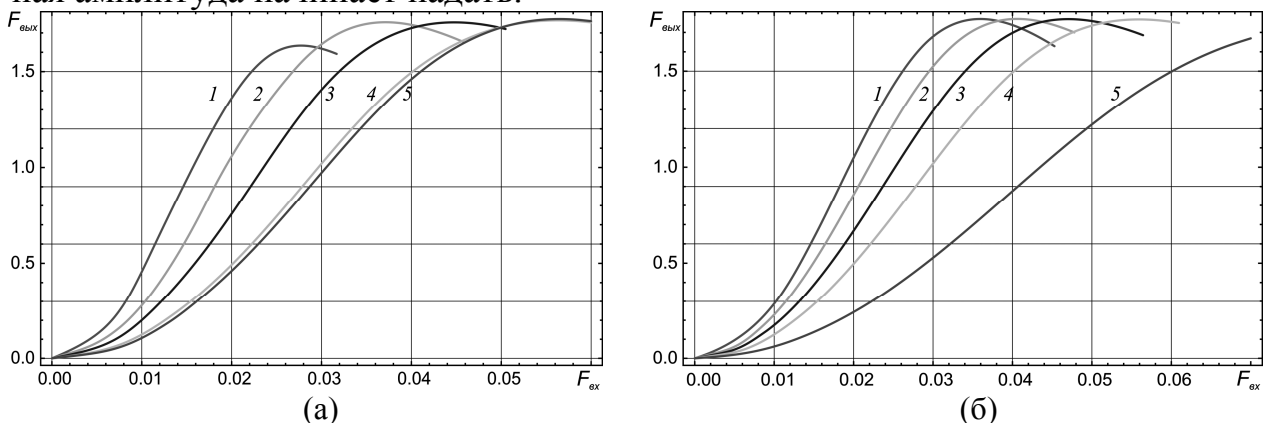


Рис. 2. Зависимости выходного сигнала от входного: (а) при различных длинах входной секции $\xi_1 = 5.0$ (1), 4.0 (2), 3.5 (3), 3.0 (4), 2.0 (5) и фиксированной длине секции дрейфа $\xi_{dr} = 1.0$; (б) при фиксированной длине входной секции $\xi_1 = 3.0$ и различных длинах секции дрейфа $\xi_{dr} = 0.25$ (1), 0.5 (2), 0.75 (3), 1.0 (4), 1.5 (5).

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена возможность создания умножителя частоты диапазона 0.2 ТГц с ленточным электронным пучком и ЗС в виде сдвоенных гребенок. В отличие от ЛБВ-усилителя, в данном случае возбуждение системы происходит от источника на частоте около 0.1 ТГц. Результаты компьютерного моделирования свидетельствуют о принципиальной возможности создания умножителя с приемлемыми характеристиками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-08-00450а).

Библиографический список

1. Baig A., Gamzina D., Kimura T., Atkinson J. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2017. Vol. 64, No. 5. P. 2390-2397.
2. Gong H., Travish G., Xu J., Wei Y., Feng J., Gong Y. // IEEE Trans. Electron Devices. 2013. Vol. 60, No. 1. P. 482-486.
3. Cai J., Wu X., Feng J. // IEEE Trans. Electron Devices. 2015. Vol. 62, No. 2. P. 648-651.
4. Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 8-9. С. 601-613.
5. Каретникова Т.А., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Торгашов Г.В., Сеницын Н.И., Григорьев Ю.А., Бурцев А.А., Шалаев П.Д. // Радиотехника и электроника. 2016. Т.61, №1. С.54-60.

СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ХАОСА

Д.С. Аржанухина¹, М.В. Поздняков²

¹ОАО «СЭЗ им. Серго Орджоникидзе», Саратов

²Саратовский Государственный медицинский университет

им. В.И. Разумовского Минздрава России

E-mail: arzhanukhinadarja@rambler.ru

В работе предлагаются схемы электронных устройств, представляющих собой неавтономные кольцевые системы с гиперболическим хаосом [1]. Системы составлены из нелинейных активных и пассивных элементов, фильтров второго порядка и линии задержки. Первые примеры подобных систем с гиперболическим аттрактором Смейла-Вильямса были предложены в работах [2, 3]. В настоящей работе предложены два варианта схемотехнической реализации кольцевых генераторов, функционирование которых обусловлено присутствием аттракторов Смейла – Вильямса, и представлены результаты схемотехнического моделирования в среде Multisim.

На рис.1 представлены схемы устройств. Первая схема состоит из двух осцилляторов, собственные частоты которых находятся в соотношении 1:2, и двух нелинейных элементов.

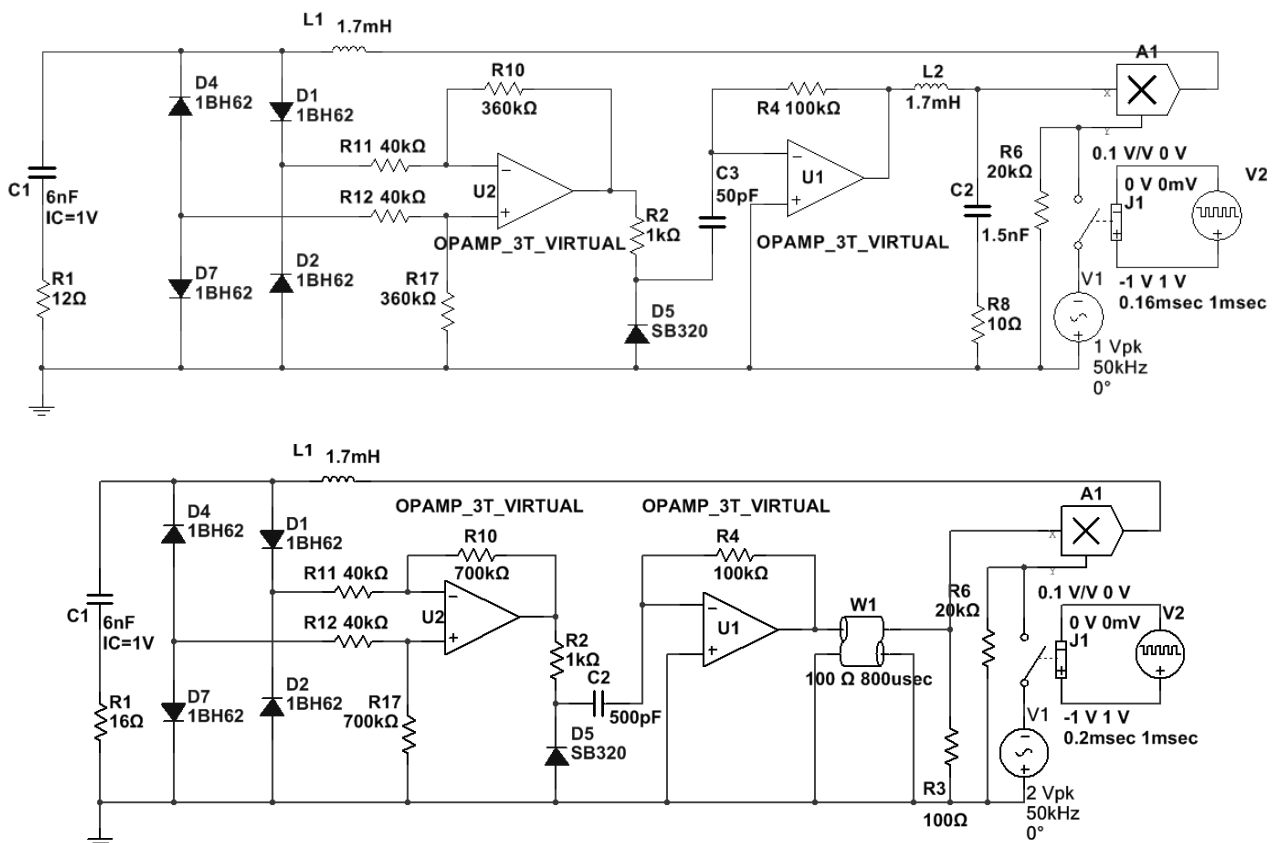


Рис.1. Схемы устройств с динамикой, соответствующей аттрактору Смейла-Вильямса.

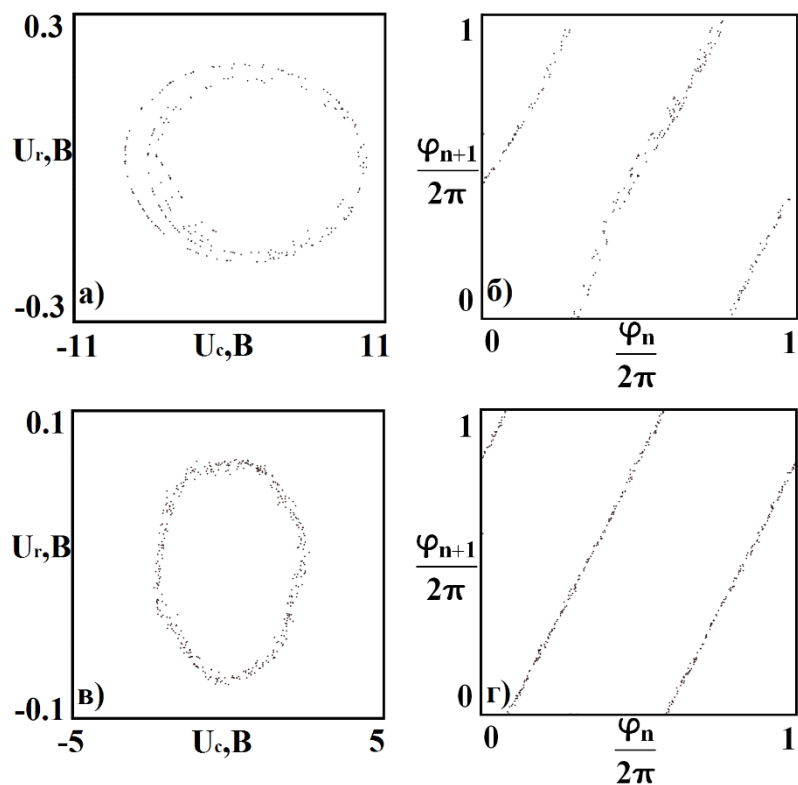


Рис.2. Фазовые портреты и диаграммы для фаз первой (а, б) и второй (в, г) схем.

Вторая схема составлена из одного осциллятора и двух аналогичных нелинейных элементов, а возбуждение колебаний на каждой новой стадии активности осуществляется сигналом, прошедшим через линию запаздывающей обратной связи. Операционный усилитель совместно с диодами и резисторами образует первый нелинейный элемент с квадратичной характеристикой при малых амплитудах и дальнейшим насыщением, которое обусловлено предельными параметрами операционных усилителей. На втором нелинейном элементе происходит умножение сигнала удвоенной частоты на вспомогательный внешний сигнал. Результаты моделирования динамики систем в среде Multisim с последующей обработкой данных внешней программой проиллюстрированы на рис. 2. На рис 2 а, в представлены фазовые портреты аттракторов в стробоскопическом сечении, а на диаграммах б, г – зависимости значений фаз φ_{n+1} от φ_n . Как можно видеть, диаграммы для фаз соответствуют растягивающему отображению окружности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00449).

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. Динамический хаос и гиперболические аттракторы: от математики к физике. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2013. 488 с.
2. Круглов В.П. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 5. С. 138 – 150.
3. Круглов В.П. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20 № 1. С. 124 – 128.

БИФУРКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВА ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ КОЛЬЦА ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ТОДЫ

А.А. Дворак, Д.В. Половинкин

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: dvorak88@mail.ru

В данной работе исследуется бифуркационная структура кольца однонаправленно связанных осцилляторов Тоды [1] на плоскости параметров частота и амплитуда внешнего воздействия. Уравнения исследуемой системы имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{x}_1 &= y_1, \\
 \dot{y}_1 &= 1 - \exp(x_1) - \alpha y_1 + \gamma H(x_3) + F \sin(\omega t), \\
 \dot{x}_2 &= y_2, \\
 \dot{y}_2 &= 1 - \exp(x_2) - \alpha y_2 + \gamma H(x_1), \\
 \dot{x}_3 &= y_3, \\
 \dot{y}_3 &= 1 - \exp(x_3) - \alpha y_3 + \gamma H(x_2).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $x_{1,2,3}, y_{1,2,3}$ – динамические переменные осцилляторов, α – коэффициент диссипации (во всех экспериментах имеет фиксированное значение $\alpha = 0.1$), γ – коэффициент однонаправленной связи, F, ω – амплитуда и частота внешнего воздействия, $H(x) = \exp(x) - 1$ – функция связи.

Для системы (1) без внешнего воздействия ($F = 0$) ранее было обнаружено возникновение автоколебаний с ростом параметра связи γ [2]. Для системы (1) с внешним воздействием обнаружены явления нелинейного резонанса (при отсутствии автоколебаний в автономной системе) и синхронизации (в случае автоколебаний) [3]. Было обнаружено, что в отличие от одиночного осциллятора Тоды, нелинейный резонанс приводит к появлению не одной, а нескольких областей бистабильности вблизи основного резонанса. В настоящей работе более подробно исследуются режимы системы и их бифуркации.

На рисунке 1а представлены линии касательных бифуркаций предельных циклов системы (1). Данные линии образуют три области бистабильности, предельные циклы в которых отличаются друг от друга фазовыми сдвигами между колебаниями в отдельных осцилляторах (рисунки 1б, 1в, 1г). Область 1 характеризуется минимальными фазовыми сдвигами и сильным различием амплитуд колебаний отдельных осцилляторов, область 2 – большими фазовыми сдвигами и меньшим различием амплитуд, область 3 – наибольшими фазовыми сдвигами и минимальным различием амплитуд. Колебания в области 3 по фазовым сдвигам схожи с автоколебаниями, возникающими в автономной системе с ростом параметра связи. На рисунке 2 представлена подробная бифуркационная структура данной области: в **A** существует единственный устойчивый предельный цикл, в **B** – пара устойчивых циклов, разделенных седловым, в **C** – устойчивый тор, в **D** – устойчивый цикл и тор, в **E** – 1 устойчивый цикл и два седловых.

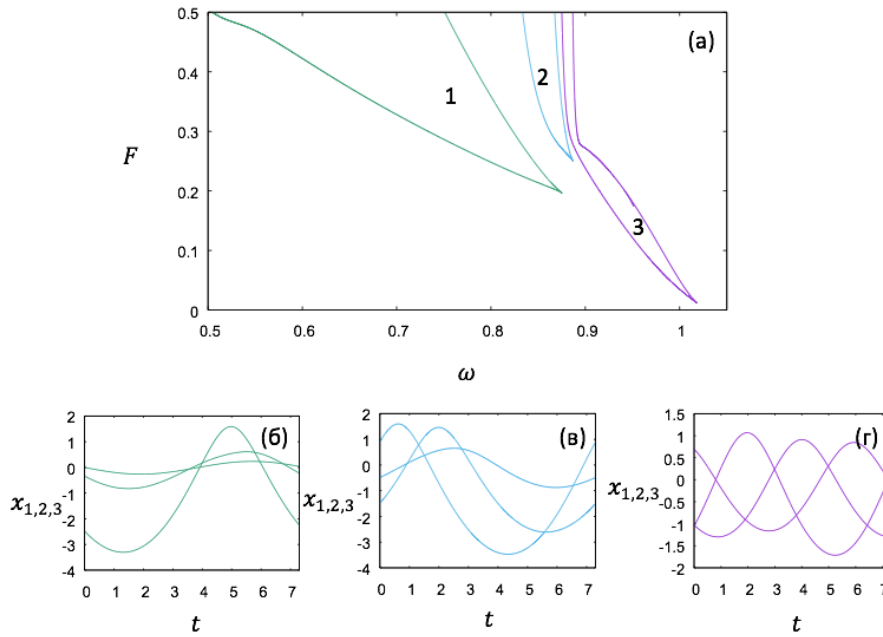


Рис. 1. Линии касательных бифуркаций предельных циклов системы (1) при $\alpha = 0.1$, $\gamma = 0.11$ (а) и временные реализации колебаний для одного из устойчивых предельных циклов при $\omega = 0.84$, $f = 0.24$ (область 1) (б), $\omega = 0.86$, $f = 0.35$ (область 2) (в), $\omega = 0.98$, $f = 0.1$ (область 3) (г).

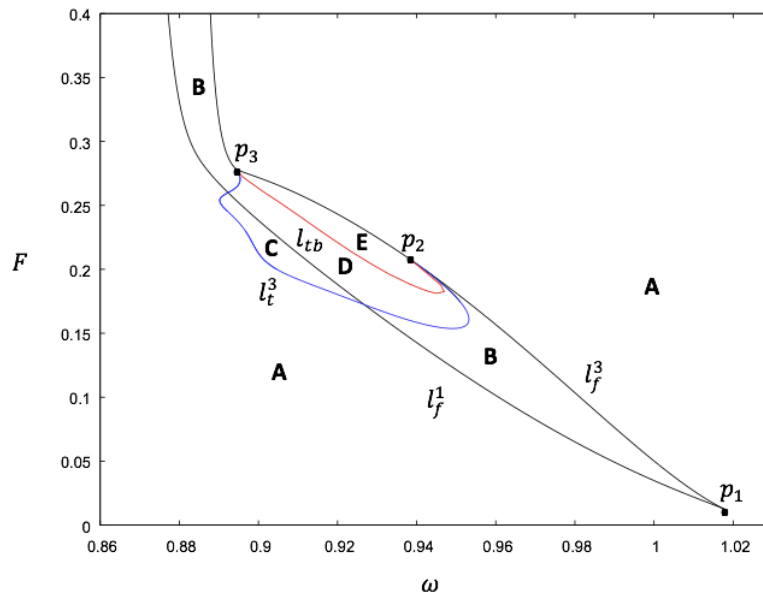


Рис. 2. Линии бифуркаций для системы (1) при $\alpha = 0.1$, $\gamma = 0.11$ для области (3) на рисунке 1. l_f^1, l_f^3 – линии касательных бифуркаций (p_1 – точка сборки), l_{tb}^3 – линия рождения тора, l_{tb}^1 – линия исчезновения тора (p_2, p_3 – точки, в которых данные линии подходят к линии касательной бифуркации l_f^3).

Библиографический список

1. Toda M. // Physics Reports. 1975. Vol. 18, Iss. 1. P. 1-123.
2. Dvorak A., Kuzma P., Perlikowski P., Astakhov V., Kapitaniak T. // EPJ ST. 2013. Vol. 06.
3. Dvorak A., Astakhov V., Perlikowski P., Kapitaniak T. // EPJ ST. 2016. Vol. 225. P. 2635–2643.

МНОГООБРАЗИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ТРЕХЧАСТОТНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ.

Е.С. Попова¹, Е.П. Селезнев^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
e-mail: lenochkafnp@yandex.ru

В работе экспериментально исследуется динамика связанных нелинейных осцилляторов, каждый из которых находится при квазипериодическом воздействии. [1-3]. Особенностью данной системы является то, что имеет место как синфазное воздействие так и несинфазное. Схема исследуемой цепи представлена на рис.1, каждый из осцилляторов находится под бигармоническим воздействием, при этом амплитуды $A_1=A_2=A$, частоты $\omega_1=\omega_2=\omega$, при этом остальные соотношения частот составили $\omega_3/\omega_1=(\sqrt{13}-2)/2$, а $\omega_4/\omega_1=(\sqrt{15}-2)/2$. Таким образом реализуется трехчастотное воздействие в котором присутствует синфазная компонента с частотой ω и амплитудой A . Исследования проводились в зависимости от амплитуд A и A_3 , а также коэффициента связи $k=1/R_{св}$, при фиксированных значениях A_4 .

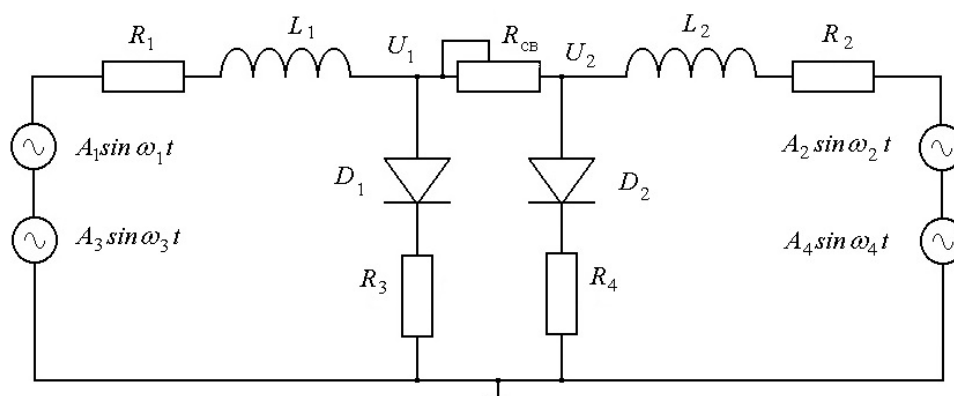


Рис.1.

На рис.2а представлена структура плоскости параметров (k, A) при $A_3=A_4=0.05$ В. Исходным аттрактором связанной системы в данном случае является трехмерный тор. Для наблюдения трехмерных торов использовалась методика, предложенная в [4]. При сильной связи ($k>0.03$) в динамике системы сохраняется синфазный режим, однако аттрактор в сечении Пуанкаре уже не располагается на линии, а представляет собой близкую к прямоугольной область в окрестности диагонали фазовой плоскости. С увеличением параметра A наблюдается удвоение синфазного трехмерного тора, однако эта последовательность является конечной, при $A_3=A_4=0.05$ В наблюдается только два удвоения трехмерного тора, завершающееся переходом к синфазному хаосу. В целом количество удвоения зависит от значений A_3 и A_4 . С дальнейшим увеличением параметра A наблюдается развитие синфазного аттрактора и его расширение в диагональном направлении. Уменьшение связи приводит к расширению аттрактора

в трансверсальном направлении и при некотором значении связи синфазный аттрактор разрушается и происходит переход на несинфазный аттрактор.

На рис.2б представлена структура плоскости параметров (A , A_2) при $A_2=0.05$ В и $k=0.02$. На плоскости имеются линии удвоение торов, которые заканчиваются в терминальных точках TDT . Переход к хаосу регистрировался с помощью спектров мощности колебаний и проекций аттрактора в сечении Пуанкаре на плоскость динамическая переменная–фаза внешнего воздействия. С приближением к границе перехода порядок хаос на аттракторе в сечении Пуанкаре наблюдается появление изломов, указывающих на наличие локальной неустойчивости. Подобные изломы наблюдаются для определенных значений фазы воздействия, что говорит о наличие фазозависимой динамики и позволяет говорить, что переход к хаосу сопровождается рождением странного нехаотического аттрактора.

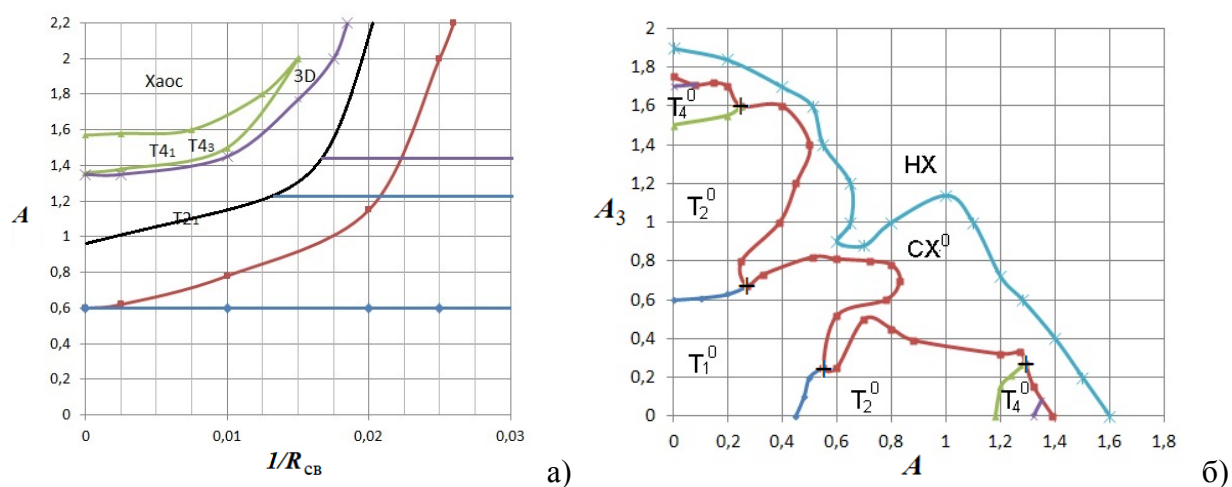


Рис.2.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-12-01008).

Библиографический список

1. Bezruchko B.P., Kuznetsov S.P., Seleznev Ye.P. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62, №6. P. 7828–7830.
2. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Пиковский А.С., Фойдель У., Селезнев Е.П. // Изв. ВУЗов, Прикладная Нелинейная Динамика. 1997. Т.5, №6. С.3-20.
3. Астахов В.В., Безручко Б.П., Ерастова Е.Н. Селезнев Е.П. // ЖТФ. 1990. Т.60, вып.10. С.19-26.
4. Кузнецов А.П., Попова Е.С., Станкевич Н.В., Селезнев Е.П. // Вестник СГТУ. 2013. Т. 69, № 1. С. 33–39.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛЕНКИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, НАНЕСЕННОЙ НА НЕТКАНЫЙ МАТЕРИАЛ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ**Д.В. Пресняков, А.А. Сердобинцев, С.А. Климова***Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского**E-mail: klimovasa@gmail.com*

Одним из перспективных направлений применения нетканых материалов с металлическим покрытием является использование нетканого материала из нановолокон в качестве электродов разрабатываемых суперконденсаторов нового поколения [1]. Металлизированный полимерный материал должен обладать хорошей электропроводностью и термостойкостью для применения в суперконденсаторах [2]. Следовательно, применение нетканых материалов можно распространить и в электроники путем создания проводящих покрытий и исследования их характеристик [3].

В работе получены металлические пленки на основе нержавеющей стали, напыленные на нетканый полиамидный материал до и после термообработки. Показано, что при напылении покрытия нержавеющей стали удельная масса материала, как без термообработки, так и после термообработки увеличивается на $1,2 \pm 0,2 \text{ г/м}^2$, относительно материала без металлического покрытия. Наблюдается увеличение толщины металлизированного нетканого материала после термообработки на 10 мкм.

В процесс распыления пленки нержавеющей стали на нетканый материал до/после термообработки толщина металлической пленки контролировалась путем распыления ее на кремниевую пластину n-типа проводимости (111). Кремниевая пластина была выбрана в качестве подложки за счет измеримо меньшей высоты неровности поверхности образцов относительно напыляемой металлической пленки. Усредненные значения толщины пленки нержавеющей стали, нанесенной на кремниевую пластину размером около 1x2 см, представлены в виде графика зависимости от времени магнетронного распыления (рис. 1). Измерения толщины проводили на чистом сколе образцов с помощью сканирующей электронной микроскопии. Выявлено, что при напылении тонких пленок нержавеющей стали методом магнетронного распыления наблюдается обратная зависимость сопротивления пленки от длительности напыления. С увеличением времени магнетронного распыления происходит формирование сплошного металлизированного нетканого материала при напылении нержавеющей стали в течение 4-10 минут. С другой стороны, сопротивление металлизированного нетканого материала относительно материала без покрытия уменьшилось на 7 порядков для нетермообработанного, а на 5 порядков термообработанного нетканого материала.

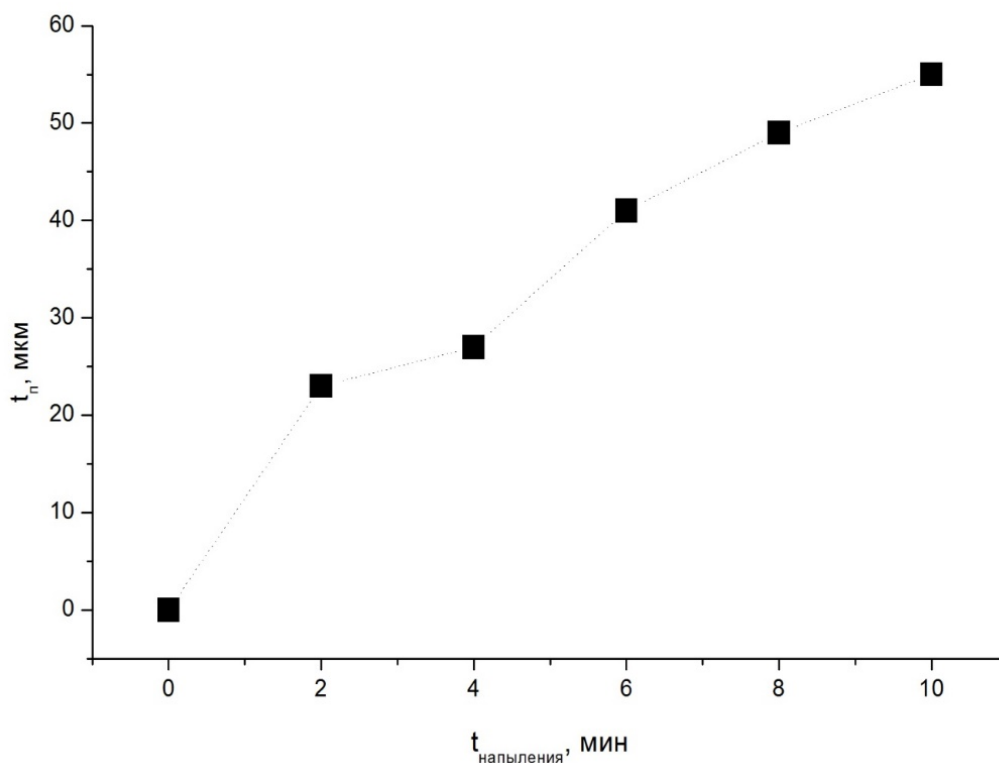


Рис. 1 – График зависимости значения толщины t_n пленки нержавеющей стали 12Х18Н10Т от времени магнетронного распыления

Работа выполнена в рамках инициативной темы «Разработка и внедрение гибких электродных материалов на основе электроформованного полимера для гибридного накопителя электрической энергии».

Библиографический список

1. Денисов А.Д., Гвоздева В.А. // Новые химические технологии. 2002. С. 43-49.
2. Кузнецов В.П., Панькина О.Е., Мачковская Н.М. // Компоненты и технологии. 2005. №6. С. 1-7.
3. Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2005. 448 с.

ЛЕГИРОВАНИЕ ФОСФОРОМ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ Ge НА Si(100) В ПРОЦЕССЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО РОСТА МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ С «ГОРЯЧЕЙ ПРОВОЛОКОЙ»**Д.С. Прохоров, С.А. Денисов, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров***Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского**Email: dprokhrov95@mail.ru*

Одним из перспективных путей создания светоизлучающих оптоэлектронных устройств на базе Si с достаточно высокой квантовой эффективностью, монолитно интегрированных в кремниевые ИС в рамках единого технологического цикла традиционной кремниевой КМОП технологии, считается использование в качестве активных слоев Ge n^+ -типа проводимости, находящегося в упругодеформированном состоянии растяжения. Эта комбинация легирования донорной примесью (фосфор) и создания растягивающего напряжения дало возможность создания квазипрямозонного поведения в Ge. Ранее нами были выращены эпитаксиальные высококачественные слои Ge на Si(100) подложках путем газофазного разложения моногермана (GeH_4) на «горячей проволоке» в высоком вакууме при постоянной низкой температуре (~ 350 °C) [1].

Целью данной работы было исследование эпитаксиальных слоев Ge, легированных атомами фосфора в процессе выращивания методом «горячей проволоки».

Чистый моногерман напускали в камеру высоковакуумной установки (базовое давление $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ Торр), где происходило его разложение на «горячей» танталовой полоске (~ 1400 °C), расположенной вблизи Si(100) подложки. Давление газа в камере $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ Торр. Легирование фосфором осуществляли путем соиспарения соединения GaP из эффузионной ячейки. Скорость роста слоев Ge толщиной 0.7 – 1.0 μm составляла ~ 0.5 $\mu m/hour$. Управление концентрацией фосфора в слоях осуществляли как путем изменения мощности, подводимой к эффузионной ячейке, так и соотношением потока атомов Ge и P.

Методом рентгеновской дифракции установлено, что ширина кривой качения на полувысоте (FWHM) у нелегированных слоев не превышала $\sim 0.1^\circ$, а у легированных $\sim 0.05^\circ$. По данным АСМ эпитаксиальные слои являлись гладкими: среднеквадратичная шероховатость не превышает 0.5 nm для нелегированных и 0.7 nm для легированных фосфором слоев. Измерение концентрации электронов в эпитаксиальных слоях Ge проводили методом эффекта Холла, а их распределение по толщине слоев с помощью метода C-V-профилирования. Установлено, что в выращенных слоях концентрация электронов распределена равномерно по их толщине и изменялась от 10^{17} до $2 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} в выбранных интервалах мощности, подводимой к ячейке.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства образования и науки РФ (№ 16.7443.2017/БЧ) и при поддержке РФФИ (проект №15-02-99664).

Библиографический список

1. Шенгуров В.Г. Чалков В.Ю., Денисов С.А. и др. // ФТП. 2015. Т. 49. С. 1411.

МЕТОД МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ ПОКРЫТИЯ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ НА НЕТКАНЫЙ МАТЕРИАЛ

И.А. Пчелкин, Д.М. Митин, В.В. Галушка, С.А. Климова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: 13loodyamber@gmail.com

В настоящее время на различных предприятиях по производству микроэлектронной промышленной техники огромный спрос на нанесение тонких металлических и диэлектрических пленок на различные поверхности [1]. Метод магнетронного распыления для нанесения высококачественных тонких плёнок и покрытий является одним из важнейших для электроники, оптики, машиностроения и других отраслей, включая автомобилестроение и архитектуру [2]. Метод позволяет получать нанослои, наноструктурные материалы и нанокompозиты, наночастицы для наноэлектроники, нанофотоники, наносенсорной техники, создания "умных" материалов и материалов с модулируемыми свойствами [3].

В работе проведена оптимизация процессов распыления покрытия из нержавеющей стали для контроля толщины волокон электроформованного нетканого материала [4]. В результате работы было рассмотрено более 10 образцов нетканого материала до и после термообработки, а также до и после нанесения покрытия из нержавеющей стали в течение 2-х, 4-х, 6-и, 8-и и 10-и минут. На рисунке 1 показаны изображения морфологии металлизированного нетканого материала при минимальном (2 минуты) и максимальном (10 минут) времени напыления, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Tescan MIRA II LMU (Чехия).

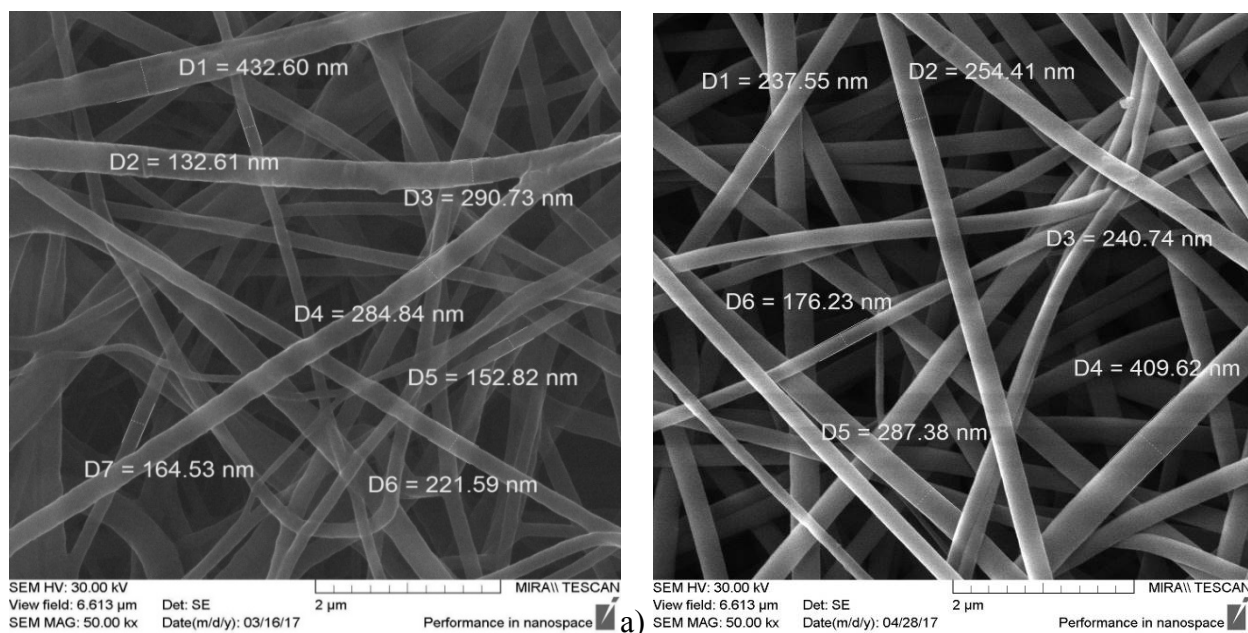


Рис. 1 – СЭМ-изображения поверхности нетканого материала ПА-6 (без термообработки) с покрытием из нержавеющей стали при времени распыления 2 минуты (а) и 10 минут (б).

Представлены характерные значения диаметра волокон (в нм)

В результате магнетронного распыления был показан закономерный рост

значения толщины покрытия из нержавеющей стали, соответствующий увеличению времени распыления в магнетронной системе [5]. Обработка нетканого материала в муфельной печи привела к увеличению среднего размера волокон почти в 1,5 раза. По результатам электронной микроскопии наблюдается незначительное уменьшение среднего диаметра волокон материала без термообработки с 240 ± 43 нм до 217 ± 36 нм. Для термообработанного образца металлизированного нетканого материала с увеличением времени распыления наблюдается такое же незначительное уменьшение диаметра волокон с 268 ± 41 нм до 201 ± 31 нм при увеличении времени распыления нержавеющей стали (рис. 2).

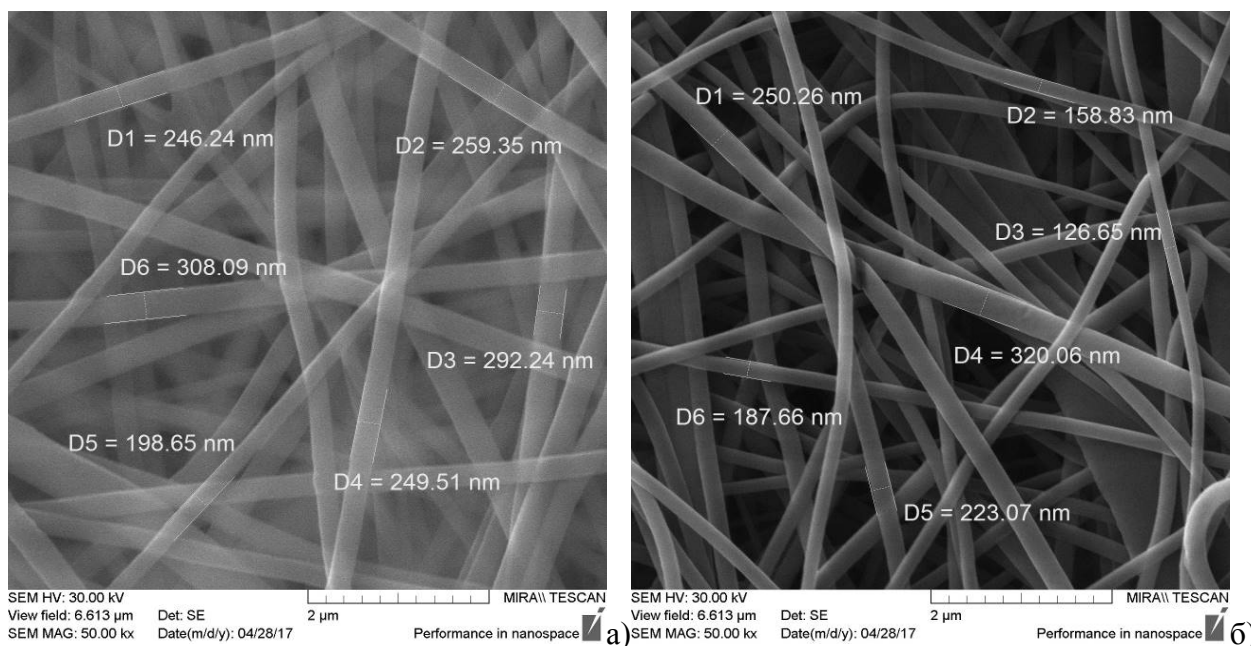


Рис. 2 – СЭМ-изображения поверхности нетканого материала ПА-6 (после термообработки) с покрытием из нержавеющей стали при времени распыления 2 минуты (а) и 10 минут (б). Представлены характерные значения диаметра волокон (в нм)

Работа выполнена в рамках инициативной темы «Разработка и внедрение гибких электродных материалов на основе электроформованного полимера для гибридного накопителя электрической энергии».

Библиографический список

1. Курносое А.И., Юдин В.В. Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. М.: Высшая школа, 1986. 368 с.
2. Кузмичев А.И. Магнетронные распылительные системы. Киев: Аверс, 2008. 244 с.
3. Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2005. 448 с.
4. Антоненко С.В. Технология тонких пленок: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. 104 с.
5. Майсел Л. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1968. 396 с.

ДИНАМИКА СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ДИСПЕРСИЕЙ

В.А. Разуков¹, Л.А. Мельников^{1,2}

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

²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
E-mail: razukov.vad@gmail.com

Динамика лазеров и нелинейно-оптических устройств с короткими световыми импульсами является предметом детальных исследований, успех которых значительно зависит от возможностей методов численного моделирования. Результаты моделирования позволяют прояснить детали динамики лазера; стимулировать экспериментальные и теоретические исследования для более глубокого понимания динамических процессов и особенностей реализации процессов лазерной физики и нелинейной динамики [1-2]. Новые лазерные системы и режимы, такие как ВКР лазеры с фарадеевской нестабильностью [3] и другие, требуют дальнейшего развития численных методов, обработки результатов вычислений, и их представлений в нужном виде. В последнее время активно развивается подход к созданию оптического частотного стандарта на основе кольцевого нелинейного резонатора, возбуждаемого постоянным сигналом.

Существует два главных подхода к численному моделированию волоконного лазера. Первый основан на решении уравнений в частных производных для комплексной(ых) амплитуд(ы) импульса в системе координат, распространяющейся вместе с импульсом, длительность которого предполагается много меньше времени обхода резонатора. Второй подход использует уравнения переноса для комплексных амплитуд поля в обоих направлениях и начинается с задания полей в каждой точке выбранной дискретной сетки на протяжении резонатора. Данный подход был успешно применен для численного моделирования нелинейной динамики беззеркального ВКР лазера [3], и лазера с коротким резонатором и внутрирезонаторной брэгговской структурой [4]. В настоящей работе предлагается метод численного моделирования динамики световых импульсов в кольцевом нелинейном резонаторе с дисперсией групповых скоростей.

Кольцевой нелинейный резонатор без потерь с дисперсией второго порядка. Уравнения для распространения в резонаторе прямой (F) и обратной (B) волн имеют вид:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z}\right) + \frac{i}{2} D_z \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + i\chi(|F|^2 + 2|B|^2)F = 0, \quad F(0) = F(L)e^{if/2},$$

$$\left(\frac{\partial B}{\partial t} - \frac{\partial B}{\partial z}\right) + \frac{i}{2} D_z \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + i\chi(2|F|^2 + |B|^2)B = 0, \quad B(L) = B(0)e^{-if/2}.$$

Здесь $D > 0$ – коэффициент ДГС, χ – коэффициент кросс- и самофазовой модуляции, f - невзаимный фазовый сдвиг, вызванный, например, вращением. В численном моделировании мы используем для дрейфа схему второго порядка «САВАРЕТ». В рамках данной работы решалась задача о распространении линейно-поляризованного поля в нелинейном кольцевом резонаторе с дисперсией, возбуждаемой постоянным сигналом. На рис. 1 показаны результаты расче-

та средней за проход энергии импульса в зависимости от уровня накачки. На рис. 2 представлены зависимости от координаты вдоль резонатора для различных уровней накачки.

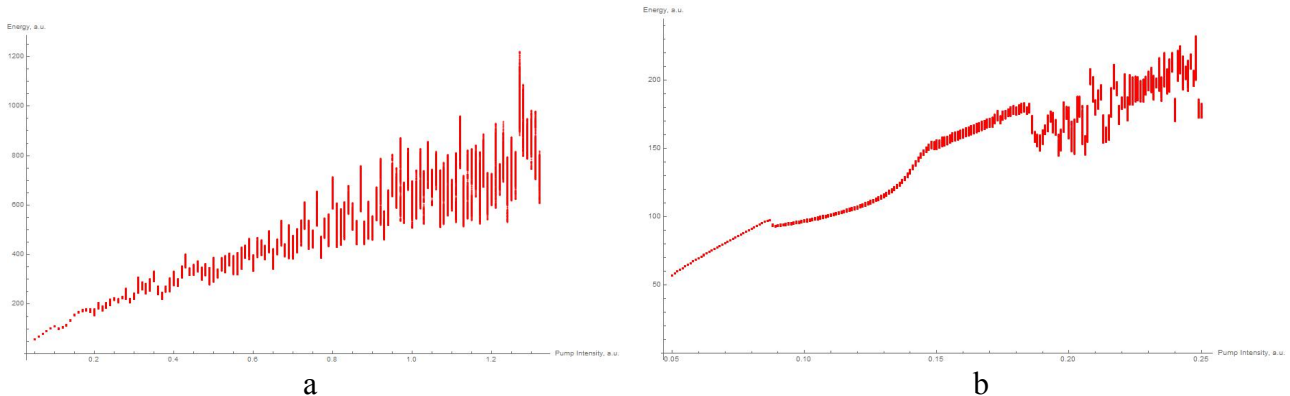


Рис.1. Зависимость энергии импульсов от накачки.

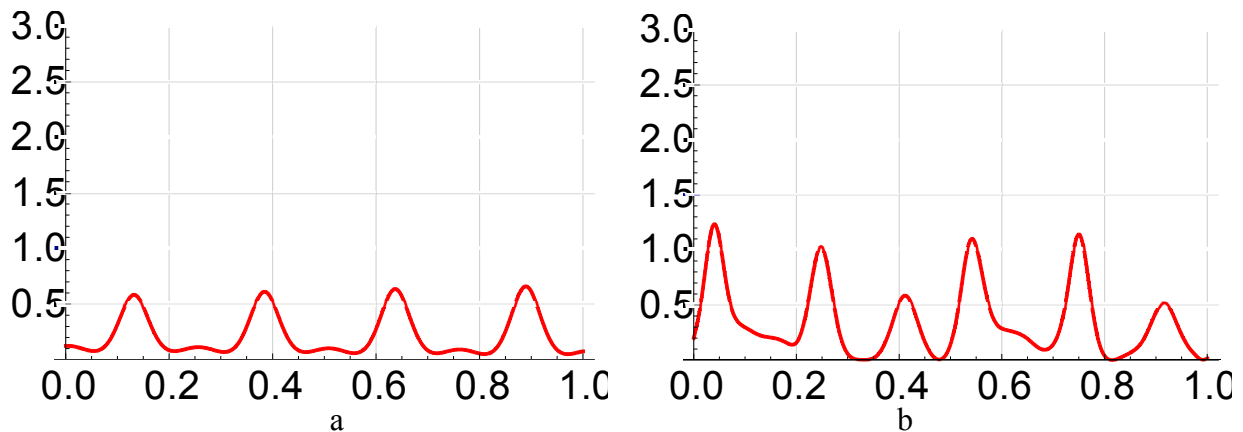


Рис. 2. Зависимость интенсивности поля от длины вдоль резонатора: $I_0 = 0.01$ (a), $I_0 = 0.1$ (b).

Библиографический список

1. Turitsyn S.K., Babin S.A., Churkin D.V., Vatik I.D., Nikulin M., Podivilov E.V. // Physics Reports. 2014. Vol. 542. P. 133.
2. Tarasov N., Perego A.M., Churkin D.V., Staliunas K., Turitsyn S.K. // Laser Optics. 2016. TuR8-14, Technical program, Saint-Petersburg, June 27-July,1,2016.
3. Mazhirina Yu.A., Churkin D.V., Melnikov L.A., Tarasov N.S., Turitsyn S.K. // Appl. Nonlin. Dynamics. 2014. Vol.22. P. 73 (in Russ.).
4. Mazhirina Yu.A., Melnikov L.A. // AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1475. P. 152; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4750126>

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ХОГФ

А.А. Резван¹, В.С. Климин¹

¹Южный федеральный университет

E-mail: arezvan@sfnedu.ru

С развитием современной наноэлектроники для формирования различных наноструктур всё большую популярность приобретают методы, использующие плазму. Одним из таких является метод плазмохимического осаждения с газовой фазы (PECVD), позволяющий поддерживать высокую скорость процесса, а также обеспечить высокий уровень химической чистоты и адгезии получаемого продукта, что делает данную технологию перспективным методом для получения тонких плёнок графена [1].

В данной работе было проведено экспериментальное исследование методики, определяющей параметры синтеза пленок графена методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD). Осуществление синтеза графена проводилось в модуле нанотехнологического комплекса при давлении 100 мТорр [2]. В качестве углеродосодержащего газа использовался ацетилен. Осаждение графена проводилось на никелевых пленках, толщиной 100 нм, полученных методом магнетронного распыления [3]. Экспериментальные исследования были проведены при различных значениях температуры $T=600-670^{\circ}\text{C}$ и времени осаждения $t=5-15$ мин, а также скорости потока газовой смеси $N_{\text{Ar}/\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2}$.

По результатам исследовательской работы были сформированы опытные образцы многослойного графена. По окончании экспериментального ряда было получено, что определяющими параметрами синтеза графена методом плазмохимического осаждения с газовой фазы являются давление P камеры установки, температура нагрева T , скорость потока газовой смеси $N_{\text{Ar}/\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2}$ и мощность источника плазмы N .

Библиографический список

1. Klimin V.S., Solodovnik M.S., Smirnov V.A., Eskov A.V., Tominov R.V., Ageev O.A. // Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102241Z (December 30, 2016)
2. Ageev O.A., Klimin V.S., Solodovnik M.S., Eskov A.V., Krasnoborodko S.Y. // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 741, No 1.
3. Ilina M.V., Blinov Yu.F., Ilin O.I., Klimin V.S., Ageev O.A. // Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102240U (December 30, 2016).

**ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОЛЕВОГО ЭМИТТЕРА НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ГРАФЕНА****В.С. Климин¹, А.А. Резван¹**¹Южный федеральный университет

E-mail: arezvan@sfnu.ru

С развитием современной вакуумной нанoeлектроники особое внимание стало уделяется автоэмиссионным структурам на основе графеновых пленок. Благодаря низкому порогу полевой эмиссии, высокой подвижности носителей заряда, проводимости, автоэлектронная эмиссия на графене имеет ряд отличий от эмиссии из макроскопических эмиттеров на основе полупроводниковых материалов. Данный факт делает графен перспективным материалом для создания автоэмиссионной структуры и создания современных приборов и устройств на его основе [1].

Целью данной работы являлись исследования режимов формирования графена для получения автоэмиссионных устройств, а также измерение автоэмиссионных характеристик полученного автоэмиссионного катода. В работе была разработана конструкция автоэмиссионной ячейки, которая способна интегрироваться в современные кремниевые микро- и нанотехнологии. По результатам проделанной работы была изготовлена лабораторно-технологическая инструкция изготовления элемента автоэмиссионной ячейки на основе графеновой пленки, выращенной методом ПГФХО (PECVD) [2].

Полученная в результате экспериментальных данных автоэмиссионная структура обладает следующими автоэмиссионными характеристиками: коэффициент усиления поля, для данного образца равен $\beta = 7,9 \cdot 10^7$, пороговая напряженность поля начала автоэмиссии равна $E = 6,7 \cdot 10^8$ В/м, плотность тока $j = 3,2$ мА/см².

Это исследование подтверждено результатами, полученными с использованием Центра коллективного использования оборудования и Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета. Сообщаемое исследование финансировалось РФФИ (проект № 16-29-14023).

Библиографический список

1. Ageev O.A., Klimin V.S., Solodovnik M.S., Eskov A.V., Krasnoborodko S.Y. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 741, No 1. P. 012178.
2. Klimin V.S. // Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016) 2016. P. 150.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА РЕЗИСТИВНОГО СЕНСОРА ГАЗОВ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ГРАФЕНА

А.А. Резван¹, В.С. Климин¹

¹Южный федеральный университет

E-mail: arezvan@sfnedu.ru

В результате бурного развития современной микро- и наноэлектроники, графен становится чрезвычайно перспективным материалом. Благодаря своим физическим и электронным свойствам: коробчатой структуре, устойчивостью к ионизирующим излучениям и гексагональной двумерной одноатомной кристаллической решётке, которая позволяет определять малые концентрации адсорбированного газа, актуальна разработка и создание портативных газовых сенсоров с использованием плёнок на его основе [1].

Данная работа посвящена исследованию чувствительного элемента сенсора газов резистивного типа. Экспериментальный макет представляет собой небольшую изолирующую подложку, на которой расположены измерительные электроды, чувствительный элемент и нагреватель, находящиеся на разных сторонах подложки. Нагреватель необходим для дегазации, восстановления чувствительного элемента и поддержания постоянной температуры процессов, протекающих на поверхности полупроводника при хемосорбции газов [2]. Чувствительный элемент в данной структуре представляет собой пленку графена, полученную методом плазмохимического осаждения из газовой фазы [3]. В качестве пленки материала каталитического слоя использовался Ni. Поверх чувствительного слоя располагаются измерительные электроды. В качестве материала нагревателя и измерительных электродов использовались медь и никель соответственно.

В результате проведенных экспериментальных исследований было определено, что изготовленный макет резистивного сенсора газов на основе чувствительного элемента из пленок графена обладает чувствительностью к акцепторным молекулам газа NO₂ и донорным молекулам газов NH₃, CO, парам H₂O с различной степенью коэффициента чувствительности зависящего от концентрации.

Библиографический список

1. Ageev O.A., Klimin V.S., Solodovnik M.S., Eskov A.V., Krasnoborodko S.Y. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 741. No 1. P. 012178.
2. Klimin V.S. // Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016) 2016. P. 150.
3. Klimin V.S., Velichko A.G., Ionova Y.V. // Physics and Mechanics of New Materials and their Applications. 2016. P. 153-154.

СИНТЕЗ ГЕНЕРАТОРОВ НЧ-ШУМА И АНАЛИЗ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ФОРМЫ ИХ СПЕКТРА

С.Е. Резчиков¹, В.А. Сергеев^{1,2}

¹Ульяновский государственный технический университет

²Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: flicker-noise@mail.ru

Низкочастотный (НЧ) шум (фликкер-шум, $1/f$ -шум) характерен для полупроводниковых приборов (ППП) и других изделий электронной техники. По его параметрам можно прогнозировать надёжность ППП [1].

Зависимость спектральной плотности мощности (СПМ) НЧ-шума от частоты имеет вид:

$$G_{НЧ}(f) = A / f^\gamma, \quad (1)$$

где A – константа, γ – показатель формы спектра.

Показатель формы спектра γ является основным параметром НЧ-шума и используется в качестве информативного параметра для диагностики качества и надёжности ППП [2]. Однако при измерении этого параметра необходимо учитывать его непостоянство в диапазоне частот и влияние белого шума [3, 4]. Оценки погрешности измерения показателя формы спектра НЧ-шума приведены нами в [5].

Для тестирования методов и средств измерения параметров НЧ-шума необходим генератор НЧ-шума с регулируемым показателем формы спектра, однако в настоящее время такие генераторы серийно не производятся [6]. В настоящей работе рассматриваются возможности синтеза таких генераторов и оценки отклонения СПМ генерируемого шума от идеальной зависимости (1).

Самый простой способ получения НЧ-шума – аналоговая фильтрация белого шума фильтром нижних частот (ФНЧ) со спадом коэффициента передачи 3 дБ/октаву. Такую форму амплитудно-частотной характеристики можно получить у ФНЧ, составленного из RC -звеньев, различающихся значением ёмкости конденсаторов. На рис. 1 представлен спектр шума, полученный посредством преобразования Фурье, на выходе генератора НЧ-шума с 3-звенным ФНЧ.

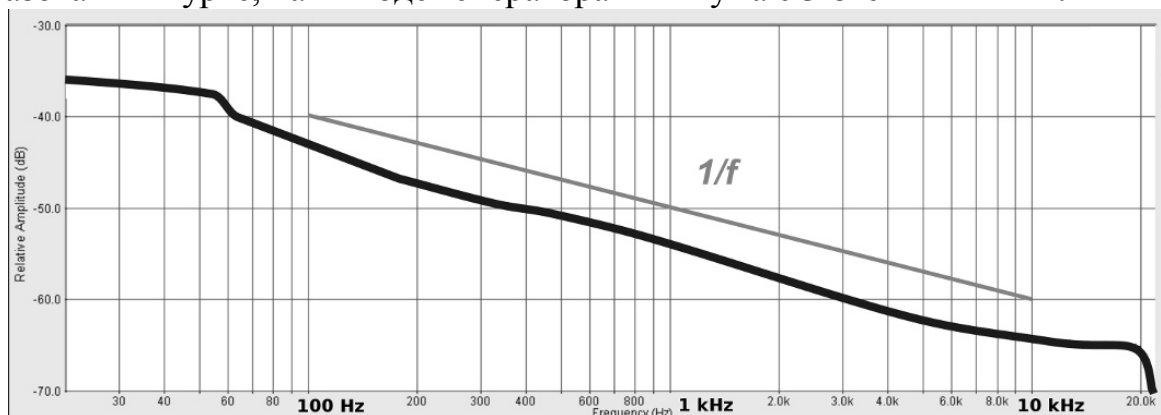


Рис. 1. Зависимость СПМ 3-ступечатого генератора НЧ-шума от частоты.

Из рисунка видно, что показатель формы спектра полученного НЧ-шума близок к 1 в диапазоне частот, превышающем 2 декады.

Коэффициент передачи по мощности K_{Pfull} ФНЧ, состоящего из N RC -

звеньев с постоянными и переменными резисторами, в двойном логарифмическом масштабе определяется выражением

$$\lg(K_{P\ full}(f_{lg})) = \sum_{n=1}^N \lg \left(\frac{(R_{oep} + R_{pez})^2 + (k_{чc}^{n-1} / 2\pi f \cdot C_1)^2}{(R_{oep} + R_{полн})^2 + (k_{чc}^{n-1} / 2\pi f \cdot C_1)^2} \right), \quad (2)$$

где f_{lg} – логарифм частоты, C_1 – ёмкость конденсатора первого RC-звена, R_{oep} – сопротивление ограничительного резистора, $R_{полн}$ и R_{pez} – полное и установленное сопротивления переменного резистора, $k_{чc}$ – отношение частот среза ФНЧ.

Значение $\gamma_{ген}$ в заданной точке f_{lg} спектра НЧ-шума определяется как производная выражения (2) по частоте, взятая со знаком минус [7]:

$$\gamma_{ген}(f_{lg}) = - \frac{d}{df_{lg}} \lg(K_{P\ full}(f_{lg})), \quad (3)$$

На рис. 2 в качестве примера показаны зависимости показателя формы спектра НЧ-шума на выходе ФНЧ от частоты для различных значений сопротивлений R_{pez} RC-звеньев при $N=6$, $C_1 = 15 \text{ мкФ}$, $k_{чc} = 6,9$, $R_{полн} = 5 \text{ кОм}$ и $R_{oep} = 1,3 \text{ кОм}$.

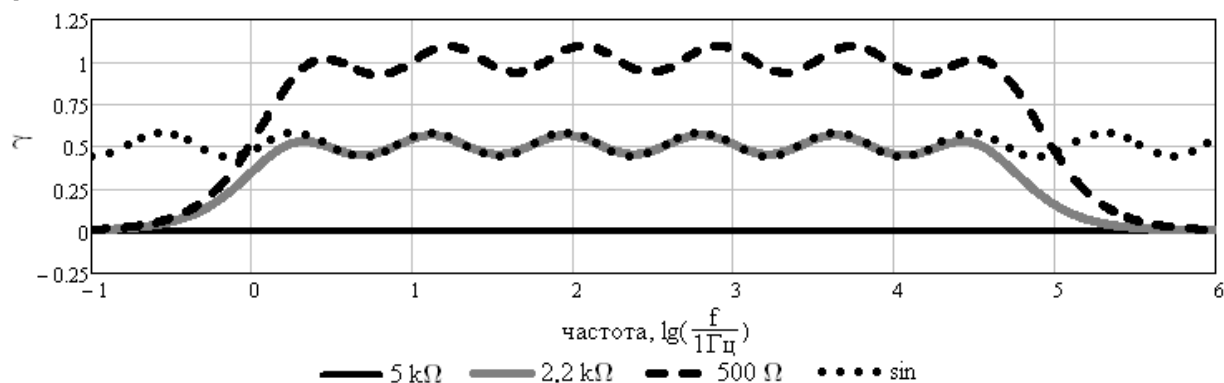


Рис. 2. Зависимости показателя формы спектра от логарифма частоты.

Как видно из рис. 2, предельное отклонение показателя формы спектра от среднего значения: $\pm 0,06$ (2,2 кОм) и $\pm 0,08$ (500 Ом). Зависимость этой систематической погрешности от частоты близка к синусоидальной.

Библиографический список

1. Low frequency noise. [Online]. Available: <http://flicker-noise.com>
2. Горлов М.И., Сергеев В.А. Современные диагностические методы контроля качества и надежности полупроводниковых изделий. Ульяновск: УлГТУ. 2015.
3. Резчиков С.Е. // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика: тез. докл. X Всеросс. конф. молодых ученых (8–10 сентября 2015 г.). Саратов. 2015. С. 130.
4. Резчиков С.Е., Сергеев В.А. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2016. Т. 16. №4. С. 188.
5. Сергеев В.А., Резчиков С.Е. // Измерительная техника. 2015. №10. С. 55.
6. Резчиков С.Е. // Радиоэлектронная техника. 2013. №1. С. 165.
7. Резчиков С.Е., Сергеев В.А. // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика: докл. XI Всеросс. конф. молодых ученых (6–8 сентября 2016 г.). Саратов. 2016. С. 158.

**ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА КОНТАКТА НА РОСТ
УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК****Н.Н. Рудык, О.И. Ильин, А.А. Федотов, М.В. Ильина, Д.О. Сучков***Южный федеральный университет,**Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Таганрог**E-mail: nnrudyk@sfnu.ru*

Метод плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) является наиболее перспективным методом для получения углеродных нанотрубок (УНТ) для приборного применения [1]. Метод PECVD позволяет формировать УНТ в заданных местах подложки на каталитических центрах (КЦ), а также такими преимуществами, как синтез при низких температурах и возможностью варьирования геометрических параметров углеродных нанотрубок в широком диапазоне. Одним из наиболее важных факторов роста УНТ являются комбинация материалов каталитического и контактного слоев [2]. Основными требованиями к материалу, используемому в качестве контакта, является отсутствие химического взаимодействия со слоем катализатора, а также хорошая электропроводность при использовании в качестве электрода. Анализ литературы показывает, что материалами слоя катализатора, пригодными для формирования каталитических центров являются Ni, Fe, Co, причем каталитические центры на основе Ni позволяют формировать наиболее упорядоченные массивы УНТ с наименьшим разбросом размеров и высоким соотношением сторон [3]. В то же время, комбинации различных типов материалов контакта и катализатора приводит к необходимости изучения закономерностей их влияния на процесс формирования УНТ.

В данной работе проведено исследование влияния материала контакта на параметры выращиваемых УНТ. При этом в качестве слоя катализатора использовался Ni. На поверхности подложки Si (100) с помощью магнетронного распыления формировалась пленка контакта толщиной 20 нм из различных металлов (Zn, Ti, Ta, Pt, Pd, Cr) и пленка Ni толщиной 10 нм. Анализ РЭМ изображений образцов с УНТ (Рис. 1) показал, что наиболее ориентированную и упорядоченную структуру имеют образцы с контактом из Cr. На контакте Ti наблюдается тенденция к вертикально ориентированному росту с некоторым отклонением направления роста УНТ от нормали к подложке. Разориентированный характер углеродных нанотрубок, полученных на образцах с контактами из Ta и Zn, можно объяснить высокой окислительной способностью этих материалов, которые при нагреве взаимодействуя с остаточным кислородом в камере модуля PECVD, образуют стабильные оксиды. В связи с этим, образованные слои оксида цинка и оксида тантала могут накапливать заряд под воздействием плазмы, иницированной в процессе роста, что приводит к локальному искажению электрического поля и, как следствие, к росту углеродных нанотрубок с хаотической ориентацией.

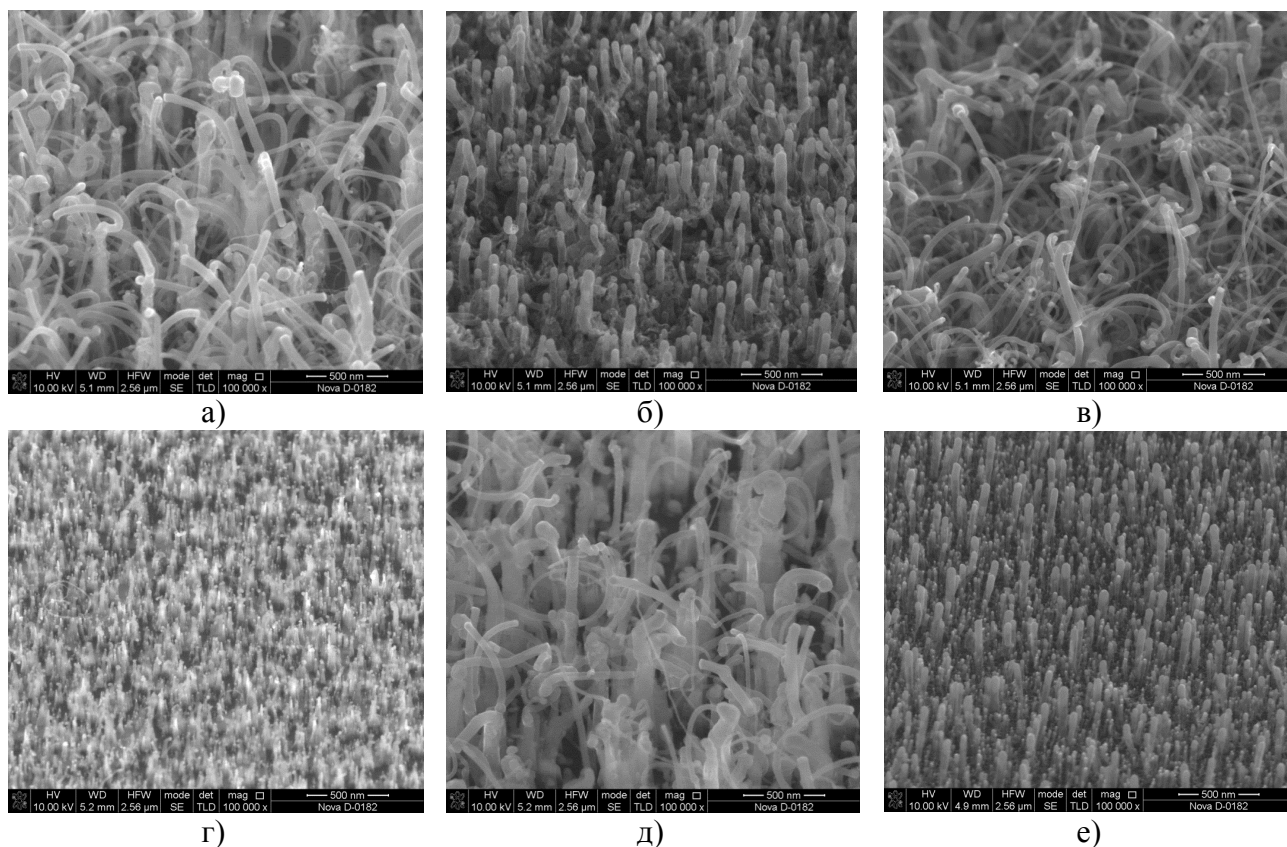


Рис. 1 – УНТ выращенные на различном материале контакта:
а) Zn; б) Ti; в) Ta; г) Pt; д) Pd; е) Cr

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что Cr является наиболее подходящим материалом для использования в качестве буферного слоя между подложкой Si и слой катализатора Ni во время процесса PECVD. При использовании этого контакта происходит рост УНТ с наиболее упорядоченной и вертикально ориентированной структурой.

Полученные результаты могут быть использованы при и разработке технологических процессов формирования вертикально ориентированных углеродных нанотрубок для функциональных элементов приборов эмиссионной наноэлектроники, ячеек памяти и адгезионных покрытий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-14023 офи_м) и гранта ЮФУ № ВнГр-07/2017-26.

Библиографический список

1. De Volder M.F.L., Taw-fick S.H., Baughman R.H., Hart A.J. // Science. 2013. Vol. 339. P. 535.
2. Cassell A.M, Qi Ye, Cruden B.A. // Nanotechnology. 2004. Vol. 15. P. 9.
3. Moisala A. et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2003. Vol. 15. P. 3011.

СОВРЕМЕННЫЕ ГИРОТРОНЫ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА**Н.М. Рыскин^{1,2}**¹*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: ryskinnm@info.sgu.ru*

Терагерцевый (ТГц) диапазон частот на сегодняшний день является наиболее слабо освоенным участком электромагнитного спектра. В этом диапазоне одинаково затруднена работа вакуумных, твердотельных и квантовых приборов. Вместе с тем, источники когерентного излучения ТГц диапазона имеют широкие перспективы применения в таких областях, как безопасность и противодействие терроризму (поиск и обнаружение взрывчатых веществ), информационно-коммуникационные системы, радиоастрономия, спектроскопия, медицина. Это обусловлено рядом фундаментальных особенностей ТГц-излучения: в данном диапазоне лежат колебательные и вращательные спектры многих веществ; широкий диапазон частот привлекателен для систем передачи информации; ТГц излучение обладает высокой проникающей способностью и позволяет получать контрастное изображение, но в то же время обладает гораздо меньшим ионизирующим воздействием, чем рентгеновское излучение.

В настоящее время общепризнано, что наиболее высокие уровни мощности в диапазоне 0.1–1.0 ТГц способны обеспечить электровакуумные приборы, прежде всего — гиротроны. В частности, с их помощью достижимы уровни мощности порядка сотен Ватт в непрерывном режиме на частотах порядка 0.2–0.5 ТГц. Гиротроны на базе импульсных соленоидов обеспечивают мощность порядка 1 кВт на частоте 1 ТГц и выше.

В докладе обсуждаются основные сферы приложения ТГц гиротронов. Это, прежде всего, ЯМР-спектроскопия с динамической поляризацией ядер (DNP/NMR). Также интерес представляют диагностика плазмы, системы контроля качества, удаленная детекция радиоактивных веществ, различные биомедицинские приложения, в том числе гипертермия опухолей [1-4]. Обсуждаются конструктивные особенности ТГц гиротронов. В частности, в настоящее время в суб-ТГц диапазоне в основном разрабатываются гиротроны на второй или третьей гармониках гирочастоты, что открывает возможность использования так называемых «сухих» криомагнитов.

Для многих из перечисленных выше приложений принципиально необходима высокая стабильность частоты при работе в непрерывном режиме. Также желательно обеспечить перестройку частоты в пределах 1–2 ТГц. В докладе представлены результаты исследований, направленных на повышение стабильности частоты, расширение диапазона частотной перестройки и подавление паразитных мод. Наряду с традиционными методами решения подобных задач, в последние годы активно обсуждается ряд новых способов. В частности, это автосинхронизация запаздывающим сигналом, отраженным от внешней резонансной или нерезонансной нагрузки (например, от выходного окна или какого-либо специально сконструированного элемента выходного тракта). Также интерес привлекла синхронизация гиротрона путем захвата внешним сигналом

от высокостабильного источника или взаимная синхронизация двух или нескольких гиротронов. Здесь обнаружен ряд особенностей, связанных с тем, что в гиротроне максимальный КПД, как правило, достигается в режиме жесткого возбуждения. Наконец, в гиротронах, работающих на высших циклотронных гармониках основную опасность представляет конкуренция со стороны мод на основной гармонике. Одним из возможных способов решения этой проблемы является использование ступенчатых резонаторов с трансформацией мод.

Изложение основано на работах [5-11], которые выполнены совместно с коллективами из Института прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород) и Research Center for Development of Far Infrared Region, University of Fukui (Япония).

В докладе представлены результаты, частично выполненные при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 15-02-02893-а и 15-02-01798-а).

Библиографический список

1. *Idehara T., Saito T., Ogawa I., Mitsudo S., Tatematsu Y., Sabchevski S.* // Thin Solid Films. 2008. Vol. 517. P. 1503–1506.
2. *Nanni E.A., Barnes A.B., Griffin R.G., Temkin R.J.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. No. 1. P. 145-163.
3. *Glyavin M.Y., Idehara T., Sabchevski S.P.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. Vol. 5. No. 5. P. 788-797.
4. *Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Запезалов В.Е., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г., Мануилов В.Н., Морозкин М.В., Седов А.С., Чирков А.В.* // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С. 745-751.
5. *Chumakova M.M., Usacheva S.A., Glyavin M.Y., Novozhilova Y.V., Ryskin N.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42, No. 8. P. 2030-2036.
6. *Yakunina K.A., Kuznetsov A.P., Ryskin N.M.* // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22. No. 11. P. 113107.
7. *Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Кулыгин М.Л., Мельникова М.М., Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 9. С. 747-758.
8. *Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Tyshkun A.V., Glyavin M.Y., Novozhilova Y.V.* // IEEE Trans. Electron Devices. 2016. Vol. 63, No. 3. P. 1288-1293.
9. *Melnikova M.M., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Saito T., Tatematsu Y., Yamaguchi Y.* // 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 2016. P. 7758515.
10. *Khutoryan E.M., Idehara T., Melnikova M.M., Ryskin N.M., Dumbrajs O.* // J. Infrared, Millim., Terahertz Waves. 2017. Vol. 38. No. 7. P. 824–837.
11. *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. 4–34.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ НА МОЩНЫХ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

С.Н. Савельев¹, Л.А. Морозова², С.В. Савельев²

¹НПП «Исток», Фрязино

²Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: saveljev@ms.ire.rssi.ru

В работе предлагается использование математической модели генератора с выделенной инерционностью для описания динамики мощного однотранзисторного усилительного каскада. Численно выявляются закономерности генерации регулярных и хаотических колебаний. Представлены экспериментальные результаты исследования усилительного каскада для режима самовозбуждения в диапазоне СВЧ. Сделан сравнительный анализ динамики теоретической модели и эксперимента.

Простейший усилительный каскад СВЧ диапазона представляет собой согласованный по входу и выходу транзистор без каких-либо дополнительных схемных построений. Необходимое значение положительной обратной связи для перехода в режим автогенерации осуществляется через внутренние межвыводные емкости транзистора. Усилительный каскад переводится в автоколебательный режим по достижении необходимых значений напряжений питания. Особенность мощных усилительных каскадов СВЧ состоит в том, что основной режим работы транзисторов в них близок к насыщению, что при условии работы вблизи верхней граничной частоты делает значимым инерционность каскада.

Таким образом, регенеративный усилительный каскад СВЧ в режиме большого сигнала можно представить как регенеративный усилитель с инерционностью, которая определяется выходным током транзистора. Динамическая характеристика нелинейного усилителя имеет линейный участок и участок с насыщением.

Уравнения, описывающие динамику генератора с инерционным преобразованием выходного сигнала нелинейного усилителя, можно представить в виде четырехмерной четырехпараметрической нелинейной диссипативной системы

$$\begin{aligned}
 \dot{X} &= Y + (m_1 - m_2)X - XZ, & X \leq q, \\
 \dot{X} &= Y - m_2 X - qZ, & X > q, \\
 \dot{Y} &= -X, \\
 \dot{Z} &= -gZ + gF(2X - m_2 W)(2X - m_2 W)^2, \\
 \dot{W} &= X - m_2 W,
 \end{aligned} \tag{1}$$

Впервые система (1) была исследована в [1], где было отмечено индивидуальность переходов «порядок – хаос» присущие этой системе и установлены их инвариантные свойства.

Для системы (1) характерным является последовательность бифуркация с увеличением кратности устойчивых циклов системы на единицу, где ряд бифуркационных значений параметра инерционности подчиняется закону сходимости

$$g_k - g_n \sim n^\gamma, \quad (2)$$

где g_k и g_n бифуркационные значения параметра g , γ - константа, для последовательности устойчивых предельных циклов высокого порядка.

Оценка для последовательности кратности устойчивых циклов n и ряда значений параметра инерционности g_n позволило сделать вывод о существовании закона сходимости для системы (1) с константой $\gamma = -3,75 \pm 0,17$. Существование закона подобия позволило рассчитать точку сгущения последовательности g_k , а значит определить верхнюю границу зоны развитого хаоса рассматриваемой системы. Полученное значение параметра инерционности соответствующее верхней границе точки сгущения $g_k = 0,068$.

Эксперименты проводились в микроволновом диапазоне длин волн. Усилитель, переходящий в автогенераторный режим за счет изменения коэффициента усиления путем варьирования значений напряжений питания, был собран по планарной микрополосковой технологии на базе транзистора 2Т 982 А-2 включенного по схеме с общей базой и согласованного по входу и выходу. В эксперименте наблюдались устойчивые циклы с кратностями периодов вплоть до $n = 7$ включительно, разделенные зонами хаоса. Расстояния по частоте между частотными составляющими спектров выходного сигнала усилительного каскада подчинялся закону $\Delta f_n = \Delta f_1 / n$, $n = 2, 3, \dots, 7$. Уменьшение напряжений питания приводило к полной хаотизации выходного сигнала без выделения в спектре мощности регулярных частотных составляющих. Спектр в диапазоне 125 МГц имел малый перепад спектральной плотности шума: при относительной ширине полосы порядка 0,08 октавы он не превышал 3 дБ/мВт. 90% мощности сигнала системы находилось в полосе частот усиления регенеративного усилителя.

Библиографический список

1. Савельев С.В. // Радиотехника и электроника. 1992. Т.37. № 6. С.1064 – 1071.

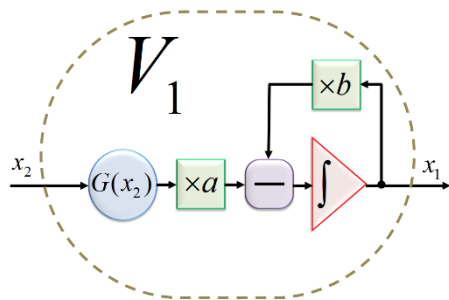
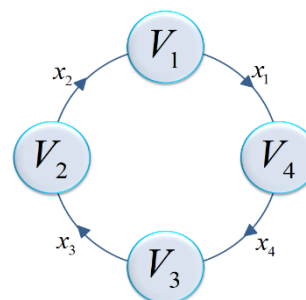
Рис. 1. Структура вершины-решателя V_1 

Рис. 2. Графоаналитическое представление системы Томаса 4-го порядка

Кольцевая структура системы Томаса 4-го порядка на примере циклического орграфа $C(4;4)$ представлена на рис. 2. В данном случае необходимо отметить, что сам орграф с известными начальными условиями интегрирования (они задаются по отдельности для каждой из вершин-решателей V_i) представляют собой не что иное, как задачу Коши для системы Томаса. При этом, безусловно, данный принцип распространяется на все графоаналитические модели ЦСДС.

Данное графоаналитическое представление систем Томаса очень удобно использовать при проведении процедуры декомпозиции системы независимо от ее порядка. Это связано, прежде всего, с тем, что отпадает необходимость проведения дополнительных математических преобразований (связанных, например, с приведением исходной системы ОДУ к нормальной форме). На основе визуальной оценки орграфа легко выбрать «точку разрыва кольцевой структуры автогенератора» [1, 3-5] для того, чтобы получить ведомую систему на приемной стороне системы связи с целью регистрации синхронного хаотического отклика.

Предложенный в самой общей форме графоаналитический подход по декомпозиции лабиринтных систем Томаса можно применять и к более «сложным» ЦСДС. К последним, в первую очередь, необходимо относить такие ЦСДС, которые содержат более двух переменных в каждой из строк систем ОДУ, образуя тем самым дополнительные «внешние» циклы в соответствующих им орграфах.

Библиографический список

1. Pecora L.M., Carrol T.L. // Phys. Rev. E. 1990. Vol. 64. No 8. P. 821 - 824.
2. Волковский А.Р., Рульков Н.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 3. С. 71-75.
3. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. – М.: Изд-во ФИЗМАТЛИТ, 2002.
4. Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. // УФН. 2009. Т. 179. №. 12. С. 1281–1308.
5. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. Генерация хаоса. – М.: Изд-во Техносфера, 2012.
6. Sprot J.C., Chlouverakis K.S. // Int. Journ. of Bifurcation and Chaos. 2007. Vol. 17, No. 6.
7. Chlouverakis K.S., Sprot J.C. // Chaos. 2007. Vol. 17.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ КОВАЛЕНТНЫХ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ УНТ И ИХ РОЛИ В ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ МАТРИЦ ИЗ УНТ

О.Е. Глухова, Г.В. Савостьянов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: savostyanov.gv@gmail.com

В качестве биосовместимых электропроводящих материалов в настоящее время используются композитные материалы в состав которых входят одно-стенные углеродные нанотрубки (ОУНТ). Наличие структурных образований из ОУНТ значительно увеличивает электропроводимость и прочность таких материалов. Поскольку ОУНТ являются токсичными, важной задачей при получении таких композитов является получение максимальной величины удельной электропроводимости при низких концентрациях ОУНТ.

В настоящее время существуют экспериментальные методы по созданию наноструктурированных материалов, содержащих ОУНТ и имеющих древо-видную структуру [1]. Такие наноструктурированные материалы обладают достаточно высокой электронной проводимостью даже при низких концентрациях нанотрубок (1-5%). Для поиска способов улучшить характеристики таких наноструктурированных материалов необходимо знать их детальную структуру, в частности, структуру контактов между ОУНТ и величину контактного сопротивления, а также зависимость проводимости от степени упорядоченности УНТ.

В данной работе исследуется возможность образования термодинамически устойчивых контактов между ОУНТ, а также роль этих контактов в электропроводимости матриц из нанотрубок. В ходе серии численных экспериментов в рамках метода молекулярной динамики при использовании эмпирического потенциала REBO [2] установлено, что важным фактором в образовании соединений является наличие дефектов на ОУНТ (см. рис. 1).

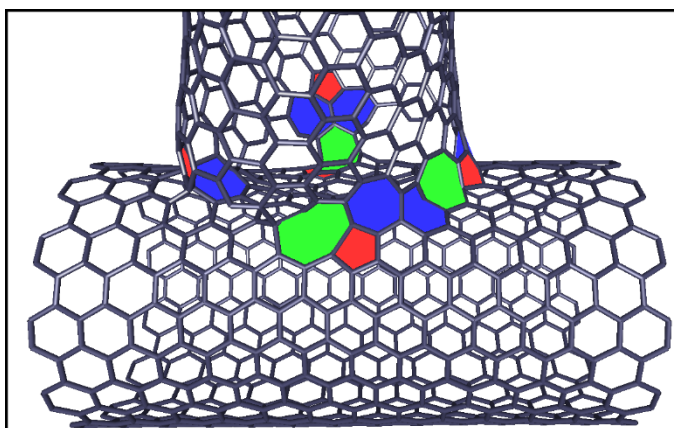


Рис.1 Термодинамически стабильное соединение между нанотрубками, соединение осуществляется при наличии дефектов на нанотрубке. Красным показаны пятиугольники, синим — семиугольники, зеленым — восьмиугольники.

Для полученных соединений в рамках метода неравновесных функций Грина [3] на базе метода DFTB [4] была получена оценка величины контактного сопротивления между нанотрубками. Полученные величины контактного

сопротивления варьировались в диапазоне от 20 до 100 кОм. Микроразмерная крупнозернистая модель матриц из ОУНТ была получена в рамках метода Монтэ-Карло, при этом рассматривалась древообразная структура. По полученной крупнозернистой модели генерировалась резисторная сеть и вычислялась зависимость удельной электрической проводимости от плотности нанотрубок в материале (см. рис. 2). Эквивалентное сопротивление резисторной сетки вычислялось в программе **ngspice**.

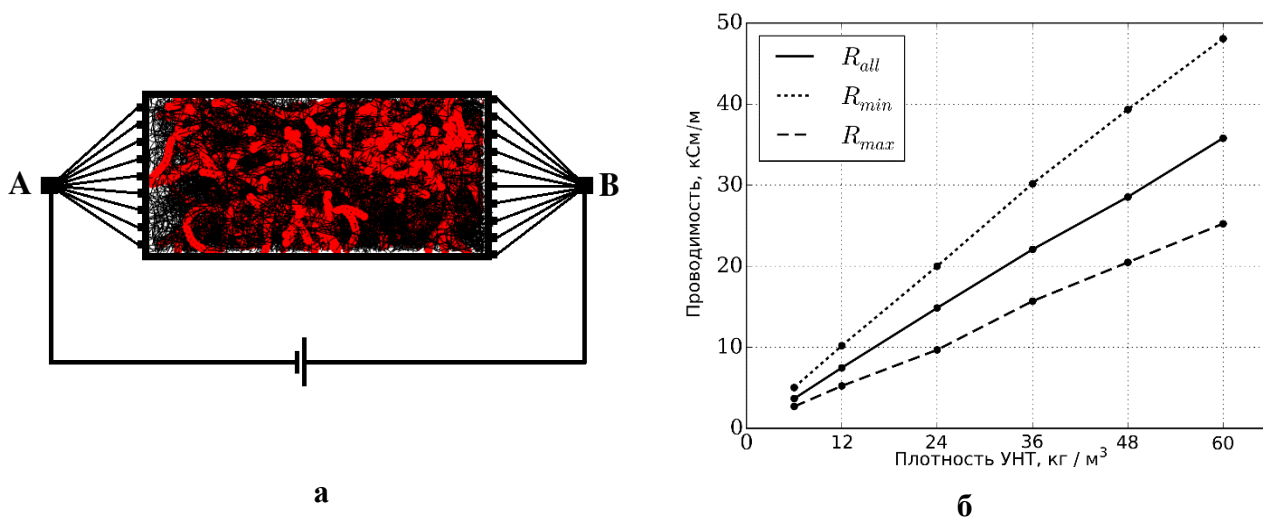


Рис. 2. а) Крупнозернистая модель древовидного материала из ОУНТ (некоторые поддерева показаны красным цветом) и схема вычисления его эквивалентного сопротивления. б) Зависимость проводимости от плотности (при максимальных, минимальных и средних величинах контактных сопротивлений).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-29-01025 офи_м «Кроссплатформенный программный комплекс для решения задач биоэлектроники и биосенсорики, базирующихся на углеродных наноструктурах»).

Библиографический список

1. Gerasimenko A.Y., Ichkitidze L.P. et al. // Biomedical Engineering. 2015. Vol. 48, no. 6. P. 23–27.
2. Brenner D. // Physical Review B. 1990. Vol. 42, no. 15. P. 9458–9471.
3. Дамта С. // Регулярная и хаотическая динамика. 2009. 532 с.
4. Elstner M., Porezag D., Jungnickel G., Elsner J., Haugk M., Frauenheim T., Suhai S., Seifert G. // Physical Review B. 1998. ol. 58, no. 11. P. 7260–7268.

ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАССИВЕ ЛАТЕРАЛЬНЫХ СТРУКТУР

А.В. Садовников, А.А. Грачев, Е.Н. Бегинин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stig133@gmail.com

Системы латерально связанных волноведущих структур на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей [1]. Перестройка рабочих частот таких устройств внешним магнитным полем и путем изменения коэффициента связи между ферритовыми волноводами, разнообразие типов дисперсии и характера связи распространяющихся спиновых волн (СВ), проявление различных нелинейных эффектов (солитонное распространение волн, автомодуляция) позволяют изменять их характеристики и режимы работы в широких пределах.

В данной работе проведено исследование процессов дискретной дифракции поверхностных и обратных объёмных СВ в системе латерально связанных ферритовых волноводов численными методами и методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии [2]. Схематически структура представлена на рисунке 1:

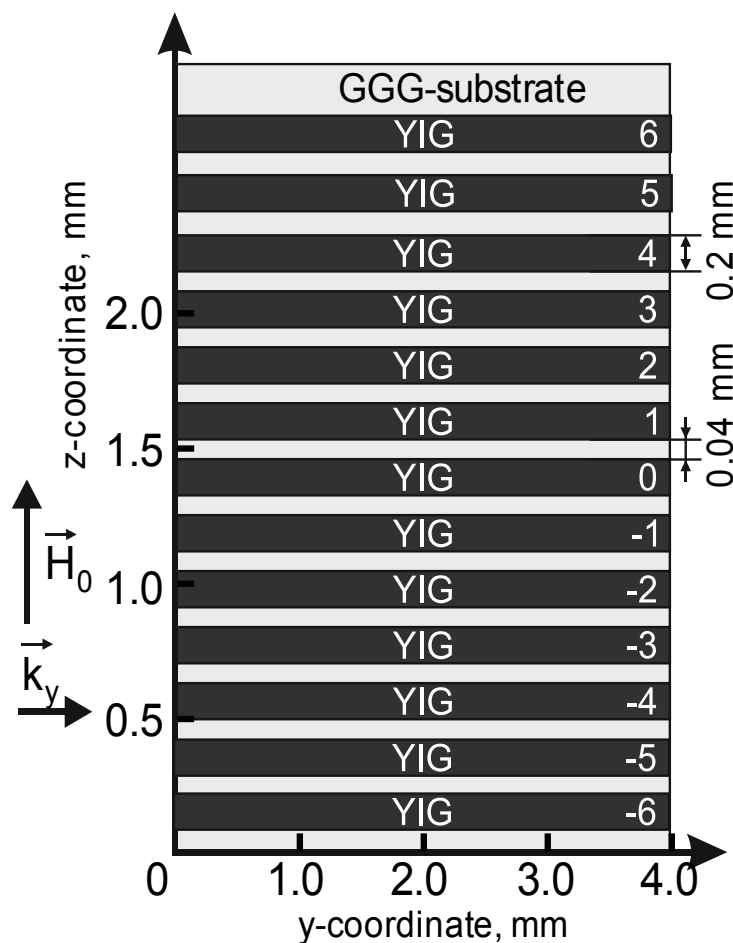


Рис. 1. Схема исследуемой структуры.

Численное моделирование производилось на анализе решений дискретного нелинейного уравнения Шрёдингера (ДНУШ)[3,4]. Показано, что полученные дифракционные картины существенным образом зависят от частоты и амплитуды входного сигнала возбуждаемого в волноводах с $n = -2, -1, 0, 1$ и 2 . Видно, что с ростом частоты увеличивается длина перекачки в волноводах и, следовательно, режим дифракции сменяется на рефракцию пучка магнитостатических волн (МСВ) и далее наблюдается режим, когда пучок идёт одновременно по пяти волноводам (Рис. 2). Также видно, что при увеличении амплитуды входного сигнала на динамику распространения спиновых волн начинает влиять нелинейность, приводящая к формированию дискретного солитона в такой структуре.

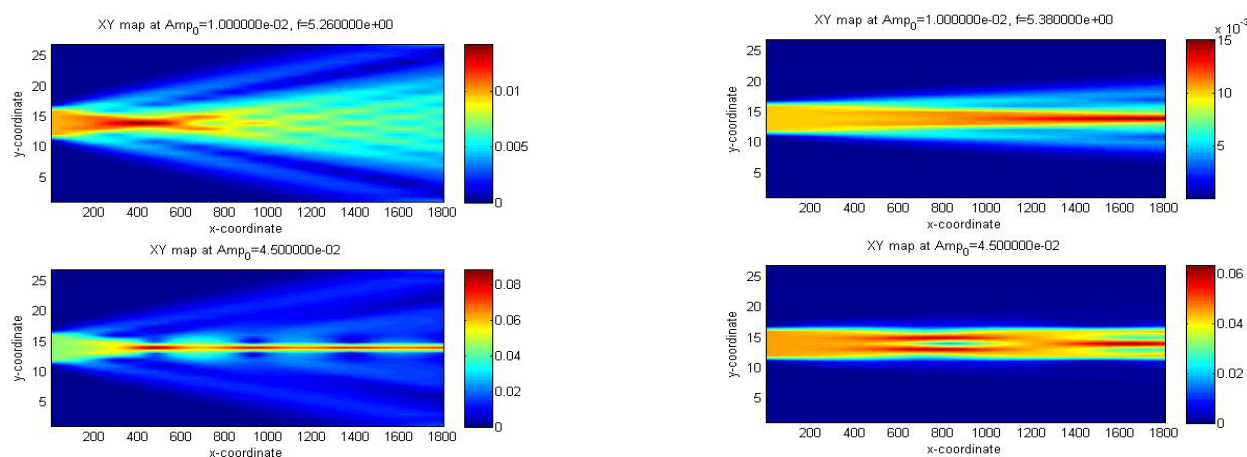


Рис. 2. Результат численного моделирования.

Методом конечных элементов и конечных разностей во временной области проведен расчет электродинамических характеристик, определен спектр и построены распределения полей и дисперсионные характеристики волноводных мод такой структуры при возбуждении в ней поверхностной СВ. Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментального исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-00217, 16-02-00789) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

Библиографический список

1. Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., Münzenberg M. // Phys. Rep. 2011. Vol. 507. P. 107-136.
2. Demokritov S.O., Hillebrands B., Slavin A.N. // Phys. Rep. 2001. Vol. 348. P. 441-489.
3. Lederer F., Stegeman G., Christodoulides D., Assanto G. // Phys. Rep. 2008. Vol. 463. P. 1-126.
4. Кившарь Ю.С, Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

ВОЗМОЖНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ КОНТРОЛЛЕРА СПИНОВЫХ ВОЛН**Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: valentin@sakharov.info*

В данной работе обсуждается возможный принцип работы спин-волнового контроллера – устройства, позволяющего задавать и подстраивать свойства спиновых волн, и которое, таким образом, может выступать в качестве СВЧ-прибора с перестраиваемой амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) и фазочастотной характеристикой (ФЧХ). Свойства данного устройства исследовались как экспериментально, так и с помощью численного расчёта.

На рисунке 1а представлено схематическое изображение спин-волнового контроллера. Он состоит из магнитной плёнки – волновода для спиновых волн, двух антенн для возбуждения и приёма этих волн и решётки электродов в виде микрополосков, размещённых между антеннами. Управление АЧХ и ФЧХ спиновых волн в магнитной плёнке достигается за счет пропускания некоего распределения электрического тока через электроды.

Принцип работы контроллера основан на зависимости характеристик спиновых волн от величины эффективного магнитного поля в магнитной плёнке. Электрический ток в каждом электроде локально изменяет распределение внутреннего поля в плёнке и, следовательно, влияет на спиновую волну. А задание величины и направления токов в системе электродов будет приводить к определённому распределению полей в плёнке и, таким образом, формировать итоговые АЧХ и ФЧХ спиновой волны, распространяющейся от одной антенны к другой. Например, с использованием такой системы с большим числом электродов и периодическим распределением токов можно реализовать так называемый динамический магнетонный кристалл [1], а изменяя в электродах код из токов – легко настроить в таком кристалле параметры брэгговской зоны непропускания (положение по частоте, глубину, формирование дефектной моды внутри её). Другой способ влияния на спиновую волну с использованием такой структуры может быть основан на механизме преобразования длины волны в пространственно-неоднородном поле [2], что позволяет проводить подстройку групповой скорости и задержки.

Экспериментально работа спин-волнового контроллера была опробована на Ga,Sc-замещённых плёнках железиттриевого граната (ЖИГ), толщиной 12.3 мкм и намагниченностью насыщения 370 Гс. Для этого был изготовлен макет на основе подложки поликора, на которой были сформированы антенны и 80 управляющих электродов между ними. Далее на данном макете размещалась плёнка ЖИГ, и с использованием векторного анализатора цепей проводилось измерение АЧХ и ФЧХ макета при различных распределениях тока в электродах. Была продемонстрирована возможность формирования таким способом брэгговских зон непропускания для обратной объемной магнитостатической волны (ОМСВ), изменения расположения данной зоны и образования дефектной моды внутри неё.

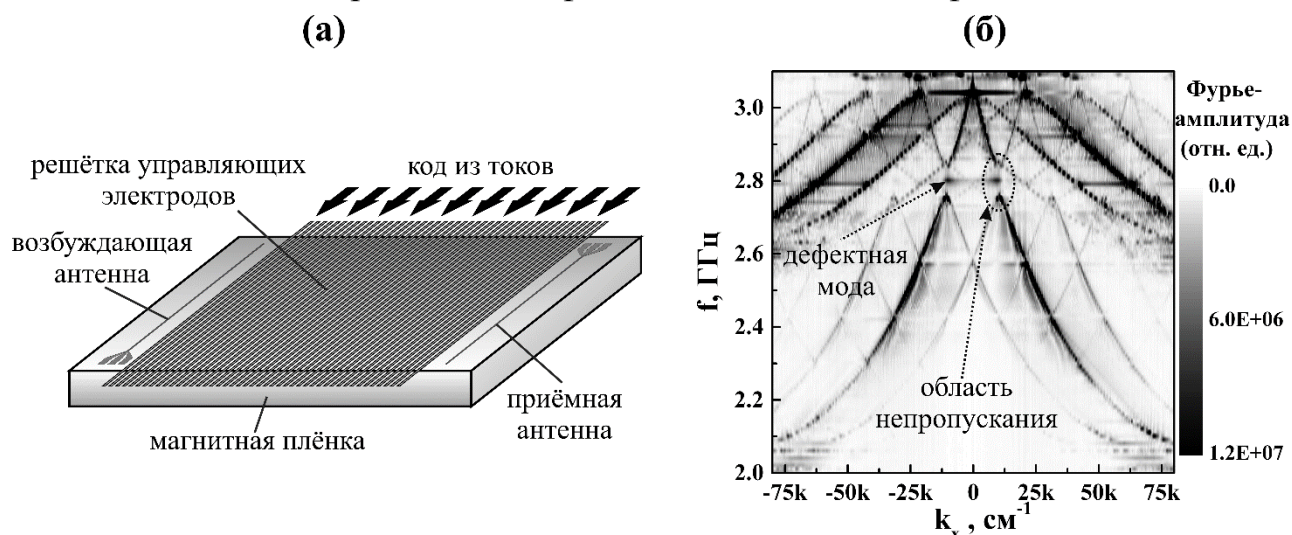


Рис.1. Схематическое изображение регулятора спиновых волн (а) и дисперсионная характеристика ООМСВ в плёнке ЖИГ с толщиной 0.5 мкм, расположенной на таком регуляторе (б) с периодом электродов 3 мкм, шириной электродов 1.5 мкм и отсутствием тока через центральный электрод. Стрелками на (б) показаны образующиеся в результате области непропускания и дефектные моды

С использованием пакета программ OOMMF [3] были рассчитаны дисперсионные характеристики ООМСВ для контроллера спиновых волн на основе плёнки ЖИГ толщиной 0.5 мкм. При этом магнитные поля проводников с током рассчитывались по закону Био-Савара-Лапласа. Для системы электродов шириной 1.5 мкм и периодом 3 мкм была показана возможность формирования зон непропускания, а в случае отсутствия тока в одном центральном электроде – дефектных мод внутри данной зоны. Также была продемонстрирована возможность подстройки вида дисперсионных характеристик за счёт изменения направления тока во всех электродах и при чередовании его направления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-00988).

Библиографический список

1. Chumak A.V., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 205005.
2. Eshbach J.R.. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 1298.
3. <http://math.nist.gov/oommf/>

**МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В СУБМИКРОННЫХ
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ ЖИГ, ПОЛУЧЕННЫХ
ИОННО-ЛУЧЕВЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ НА ПОДЛОЖКАХ ГГГ**

**В.К. Сахаров¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, С.Л. Высоцкий^{1,2},
А.И. Стогний³, Ю.А. Филимонов^{1,2}**

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Научно-практический центр по материаловедению, НАНБ

E-mail: valentin@sakharov.info

Ионно-лучевое распыление субмикронных плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) на полупроводниковые [1, 2] и диэлектрические [3] (в основном, на гадолиний галлиевый гранат или ГГГ) подложки рассматривается, как одна из возможных методик, которые возможно использовать для интеграции устройств, работающих на принципах магноники, с полупроводниковой электроникой. В данной работе показывается, что структуры ЖИГ/ГГГ, с толщинами плёнки ЖИГ 200-800 нм, полученные указанным методом, могут поддерживать распространение магнитоупругих волн (МУВ). Для этой цели проводилось экспериментальное изучение распространения магнитоэластических поверхностных волн (ПМСВ), возбуждаемых в плёнке ЖИГ копланарными антеннами микронных размеров, изготовленных на поверхности плёнок по аналогии с работами [1, 3]. Возбуждающая и приемная антенны были сформированы с расстоянием L между ними от 50 до 200 мкм. Характеристики прохождения и отражения ПМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции.

Возбуждение "быстрых" МУВ [4] фиксировалось на частотной зависимости амплитуды коэффициента прохождения $S_{21}(f)$ ПМСВ в виде наличия эквидистантных резонансов (рисунок 1а, б) на частотах фазового синхронизма ПМСВ и сдвиговых акустических мод тонкопленочного волновода ЖИГ/ГГГ. Частотный интервал между соседними резонансами в эксперименте $\Delta f_{экс} \approx 3$ МГц соответствовал ожидаемому $\Delta f_{теор}$ для толщины используемой подложки $d \approx 600$ мкм: $\Delta f_{теор} = v_{st} / (2d) \approx 2.98$ МГц (где $v_{st} = 3.85 \times 10^5$ см/с – скорость звука в ГГГ).

Для образца толщиной 200 нм и $L=50$ мкм магнитоупругие резонансы наблюдались в области полей $H \approx 500-1400$ Э (что отвечает частотам $f \approx 3.0-6.0$ ГГц). Эффективность резонансного взаимодействия, определяемая по "глубине" резонансов ΔA , зависела от поля (и, соответственно, частоты) и имела максимум при $f \approx 5$ ГГц, где $\Delta A \approx 2.2$ дБ. Увеличение эффективности возбуждения магнитоупругих резонансов за счёт увеличения расстояния между антеннами приводило к возможности пронаблюдать данные резонансы при меньших полях. Например, для $L=100$ мкм магнитоупругие резонансы наблюдались при $H \approx 300-1400$ Э ($f \approx 2.0-6.0$ ГГц), и при поле в 550 Э $\Delta A \approx 3.5$ дБ, что примерно в 10 раз превышает эту величину для антенн с $L=50$ мкм ($\Delta A \approx 0.32$ дБ).

Для образца с большей толщиной (800 нм) в спектрах прохождения помимо магнитоупругих резонансов наблюдались также спин-волновые резонансы,

что показывает возможность их одновременного сосуществования (рисунок 2а, б).

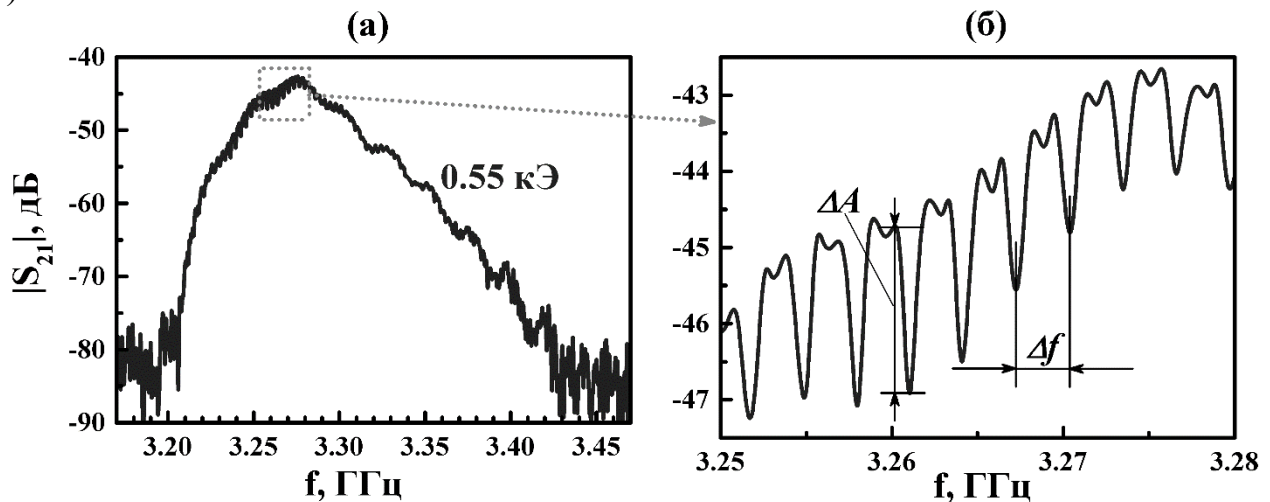


Рис. 1. Спектры коэффициента передачи S_{21} зоны ПМСВ (а) и её увеличенного участка (б) при внешнем поле 550 Э для образца ЖИГ(200 нм)/ГГГ(600 мкм) с $L=100$ мкм

Таким образом, впервые в поликристаллических субмикронных плёнках ЖИГ, изготовленных ионно-лучевым испарением на подложках ГГГ, наблюдалось резонансное взаимодействие ПМСВ и сдвиговых акустических мод, которое могло происходить одновременно с взаимодействием ПМСВ и обменных спиновых мод.

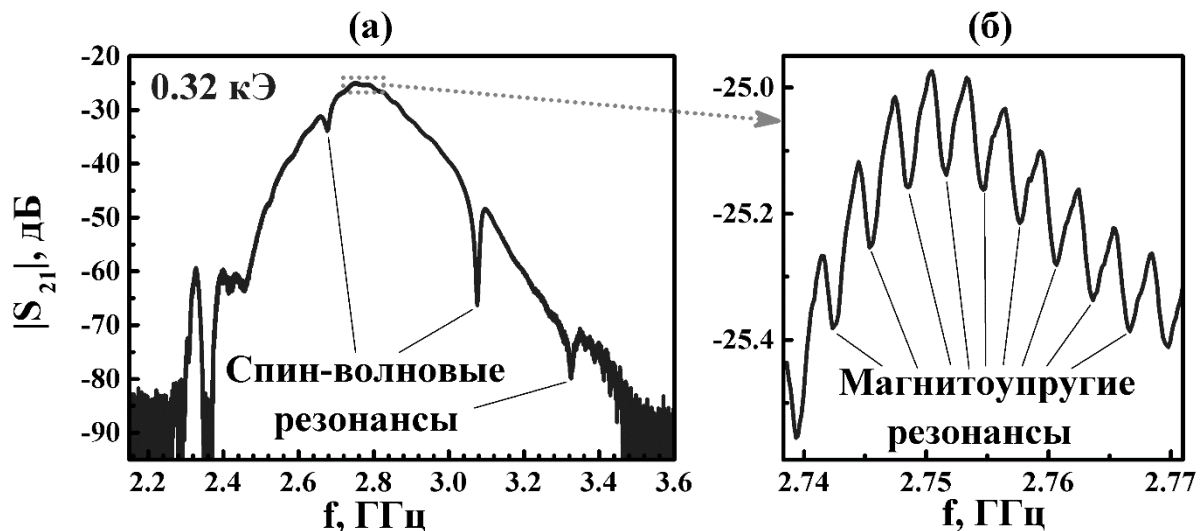


Рис. 2. Спектры коэффициента передачи S_{21} зоны ПМСВ (а) и её увеличенного участка (б) при внешнем поле 320 Э для образца ЖИГ(800 нм)/ГГГ(600 мкм) с $L=200$ мкм

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-57-00135, № 16-29-14058) и БРФФИ (проект № Ф16Р-085).

Библиографический список

1. Sakharov V.K., Khivintsev Y.V. et al. // IEEE Mag. Let. 2017. Vol. 8. P. 3704105.
2. Stognij A.I., Lutsev L.V. et al. // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. P. 023905.
3. Sakharov V.K., Khivintsev Y.V. et al. // Proc. 20th Int. Conf. Mag., Barcelona, 2015. P. 1546.
4. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 500.

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В 2D ВОЛНОВОДНЫХ РЕШЕТКАХ ИЗ ПЛЕНОК ЖИГ

Г.М. Дудко¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹,
Ю.А. Филимонов^{1,2}, А.Г. Хитун³

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Department of Electrical and Computer Engineering, University of California -Riverside, Riverside, California, USA 92521

E-mail: valentin@sakharov.info

Двумерная (2D) магنونная сеть, основанная на системе ортогональных волноводов спиновых волн (СВ), является перспективной для инженерии магнитных логических схем, которая использует преимущество намагниченности в качестве вычислительной переменной и использует СВ для обработки информации [1]. В данной работе обсуждаются и сравниваются с экспериментом [2] результаты микромагнитного моделирования распространения СВ через восьмиконечную 2D-матрицу на основе тонкопленочных волноводов ЖИГ (см. рисунок 1а). На рисунке 1б, в показаны результаты микромагнитного моделирования распространения СВ в структурах на основе ЖИГ-пересечённых волноводов, для поля смещения $H = 1$ кЭ и разных частот f , где $f = 4,64$ ГГц соответствует центральной частоте перекрывающегося интервала частот поверхностной и обратной объемной магнитостатической волн (ПМСВ и ООМСВ), распространяющихся во взаимно ортогональных волноводах. Временные зависимости выходных сигналов при возбуждении СВ на входной антенне А3 (см. вставку на рисунке 2) на частоте $f = 4,64$ ГГц показаны на рисунке 2. На рисунке 3 показано сравнение вычисленных и измеренных выходных сигналов.

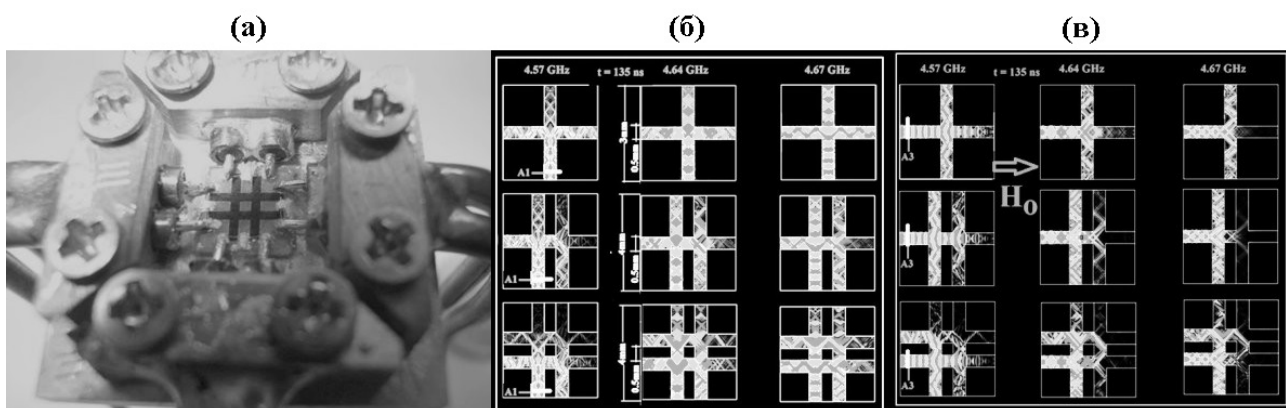


Рис. 1. Вид 8-ми портового макета со структурой на основе пленки ЖИГ толщиной 4 мкм, изготовленной методом лазерной абляции (а). Распределение амплитуд спиновых волн в 4-х, 6-ти, 8-ми портовых решетках из ЖИГ волноводов рассчитанных для: момента времени $t = 135$ нс, магнитного поля $H=1$ кЭ, частот 4.57, 4.64, и 4.67 ГГц, и при входных антеннах А1(б) и А3 (в) соответственно

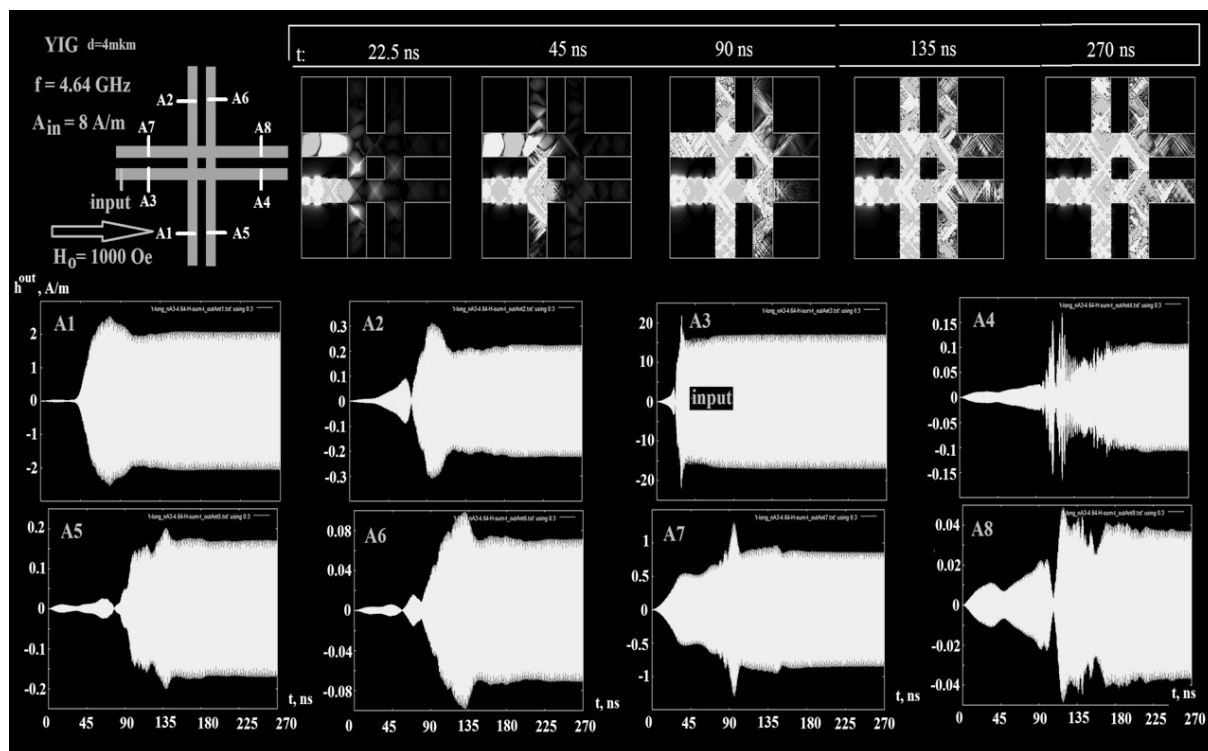


Рис. 2. Зависимость от времени сигнала спиновых волн частотой $f=4.64$ ГГц. При возбуждении волн на входной антенне A3. Осциллограмма входного сигнала обозначена словом **INPUT**

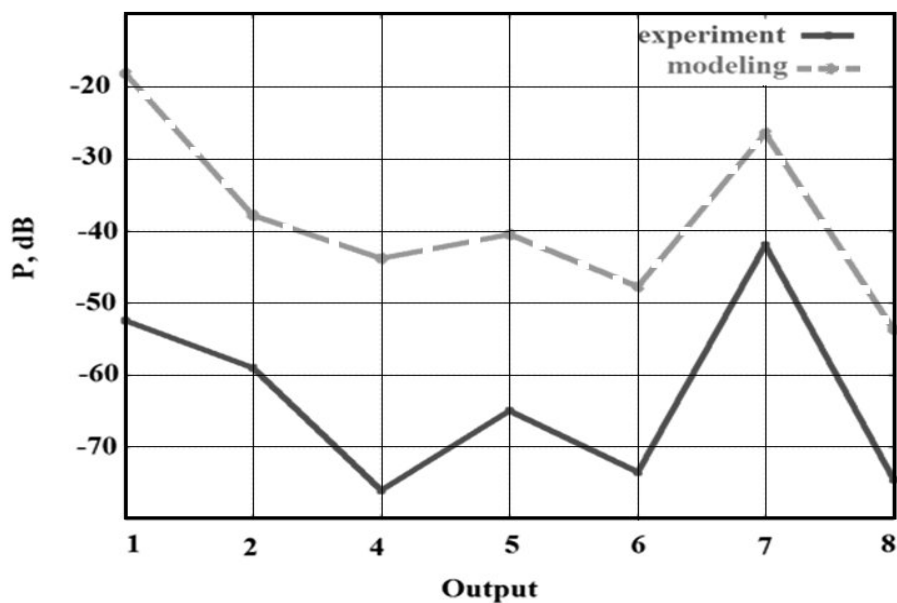


Рис. 3. Рассчитанные и измеренные выходные сигналы для портов с различными номерами 8-ми портового макета.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-19-01673).

Библиографический список

1. *Khitun A.* // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 164503.
Kozhevnikov A., Gertz F., Dudko G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 142409.

**СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В МИКРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ
ОРТОГОНАЛЬНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ВОЛНОВОДОВ****Г.М. Дудко¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹,
Ю.А. Филимонов¹, А.Г. Хитун³**¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*³*Department of Electrical and Computer Engineering, University of California -Riverside,
Riverside, California, USA**E-mail: valentin@sakharov.info*

Эффекты интерференции спиновых волн (СВ) в структурах на основе магнитных пленок могут быть использованы для выполнения логических операций [1] и построения магнитной голографической памяти [2]. Для реализации таких элементов предполагается использовать систему ортогональных волноводов спиновых волн [3]. С этой точки зрения большое значение приобретает исследование особенностей прохождения спиновых волн через участки сочленения [4] волноводов. В данной работе были исследованы условия распространения СВ в системе ортогональных волноводов на основе эпитаксиальных плёнок железиттриевого гранта (ЖИГ), как экспериментально, так и на основе микромагнитного моделирования. Показано, что при размещении в узлах пересечения волноводов магнитных микрочастиц результат интерференции СВ на одном из выходов определяется магнитным состоянием микрочастиц.

На рисунке 1 показаны типы исследуемых образцов и экспериментальный макет на основе двойного креста. Данные структуры с шириной волноводов $w \approx 300 - 500$ мкм были изготовлены методом лазерной абляции эпитаксиальных пленок ЖИГ. Края волноводов имели наклон $\approx 60^\circ$. Неоднородность ширины волноводов составляла ± 2 мкм. Возбуждение и приём СВ осуществлялись проволочными антеннами диаметром ≈ 30 мкм.

На рисунке 2а представлены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) макета узкого волновода, показывающие, что поверхностные магнито-статические волны (ПМСВ) и обратные объёмные волны (ООМСВ) могут распространяться в одном диапазоне частот. Это означает, что в скрещенных волноводах данные волны могут распространяться во взаимно ортогональные плечи.

Исследовалось поведение выходного сигнала на одном из портов структуры при изменении фазы входных сигналов на других портах, а также за счет изменения ориентации микромагнитов в узлах пересечения волноводов (рисунок 2б). Эксперименты выполнялись в диапазоне магнитных полей $H \approx 300-1500$ Э, ориентированном в плоскости структуры. На рисунке 2б и в показано, что изменение состояния одного из микромагнитов в перекрестье двойного креста приводит к изменению характера интерференции на выходном порте [2].

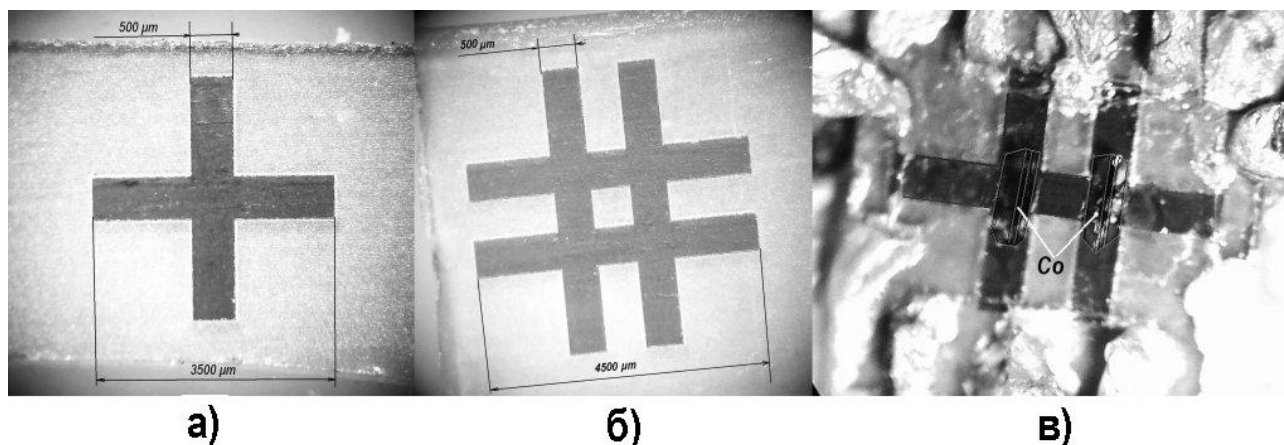


Рис. 1. Типы исследуемых структур: (а) – простой крест, (б) – решётка, (в) – макет с двойным крестом и магнитными микрочастицами в перекрестьях

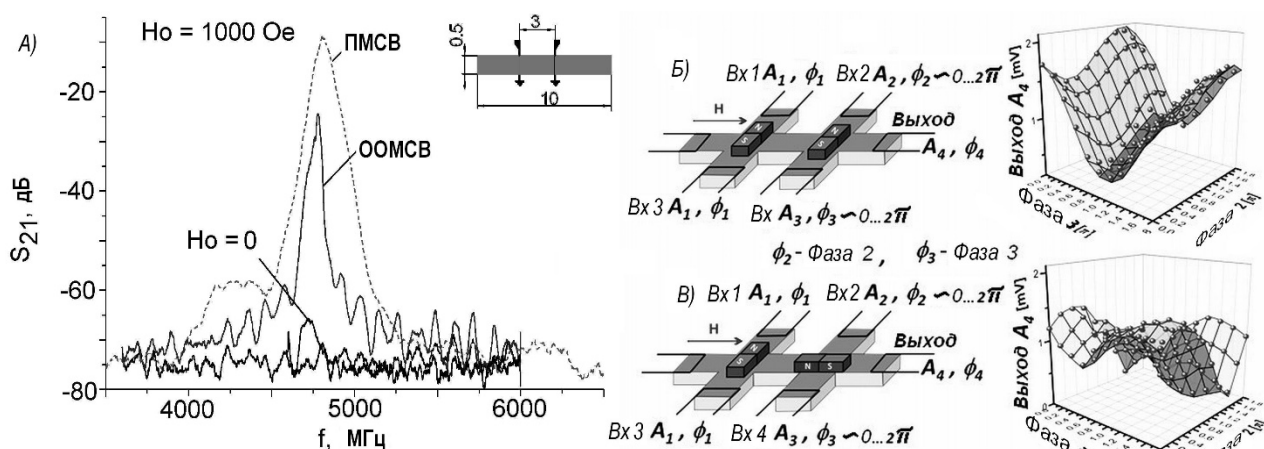


Рис. 2. (а) – АЧХ волновода ЖИГ (показан на вставке), (б) и (в) – состояния микромагнитов на двойном кресте и соответствующие им зависимости выходного сигнала от фаз сигналов на входных портах

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-19-01673).

Библиографический список

1. Fetisov Y.K., Patton C.E. // IEEE Trans. Magn. 1999. Vol.35. P. 1024.
2. Gertz F., Kozhevnikov A., Filimonov Y. et al. // IEEE Trans. Magn. 2015. Vol. 51. P. 4002905.
3. Khitun A. // J. Appl. Phys. 2012. Vol.111. P. 054307.
4. Nanayakara K., Anferov A., Jacob A.P. et al. // IEEE Trans. On Magn. 2014. Vol. 50. P. 3402204.

ДИНАМИКА МАЛОМЕРНЫХ АНСАМБЛЕЙ СВЯЗАННЫХ КОНТАКТОВ ДЖОЗЕФСОНА

А.П. Кузнецов^{1,2}, И.Р. Сатаев¹, Ю.В. Седова¹

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: sedovayv@yandex.ru

Эффект Джозефсона находит широкое применение как для генерации, так и приема сигналов очень высокой частоты [1,2]. Обычно рассматривается случай контактов, идентичных по критическим токам. Случай двух неидентичных контактов изучен в [3]. В [4] рассмотрены большие ансамбли контактов, которые объединены в группы с одинаковым критическим током. В настоящем докладе рассмотрены ансамбли из трех и четырех неидентичных контактов. С точки зрения теории синхронизации в таких ансамблях станет типичным феноменом возможность инвариантных торов разной размерности.

При определенных предположениях контакты описываются фазовыми уравнениями типа уравнения Адлера [1]. В безразмерной форме можно получить [4]

$$\begin{aligned}\dot{\varphi}_n &= I - I_n \sin \varphi_n - \varepsilon \dot{Q}, \\ \ddot{Q} + \gamma \dot{Q} + \omega_0^2 Q &= I - \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (1 + \xi_n) \sin \varphi_n.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь I – внешний ток, \dot{Q} – ток через параллельную RLC – нагрузку, $\xi_n > -1$ – параметр неидентичности по критическим токам, случай $\xi_n = 0$ отвечает идентичным контактам. Далее использованы значения $\varepsilon=0.5$, $\gamma=1$, $\omega_0^2 = 1.2$.

Исследуем численно плоскость параметров неидентичности (ξ_1, ξ_2) . Для этого будем использовать метод карт ляпуновских показателей, когда в каждой точке плоскости параметров вычисляется спектр показателей Ляпунова. Затем каждая точка плоскости окрашивается в свой цвет, чтобы визуализировать периодические режимы Р, квазипериодические режимы, отвечающие 2-торам Т2 и 3-торам Т3, а также хаосу. На рис.1а показана ляпуновская карта для $I = 0.8$. Устройство плоскости параметров в области двухчастотных торов Т2 в этом случае включает языки различных резонансных периодических режимов и в качественном плане аналогично случаю двух контактов [3]. Обозначение eq отвечает устойчивому состоянию равновесия (своего рода эффект гибели колебаний).

Для $I = 1.1$ картина заметно меняется (рис.1б). Особенно это относится к области в левой нижней части рисунка. Эта область теперь представлена в основном трехмерными торами. В ее же центре располагается остров периодического режима. Можно видеть характерные полосы двухчастотных режимов, расходящиеся веером от области периодического режима. Еще один интересный фрагмент в увеличенном виде показан на рис.1в. Он может характеризоваться как резонансная паутина Арнольда. Можно видеть множество тонких полос (паутину) двухчастотных режимов, которые пересекаясь, дают множест-

во мелкомасштабных островах периодических режимов.

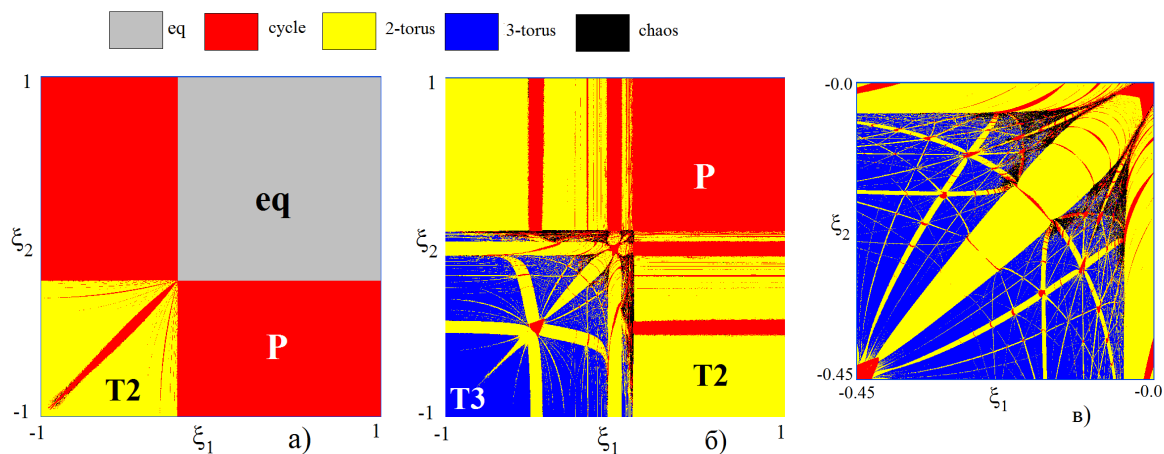


Рис.1. Плоскость параметров неидентичности контактов, а) $I=0.8$, б) $I=1.1$.
Справа – увеличенный фрагмент рис.б)

Можно построить своего рода расширенные фазовые портреты, использующие не только фазовые переменные, но и переменную Q . Примеры для 2-тора, 3-тора и хаоса даны на рис.2. В докладе также приводится пример сложного резонансного 3-тора, очень близко расположенного к точке с хаосом.

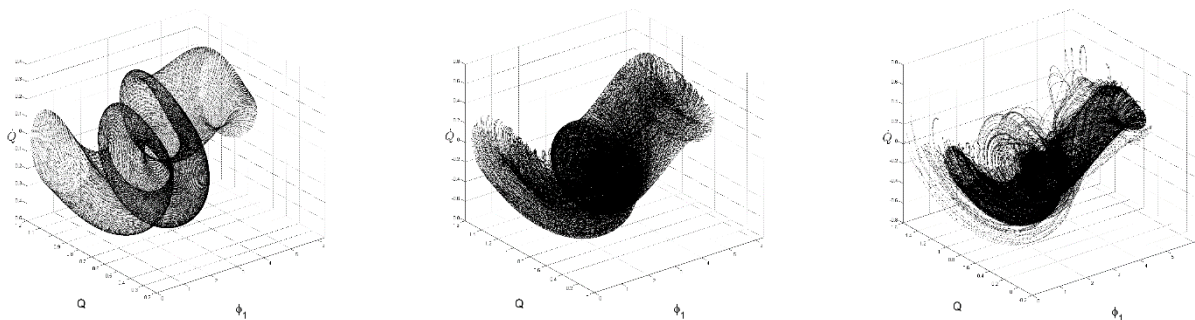


Рис.2

В докладе также обсуждается случай четырех неидентичных контактов, представлена соответствующая ляпуновская карта. В этом случае визуализируется резонансная паутина Арнольда на базе 4-торов. На пересечении полос трехчастотных режимов теперь лежат острова 2-торов. Этим полос оказывается больше, по сравнению с рис1б. Соответственно хаос теперь наблюдается гораздо чаще – в окрестности областей перекрытия полос.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 14-02-00085, 16-02-00135).

Библиографический список

1. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера. 2003.
2. Wiesenfeld K., Colet P., Strogatz S.H. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76, № 3. P. 404.
3. Valkering T.P., Hooijer C.L.A., Kroon M.F. // Physica D. 2009. Vol. 135. P. 137.
4. Vlasov V., Pikovsky A. // Phys. Rev. 2013. Vol. 88. P. 2013.

**О ВЛИЯНИИ АДДИТИВНОГО ШУМА НА ДИНАМИКУ
ТОР-ОТОБРАЖЕНИЯ, ДЕМОНИСТРИРУЮЩЕГО
КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ
КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ БИФУРКАЦИИ**

А.П. Кузнецов^{1,2}, С.П. Кузнецов^{1,2}, Ю.В. Седова¹

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: sedovayv@yandex.ru

Воздействие шума на различные динамические режимы представляет собой важную фундаментальную проблему, поскольку в реальных физических системах присутствие шума неизбежно. Для систем с возможностью хаоса шум разрушает тонкие детали фрактальных структур в фазовом пространстве и пространстве параметров, иногда существенно модифицируя наблюдаемую картину [1-3]. Одним из интересных и менее изученных вопросов является случай систем с квазипериодической динамикой. При его обсуждении важным аспектом является возможность квазипериодичности с разным числом несоизмеримых частот. Для простейшего случая двух частот обсуждение можно найти в [4]. В присутствии шума периодическая или квазипериодическая динамика в точном смысле не реализуется, но картина характерных областей на картах показателя Ляпунова остается видна. Поэтому можно говорить об условно "шумовом периодическом режиме", когда ляпуновский показатель отрицателен, о "шумовом квазипериодическом", когда он близок к нулю, или о "шумовом хаотическом", если показатель Ляпунова положителен.

Для анализа случая более высокой размерности необходимо выбрать подходящую модель. Мы используем предложенное в [5] отображение, в которое добавлен шум

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= x_n + h \cdot y_{n+1}, \\y_{n+1} &= y_n + h \cdot ((\lambda + z_n + x_n^2 - \beta x_n^4) y_n - \omega_0^2 x_n), \\z_{n+1} &= z_n + h \cdot (b(\varepsilon - z_n) - k y_n^2) + \varepsilon \xi_n.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь ε – интенсивность шума, ξ_n – случайная последовательность. Модель (1) демонстрирует двух- и трехчастотную квазипериодичность, хаос и гиперхаос, а также основные квазипериодические бифуркации.

Методом карт ляпуновских показателей для системы (1) получены следующие результаты.

Мелкие области периодических режимов внутри полосы основного двухчастотного резонанса разрушаются, однако на их месте возникает достаточно большой остров условно периодического режима.

Трехчастотные режимы при малом шуме сохраняются, но при достаточно большой его величине превращаются в двухчастотные.

Хаотические и гиперхаотические режимы сохраняются.

На рис.1 показана иерархия спектров Фурье при увеличении интенсивности шума в точке, соответствующей в автономном случае трехчастотному тору. Спектр Фурье в отсутствие шума представляет собой дискретное множество

компонент, отвечающих несоизмеримым частотам (рис.1а). С ростом шума исчезают многочисленные сателлиты на комбинационных частотах (рис.1б-д). При амплитуде шума порядка 10^{-1} спектр Фурье за счет зашумления становится аналогичен спектру двухчастотного квазипериодического движения (рис.1е). Подобные иллюстрации полезны тем, что их можно напрямую сравнивать со спектрами, получаемыми в результате физического эксперимента.

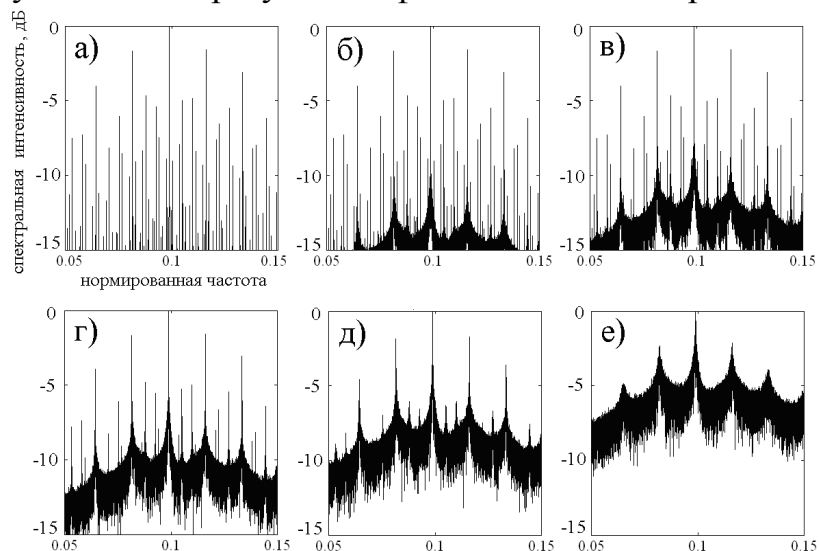


Рис.1. Фурье-спектры. Уровень шума а) 0, б) 10^{-5} , в) 10^{-4} , г) 10^{-3} , д) 10^{-2} , е) 10^{-1} .

Далее представлены результаты воздействия шума на квазипериодические бифуркации, т.е. бифуркации инвариантных торов. Они иллюстрируются графиками ляпуновских показателей в зависимости от параметра при разном уровне шума. Показано, что основные классификационные признаки [6] поведения графиков при соответствующих бифуркациях сохраняются, но сами бифуркации «размываются», занимая некоторый интервал по параметру.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-02893).

Библиографический список

1. Schuster H.G., Just W. Deterministic chaos: an introduction. John Wiley & Sons. 2006.
2. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. Synchronization. Cambridge. 2001.
3. Anishchenko V.S. et al. Nonlinear Dynamics of Chaotic and Stochastic Systems. Tutorial and Modern Development. Springer, Berlin, Heidelberg. 2007.
4. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Sedova J.V. // Physica A. 2006. Vol. 359. P. 48.
5. Kuznetsov A.P., Sedova Yu.V. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2016. Vol.26. № 8. P. 1630019.
6. Broer H, Simó C., Vitolo R. // Regular and Chaotic Dynamics. 2011. Vol. 16. № 1-2. P. 154.

ФОРМИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ УСТРОЙСТВ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕЙ БЕСПРОВОДНУЮ НЕЙРОСТИМУЛЯЦИЮ

М.Е. Селезнев, Д.А. Горин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: mixanich94@mail.ru

Интерес к нейростимуляции обусловлен возможностями применения и лечения различных заболеваний человека, связанных с нервной системой, таких, как: болевые синдромы [1], хронические и фантомные боли [1], атрофия зрительного нерва и пигментная дегенерация сетчатки [2], эпилепсия [3] и т.д. В настоящее время получили распространение проводные электростимуляторы, однако во многих случаях предпочтительно иметь беспроводные.

В данной работе предложен и реализован пример устройства для беспроводной электростимуляции. Основу такого устройства (рис.1.) составляют передатчик и приемник.

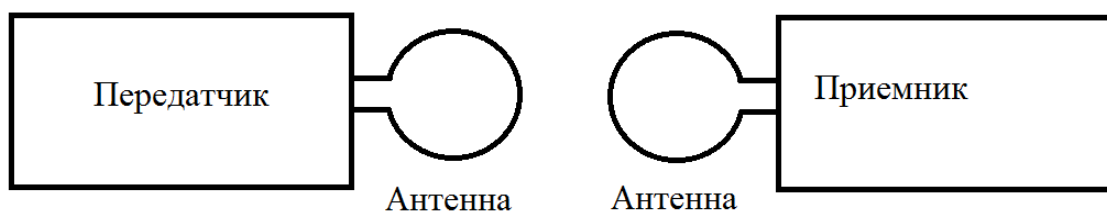


Рис. 1. Блок-схема беспроводного нейростимулятора.

Для приема используется простейший тип приемника – детекторный (рис.2). Он включает колебательный контур настроенный на частоту 250 МГц, катушка индуктивности которого выполняет роль антенны, детекторный диод типа AA117A и фильтр, выполненный с помощью конденсаторов и резисторов SMD типа. Что в свою очередь позволило сделать приемник компактным.

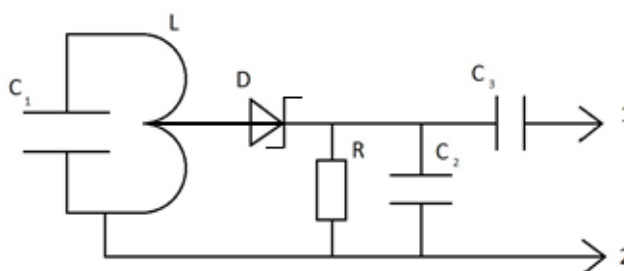


Рис.2 Схема варианта приемника.

Передающее устройство (рис.3) было включено формирователь прямоугольных импульсов с регулируемой частотой следования и длительностью, выполненный на цифровых микросхемах. И ВЧ генератор на частоту 250 МГц, сигнал которого модулировался сигналом формирователя импульсов. Напряжение питания передатчика равнялось 9 вольт.

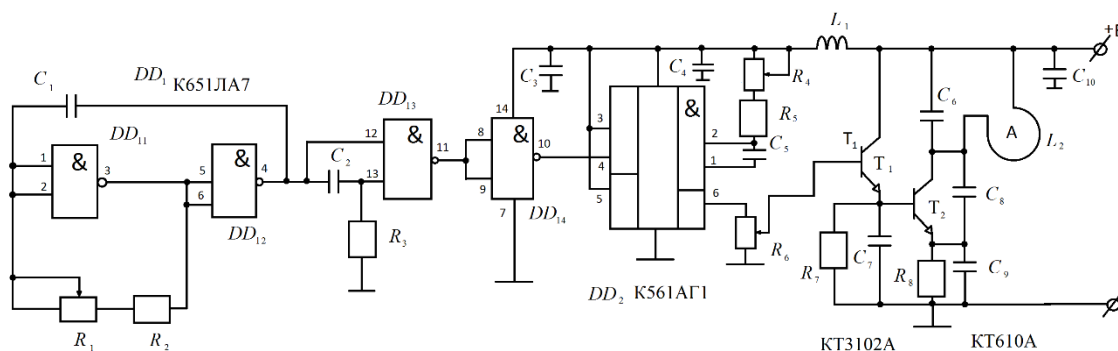


Рис.3 Схема передатчика.

На рис.4 приведены осциллограммы на выходе передатчика и приемника. Амплитуда ВЧ сигнала передатчика составила 6 вольт, потребляемый ток составил 90 мА. В таком режиме амплитуда импульсов на выходе приемника, отстоящего от передатчика на расстоянии 20 см, составила 2 В, что достаточно для осуществления электронейростимуляции.

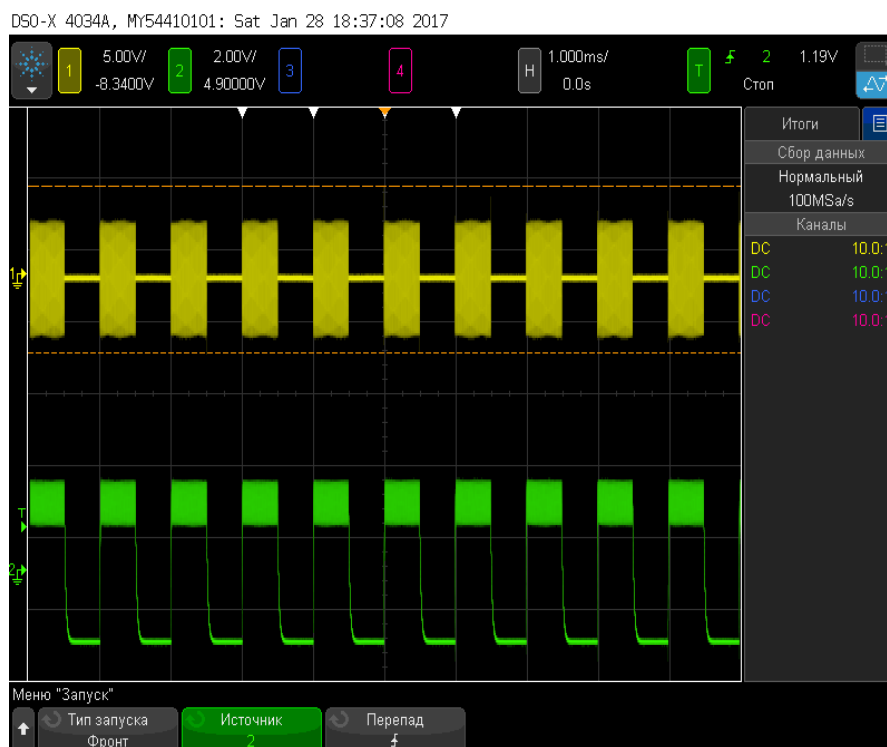


Рис.4. Осциллограммы на выходе передатчика (вверху) и приемника (внизу).

Библиографический список

1. Камадей О.О., Кривощев Е.П., Повереннова И.Е. // *Фундаментальные исследования*. 2013. №. 3-2.
2. Соловьева В.В., Маценко В.П., Мальковская Е.Е. // *Сибирский медицинский журнал (Иркутск)*. 1995. Т. 4. №. 3.
3. Акишулаков С.К., Кисамеденов Н.Г. // *Нейрохирургия и неврология Казахстана*. 2014. №. 3 (36).

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМАЛИ И ДЕНТИНА ЗУБА ЧЕЛОВЕКА

А.А. Селифонов, Д.К. Тучина, А.М. Захаревич, Ю.С. Скибина, В.В. Тучин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: peshka029@gmail.com

Зубы относятся к самым твердым биологическим тканям организма. Зубная эмаль имеет сложную структуру, образованную пучками кристаллитов гидроксипатита в виде призм. Эмалевые призмы являются основным структурным образованием эмали, их диаметр составляет всего 4-6 мкм, но благодаря своей извилистой форме, длина призмы превосходит толщину эмали. Эмалевые призмы, собираясь в пучки, образуют s-образные изгибы. Благодаря этому на шлифах эмали обнаруживаются темные и светлые полосы: в одном участке призмы срезаны в продольном направлении, а в другом – в поперечном (полосы Гунтера-Шрегера). На шлифах эмали можно заметить линии, идущие в косом направлении и достигающие поверхности эмали - это линии Ретциуса, они особенно хорошо видны при обработке эмали кислотой. Их образование связывают с цикличностью минерализации эмали в процессе её формирования. И как раз в этих участках минерализация менее выражена, следовательно, при травлении кислотой в линиях Ретциуса происходят наиболее ранние и выраженные изменения. Дентин - это специализированная соединительная ткань, составляющая основную массу зуба по всей его длине. Дентинные каналы начинаются у пульпы зуба и веерообразно тянутся к эмали и цементу. Здесь лежат отростки одонтобластов, тела которых находятся в пульпе и участвуют в образовании дентина. Кроме того, в каналах находится жидкость и нервные окончания. Основное же вещество на 70% состоит из неорганических веществ и на 20% - из органических. Остальные 10% составляют вода и минералы. Органическая субстанция в дентине представлена, главным образом, коллагеновыми волокнами, которые расположены радиально (волокна Корфа) и тангенциально (волокна Эбнера) [1].

Поскольку рассеяние и поглощение света в дентине намного сильнее, чем в эмали, и его объем существенно больше, дентин играет преобладающую роль в цвете зубов. В эмали и дентине коэффициент рассеяния света намного больше, чем коэффициент поглощения. Поэтому весьма важны рассеивающие свойства [2-4]. На рисунке 1 представлены спектры отражения (R) эмали и дентина измеренные на двухлучевом сканирующем спектрофотометре Shimadzu UV-2550 в диапазоне длин волн от 250 до 900 нм.

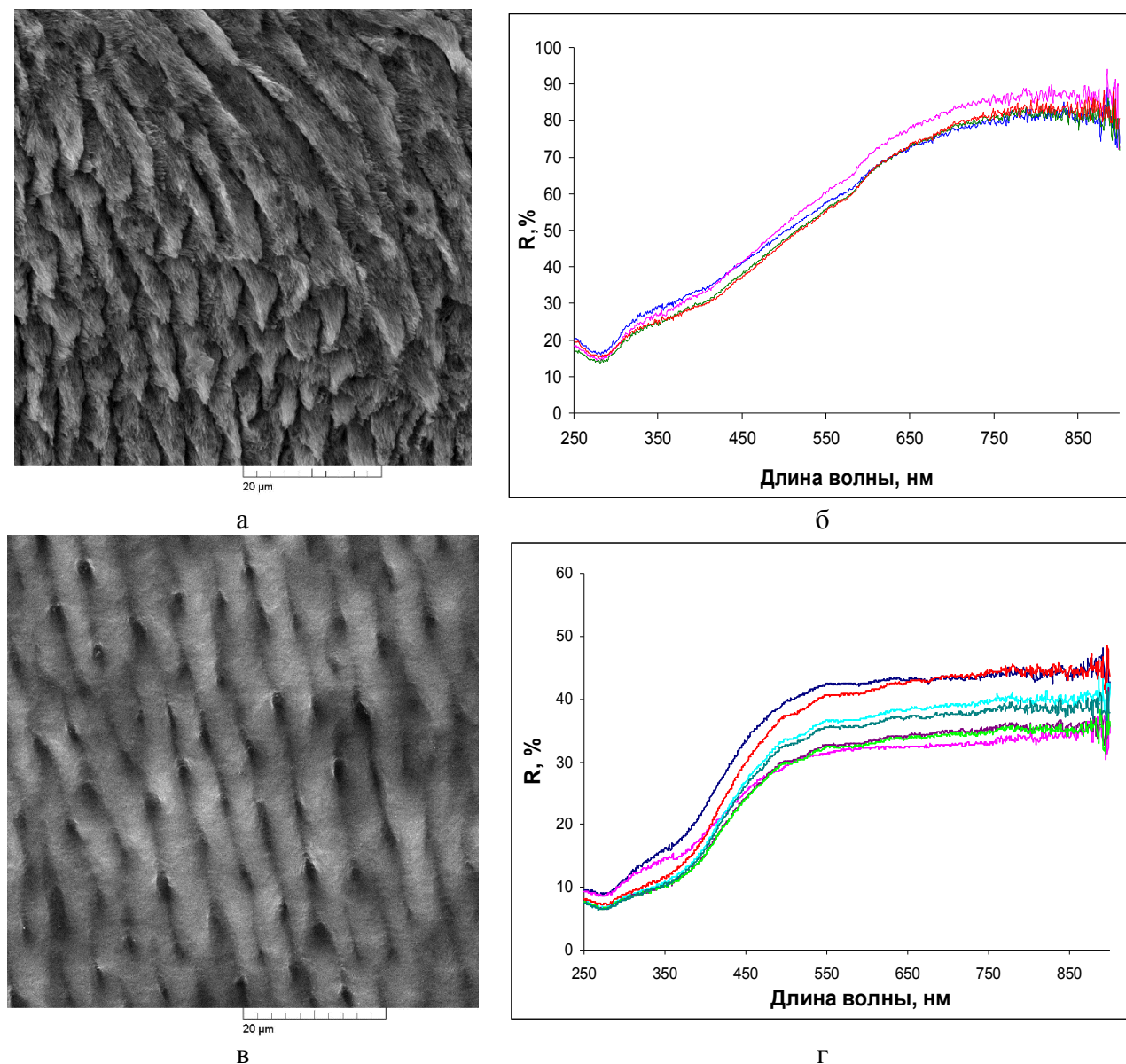


Рис. 1. Электронные микрофотографии эмали (а) и дентина (в) зуба при увеличении 5000 раз; Спектры отражения эмали (б) и дентина (г) зуба

Библиографический список

1. Трунина Н.А. Исследование проницаемости биологических тканей для иммерсионных агентов и наночастиц методами оптической когерентной томографии и нелинейной микроскопии. Дис. на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Саратов, 2015. 157 с.
2. Tuchin V.V., Altshuler G.B. // Fundamentals and Applications of Biophotonics in Dentistry. Series on Biomaterials and Bioengineering, vol.4, A. Kishen and A. Asundi (eds.), Imperial College Press, UK. 2007. P. 245-300.
3. Genina E.A., Titorenko V.A., Belikov A.V., Bashkatov A.N., Tuchin V.V. // J. Biomed. Opt. 2015. Vol. 20(12). P. 128004.
4. Trunina N.A., Darvin M E., Kordas K., Sarkar A., Mikkola J.-P., Lademann J., Meinke M.C., Myllylä R., Tuchin V.V., Popov A.P. // IEEE J. Select. Tops. Quant. Electr. 2014. Vol. 20 (3). UNSP 7300108.

**СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕОРГАНИЧЕСКИХ
НАНОВОЛОКОН С МИКРОЧАСТИЦАМИ CaCO_3** **С.А. Сергеев, Н.В. Короневский, В.С. Аткин, Р.С. Сергеев***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: ssergeev@bk.ru*

В настоящее время весьма актуальна задача создания неорганических волокон с целью их применения в медицине, промышленности, военном секторе. В последнее десятилетие активно проводятся исследования свойств микрочастиц карбоната кальция (CaCO_3), что связано с возможностью загрузки в такие частицы других веществ. Капсулы, созданные на основе таких микрочастиц, используются в медицине в качестве транспорта для адресной доставки лекарств. Кроме того, в последние годы активно изучаются различные неорганические и органические волокна, которые уже используются в медицине, и сфера их применения все время расширяется. Одним из ярких примеров данного применения – микроволокна с осевшими на них ядрами карбоната кальция: данное соединение позволяет более эффективно лечить травмы костных тканей.

Существует возможность встраивания наночастиц магнетита необходимого размера в объём сферических ядер карбоната кальция, имеющих обычно диаметр $1 \div 6$ мкм. Применение пористых микрочастиц CaCO_3 в качестве шаблона позволяет значительно увеличить сорбционную способность наночастиц магнетита, сохраняя при этом их магнитные свойства. Полученными микрочастицами карбоната кальция можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, что важно при использовании в медицине.

Научная группа, в которую входят авторы данной работы, в течение нескольких лет занимается исследованиями различных микро- и наноструктур [1-24].

В данной работе с помощью метода электроформования было получено два вида образцов наноструктурированного нетканого материала на основе поливинилового спирта (поликапролактама). Затем на полимерных нановолокнах из растворов солей карбоната натрия и хлорида кальция методом кристаллизации [21] выращивались микрочастицы CaCO_3 с включёнными в их состав наночастицами магнетита. Были разработаны две методики встраивания в микрочастицы CaCO_3 наночастиц магнетита, а также проведён расчет и анализ размеров образований, полученных на образцах. Для исследований использовалась растровая электронная микроскопия (аналитический комплекс на базе растрового электронного микроскопа высокого разрешения Mira\LMU фирмы «TESCAN»), широко применяемая для визуализации объектов микро- и наномасштабов. Измерение размеров микрочастиц и волокон в материале было проведено с использованием полученных СЭМ изображений и программного обеспечения ImageJ. Анализу подверглось 100 частиц и 100 волокон в каждом образце. Также проводились исследования свойств образцов волокон в СВЧ диапазоне и в постоянном магнитном поле. Показано, что каждая из технологий получения имеет свои преимущества и недостатки и в зависимости от предполагаемого использования нановолокон должна выбираться наиболее эффектив-

ная методика производства.

Библиографический список

1. Горин Д.А., Щукин Д.Г., Михайлов А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 2. С. 45
2. Sergeev S.A., Portnov S.A., Gorin D.A. // Progress in Biomedical Optics and Imaging. 2007. Т. 6536. P. 42.
3. Gorin D.A., Shchukin D.G., Mikhailov A.I. et al. // Technical Physics Letters. 2006. Т. 32, № 1. P. 70.
4. Sergeev S.A., Portnov S.A., Gorin D.A. et al. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Saratov Fall Meeting 2006: Coherent Optics of Ordered and Random Media VII. Saratov, 2007. С. 653606.
5. Сергеева А.С., Сергеев Р.С., Сергеев С.А. // Фундаментальные и прикладные аспекты новых высокоэффективных материалов: Материалы Всеросс. науч. Интернет-конф. с межд. участием (29 октября 2013). Казань: ИП Синяев Д.Н., 2013. С. 142.
6. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // В мире научных открытий. 2014. № 4(52). С. 148.
7. Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В., Сергеев С.А. // Наноматериалы и нанотехнологии: проблемы и перспективы: сб. мат. III Межд. заочн. науч. конф. для молод. ученых, студентов и школьников (14 февраля – 15 мая 2014 г.). М.: Прондо, 2014. С. 275.
8. Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В., Сергеев С.А. // Новые материалы и технологии: состояние вопроса и перспективы развития: сб. матер. Всеросс. молод. науч. конф. (24-26 июня 2014 г.). Саратов: ООО «Изд. Центр «Наука», 2014. С. 244.
9. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // В мире научных открытий. 2014. № 8(56). С. 255.
10. Sergeev R., Lengert E., Sergeeva A. et al. // The nanoparticles and nanostructured coatings microcontainers: technology, properties and applications – Mater. 6th Int. Conf. (21-24 May 2015). Saratov State University, Russian Federation Print. Saratov: Saratov State University, 2015. P. 72.
11. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. X Всерос. конф. молодых ученых (Саратов, 8-10 сентября 2015). Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 141.
12. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. X Всерос. конф. молодых ученых (Саратов, 8-10 сентября 2015). Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 144.
13. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. X Всерос. конф. молодых ученых (Саратов, 8-10 сентября 2015). Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2015. С. 146.
14. Сергеев С.А., Гулманов Э.Э., Сергеев Р.С. // В мире научных открытий. 2015. № 8.1(68). С. 494.
15. Sergeeva A., Sergeev R., Lengert E. et al. // ACS Applied Materials & Interfaces. 2015. Vol. 7, Is. 38. P. 21315.
16. Сергеев С.А., Короневский Н.В., Сергеев Р.С. // Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. XI Всерос. конф. молодых ученых (Саратов, 6-8 сентября 2016). Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2016. С. 173.
17. Симаков В.В., Синёв И.В., Смирнов А.В. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2017. № 1. С. 34.
18. Сергеев С.А., Сысоев И.В. Компьютер в физической лаборатории: учеб.-метод. пособие для студентов фак. нано- и биомедицинских технологий / 2-е издание, перераб. и дополн. Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2013. 304 с.
19. Портнов С.А., Сергеев С.А., Иноземцева О.А. и др. Физика и химия границ раздела фаз: учеб. пособие для студентов фак. нано- и биомедицинских технологий. Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015. 132 с.

20. *Сергеев С.А., Сысоев И.В., Горин Д.А.* Основы программирования и анализа данных для задач материаловедения, биофизики и физической химии: учеб. пособие. – Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2016. – 304 с.
21. *Сергеев С.А., Иноземцев О.А., Браташов Д.Н. и др.* Физика и химия коллоидных систем: учеб. пособие. Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2016. 168 с.

ОБНАРУЖЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОСЦИЛЛЯТОРАМИ ПО КОРОТКИМ ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА, ОСНОВАННОГО НА МОДЕЛИРОВАНИИ ФАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

Е.В. Сидак¹, Д.А. Смирнов², Б.П. Безручко^{1,2}

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

²*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: sidakev@gmail.com*

Во многих областях науки и техники часто возникает задача оценки различных характеристик взаимодействия между колебательными системами по их временным рядам - дискретным последовательностям измеряемой физической величины. Так, например, в нейрофизиологии, по сигналам электрической активности различных групп нейронов головного мозга изучают механизмы возникновения эпилептического припадка или паркинсоновского тремора [1,2], в климатологии, по записям различных индексов, таких как, температура поверхности океана, атмосферное давление и пр. изучают взаимодействие между крупномасштабными климатическими процессам [3] и др. Для обнаружения взаимодействий между колебательными системами по их временным рядам существует множество методов. Наиболее перспективными из них являются методы, основанные на введении и анализе фаз колебаний, поскольку фаза – переменная, которая наиболее чувствительна к внешнему воздействию. В работах [4,5] был предложен и развит метод, основанный на построении модели наблюдаемой фазовой динамики исследуемых систем в виде фазовых осцилляторов первого порядка. На основе коэффициентов модели и ее ошибки получают такие оценки связи, как интенсивность воздействия одной системы на другую, время запаздывания связи и ее направленность. Эффективность метода была показана ранее на примере анализа связанности систем с различными свойствами динамики. В частности, метод показал свою эффективность на практике при анализе взаимодействия между тремором конечностей и ритмической нейронной активностью до и после глубокой стимуляции мозга при Болезни Паркинсона [6]. Важным условием применимости данного метода является длина временного ряда: как было ранее показано, надежные оценки метод дает при анализе временных реализаций длительности не менее 100 характерных периодов колебаний. Однако детальных исследований применимости данного метода при коротких временных рядах ранее не проводилось. Поскольку на практике далеко не всегда в распоряжении исследователя имеются временные ряды большой длины, такая задача является актуальной.

В данной работе проводилось исследование статистических свойств оценок связи, получаемых на основе упомянутого метода моделирования фазовой динамики, в зависимости от длины временного ряда, которая уменьшалась до малых значений (вплоть до нескольких периодов). Численные эксперименты проводились на ансамблях временных рядов от двух и трех связанных фазовых осцилляторов, а также осцилляторов Ван-дер-Поля с белым шумом при различных значениях параметров систем, таких как частота, уровень шума, длина ряда.

В результате было показано, что метод эффективен при минимальной длине анализируемого ряда 10 характерных периодов в случае фазовых осцилляторов и 30 периодов в случае осцилляторов Ван-дер-поля. Эффективность метода понимается в том смысле, что при данных значениях параметров обеспечивается малая вероятность ложных выводов о наличии связи (не более 5%) и высокая чувствительности метода к выявлению связи, когда она есть. Также было показано, что для получения надежных оценок времени запаздывания связи минимальная длина ряда должна составлять от 30 до 50 характерных периодов в зависимости от уровня шума в ведущем осцилляторе. Полученные результаты показывают потенциальные возможности применения метода к очень коротким рядам.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-02- 00307).

Библиографический список

1. *Kraskov A. et al. // Epilepsia. 2002. –Vol.43. –P.48.*
2. *Smirnov D.A., Barnikol U.B., Barnikol T.T. et al. // Europhys. Lett. 2008. Vol.83. P.20003.*
3. *Mokhov I.I., Smirnov D.A. // Geophys. Res. Lett. 2006. Vol. 33. L03708.*
4. *Rosenblum M., Pikovsky A. // Phys. Rev. E. 2001. Vol.64. P. 045202(R).*
5. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P. // Phys. Rev. E. 2009. Vol.79. P. 046204*
6. *Судак Е.В., Смирнов Д.А., Тасс П.А., Безручко Б.П. // Тезисы докладов VIII научной конференции "Нелинейные колебания механических систем". Н. Новгород. 2008 – С.304-306*

АНАЛИЗ СВЯЗАННОСТИ МЕДЛЕННЫХ РИТМОВ ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА НА ФОНЕ АНЕСТЕЗИИ

Е.В. Сидак^{1,2}, Д.В. Садчиков³, Е.Е. Зеулина³,
Ю.М. Ишбулатов^{1,2}, Б.П. Безручко^{1,2}

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

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

³Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского.

E-mail: sidakev@gmail.com

Данная работа посвящена исследованию особенностей взаимодействия подсистем вегетативной регуляции кровообращения во время спинальной анестезии с помощью метода, основанного на моделировании фазовой динамики. Ранее, в работах [1,2] было показано, что в норме между медленными ритмами (на частоте около 0.1 Гц) вегетативной регуляции частоты сердечных сокращений и артериального давления наблюдается фазовая синхронизация. В работах [3,4] показано, что степень синхронности этих подсистем, определяемая по фазам, выделенным из сигналов кардиоинтервалограммы и фотоплетизмограммы при патологиях сердечнососудистой системы (таких, как артериальная гипертензия, инфаркт миокарда) снижается, а при успешной реабилитации возрастает. Во время анестезиологического обеспечения оперативного лечения больных характер взаимодействия ритмов сердечнососудистой системы (ССС) изменяется и на сегодняшний день малоизучен.

В данной работе проводился анализ сигналов кардиоинтервалограммы и фотоплетизмограммы, полученных от пациентов во время спинальной анестезии без патологий сердечнососудистой системы. Для анализа сигналов использовался метод, основанный на построении модели фазовой динамики по наблюдаемым временным рядам фаз [5,6]. Метод позволяет получить оценки таких характеристик связи, как интенсивность связи, ее направленность.

Данные были получены на базе третьей клинической больницы им. С.Р. Миротворцева г. Саратова. В процессе наблюдения регистрировались сигналы – одноканальной ЭКГ во II стандартном отведении и трех каналов ФПГ – с мочки правого уха, безымянного пальца правой руки, второго пальца правой ноги. В результате длительного мониторинга получали записи в условии покоя пациента в состоянии лежа и во время операции в условиях спинальной анестезии. Из рядов ЭКГ выделялись ряды RR-интервалов – кардиоинтервалограммы (КИГ). Фаза сигналов КИГ и ФПГ вводилась с помощью преобразования Гильберта в полосу частот 0.05–0.15 Гц.

С помощью используемого метода моделирования фазовой динамики по сигналам фаз КИГ и ФПГ, снятых с разных участков тела рассчитывались оценки индексов связи. В результате анализа, было обнаружено, что во время фоновой активности (до операции) имеет место попарное воздействие сигнала КИГ на сигнал ФПГ, снятый с руки, ноги и мочки уха. Обратное воздействие (т.е. воздействие сигналов ФПГ на сигнал КИГ) для пациентов не выявлено. Во время спинальной анестезии связанности между сигналами КИГ и ФПГ с ноги

пациента не выявлено, при этом, наблюдалась связь между сигналами КИГ и ФПГ с мочки уха.

Установленная особенность взаимодействия ритмов вегетативной регуляции сердечнососудистой системы человека во время спинальной анестезии может иметь не только диагностическое, но и прогностическое значение при оценке нарушений кровообращения во время хирургического обезболивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00291).

Библиографический список

1. *Karavaev A.S. et al. // Chaos. 2009. Vol. 19. P. 033112.*
2. *Ponomarenko V.I. et al. // The Eur Phys J. 2013. Vol. 222. P. 2687-2696.*
3. *Киселев А.Р., Гриднев В.И., Караваев А.С. и др. // Артериальная гипертензия. 2011. Т. 17. No. 4. С. 354-360.*
4. *Киселев А.Р., Гриднев В.И., Посненкова О.М. и др. // Терапевтический архив. 2007. Т.79, N.4. С.23-31.*
5. *Rosenblum M.G., Pikovsky A.S. // Phys. Rev. E. 2001.*
6. *Smirnov D.A., Bezruchko B.P. // Phys. Rev. E. 2003.*

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ВИСМУТА НА ДОЛГОВРЕМЕННУЮ СТАБИЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ОЛОВА ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И.В. Синёв, А.В. Смирнов, И.Д. Осыко, В.В. Симаков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: SinevIV@info.sgu.ru

Пленки диоксида олова нашли применение в качестве материала для сенсоров газа. Работа при повышенной температуре (порядка 400°C) приводит к образованию собственных дефектов на поверхности и в объеме диоксида олова, что приводит к долговременному изменению сопротивления сенсора. Известен способ уменьшения дрейфа за счет введения примеси меди, которая образует комплекс с вакансией кислорода и тем самым препятствует миграции собственных дефектов [1]. Можно предположить, что введение добавки висмута может привести к аналогичному эффекту.

В данной работе представлены результаты исследования долговременной стабильности сопротивления пленок диоксида олова легированных висмутом с различной концентрацией.

Образцы формировались высокочастотным магнетронным методом распыления мишени из прессованного порошка диоксида олова с добавкой оксида висмута. Были изготовлены 5 мишеней: чистый диоксид олова, с добавкой 0.01, 0.1, 1, 10% оксида висмута. Распыление осуществлялось в атмосфере аргона с добавлением кислорода в пропорции 3 к 1 [3]. Толщина пленок составила 150±20 нм. В качестве подложки использовались полированные поликоровые пластины. Поверх слоя диоксида олова термическим напылением наносилась контактная система в виде двух параллельных полосок длиной 10 мм, с зазором между ними 0.1 мм.

Дрейф сопротивления полученных образцов оценивался при рабочей температуре сенсоров 300°C, в атмосфере осушенного воздуха, в течении 24 часов с помощью автоматизированного измерительного комплекса [2]. Результаты исследования приведены на рисунке. Видно, что введение примеси висмута приводит к немонотонному увеличению сопротивления пленок.

Первоначальное снижение сопротивления связано с нагревом образцов от комнатной температуры до 300°C. Далее, пройдя через минимум, сопротивление образцов увеличивается. Для оценки дрейфа величины сопротивления образцов было измерено сопротивление при выдержке 4 ч (R_4) и при выдержке 24 ч (R_{24}). Величина дрейфа рассчитывалась по формуле:

$$v_d = \frac{R_{24} - R_4}{20 \cdot R_{24}} \cdot 100\%$$

Результаты расчета величины дрейфа сопротивления приведены в таблице.

Концентрация BiO ₂ в мишени, %	Величина дрейфа сопротивления, %/ч
0	0,47
0,01	1,24
0,1	1,23
1	0,23
10	3,34

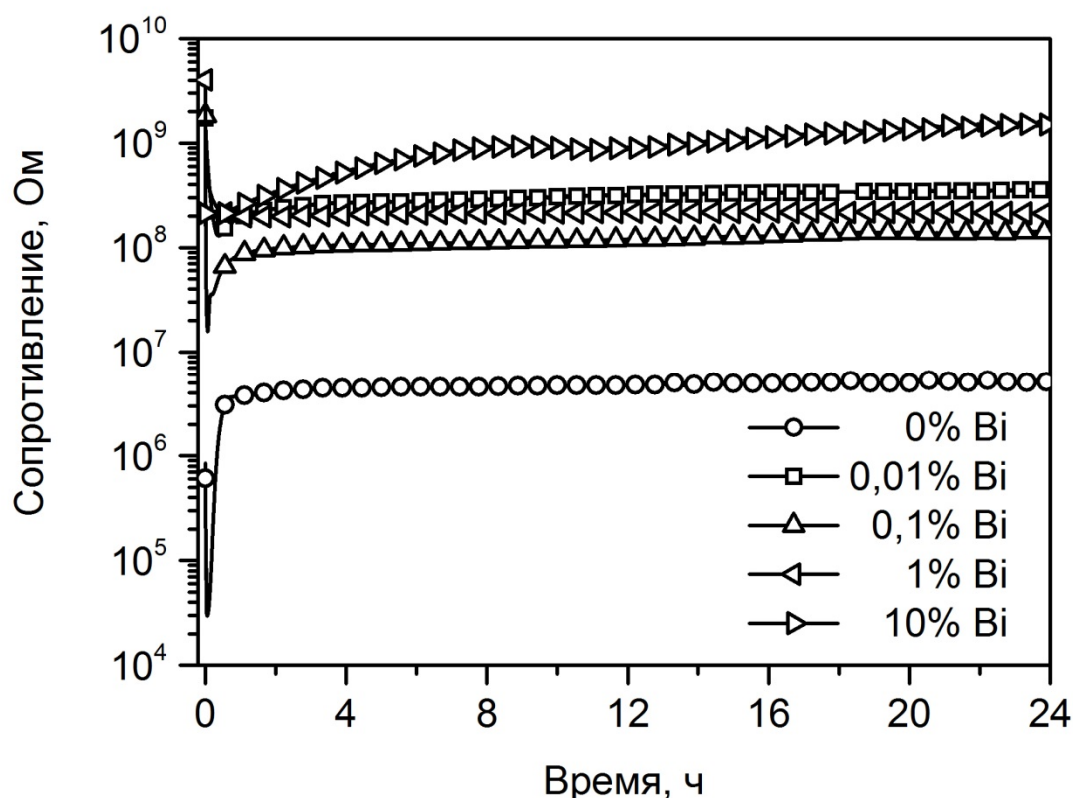


Рис.1. Зависимость сопротивления пленок диоксида олова с различным содержанием висмута от времени

Таким образом, в работе показано, что введение примеси висмута неоднозначно влияет на долговременную стабильность величины сопротивления пленок диоксида олова. Для образцов, полученных из мишени, содержащей 1% оксида висмута величина дрейфа сопротивления снизилась в 2 раза.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-07-00821-а, № 16-38-00633 мол_а и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Kissine V.V., Sysoev V.V., Voroshilov S.A. //Thin Solid Films. 1999. Vol. 348. № 1. P. 304.
2. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синева И.В. //Башкирский химический журнал. 2010. Т. 17. № 5. С. 125.
3. Симаков В.В., Синева И.В., Смирнов А.В., Сякина С.Д., Гребенников А.И., Кисин В.В. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК SnO₂:Bi
В КИСЛОРОДСОДЕРЖАЩЕЙ АТМОСФЕРЕ**

И.В. Синёв, А.В. Смирнов, И.Д. Осыко, В.В. Симаков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: SinevIV@info.sgu.ru

Диоксид олова обладает высокой чувствительностью к содержанию различных веществ в окружающей среде, поэтому широко применяется в сенсорах газа. Рабочая температура полупроводниковых сенсоров газа на основе тонких пленок оксидов металла составляет порядка 400°C. При этом наблюдается существенный дрейф величины сопротивления. Введение в состав пленок элементов, способных образовывать малоподвижные комплексы с собственными дефектами диоксида олова, повышает стабильность их электрофизических свойств [1].

Температурная зависимость проводимости с одной стороны является характеристикой, которую достаточно легко измерить, а с другой стороны она дает информацию о состоянии поверхности пленок диоксида олова и отражает процессы изменения зарядового состояния адсорбированных частиц кислорода.

В данной работе представлены результаты измерения температурной зависимости проводимости пленок диоксида олова, легированных висмутом.

Образцы были получены методом высокочастотного магнетронного распыления [2]. В качестве мишени использовался диск из прессованного порошка диоксида олова (ч.д.а.) с добавлением оксида висмута. Были сформированы пять мишеней: с 0.01%, 0.1%, 1%, 10% висмута и без добавления висмута. Распыление производилось в смеси аргона и кислорода (соотношение 3 к 1). В качестве подложки использовались полированные пластины из поликора. Толщина пленок диоксида олова составляла 150±20 нм. Поверх напыленного слоя формировались электрические контакты в виде полосок металла.

Измерение температурной зависимости проводимости осуществлялось в микротермостате при постоянной продувке очищенным и осушенным воздухом [3]. Скорость изменения температуры составляла 1°C/мин. Измерения проводилось как при нагреве, так и при охлаждении образцов. Результаты измерения приведены на рисунке. Стрелками на рисунке показано направление изменения температуры.

Из рисунка видно, что увеличение температуры в диапазоне от 200 до 350°C приводит к увеличению проводимости образцов. Вид кривых говорит о активационном механизме изменения проводимости. При дальнейшем нагреве наблюдается максимум проводимости в диапазоне 370-420°C, а затем уменьшение проводимости (кроме образца, полученного из мишени с 1% и 10% содержанием оксида висмута). Также наблюдается гистерезис - кривые нагрева проходят ниже кривых охлаждения. Величина гистерезиса различна для разных образцов, минимальной величиной гистерезиса обладает образец, полученный из мишени с 0.1% содержанием оксида висмута.

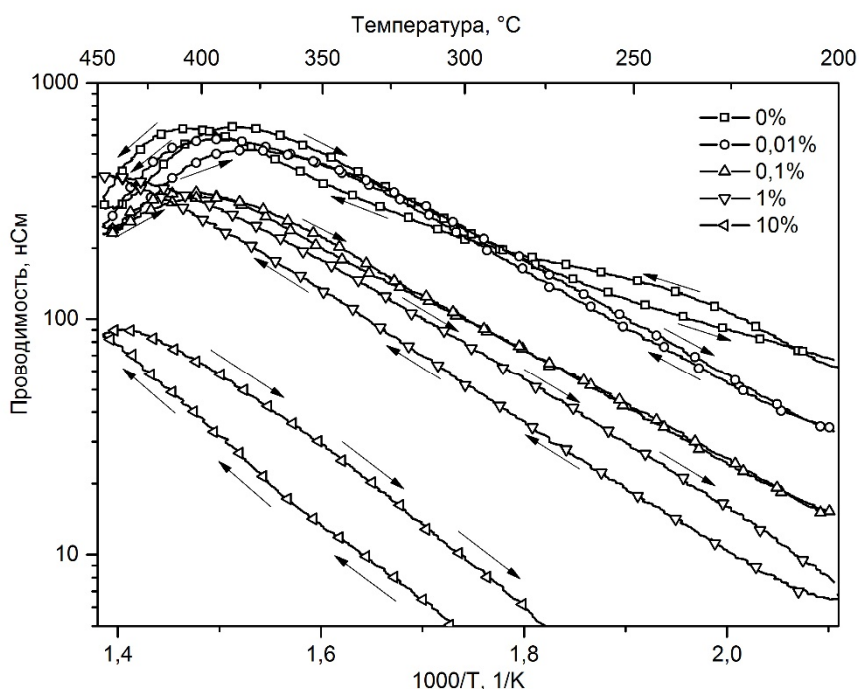


Рис.1. Зависимость сопротивления пленок диоксида олова от температуры

Образование максимума на кривой нагрева пленок диоксида олова связывают с переходом адсорбированных частиц из состояния O_2^- в состояние O^- и O^{2-} . Таким образом, можно сделать вывод, что добавление оксида висмута в мишень более 1% приводит к исчезновению максимума на температурной зависимости проводимости, либо к его смещению в температурную область свыше 450°C .

Уменьшение величины гистерезиса можно связать с повышением стабильности электрического сопротивления пленок диоксида олова при добавлении висмута.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-07-00821-а, № 16-38-00633 мол_а) и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Kissine V.V., Sysoev V.V., Voroshilov S.A. //Thin Solid Films. 1999. Vol. 348. No 1. P. 304.
2. Симаков В.В., Никитина Л.В., Синев И.В. //Башкирский химический журнал. 2010. Т. 17. № 5. С. 125.
3. Симаков В.В., Синев И.В., Смирнов А.В., Сякина С.Д., Гребенников А.И., Кисин В.В. // Нанотехника. 2011. № 3. С. 45

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИНХРОНИЗОВАННОСТИ РИТМОВ ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ ПО МНОГОЧАСОВЫМ ЗАПИСЯМ ЗДОРОВЫХ ЛИЦ

В.В. Сказкина, Е.И. Боровкова, Ю.М. Ишбулатов

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: SkazkinaVV@yandex.ru*

Данная работа посвящена исследованию динамики фазовой синхронизованности контуров вегетативной регуляции кровообращения по экспериментальным данным [1].

Изучение взаимодействия различных контуров регуляции сердечно-сосудистой системы (ССС) позволит не только углубить фундаментальные знания в вопросе функционирования сложных систем биологической природы, но и даст возможность совершенствовать и создавать новые методы диагностики состояния ССС [2-6]. Важно отметить, что перспективность данной задачи обусловлена, в первую очередь, распространением заболеваний ССС во всем мире.

В экспериментальных исследованиях принимали участие 5 условно здоровых добровольца в возрасте от 19 до 21 года. Была проведена одновременная регистрация сигнала электрокардиограммы (ЭКГ) и фотоплетизмограммы сосудов (ФПГ) с частотой дискретизации 250 стандартным сертифицированным прибором–регистратором ЭЭГА–21/26 «Энцефалан–131–03» (Медиком–МТД, г. Таганрог). Инфракрасный датчик ФПГ отраженного света был наложен на дистальную фалангу правой руки испытуемого. Длительность каждой записи составляла 120 минут.

Для исследования вариабельности сердечного ритма из сигнала ЭКГ была выделена последовательность кардиоинтервалов (КИГ). Для проведения фазового анализа процессов было необходимо получить информацию о фазах исходных сигналов КИГ и ФПГ. Одним из известных методов определения фаз сигналов является преобразование Гильберта. В данной работе с помощью него были выделены последовательности фаз двух сигналов, а затем найдена разность фаз. Участки фазовой синхронизации двух исследуемых процессов были диагностированы как участки, разность фаз на протяжении которых была близка к постоянной. На рис. 1(а) представлена типичная зависимость длин синхронных участков от времени на примере одного из испытуемых. Можно отметить наличие достаточно длительных непрерывных участков фазовой синхронизации, максимальная длительностью для данного испытуемого составила 145 с (более 10 характерных периодов колебаний).

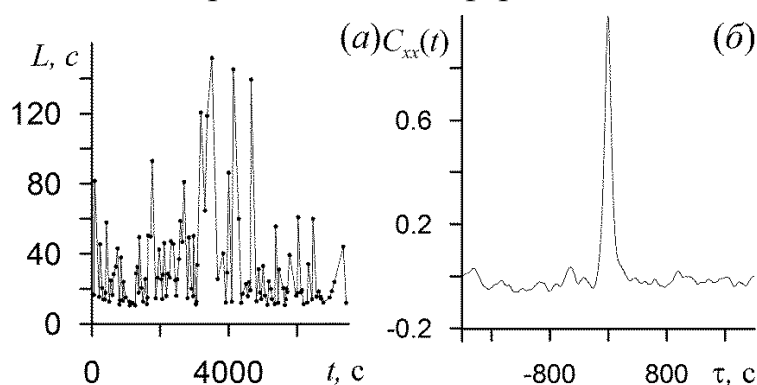


Рис. 1. Анализ последовательности длительностей L участков синхронизации: (а) – последовательность длительностей синхронных участков $L(t)$, отложенных напротив моментов их начала для испытуемого А, (б) – усредненная по экспериментальной выборке автокорреляционная функция $L(t)$.

Визуальный анализ зависимостей $L(t)$ демонстрирует нерегулярный характер последовательности длин синхронных участков, чередующихся с интервалами несинхронной динамики. Для изучения корреляционных свойств $L(t)$ была рассчитана усредненная по ансамблю автокорреляционная функция (АКФ). АКФ рассчитывалась со сдвигом в диапазоне от -2000 с до 2000 с. Результаты корреляционного анализа представлены на рисунке 1(б).

Как можно увидеть на графике, АКФ носит спадающий характер, свойственный случайному процессу. Первый 0 АКФ при сдвиге около 200 с.

Однако стоит сказать, что исследования периодичности возникновения синхронных участков требуют дальнейшей работы, как в сторону увеличения экспериментальной выборки, так и в сторону привлечения к анализу других методов и подходов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-00291).

Библиографический список

1. Боровкова Е.И. и др. // *Анналы аритмологии*. 2014. Т. 11 №. 2. Р. 129-136.
2. Kiselev A.R. et al. // *The Anatolian Journal of Cardiology*. 2014. Vol. 14. P. 701-710.
3. Kiselev A.R. et al. // *Applied Medical Informatics*. 2011. Vol. 28. No. 1. P. 1-8.
4. Kiselev A.R. et al. // *Journal of Cardiovascular Medicine*. 2012. Vol. 13. Iss. 8. P.491-498.
5. Киселев А.Р. и др. // *Артериальная гипертензия*. 2011. Т. 17. №. 4. С. 354-360.
6. Нейфельд И.В. и др. // *Анналы аритмологии*. 2014. Т. 11. №. 2. С. 98-108.

НОВЫЕ 2D-ГРАФЕНОВЫЕ ГИБРИДНЫЕ КОМПОЗИТЫ В КАЧЕСТВЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ

О.Е. Глухова, В.В. Митрофанов, М.М. Слепченков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: slepchenkovm@mail.ru

Актуальность применения графеновых композитов в области оптической связи доказывается активными исследованиями на протяжении последних шести лет, демонстрирующими их уникальные свойства в качестве электрооптических материалов для оптических модуляторов различных типов [1-2]. Одной из самых современных и малоисследованных модификаций графена является 2D-гибридный композит, составленный из графеновых монослоев и нанотрубок (УНТ), ковалентно связанных с ними [3].

Целью данной работы является прогностическая оценка перспективы применения нового 2D-гибридного нанокompозита УНТ-графен в качестве элементной базы оптических модуляторов нового поколения. Прогностические *in silico* исследования проводятся с помощью квантово-механического метода SCC DFTB [4]. Двумерная пленка композита УНТ-графен моделировалась двумя монослоями графена, между которыми регулярно располагались однослойные УНТ различного диаметра и на разном расстоянии друг от друга. В данной работе нами были взяты две модели композита с трубками, обладающими металлической проводимостью, (12,0) и (18,0), и две модели с полупроводниковыми трубками (14,0) и (16,0). Атомистическая модель элементарной ячейки композита была получена с помощью оригинального «метода лупы», подробно описанного в [5], с применением метода SCC DFTB. На рис.1 представлен общий вид фрагмента композита с изображением его элементарной ячейки.

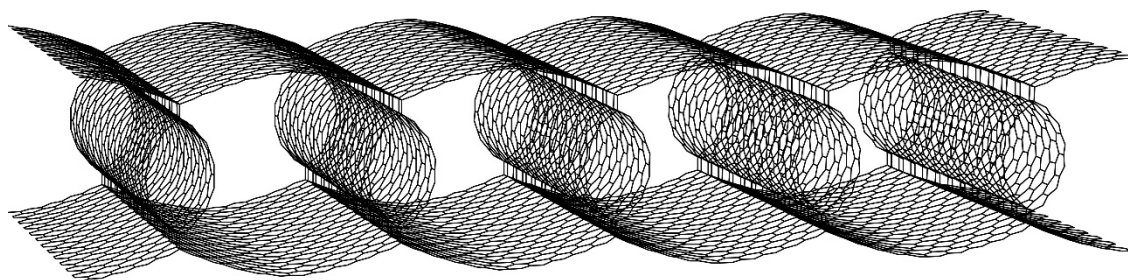


Рис. 1. Топологическая модель 2D-графен-УНТ композита.

На рис. 2 представлены спектры действительной и мнимой частей диагональных элементов тензора оптической поверхностной проводимости для четырех топологических моделей композита с расстоянием между трубками 13 гексагонов и четырьмя типами УНТ. Анализ профиля спектра для обоих элементов тензора показывает наличие выделяющихся пиков на длинах волн 190 – 260 нм. Появление этих пиков обусловлено проявлением в композите чистого графена, поэтому эти пики имеют большую интенсивность для всех рассматриваемых топологических моделей композита. При этом профиль спектра σ_{xx} схож со спектром для графена, в то время как профиль спектра σ_{yy} имеет слож-

ный характер и множество пиков. Как было показано ранее в работе [5] сложный профиль спектра проводимости вдоль оси УНТ объясняется влиянием именно нанотрубок. Появившиеся многочисленные пики характерны для спектра проводимости изолированных индивидуальных УНТ. Также отметим, что интенсивность максимального пика, наблюдаемая на частоте 6 эВ (206,6 нм) у чистого свободного графена, снижается с появлением рифлености графена при образовании композита. Интенсивность пиков пленки графен-УНТ, в итоге выше, чем у чистого графена и отдельных нанотрубок.

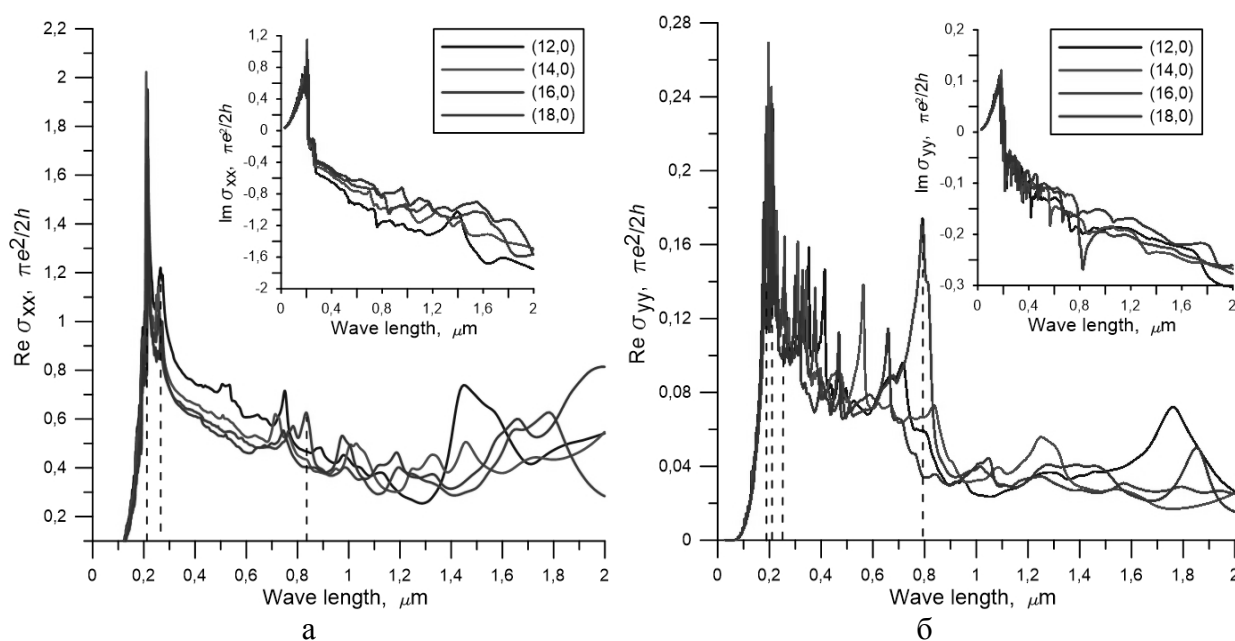


Рис. 2. Оптическая проводимость композита при расстоянии между трубками 13 гексагон: а) в направлении, перпендикулярном к оси УНТ; б) вдоль оси УНТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (проект № СП-3135.2016.1).

Библиографический список

1. Mikhailov S.A. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93, No. 8. P. 085403.
2. Cheng J.L., Vermeulen N., Sipe J.E. // New J. Phys. 2014. Vol. 16, No. 5. P. 053014.
3. Maaroufa A.A., Kasryc A., Chandra B., Martynad G.J. // Carbon 2016. Vol. 102. P. 74-80.
4. Elstner M., Seifert G. // Phil. Trans. R. Soc. A 2014. Vol. 372, P. 20120483.
5. Mitrofanov V.V., Slepchenkov M.M., Zhang G., Glukhova O.E. // Carbon. 2017. Vol. 115. P. 803–810

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ТОНКИХ ПЛЁНОК $\text{SnO}_2:\text{Bi}$, С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ**А.В. Смирнов, И.В. Синёв, И.Д. Осыко, В.В. Симаков***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: smirnov-sgu@yandex.ru*

Диоксид олова полупроводник n-типа с шириной запрещенной зоны 3.6 эВ. Этот материал проявляет высокую чувствительность к составу окружающей среды, поэтому широко применяется в газовых сенсорах. Введение в состав тонких пленок диоксида олова легирующих добавок позволяет управлять их сенсорными свойствами, такими как чувствительность, селективность, долговременная стабильность.

Целью данной работы было изучение кристаллической структуры плёнок диоксида олова, сформированных методом высокочастотного распыления композитных мишеней $\text{SnO}_2/\text{BiO}_2$ в камере установки PVD-600 (VTC, Южная Корея). Распыление проводилось в атмосфере аргона с добавлением кислорода с соотношением потоков 3:1. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния. Мощность разряда составляла 100 Вт. Мишень представляла собой диск, диаметром 100 мм, толщиной 4 мм, полученный методом сухого прессования порошков (ч.д.а.) диоксида олова и диоксида висмута с различной массовой долей. Равномерность распределения примесной добавки (BiO_2) в мишени достигалась перемешиванием порошков SnO_2 и BiO_2 в течение 48 ч. Были изготовлены 5 композитных мишеней $\text{SnO}_2/\text{BiO}_2$ с различным массовым содержанием диоксида висмута (образец №1 – 0; образец №2 – 0,01; образец №3 – 0,1; образец №4 – 1; образец №5 – 10 масс.%). Толщина полученных пленок диоксида олова составляла порядка 150 ± 20 нм. Кристаллическая структура изучалась с помощью монокристаллического рентгеновского дифрактометра Gemini (Oxford Diffraction, Польша).

На рисунке представлены рентгенограммы полученных плёнок диоксида олова с различным содержанием легирующего элемента в мишени. Рефлексы на рентгенограммах плёнок соответствуют SnO_2 в форме касситерита. Из графиков видно, что с увеличением массового содержания диоксида висмута в мишени наблюдается уширение и небольшой сдвиг дифракционных отражений, характерных для SnO_2 . Введение висмута в состав пленки диоксида олова с одной стороны может приводить к увеличению постоянной решетки из-за большего по сравнению с оловом ионного радиуса [1], с другой стороны может приводить к увеличению концентрации собственных дефектов (вакансий кислорода) и уменьшению постоянной решетки [2,3]. Поэтому нельзя сделать однозначный вывод о вхождении атомов висмута в структуру диоксида олова. Уменьшение высоты и уширение дифракционных отражений, вероятно, связано с уменьшением размеров кристаллитов. Отдельных пиков соответствующих соединениям висмута не выявлено. Но для образцов полученных из мишеней с содержанием BiO_2 - 0,01 и 0,1 масс.% в области $28\text{-}30$ 2θ , присутствуют пики характерные как для рефлексов кремниевой подложки, так и для соединений оксидов висмута, в том числе пиростаната висмута $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ [4].

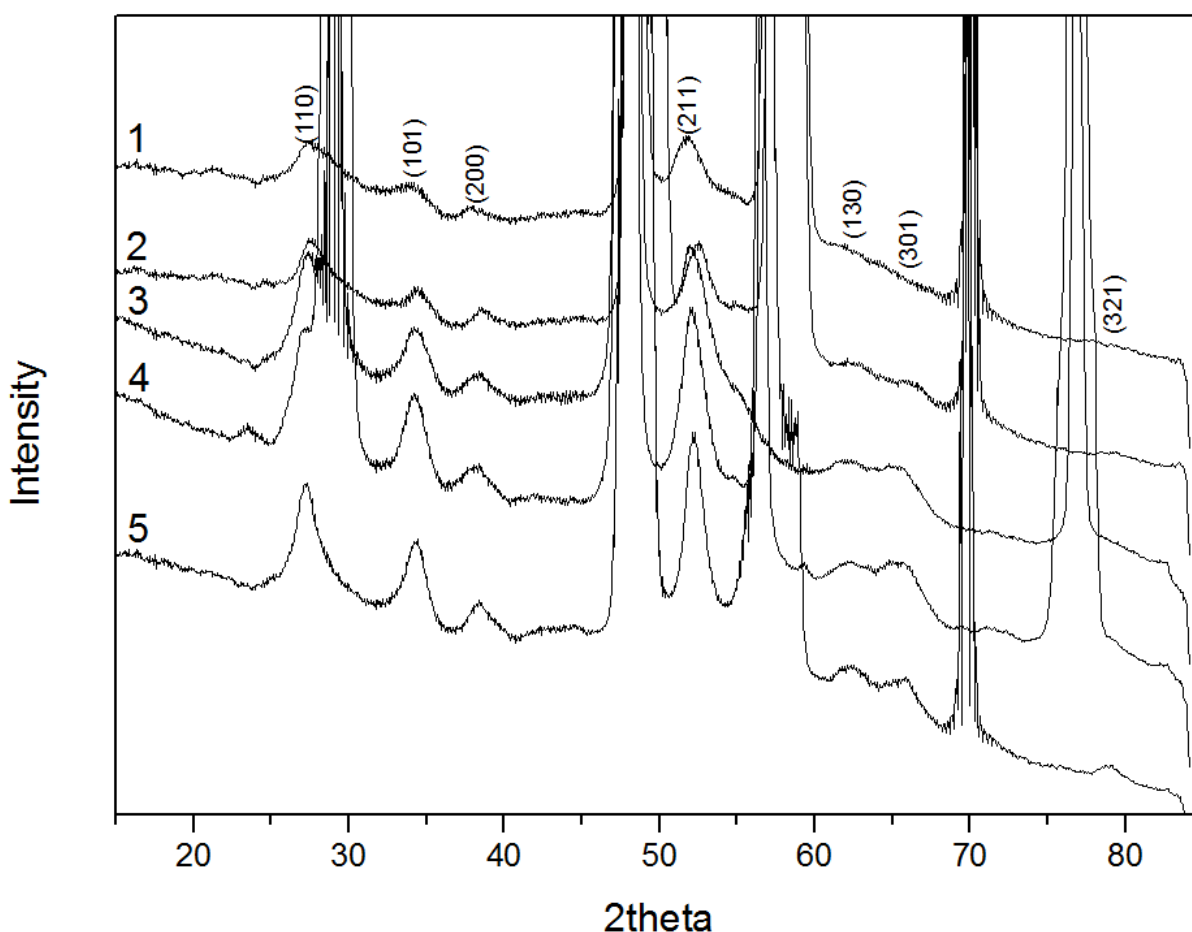


Рис.1. Рентгенограммы образцов плёнок SnO₂ с различным содержанием Bi. Содержание BiO₂ в мишени 1- 10; 2 – 1; 3 – 0,1; 4 – 0,01; 5 – 0 масс. %

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-07-00821-а, № 16-38-00633 мол_а) и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Уэллс А. Структурная неорганическая химия: в 3 т. М., 1988, Т. 1-3.
2. Третьяков Ю.Д. Твердофазные реакции. М.: Химия, 1978, 360 с.
3. Тарасевич О.Л., Фролова Е.В., Горошко Н.Н., Беленков В.В., Таратын И.А.// Вестник БГУ. Сер. 2, Химия. Биология. География. 2007. № 2. С. 44-49.
4. Удод Л.В., Аплеснин С.С., Ситников М.Н., Молокеев М.С.// Физика твердого тела, 2014. Т. 56(7). С. 1267-1271.

**РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК $\text{SnO}_2:\text{Bi}$
С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ****А.В. Смирнов, И.В. Синёв, И.Д. Осыко, В.В. Симаков***Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: smirnov-sgu@yandex.ru*

Одной из проблем, ограничивающих применение металлооксидных сенсоров газа, является долговременное изменение величины сопротивления, которое может быть обусловлено. Причиной нестабильности сопротивления является повышенная рабочая температура сенсора (200-450°C), которая приводит к изменению микроструктуры, а также образованию и миграции собственных дефектов в объёме и на поверхности активного слоя сенсора. Введение в состав сенсорных слоев легирующих добавок (например, Sb, Cu, Fe, Ru, Pt, Au и др.) позволяет в некоторой степени уменьшить дрейф за счет образования малоподвижных комплексов примесный атом/собственный дефект. Введение висмута в состав тонких пленок диоксида олова, как ожидается, может привести к снижению скорости изменения сопротивления активного слоя сенсора.

Целью данной работы был анализ спектров комбинационного рассеяния плёнок диоксида олова, сформированных методом высокочастотного распыления композитных мишеней $\text{SnO}_2/\text{BiO}_2$ с различным содержанием примесной добавки диоксида висмута. Тонкие плёнки диоксида олова формировались методом высокочастотного магнетронного распыления диэлектрической мишени в камере установки PVD-600 (VTC, Южная Корея). Распыление проводилось в атмосфере аргона с добавлением кислорода с соотношением потоков 3:1. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния. Мощность разряда составляла 100 Вт. Мишень представляла собой диск, диаметром 100 мм, толщиной 4 мм полученный методом сухого прессования порошков (ч.д.а.) диоксида олова и диоксида висмута с различной массовой долей. Равномерность распределения примесной добавки (BiO_2) в мишени достигалась перемешиванием порошков SnO_2 и BiO_2 в течение 48 ч. Были изготовлены 5 композитных мишеней $\text{SnO}_2/\text{BiO}_2$ с различным массовым содержанием диоксида висмута (образец №1 – 0; образец №2 – 0,01; образец №3 – 0,1; образец №4 – 1; образец №5 – 10 масс.%). Толщина всех сформированных образцов пленок диоксида олова составляла порядка 150 ± 20 нм.

Исследование спектров комбинационного рассеяния света производилось с помощью высокочувствительного конфокального сканирующего рамановского микроскопа (NT MDT, Зеленоград).

На рисунке представлены спектры комбинационного рассеяния плёнок SnO_2 , осажденных из мишеней SnO_2 с различными добавками диоксида висмута. На спектрах присутствуют пики с волновыми числами 148, 237 и 245 см^{-1} , которые можно объяснить наличием нестехиометрических фаз диоксида олова Sn_2O_3 и Sn_3O_4 [2-4]. Пики в области $615\text{-}640 \text{ см}^{-1}$ соответствуют фазе SnO_2 . Согласно работе [5] положение пика в области спектра около 620 см^{-1} зависит от размера фазы SnO_2 . Для объемного материала этот пик соответствует волновому числу 632 см^{-1} , для наночастиц размером 7 нм – 621 см^{-1} , размером 25 нм –

625 см^{-1} . Экспериментально установлено, что в области 623 см^{-1} присутствуют ярко выраженные пики для всех исследованных образцов, что указывает на присутствие в них фазы SnO_2 со средним размером зерна порядка 20 нм. Авторами работы [6] показано, что введение висмута приводит к появлению пиков в области 660 см^{-1} . Поэтому можно предположить, что наблюдаемые пики при 670 см^{-1} (образцы № 3,4) и 685 см^{-1} (образец №5) связаны с присутствием висмута и его производных в объеме материала плёнки диоксида олова.

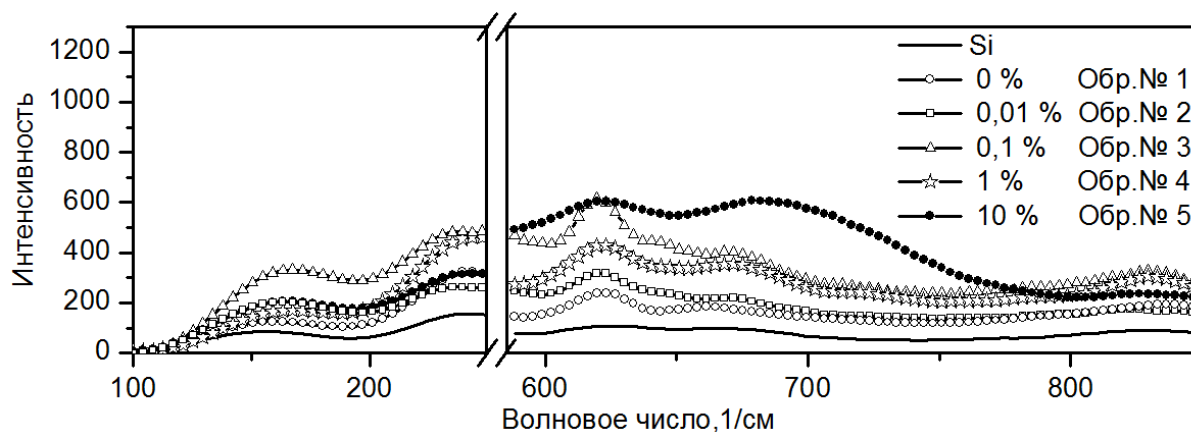


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света плёнок SnO_2 . В легенде указано содержание BiO_2 в мишени.

Таким образом, формирование тонких пленок диоксида олова, содержащие различные добавки висмута, возможно с помощью высокочастотного распыления композитных мишеней $\text{SnO}_2/\text{BiO}_2$, что подтверждается результатами анализа спектров комбинационного рассеяния полученных образцов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-07-00821-а, № 16-38-00633 мол_а и при поддержке Совета по грантам Президента РФ (СП-677.2015.4).

Библиографический список

1. Peltzer y Blanka E.L., Svane A., Christensen N.E., Rodriguez C.O., Cappannini O.M., Moreno M.S. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48 (31). P. 15712.
2. McGuire K., Pan Z.W., Wang Z.L., Milkie D., Menendez J., Rao A.M. // J. Nanosci. Nanotechnology. 2002. Vol. 2. P. 1-4.
3. Sangaletti L., Depero L.E., Allieri B., Pioselli F., Comini E., Sberveglieri G., Zocchi M. // J. Mater. Res. 1998. Vol. 13 (9). P. 2451.
4. Batzill M., Diebold U. // Progr. Surf. Sci. 2005. Vol. 79. P. 47-154.
5. Kravets V.G. // Optics and Spectroscopy. 2007. Vol. 103, Iss. 5. P. 766-771
6. Chikhalea L.P., Patila J.Y., Shaikha F.I., Rajgurea A.V., Pawarb R.C., Mullac I.S., Suryavanshia S.S. // Mat. Scien. in Semiconductor Processing. 2014. Vol. 27. P. 121–129

ХЕМОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО СЛОЯ ОКСИДА МАРГАНЦА, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

М.А. Соломатин^{1,2}, Ф.С. Федоров^{1,2,3}, В.В. Сысоев¹

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

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

³Сколковский институт науки и технологий, Москва

E-mail: solomatin1994@gmail.com

В настоящее время в качестве газочувствительных материалов в хеморезистивных сенсорах наиболее широко используются оксиды переходных металлов, в частности такие полупроводники, как SnO_2 , TiO_2 , ZnO , WO_3 и In_2O_3 . Они отличаются высокой чувствительностью с пределом детектирования в сотни *ppb* [1]. Тем не менее, с целью расширения номенклатуры детектируемых газов и возможного снижения минимальных детектируемых концентраций продолжается поиск и изучение других перспективных полупроводниковых газочувствительных материалов, среди которых можно выделить оксид марганца [2]. В данной работе исследовались хеморезистивные свойства наноструктурированного оксида марганца, полученного в рамках электрохимического метода.

Электрохимическое осаждение проводилось в потенциостатическом режиме из водного электролита, содержащего **0.1 М** MnSO_4 и **0.2 М** NaNO_3 , в трехэлектродной конфигурации. В качестве рабочего электрода использовались платиновые электроды чипа, нанесенные на подложку Si/SiO_2 , а противэлектродом выступал графитовый стержень. Процесс осаждения проводился при постоянном потенциале, равном -1 В относительно хлорсеребряного ($\text{Ag/AgCl}_{\text{нас.}}$) электрода сравнения. Время осаждения подбиралось экспериментальным путем и составляло 15 мин. Критерием оптимизации являлся удельный заряд, используемый для осаждения слоя наноструктурированного оксида марганца в межэлектродном пространстве, при котором наблюдается максимальный хеморезистивный отклик к парам тестовых газов.

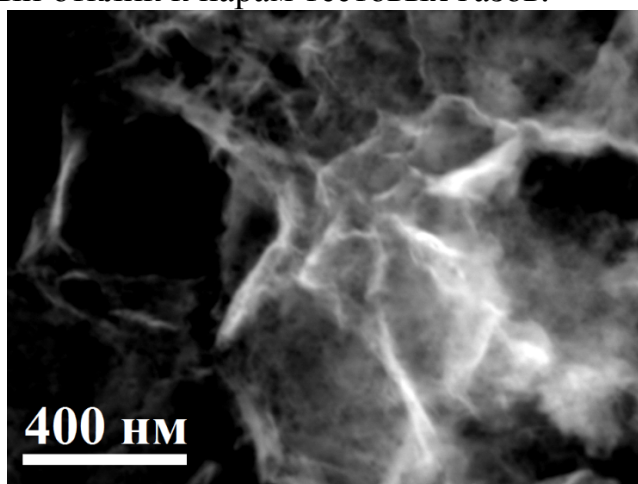


Рис. 1 – Микрофотография слоя оксида марганца, полученная при помощи сканирующей электронной микроскопии

Морфология полученного слоя оксида марганца изучалась при помощи сканирующей электронной микроскопии (Рис. 1). Как видно из рисунка, слой

представляет собой агломерацию чешуйчатых структур с размерами в нанометровом диапазоне.

Хеморезистивные свойства слоя оксида марганца исследовались в диапазоне температур от 100 °С до 270 °С путем измерения его сопротивления между парами компланарных электродов. В качестве тестовых паров использовались смесь изопропанола и бензола с воздухом в диапазоне концентраций 1 - 100 *ppm*. На Рис. 2а показано изменение сопротивления слоя оксида марганца для ряда сенсорных сегментов при воздействии изопропанола 1- 100 *ppm* при рабочей температуре 250 °С. Видно, что сопротивление слоя возрастает в присутствии органических паров, что согласуется с *p*-типом проводимости данного полупроводника. На Рис. 2б показана зависимость хеморезистивного отклика слоя, $\Delta R/R_0$, где ΔR – изменение сопротивления относительно сопротивления на воздухе R_0 .

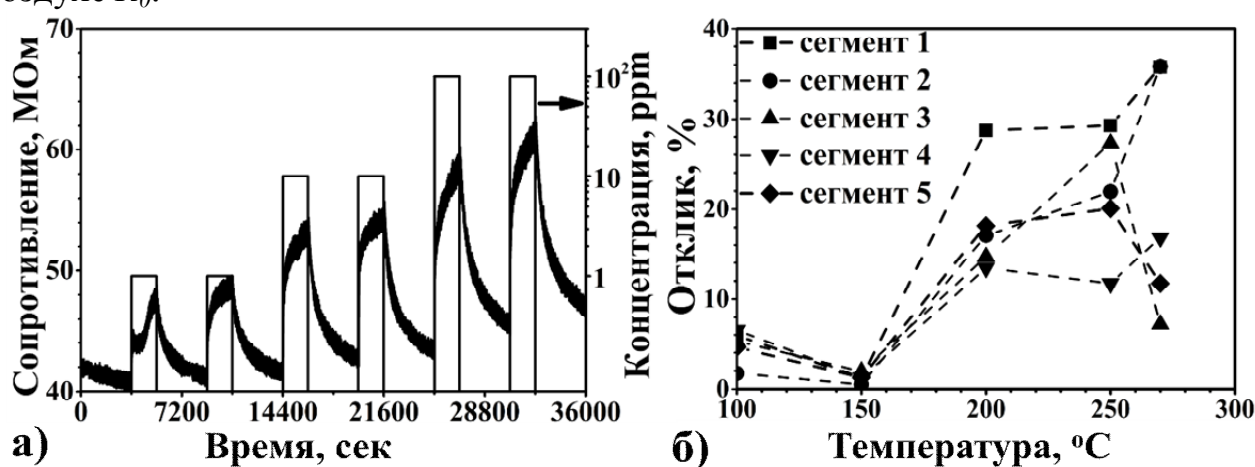


Рис. 2 – (а) Изменение сопротивления слоя оксида марганца при воздействии изопропанола концентрацией 1, 10 и 100 *ppm* при рабочей температуре 250 °С; (б) зависимость хеморезистивного отклика слоя оксида марганца от рабочей температуры

Как видно из Рис. 2б, оптимальной температурой для наблюдения хеморезистивного эффекта в изученных слоях является 250 °С. Таким образом, полученные результаты показывают, что наноструктурированный оксид марганца, полученный в рамках электрохимического осаждения, является перспективным материалом для формирования хеморезистивных элементов.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проект 16.1119.2017/4.6). Авторы благодарят за сотрудничество группы М. Зоммера и М. Брунса (Технологический институт Карлсруэ, Германия).

Библиографический список

1. Korotchenkov G. S., Sysoev V. V. // В кн.: Chemical sensors: comprehensive sensor technologies. Vol. 4. Solid state devices. New York: Momentum Press. 2011. С. 53.
2. Kim H., Lee J. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2014. Vol. 192. P. 607.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В МНОГОМОДОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ С ОБЩЕЙ СХЕМОЙ УПРАВЛЕНИЯ

Н.В. Станкевич^{1,2}, О.В. Астахов³, Е.П. Селезнев^{2,3}

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

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

³Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stankevichnv@mail.ru

Одним из перспективных направлений практического использования радиофизических генераторов хаотических сигналов являются системы скрытой передачи данных [1-3]. Данное направление развивается уже достаточно длительное время, однако, существует ряд проблем, не позволяющих использовать такого рода генераторы на практике. К таким проблемам относят: зависимость генерируемого сигнала от начальных условий и параметров, чувствительность к шумам, проблема конфиденциальности передаваемой информации и др. Данные проблемы сводятся к вопросам различных свойств хаотических аттракторов. Квазипериодические колебания представляют собой широко распространенный в науке и технике класс колебаний [1-8]. В последнее время данному виду колебаний уделяется большое внимание, поскольку, с одной стороны, они являются не таким сложными, как хаотические, но при этом же непериодическими, что делает их интересными для анализа. Важными представляются вопросы возникновения хаотической динамики в результате разрушения эргодического тора. Можно отметить некоторые перспективы в использовании данного класса колебаний, например, при скрытой передаче информации [6].

В рамках данной работы рассматриваются особенности формирования хаотической динамики в пятиконтурном генераторе с общей схемой управления, особое внимание уделяется сценариям развития хаотической динамики на базе разрушения многочастотных квазипериодических колебаний. Система дифференциальных уравнений, описывающая многомодовый генератор с общей схемой управления записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \ddot{x} - (\lambda k_1 - x^2)\dot{x} + \Delta_1^2 x + (k_2 \dot{y} + k_3 \dot{z} + k_4 \dot{v} + k_5 \dot{w}) &= 0, \\
 \ddot{y} - (\lambda k_2 - y^2)\dot{y} + \Delta_2^2 y + (k_1 \dot{x} + k_3 \dot{z} + k_4 \dot{v} + k_5 \dot{w}) &= 0, \\
 \ddot{z} - (\lambda k_3 - z^2)\dot{z} + \Delta_3^2 z + (k_1 \dot{x} + k_2 \dot{y} + k_4 \dot{v} + k_5 \dot{w}) &= 0, \\
 \ddot{v} - (\lambda k_4 - v^2)\dot{v} + \Delta_4^2 v + (k_1 \dot{x} + k_2 \dot{y} + k_3 \dot{z} + k_5 \dot{w}) &= 0, \\
 \ddot{w} - (\lambda k_5 - w^2)\dot{w} + \Delta_5^2 w + (k_1 \dot{x} + k_2 \dot{y} + k_3 \dot{z} + k_4 \dot{v}) &= 0.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь x, y, z, v, w - динамические переменные генератора, $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_5$ - собственные частоты автогенераторов, k_1, k_2, k_3, k_4, k_5 - коэффициенты возбуждения колебательных мод в каждом автогенераторе, которые изменяются общей схемой управления.

В рамках данной работы проведено численное исследование динамики модели (1) с помощью метода карт показателей Ляпунова. На рис. 1 представлены карты показателей Ляпунова на плоскостях параметров (k_1, k_2) и (k_1, k_5) . Частоты осцилляторов были фиксированы и достаточно сильно разнесены друг от друга:

$$\Delta_1^2 = 1, \Delta_2^2 = 3, \Delta_3^2 = 11, \Delta_4^2 = 41, \Delta_5^2 = 153. \quad (2)$$

Остальные значения параметров были фиксированы идентичными и достаточно малыми $k_3=k_4=k_5=1$ (для рис.1а), $k_2=k_3=k_4=1$ (для рис.1б). Как видно из рисунка в данном случае при нулевых значениях коэффициентов усиления возникает 3-тор или 4-тор, с увеличением коэффициентов торы разрушаются с возникновением хаотической динамики, причем возможно возникновения хаоса как с одним положительным показателем Ляпунова, так и гиперхаоса с двумя и тремя положительными показателями.

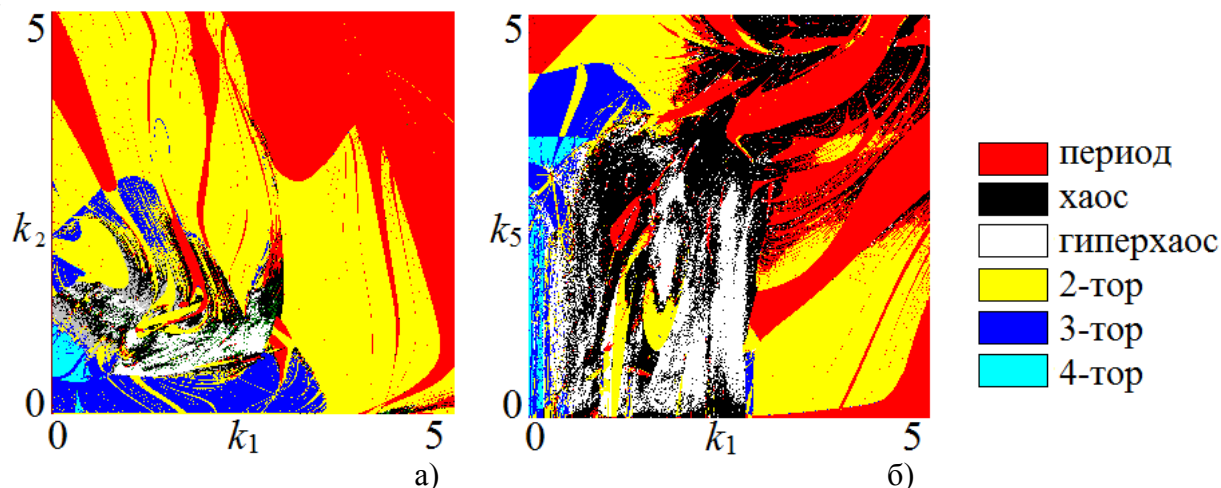


Рис.1. Карты показателей Ляпунова модели многомодового автогенератора (1) при $\Delta_1^2 = 1, \Delta_2^2 = 3, \Delta_3^2 = 11, \Delta_4^2 = 41, \Delta_5^2 = 153, \lambda=1, k_3=k_4=k_5=1$ (рис.1а), $k_2=k_3=k_4=1$ (рис. 1б).

В работе будет представлено более подробное исследование динамики модели (1), проиллюстрированы различные хаотические режимы и их формирование, будет проведен анализ укороченных уравнений модели (1).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №17-12-01008).

Библиографический список

1. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003. 508 с.
2. Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Стрелкова Г.И. Синхронизация регулярных, хаотических и стохастических колебаний. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2008. 144 с.
3. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М: Наука, 1980. 360 с.
4. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S. P., Stankevich N.V. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2010. Vol. 15. №. 6. P. 1676.
5. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Mosekilde E., Stankevich N.V.// The European Physical Journal Special Topics. 2013. № 10. P. 2391.
6. Kuznetsov A.P. Kuznetsov S.P., Mosekilde E., Stankevich N.V. // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2015. Vol. 48. № 12. P. 125101.
7. Kuznetsov A., Kuznetsov S., Seleznev E., Stankevich N. // In: Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, Proceedings of NDES 2012 (pp. 1-3). VDE.
8. N.V. Stankevich1, A.P. Kuznetsov, E.S. Popova, E.P. Seleznev Experimental diagnostics of multy-frequency quasi-periodic oscillations. // Commun Nonlinear Sci Numer Simulat. 2017. Vol. 43/ P.200-210. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cnsns.2016.07.007>

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФИЛЬТРУЮЩЕГО НЕТКАНОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СРЕДСТВ ИНДИВИДУАЛЬНОЙ ЗАЩИТЫ ОРГАНОВ ДЫХАНИЯ

Н.С. Стенькин, А.Ю. Абрамов, Ю.Е. Сальковский, С.А. Климова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: stenic9999@gmail.com

Полимерные волокнистые материалы являются наиболее перспективными материалами, благодаря их термической и химической стойкости, высокой сорбционной емкости, электропроводности и механическим свойствам. Свойства этих материалов определяют важнейшие области их применения: очистка объектов от различных загрязнений и для защиты органов и тканей человека от воздействий внешней среды [1-2].

В результате работы получен нетканый фильтрующий материал на основе полиакрилонитрила (ПАН) в процессе электроформования прядильного раствора с концентрацией 12%, 13%, 14% при изменении скорости движения полотна 0,13 и 0,26 м/мин. Электроформование волокон – это процесс получения микро- и нановолокон произвольной длины из полимерных растворов и расплавов под действием электрического поля [3].

Исследованы физико-химические свойства образцов нетканого материала. Показано, что концентрация прядильного раствора влияет на физические свойства получаемого волокна [4]. С помощью программного обеспечения Tescan был подсчитан средний диаметр волокон нетканого материала в зависимости от концентрации исходного полимера в прядильном растворе и скорости движения подложки с полотном материала. Из расчета среднего диаметра волокон следует, что при увеличении концентрации полимера растет диаметр волокон (табл. 1).

Таблица 1 – Значения среднего диаметра волокон нетканого материала в зависимости от концентрации полимера в прядильном растворе и скорости движения подложки с полотном материала

№ образца	Конц. ПАН	Скорость движения полотна, м/мин	$d_{\text{сред.}}$, мкм	Стандарт. отклон-е	Толщина материала, мкм
1	12%	0,13	0,21	0,05	16
2	12%	0,26	0,22	0,05	12
3	13%	0,13	0,22	0,03	20
4	13%	0,26	0,23	0,04	14
5	14%	0,13	0,23	0,04	27
6	14%	0,26	0,27	0,04	16

Применение нетканого материала на основе ПАН в качестве фильтрующего материала было проверено с помощью измерения воздухопроницаемости материала на установке “Air Permeability Tester FX 3300 LabAir IV” (Швейцария), с установленным перепадом давления в 200 Па. Показано, что чем больше

концентрация полимера, тем больше межволоконное расстояние, а, следовательно, больше воздухопроницаемость. Чем больше скорость движения основы нетканого полотна, тем менее плотный получается материал, тем выше воздухопроницаемость. Коэффициент воздухопроницаемости для образца №1 минимален и составил 65.22 мм/сек. Самой большой воздухопроницаемостью обладает образец №6, коэффициент воздухопроницаемости которого составил 218.4 мм/сек.

Проверка фильтрующей способности нетканого материала по отношению к аэрозолю диоктилфталата с размером частиц 400 нм и скоростью потока 38 л/мин проводилась на тестере фильтров TSI 3160 (США). Измеряемая область образца составила 100 см² при комнатной температуре в 21°C и нормальном давлении. Кроме того, фильтрующую способность, а именно начальное сопротивление воздушному потоку, оказываемое фильтрующей полумаской, которое должно быть минимальным, а также коэффициент проницаемости потоку измеряли до и после термообработки. Длительность термообработки составила 24 часа при температуре 200 °С. Показано, что термообработка материала не привела к значительным изменениям параметров фильтрации. Кроме того, показано, что аэродинамическое сопротивление падает при увеличении проницаемости полотна. С ростом концентрации сопротивление падает за счет увеличения размера волокон и межволоконного расстояния.

По данным аэродинамического сопротивления и проницаемости определен класс фильтрующего материала, согласно требованиям ГОСТа 12.4.294-2015 (EN 149:2001+A1:2009) ССБТ. Образцы с 12% и 13% концентрацией полимера прядильного раствора относятся к классу FFP3 (высокая эффективность), так как проницаемость составляет < 1%, а сопротивление – более 100 Па. Образцы с 14% концентрацией полимера относятся к FFP2 (средняя эффективность), так как проницаемость составляет > 1% и сопротивление – менее 100 Па. Причем образец с концентрацией полимера 14% и скоростью пропускания 0,26 м/мин относится больше к классу FFP1 (низкая эффективность) из-за большой проницаемости в 5,25% и малого сопротивления в 60 Па, особенно после термообработки.

Библиографический список

1. Вишневская Н.Л., Плахова Л.В. // Вектор науки ТГУ. 2013. №1 (23) С.20-22.
2. Кириш А.А., Будыка А.К., Кириш В.А. // Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева. 2008. № 5. С. 97-101.
3. Матвеев А.Т., Афанасов И.М. Получение нановолокон методом электроформования: уч. пособие для студентов по специальности «Композиционные наноматериалы». 2010. С. 44-45.
4. Прокопчук Н.Р., Шашок Ж.С., Прищепенко Д.В., Меламед В.Д. // Полимерные материалы и технологии. 2015. Т.1. №2. С. 38.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ В ИЗУЧЕНИИ СОРБЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ ПРИРОДНОГО СОРБЕНТА

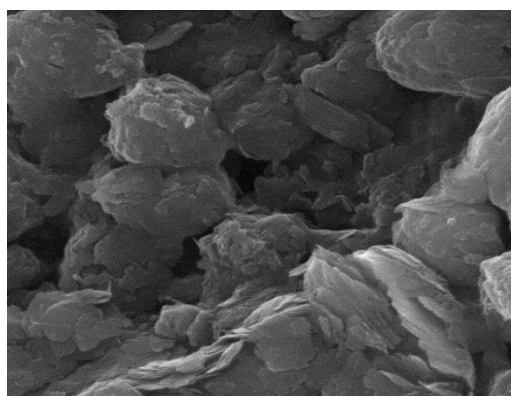
Г.Н. Наумова, А.А. Селифонов, В.П. Сплюхин, Е.И. Селифонова,
Н.Н. Щербакова, В.Г. Сержантов, Р.К. Чернова, С.Б. Вениг

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

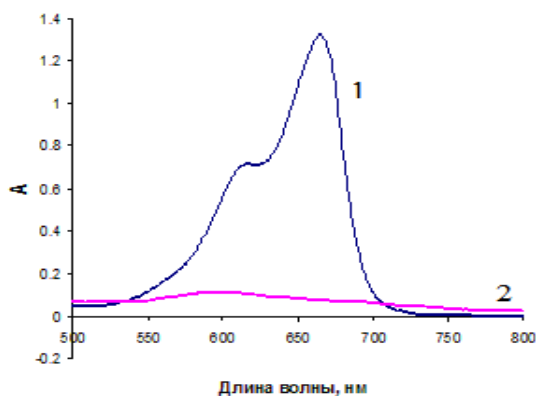
E-mail: selif-ei@yandex.ru

Метиленовый синий - тиазиновый основной краситель, применяющийся как наружный и внутренний антисептик, антидот, реагент в аналитической практике, а также в технологии производства лаков, красок, бумаги. Обладая окраской и попадая в сточные воды он интенсивно их окрашивает. С целью изыскания сорбента для доочистки сточных вод, нами исследована сорбция метиленового синего природным сорбентом - глауконитом Белозерского месторождения. Сорбция метиленового синего на глауконите ранее не исследовалась. Общая характеристика глауконита Белозерского месторождения Саратовской области проведено в работе [1]. Перспективы использования природных цеолит-глауконитовых пород при очистке и доочистке хозяйственно-бытовых сточных вод от различных органических загрязнителей очень актуальны [2]. Применение глауконитовых адсорбентов, также рекомендуется при очистке водных объектов и почв от нефтепродуктов. Глауконитовый концентрат имеет высокую сорбционную ёмкость к парафину, фенолу, бензолу и нафтеновым кислотам, что дает основание рекомендовать его в качестве сорбента в процессе очистки нефтепродуктов от вредных примесей [3].

В качестве сорбата исследовали водный раствор метиленового синего ($C=2 \cdot 10^{-5}$ моль/л). Электронные спектры поглощения регистрировали на двухлучевом сканирующем спектрофотометре Shimadzu UV-2550(PC). Остаточную концентрацию метиленового синего в растворе после сорбции определяли спектрофотометрически по предварительно построенным градуировочным графикам в координатах «оптическая плотность - концентрация». Изменение оптической плотности в растворе метиленового синего до и после сорбции глауконитом представлено на рис. 2, б.



а)



б)

Рис. 2. а) электронная микрофотография поверхности зерен обогащённого глауконита (увеличение в 50 000 раз); б) спектр поглощения раствора метиленового синего до (1) и после (2) сорбции обогащённым глауконитом.

Из рис. 2 б следует, что после 60 мин сорбции подавляющее большинство

метиленового синего было сорбировано глауконитом. Используя величины исходной ($C_{исх}$) и остаточной ($C_{ост}$) концентрации метиленового синего с учётом массы сорбента и объема раствора сорбата была рассчитана сорбционная ёмкость глауконита:

$$CE = \frac{(C_{исх} - C_{ост}) \cdot V}{m}$$

где $C_{исх}$ – концентрация красителя до сорбции, моль/л; $C_{ост}$ – концентрация красителя после сорбции, моль/л; V – объём раствора, из которого проводили сорбцию (25 мл); m – масса сорбента (0,5 г).

Степень извлечения сорбата (R , %) оценивали по формуле:

$$R = \frac{(C_{исх} - C_{ост})}{C_{исх}} \cdot 100\%$$

Таблица 1. Результаты расчета основных сорбционных параметров метиленового синего на глауконите

$C_{исх}$, моль/л	$C_{ост}$, моль/л	$C_{погл}$, моль/л	СЕ, моль/г	R, %
$2,00 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-6}$	$1,84 \cdot 10^{-5}$	$9,19 \cdot 10^{-7}$	92

Ранее было показано, что глауконит имеет большую сорбционную емкость по отношению к ряду органических веществ, таких как амброксол ($R=85\%$ [4]), тетрациклин ($R=80\%$ [5]). Проведенное исследование свидетельствует о целесообразности применения глауконита как дешевого сорбента для доочистки сточных вод от органических примесей (красителей, лекарственных веществ и др.).

В целом, глауконит, являющийся природным минералом (экологически безвредным) и обладающий рядом полезных свойств: ионообменных, буферных и сорбционных, а также богатым микроэлементным составом имеет также перспективы применения в косметологии, медицине, ветеринарии, сельском хозяйстве, растениеводстве, животноводстве.

Библиографический список

1. Вениг С.Б., Сержантов В.Г., Чернова Р.К., Доронин С.Ю., Селифонова Е.И., Захаревич А.М., Солдатенко Е.М. // Бутлеровские сообщения. 2014. Т. 39, № 8. С. 17-26.
2. Ламскова М.И., Новиков А.Е. // Известия Волг. ГТУ. 2014. Т. 7, № 1. С. 77-80.
3. Корнев А.Ю. и др. // Наука в центральной России. 2014. Вып. 2. С. 48-53.
4. Вениг С.Б., Чернова Р.К., Сержантов В.Г., и др. // Вестник Воронежского государственного ун-та. Сер. Химия. Биология. Фармация. 2016. Вып. 4. С. 11-18.
5. Наумова Г.Н., Селифонова Е.И., Чернова Р.К., и др. // Сорбционные и хроматографические процессы. 2017. Т. 17, № 1. С. 141-147.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ОСЦИЛЛЯТОРА С УПРАВЛЕНИЕМ ЧАСТОТОЙ ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.В. Сюденева², Е.П. Селезнев^{1,2}, Н.В. Станкевич^{1,3}

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: siudeneva.anara@yandex.ru

В работе численно исследуются вынужденные колебания линейного осциллятора при управлении частотой внешнего воздействия. Рассмотрим уравнение вынужденных колебаний линейного осциллятора

$$d^2x/dt^2 + 2\alpha x/dt + \omega_0^2 x = V \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

где x – динамическая переменная, α – параметр диссипации, ω_0 – собственная частота, V и f – амплитуда и частота внешнего воздействия. Предположим, что частота внешнего воздействия зависит от динамической переменной

$$f=f(x)=f_0+kx \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) принимает вид

$$d^2x/dt^2 + 2\alpha x/dt + \omega_0^2 x = V \sin(2\pi(f_0+kx)t) \quad (1)$$

Таким образом, что за счет управления частотой или фазой воздействия линейное уравнение, описывающее вынужденные колебания линейного осциллятора, преобразуется в нелинейное. Как следствие, в такой системе возможно появление сложных периодических и хаотических колебаний.

На рис. 1 на плоскости параметров (k, V) представлена карта ляпуновских показателей уравнения (1) для фиксированных параметров α , ω_0 и f_0 , там же дана расшифровка областей.

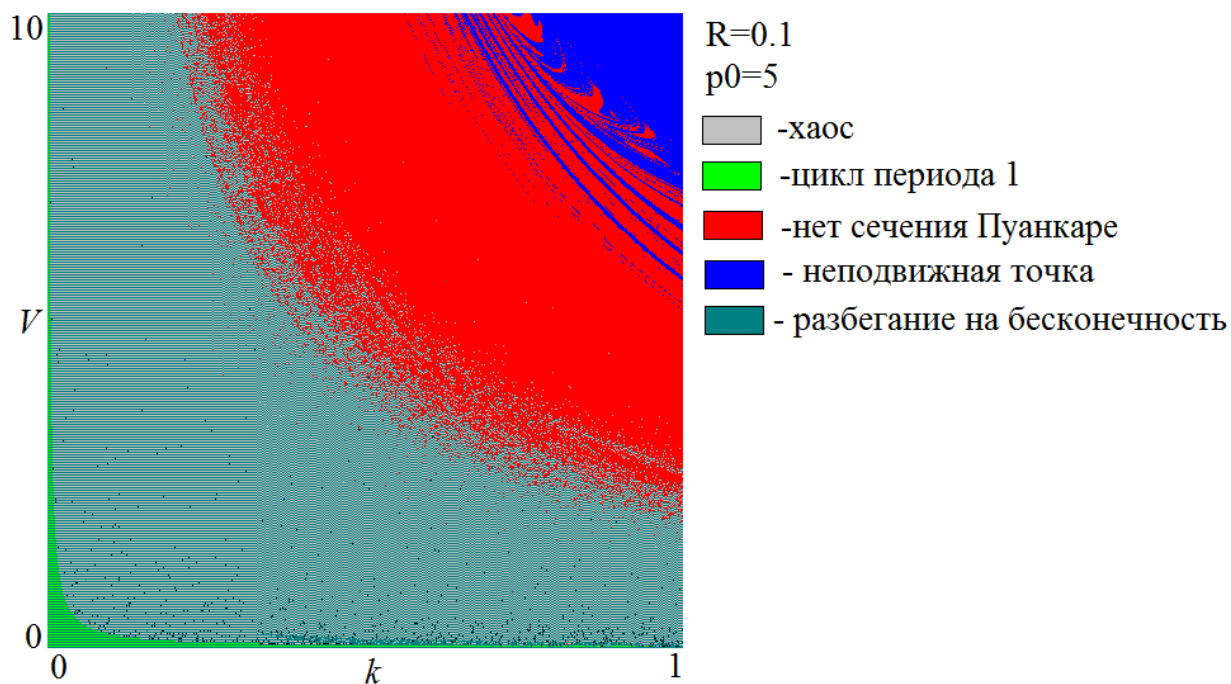


Рис.1.

При малых амплитудах воздействия и малых значениях параметра k на-

блюдаются периодические колебания. С увеличением амплитуды воздействия наблюдается усложнение вынужденных колебаний и переход к хаосу. Переход к хаосу не попадает под известные сценарии. Наиболее близким является переход к хаосу в «двух ямном» нелинейном осцилляторе. Это связано с тем, что нелинейность в уравнении (1) представлена функцией $\sin(x)$, а это в свою очередь приводит к формированию потенциальной функции осциллятора с бесконечным числом максимумов и минимумов. Хаотические колебания в такой системе представляют собой неперiodический переход из одного локального минимума в другой и так далее. На рис. 2 представлена проекция фазового портрета хаотического аттрактора на плоскость $(x, dx/dt)$.

Сложный характер поведения, связанный с переходом из одной потенциальной ямы в другую усложняет процедуру вычисления спектра ляпуновских показателей, так как требует обработки длинных реализаций.

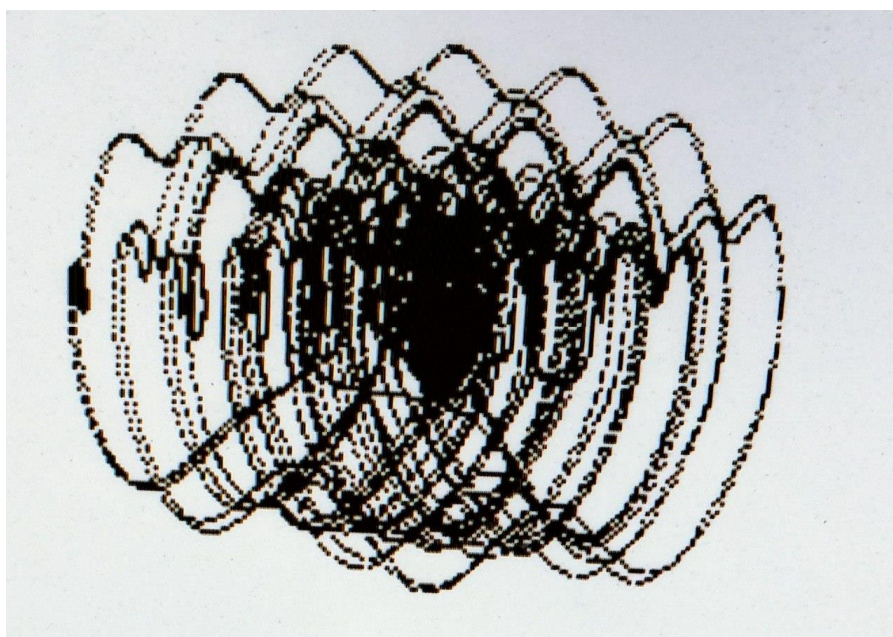


Рис.2.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-12-01008).

Библиографический список

1. *Holmes P.* A nonlinear oscillator with strange attractor. // *Phylos. Trans.* 1979. Vol.292. P.419–448.
2. *Englisch V., Lauterborn W.* // *Phys. Rev. A.* 1991. Vol. 44, №2. P.916–924.
3. *Захаревич А.М., Селезнев Е.П.* // *ЖТФ.* 2006. Т. 76, вып. 4. С.133-135.

ВАРИАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА В ФОРМЕ ДИСКА

А.А. Теплых

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: teplykhaa@mail.ru*

Для создания эффективных пьезоэлектрических устройств необходимо уметь быстро проводить расчет пьезопреобразователей, лежащих в их основе. Например, для решения задач акустической резонансной спектроскопии необходимо многократно вычислять электрический импеданс пьезорезонатора в форме параллелепипеда или диска для различных частот возбуждающего поля. В данной работе будет представлена теоретическая модель пьезорезонатора в форме диска, основанная на вариационном принципе.

Рассмотрим задачу о вынужденных колебаниях пьезоэлектрического диска с радиусом R и толщиной H . Диск изготовлен из пьезокерамики, принадлежащей к кристаллографическому классу 6mm. Ось поляризации керамики параллельна оси диска z . Колебания возбуждаются при помощи переменного напряжения на металлических электродах, расположенных на торцах диска. Можно показать, что при таком способе возбуждения крутильная компонента механического смещения отсутствует (не возбуждается) и задача состоит в поиске распределения компонент механического смещения u_r и u_z , а также электрического потенциала φ внутри диска на заданной частоте ω . Как было предложено в [1], запишем эти переменные в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} u_r(r, z, t) &= \sum_{p,q=1}^n a_1^{(p,q)} J_1(\alpha_p r / R) \exp[I(\omega t + q\pi z / H)] \\ u_z(r, z, t) &= \sum_{p,q=1}^n a_2^{(p,q)} J_0(\beta_q r / R) \exp[I(\omega t + p\pi z / H)] \\ \varphi(r, z, t) &= \sum_{p,q=1}^n a_3^{(p,q)} J_0(\lambda_q r / R) \exp[I(\omega t + p\pi z / H)] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где J_0 и J_1 – функции Бесселя 0 и 1 порядка, соответственно, I – мнимая единица. Символ $\sum_{p,q=1}^n$ обозначает суммирование при переборе всех комбинаций целочисленных индексов (p, q) в диапазоне $1..n$. Коэффициенты α , β и λ являются корнями следующих уравнений для упрощения интегрирования:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_p J_0(\alpha_p) &= (1 - c_{11} / c_{12}) J_1(\alpha_p) \\ J_0(\alpha_q) &= 0 \\ J_0'(\lambda_q) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Комплексные веса $a_i^{(p, q)}$ определяются из условия стационарности лагранжиана, который описывает данную систему [1, 2] ($i = 1, 2, 3$):

$$\frac{\partial L}{\partial a_i^{(p,q)}} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, необходимо учесть электрические граничные условия на торцах резонатора:

$$\varphi = V_1|_{z=-H/2}, \quad \varphi = V_2|_{z=+H/2}. \quad (4)$$

В данной работе мы учитываем эти граничные условия при помощи добавочного поверхностного интеграла для лагранжиана [2]:

$$W_s = \gamma \sum_{b=1}^2 \int_{S_b} \varphi (\varphi - V_b) dS. \quad (5)$$

Здесь S_b – площадь торца резонатора, а γ – скалярный параметр. При $\gamma \rightarrow \infty$ учет интеграла (5) приводит к автоматическому выполнению электрических граничных условий (4). Таким образом, лагранжиан L имеет вид:

$$L = W_k - W_p - W_s \quad (6)$$

где W_k – кинетическая, W_p – потенциальная, W_s – поверхностная энергия колебаний диска.

Решая систему (3) уравнений относительно $a_i^{(p,q)}$, можно найти весовые коэффициенты для выражения (1). Таким образом, можно найти явные выражения для функций распределения акустического поля и электрического потенциала для определенной частоты ω возбуждающего поля. Это позволяет определить электрический импеданс резонатора как функцию частоты. Это является важным преимуществом данного метода по сравнению с методом, описанным в [1], который позволяет находить спектр собственных частот резонатора, но ничего не говорит о соотношении их амплитуд и импедансов на этих частотах.

Сравнение результатов, полученных данным методом с результатами, полученными в [3] показало пригодность данного метода для определения электрического импеданса пьезокерамического диска

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-00984-а).

Библиографический список

1. Nisse E.P.E. // IEEE TUFFC. 1967. Vol. SU-14, N. 4. P. 153-160.
2. Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Шихабудинов А.М., Бородин И.А. // Труды XXX сессии РАО, 2017.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНЫХ ПИКОВ ЩЕЛЕВОЙ МОДЫ В СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

А.А. Теплых, Б.Д. Зайцев, И.А. Бородина

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: teplykhaa@mail.ru*

Хорошо известно, что акустические волны, распространяющиеся в тонких по сравнению с длиной волны пьезоэлектрических пластинах, обладают высоким значением коэффициента электромеханической связи [1], и электрические поля, сопровождающие такие волны, глубоко проникают в вакуум. Ранее была показана возможность использования этого свойства для бесконтактного возбуждения акустической волны в пьезопластине, расположенной с некоторым зазором над линией задержки с пьезоактивной поперечно-горизонтальной акустической волной нулевого порядка (SH_0) [2]. Возбуждение щелевой моды в такой структуре приводило к появлению ярко выраженных резонансных пиков на частотных зависимостях полных потерь выходного сигнала линии задержки. Было сделано предположение, что эти пики связаны с резонансом щелевой моды по длине верхней пластины. В данной работе проведен теоретический анализ резонансных пиков щелевой моды в такой структуре с ограниченной по длине верхней пластиной.

Рассмотрим акустическую волну в структуре, представленной на рис. 1а.

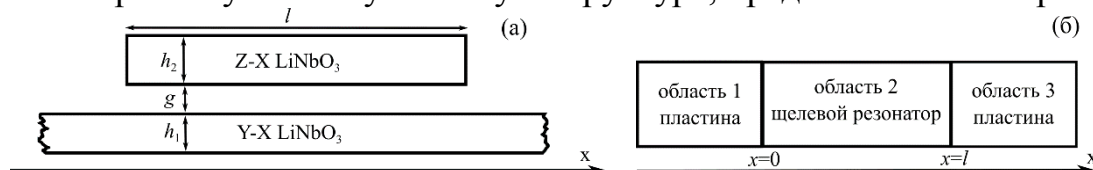


Рис. 1. Щелевая структура ограниченной длины (а) и ее одномерная модель (б)

Волна распространяется по пластине толщиной h_1 из Y-X ниобата лития. На пути волны есть область, в которой над первой пластиной расположена вторая пластина толщиной h_2 , изготовленная из Z - X ниобата лития. Пластины разделены вакуумным зазором шириной g . Верхняя пластина имеет конечную длину l . Благодаря тому, что обе пластины сделаны из пьезоэлектрика, они связаны через электрическое поле и волна на этом участке распространяется в структуре вакуум – пластина₁ – вакуум – пластина₂ – вакуум, при этом часть акустической энергии переходит из нижней пластины в верхнюю и фазовая скорость такой волны отличается от скорости волны в уединенной пластине. Поэтому волна частично отражается на передней и задней границах структуры. Необходимо определить долю мощности волны, прошедшей сквозь данную структуру.

Для решения этой задачи мы воспользуемся простой одномерной моделью (рис. 1б). Предположим, что в системе распространяется одна единственная мода - поперечная акустическая волна, описываемая уравнением:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial T}{\partial x}, \quad T = C \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1)$$

где u – механическое смещение, T – механическое напряжение, ρ - эффективная

плотность среды, C – эффективный модуль упругости, x – координата, t – время. Система состоит из трех областей с различным акустическим импедансом. Область 1 соответствует свободной пластине перед структурой (фазовая скорость V_p), область 2 соответствует слоистой структуре конечной длины l (фазовая скорость V_s), область 3 соответствует пластине за структурой (фазовая скорость V_p). В областях 1 и 2 существует падающая и отраженная волны, в области 3 распространяется только падающая (прошедшая через структуру) волна. Волны в такой системе можно описать уравнениями (верхний индекс в скобках – номер области, ω – частота) и граничными условиями:

$$\left. \begin{aligned} u^{(1)} &= a^{(1)} \exp\left(I\left[\omega t - k^{(1)}x\right]\right) + b^{(1)} \exp\left(I\left[\omega t + k^{(1)}x\right]\right) \\ u^{(2)} &= a^{(2)} \exp\left(I\left[\omega t - k^{(2)}x\right]\right) + b^{(2)} \exp\left(I\left[\omega t + k^{(2)}x\right]\right) \\ u^{(3)} &= a^{(3)} \exp\left(I\left[\omega t - k^{(3)}x\right]\right) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} x=0: & u^{(1)} = u^{(2)}, T^{(1)} = T^{(2)} \\ x=l: & u^{(2)} = u^{(3)}, T^{(2)} = T^{(3)} \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть амплитуда падающей волны в области 1 $a^{(1)}$ известна. Решив эту систему можно найти остальные амплитуды, а доля прошедшей через структуру мощности (рис. 2) определяется выражением:

$$\frac{P^{(прош)}}{P^{(пад)}} = 10 \lg \frac{|a^{(3)}|^2}{|a^{(1)}|^2}, (\text{дБ}) \quad (3)$$

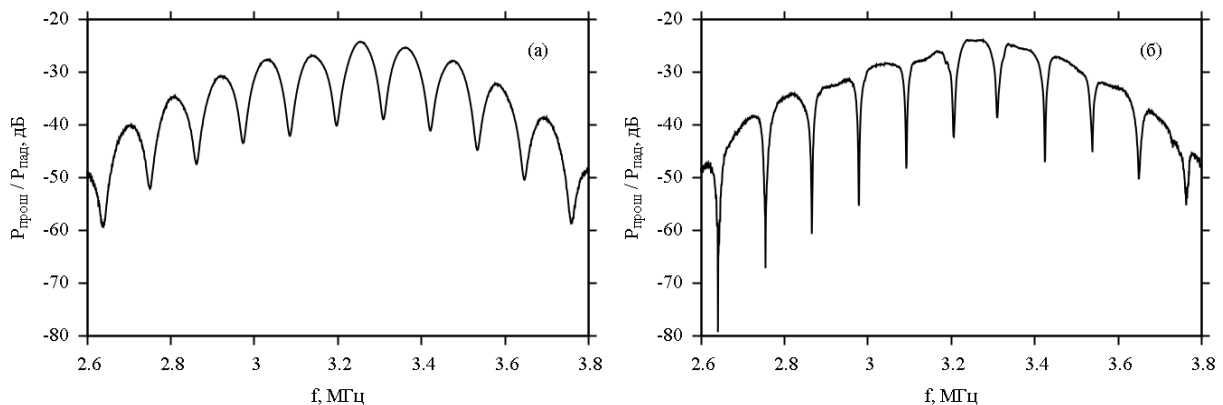


Рис. 2. Доля мощности акустической волны, прошедшей через щелевую структуру. (а) – теория, (б) – эксперимент

Результаты сделанных расчетов находятся в хорошем соответствии с экспериментом, что подтверждает правильность сделанного в [2] предположения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-07-00818-а, № 16-07-00984-а, № 16-07-00821-а).

Библиографический список

1. Бородина И.А., Джоши С.Г., Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е. // Акуст. журн. 2000. Т. 46, № 1. С. 42.
2. Borodina I.A., Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Teplykh A.A. // Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr. 2013. Vol. 60, N. 12. P. 2677.

ФОРМИРОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУР ГРАФЕН/НАНОВОЛОКНА И ГРАФЕН/СУРЬМА ИЗ САМОАКТИВИРОВАННЫХ КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ

Д.А. Тестов, Т.В. Куликова, Ю.В. Каспер, Л.А. Битюцкая

Воронежский государственный университет

E-mail: dmitriytestov@gmail.com

В целях улучшения характеристик литий-ионных и натрий-ионных аккумуляторов подбираются наноструктурированные материалы, альтернативные графитовым анодам, способные эффективно запасать ионы этих металлов, например, такие как Si, Ge, Sn, Sb и P. Их практическое использование сопровождается большими изменениями объема (200-370%) во время циклов зарядки/разрядки. Одним из способов избежать подобной деградации, а также образования агломератов наночастиц этих материалов, является использование буфера на основе углерода. Сурьма как анодный материал обладает большой удельной емкостью – 660 мАч/г. В связи с чем одним из наиболее перспективных композитных материалов для систем хранения энергии является композит сурьма-углерод [1-4].

Целью настоящей работы является изучение процессов жидкофазного расслоения слоистых прекурсоров с разным типом межслоевого взаимодействия: сурьмы и графита и формирования композитов на их основе.

С целью получения планарных 2D структур сурьмы и графита и композитов на их основе использовалось многочасовое ультразвуковое воздействие на коллоидные растворы механически измельченных исходных прекурсоров в смеси изопропилового спирта и воды. Методами СЭМ, спектроскопии КР и рентгено-структурного анализа проведена морфологическая и структурная характеристика полученных 2D наноструктур графита, сурьмы и композитов на их основе. Обнаружен самоактивированный тип коллоидного раствора (СКР), заключающийся в возникновении нелинейных гидродинамических эффектов, имеющих вихревую структуру. Образование СКР является индикатором высокой концентрации 2D структур в растворе.

Показано, что в коллоидном растворе изопропил-графит образуются как мультиграфен с числом слоев 10-15 и латеральными размерами порядка нескольких микрон, так и композитная структура мультиграфен/нановолокна с латеральными размерами 7x2,5 мкм и диаметром нановолокон 50 нм.

В коллоидном растворе изопропил-сурьма образуются 2D наноструктуры сурьмы различной толщины и латеральных размеров в диапазоне 0,5 – 10 мкм. При этом расслоения сурьмы до моноатомных слоев не происходит.

В коллоидном растворе изопропил-сурьма-полимер происходит пассивация мультислоев с последующей агрегацией фрактального типа.

При диспергировании коллоидного раствора сурьмы и графита образуется композитная структура графен/сурьма с латеральными размерами порядка десятков микрон. Композит представляет собой листы графена с субмикронными и микронными включениями планарных структур сурьмы.

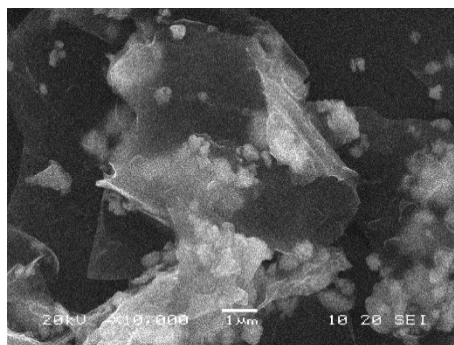


Рис.1. СЭМ изображение композита графен/сурьма

В спектрах КР планарных структур сурьмы, полученных в результате УЗ воздействия, присутствуют пики, характерные для кристаллической сурьмы. Их относительная интенсивность уменьшилась по сравнению с исходным кристаллическим материалом в следствие уменьшения размеров кристаллитов. В спектрах КР композита графен/сурьма относительная интенсивность мод колебаний кристаллической сурьмы больше, чем в случае коллоидного раствора чистой сурьмы, что свидетельствует о менее эффективном диспергировании кристаллитов сурьмы в этом случае. Также появляются слабоинтенсивные высокочастотные особенности в области D и G мод колебаний углерода.

Предложена квантово-химическая модель композитной структуры графен/сурьма.

Т.о. ультразвуковое воздействие на коллоидные растворы слоистых прекурсоров является эффективным методом формирования нанокompозитных структур.

Библиографический список

1. Wen Luo, Pengfei Zhang, Xuanpeng Wang, Qidong Li, Yifan Dong, Jingchen Hua, Liang Zhou, Liqiang Mai // Journal of Power Sources. 2016. Vol. 304. P. 340e345 DOI 10.1016/j.jpowsour.2015.11.047
2. Fang Wan, Jin-Zhi Guo, Xiao-Hua Zhang, Jing-Ping Zhang, Hai-Zhu Sun, Qingyu Yan, Dong-Xue Han, Li Niu, and Xing-Long Wu // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2016. Vol. 8 (12). P. 7790–7799 DOI: 10.1021/acsami.5b12242
3. Thrinathreddy Ramireddy, Md Mokhlesur Rahman, Tan Xing, Ying Chen, Alexey M. Glushenkov // J. Mater. Chem. A. 2014. Vol. 2. P. 4282–4291 DOI: 10.1039/c3ta14643j
4. Ning Zhang, Yongchang Liu, Yanying Lu, Xiaopeng Han, Fangyi Cheng, Jun Chen // Nano Res. 2015. Vol. 8. P. 3384. doi:10.1007/s12274-015-0838-3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ОКСИДА ГАФНИЯ

Р.В. Томинов¹, В.А. Смирнов¹, Е.Г. Замбург²

¹Южный федеральный университет,

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

²Swiss Federal Institute of Technology in Lausanne,

Institute of Microengineering, 1015, Switzerland

E-mail: roman.tominov@gmail.com

Эффект резистивного переключения, основанный на изменении электрического сопротивления тонких пленок оксидов переходных металлов, является перспективным для разработки запоминающих устройств нового поколения – резистивной памяти (RRAM). К основным достоинствам RRAM относятся энергонезависимость, высокое быстродействие, малые размеры ячейки бита, а также низкое энергопотребление [1, 2]. Согласно общепринятой гипотезе эффект обратимого переключения оксидной пленки из состояния «низкого» сопротивления (LRS) в состояние «высокого» сопротивления (HRS) осуществляется за счет перераспределения в объеме пленки кислородных вакансий, которые под действием внешнего электрического поля выстраиваются в наноразмерные каналы проводимости между контактами к оксидной пленки. Одним из перспективных оксидов, получивших широкое применение при разработке элементов RRAM является оксид гафния (HfO), который проявляет эффект резистивного переключения с повышенными параметрами быстродействия и энергоэффективности. Наноструктурированные пленки HfO, сформированные методом импульсного лазерного осаждения, обладают уникальными свойствами и могут быть использованы для изготовления ячеек резистивной памяти RRAM. При этом важно, чтобы параметры эффекта резистивного переключения обладали высокой равномерностью и воспроизводимостью. Таким образом, исследование эффекта равномерности резистивного переключения пленки HfO является актуальной задачей.

Для формирования пленок HfO использовалась установка импульсного лазерного осаждения, которая позволяет осуществлять контролируемое осаждение пленок оксидов металлов в атмосфере кислорода. В качестве подложки использовалась структура Al₂O₃/TiN. Пленка осаждалась при давлении кислорода 1 мТорр. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности мишени 2 Дж/см², длина волны лазерного излучения 248 нм (KrF). Температура подложки 300°C. В результате была получена пленка HfO толщиной 36±3 нм.

Измерения вольтамперных характеристик проводились с использованием системы измерений параметров полупроводников Keithley 4200-SCS (Keithley, USA). В процессе измерений нижний контакт TiN был заземлен, в качестве верхнего контакта использовался вольфрамовый зонд. Для предотвращения теплового пробоя тонкой пленки оксида гафния был установлен ток ограничения 1 мА. В результате были получены 10 вольтамперных характеристик в одной точке при развертке напряжения от -1 В до +1 В. По полученным результатам построены среднестатистическая вольтамперная характеристика (рис. 1а) и за-

висимость сопротивлений HRS и LRS от количества циклов переключения в точке (рис. 1б).

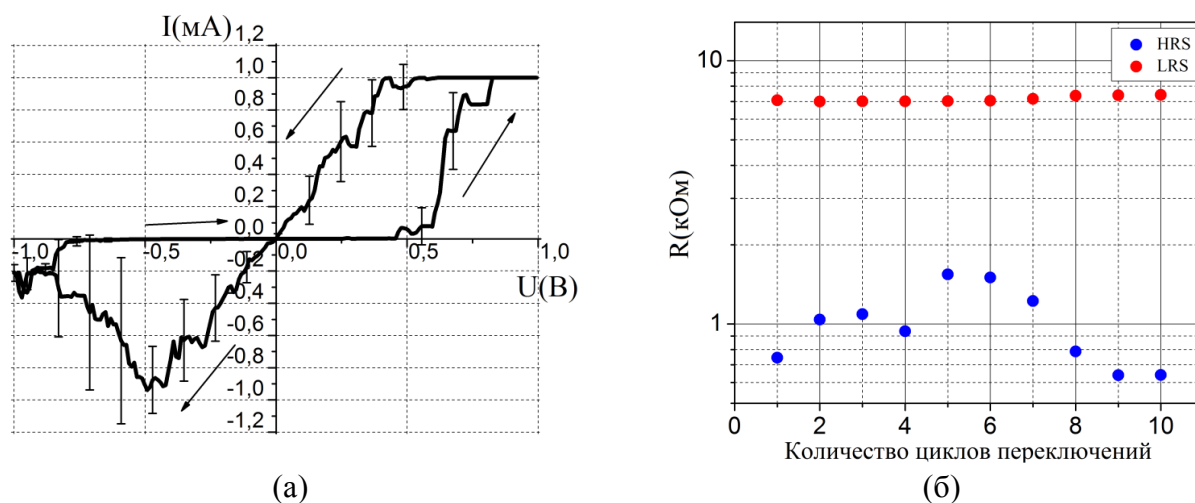


Рис. 1. Результаты измерений электрических параметров мемристорной структуры TiN/HfO/W: а) – среднестатистическая вольтамперная характеристика; б) – зависимости сопротивлений HRS и LRS от количества циклов переключения в точке

Анализ полученных результатов показал, что со временем сопротивление пленки HfO в состоянии высокого сопротивления (HRS) изменялось от 0.66 ± 0.15 до 1.07 ± 0.13 кОм, а сопротивление пленки в состоянии низкого сопротивления (LRS) изменялось от 0.71 ± 0.09 до 0.75 ± 0.11 кОм. Изменение значений сопротивления LRS и HRS можно объяснить неравномерным распределением профиля концентрации кислородных вакансий при переключениях на границе раздела оксид гафния/анод.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке конструкции и технологических процессов изготовления RRAM на основе HfO.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-32-00069-Мол_а).

Библиографический список

1. Wong H. -S. P., Lee H. -Y., Yu S., Chen Y. -S. et al. // Proceedings of the IEEE. 2012. Vol. 100, №6. P. 1951.
2. Авилов В.И., Агеев О.А., Смирнов В.А. и др. // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2014. № 2(106). С. 50.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИНИАТЮРНОГО НИЗКОВОЛЬТНОГО ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ПЛАНАРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ

А.И. Бенедик¹, Р.А. Торгашов^{1,2}, Н.М. Рыскин^{1,2}, Н.И. Синицын²,
Г.В. Торгашов²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

E-mail: torgashovra@gmail.com

Для повышения мощности миниатюрных электровакуумных СВЧ усилителей и генераторов О-типа целесообразно использовать пространственно-развитые замедляющие системы и электронные пучки с большим поперечным сечением. Для таких устройств принципиальным является вопрос снижения ускоряющего напряжения, что ведет к уменьшению продольных размеров прибора и его массы. В этом отношении наиболее перспективными представляются планарные замедляющие системы (ЗС) на диэлектрических подложках [1].

В работах [1,3] были разработана ЗС типа меандра и типа «встречные штыри» на диэлектрической подложке из кварца и поликора для низковольтных приборов О-типа (лампы бегущей и обратной волны) средней части миллиметрового диапазона (50–70 ГГц) с использованием технологии фотолитографии [1]. В настоящей работе представлены результаты моделирования низковольтной ЛОВ с ЗС типа «встречные штыри».

На рис. 1 приведены схематическое изображение ЗС на подложке из кварца и ее фотография. Геометрические размеры ЗС представлены в Таблице.

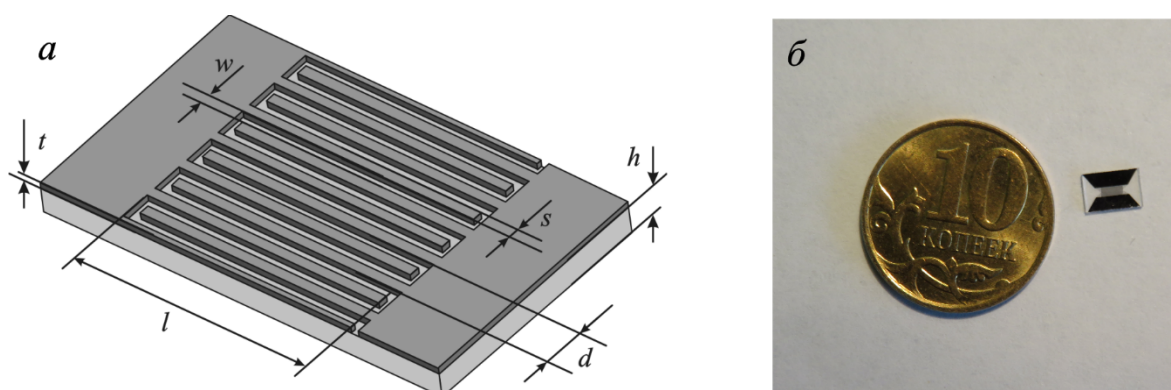


Рис. 1. Схематическое изображение ЗС (а); фотография ЗС (б).

Таблица. Геометрические размеры встречно-штыревой ЗС на диэлектрической подложке из кварца

Период ЗС, d (мкм)	100
Высота штыря, l (мкм)	825
Ширина штыря, s (мкм)	25
Ширина вытравленного полоска, w (мкм)	25
Толщина металлического слоя, t (мкм)	1
Толщина подложки, h (мкм)	500
Количество периодов	20

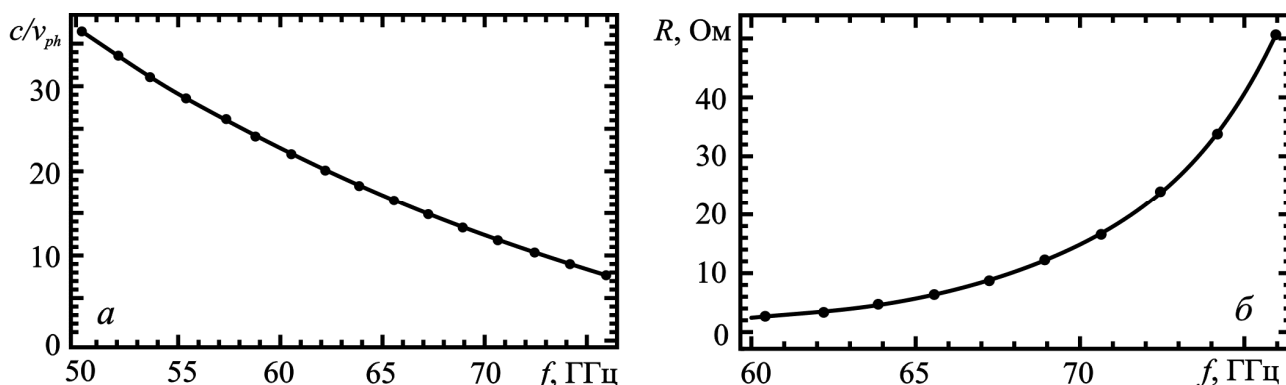


Рис. 2. Зависимость замедления (а) и усредненного по сечению сопротивления связи R от частоты f .

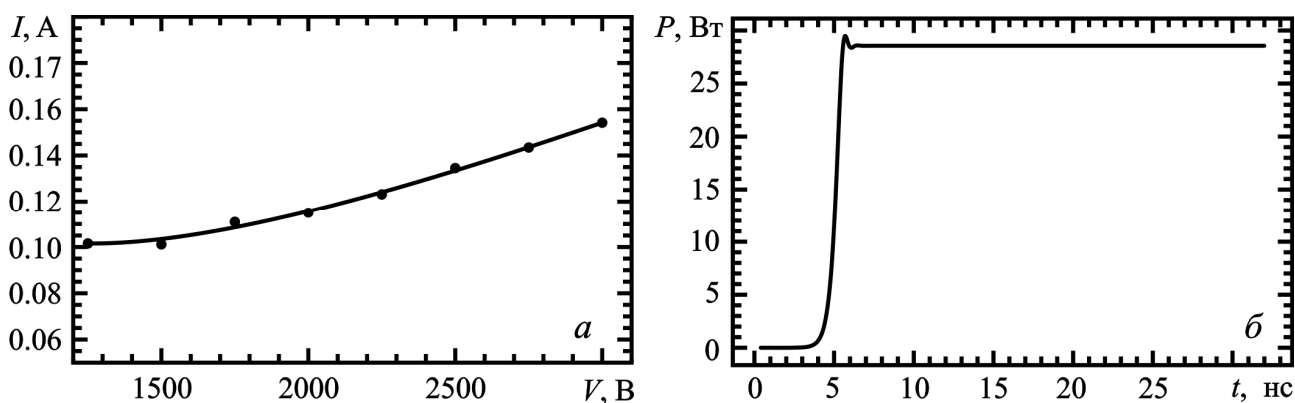


Рис. 3. Зависимость значений стартового тока от напряжения пучка (а); пример установления колебаний при ускоряющем напряжении $V = 2500$ В и токе $I = 130$ мА (б).

Электродинамические параметры ЗС иллюстрирует рис. 2. Сопротивление связи усредняется по сечению электронного пучка размером 500×50 мкм².

На основе полученных результатов было проведено компьютерное моделирование установления колебаний в ЛОВ. Для моделирования использовались уравнения одномерной нестационарной теории ЛОВ с учетом сил пространственного заряда. На рис. 3а приведена зависимость стартового тока от напряжения. Видно, что для возбуждения колебаний ток должен составлять 100-160 мА. На рис. 3б приведен пример зависимости выходной мощности от времени. Выходная мощность в установившемся режиме около 30 Вт, а время установления колебаний составляет примерно 5 нс.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01160).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Захарченко Ю.Ф., Жбанов А.И., Нефедов И.С., Сеницын Н.И., Торгашов Г.В. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 12. С. 2049-2058.
2. Бенедик А.И., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М., Сеницын Н.И., Торгашов Г.В., Шалаев П.Д. // Радиотехника. 2016. №7. С. 47-51
3. Benedik A.I., Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sinityn N.I., Torgashov G.V., Torgashov R.A. // Abstracts of the 18th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2017), London, United Kingdom 24-26 April 2017.

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КВАЗИДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Я.В. Туркин, П.В. Купцов

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: turkin.yaroslav@gmail.com

В работе производится теоретическое исследование двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельгауза находящегося под действием внешнего электромагнитного поля. Рассматривается спиновая релаксация в рамках формализма неравновесной диаграммной техники [1]. Получено квантовое кинетическое уравнение, описывающее спиновую динамику изучаемого двумерного электронного газа. Для точного учета спин-орбитального взаимодействия используется базис в повернутой спиновой системе координат. При этом в новом базисе неравновесная диаграммная техника изменяется, а именно: в вершинах диаграмм добавляются два оператора вращения спина [2], которые зависят от волнового вектора и силы спин-орбитального взаимодействия. С учетом взаимодействия двумерного электронного газа с фононами, итоговое уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial n_{k\sigma\sigma'}}{\partial t} + i(\varepsilon_{k\sigma'} - \varepsilon_{k\sigma}) = i[n_{k\sigma i} \mu_{kj\sigma'}(t, \alpha, \beta) - \mu_{k\sigma j}(t, \alpha, \beta) n_{kj\sigma'}] + I_{\sigma\sigma'}(k_1, k_2, \dots, k, \alpha, \beta)$$

где $n_{k\sigma\sigma'}$ - элемент спиновой матрицы плотности в импульсном представлении, $\varepsilon_{k\sigma}$ - энергия состояния с данным значением спина и импульса, $\mu_{k\sigma j}(t, \alpha, \beta)$ - матричные элементы взаимодействия с электромагнитным полем, α, β - коэффициенты характеризующие силу спин-орбитального взаимодействия, $I(k_1, k_2, \dots, k, \alpha, \beta)$ - интеграл соударений, который является нелинейной функцией связывающей состояния с различными значениями волнового вектора.

Данное нелинейное уравнение позволяет рассматривать релаксацию спина на различных временных масштабах, и явно учитывать граничные условия для электронного газа в различных низкоразмерных структурах, таких как квантовые провода различного сечения, или квантовые точки.

Библиографический список

1. Rammer J. Quantum Field Theory of Non-Equilibrium states. Cambridge University Press, New York 2007.
2. Brosco V., Banfatto L. // Physical Review Letters. 2016. Vol. 116, Iss. 16-22. P. 166602.

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

А.П. Кузнецов¹, С.П. Кузнецов¹, Л.В. Тюрюкина^{1,2}

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

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: lvtur@rambler.ru

При параметрическом возбуждении двух мод посредством накачки на суммарной частоте и отборе энергии третьей модой на разностной частоте возможна хаотическая динамика, рассмотренная в свое время в работе [1]. Полагая нелинейность квадратичной, авторы сформулировали систему амплитудных уравнений, которая сводилась к системе трех дифференциальных уравнений первого порядка с аттрактором типа Лоренца. Такой же механизм генерации хаоса может реализоваться при параметрическом взаимодействии волновых или колебательных мод в системах различной физической природы, например, механических, радиотехнических, оптических, акустических [2,3].

В работе исследуется параметрический генератор на основе двух колебательных контуров, один из которых включает отрицательную проводимость. Эффект насыщения автоколебаний и их хаотизация обусловлены параметрическим механизмом благодаря присутствию квадратичного нелинейного реактивного элемента на основе операционного усилителя и аналогового умножителя (рис. 1).

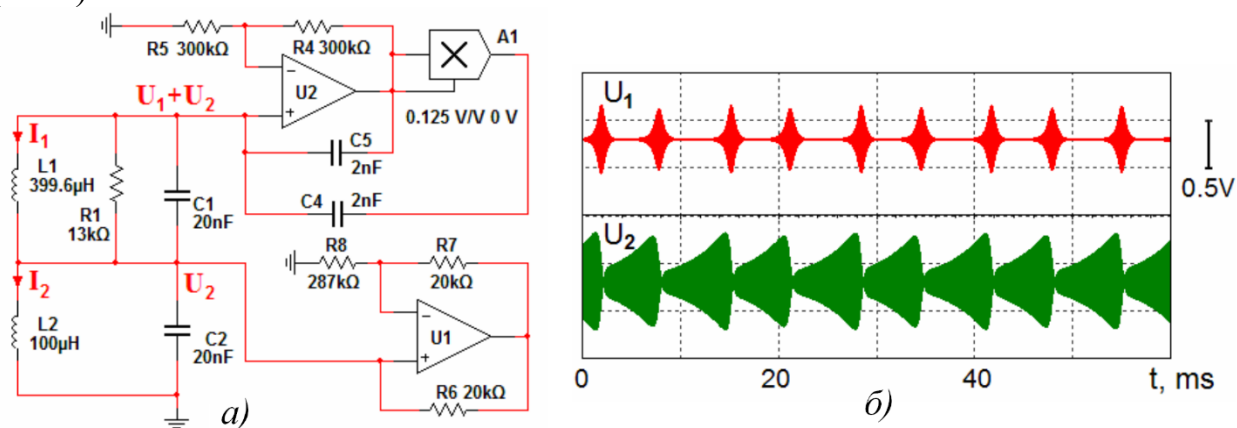


Рис. 1. Схема параметрического генератора (а) и графики зависимости напряжений U_1, U_2 на конденсаторах C_1, C_2 от времени (б).

Для представленной схемы получены уравнения, описывающие динамику системы, в том числе уравнения, непосредственно описывающие осцилляции напряжений и токов в колебательных контурах:

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(U_1 + \frac{1}{2} \varepsilon U^2 \right) + \frac{1}{R_1 C} \frac{dU_1}{dt} + \frac{U_1}{L_1 C} = 0, \quad \frac{d^2}{dt^2} \left(U_2 + \frac{1}{2} \varepsilon U^2 \right) - \frac{g}{C} \frac{dU_2}{dt} + \frac{U_2}{L_2 C} = 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 8KC_*/C$, $C = C_1 = C_2$ и $U = U_1 + U_2$, а собственные частоты колебательных контуров без учета диссипации удовлетворяют, по крайней мере, приближенно, условию параметрического резонанса $\Omega_2 \approx 2\Omega_1$; амплитудные

уравнения:

$$\dot{a}_1 + a_1 = -i\epsilon a_1^* a_2, \quad \dot{a}_2 - \gamma a_2 - i\delta a_2 = -i\epsilon a_1^2, \quad (2)$$

где $a_{1,2}$ – комплексные медленно меняющиеся амплитуды, введенные для напряжений U_1, U_2 , $\gamma = gR_1$ и $\delta \approx 2\Omega_1 - \Omega_2$; и уравнения в форме модели Вышкинда-Рабиновича [4]:

$$\dot{X} = Z + \delta Y - 2Y^2 + \gamma X, \quad \dot{Y} = -\delta X + 2XY + \gamma Y, \quad \dot{Z} = -2Z(X + 1). \quad (3)$$

В работе представлено сравнение результатов, полученных в рамках этих моделей, а также сравнение с результатами схемотехнического моделирования системы с использованием программного продукта Multisim. Построены карты режимов в пространстве параметров системы, портреты аттракторов, спектры, показатели Ляпунова. На рисунке 2 представлены численно построенные карта режимов и зависимость показателей Ляпунова вдоль линии фиксированного значения параметра δ для модели Вышкинда-Рабиновича. видно, что при уменьшении параметра γ , во всех системах наблюдается переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода. Отметим, что аналогичная динамика характерна и для остальных рассматриваемых в работе систем.

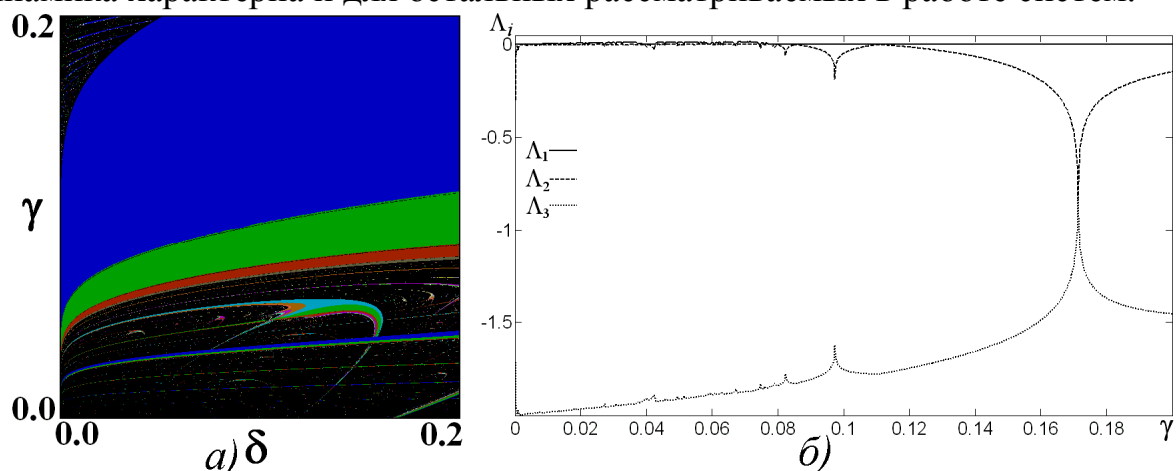


Рис.2 Карта режимов (а) и зависимость показателей Ляпунова от параметра вдоль линии $\delta=0.184$ для модельной системы Вышкинда-Рабиновича (3).

Результаты проведенного анализа показывают возможность использования рассмотренной электронной схемы для аналогового моделирования колебательно-волновых явлений в системах, к которым применимы модельные представления, развитые Вышкиндом и Рабиновичем.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 15-02-0289 (А.П.К., С.П.К., вывод уравнений и схемотехническое моделирование) и РФФИ № 17-12-01008 (Л.В.Т., численные расчеты).

Библиографический список

1. *Pikovski A.S., Rabinovich M.I., Traktengerts V.Y.* //Sov. Phys. JETP. 1978. Vol. 47. P.715.
2. *Ostrovskii L.A., Papilova I.A., Sutin A.M.* //Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. 1972. Vol. 15. P.322.
3. *Akhmanov S.A., Khokhlov R.V.* //Physics-Uspekhi. 1966. Vol. 9. No 2. P.210.
4. *Вышкинд С.Я., Рабинович М.И.* // ЖЭТФ. 1976. Т.71. No 2. С.557.

ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ РЕАКЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ЗАКРЫТЫХ КРЕСЕЛЬНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК**В.А. Тяпкина, А.В. Тучин, Л.А. Битюцкая, Е.Н. Бормонтов***Воронежский государственный университет**E-mail: a.tuchin@bk.ru*

Отличительной особенностью коротких и ультракоротких углеродных нанотрубок является большое количество неэквивалентных атомов, что определяет наличие у них топологической реакционной способности. Несмотря на активные исследования свойств ультракоротких одностенных УНТ (ук-ОУНТ) [1], их реакционные свойства изучены недостаточно. Целью работы является теоретическое исследование реакционной способности закрытых ук-ОУНТ (5, 5).

Базовыми элементами закрытой ук-ОУНТ являются шапки и остов с переменным числом сегментов. Под сегментом понимается кольцевой слой атомов углерода. Шапки ук-ОУНТ представляют собой две половины фуллерена C_{60} , рассеянного перпендикулярно оси пятого порядка. Число сегментов однозначно определяет симметрию и длину ук-ОУНТ и является ее базовой характеристикой. Нумерация сегментов начинается с торца шапки. Граница между шапкой и остовом расположена между 4 и 5 сегментами. Здесь же формируется заряженный интерфейс. Сегмент 4, принадлежащий шапке, имеет отрицательный эффективный заряд. Сегмент 5, принадлежащий остову, заряжается положительно. Исследование взаимодействия ук-ОУНТ (5, 5) с гидроксильной группой проводилось в интервале числа сегментов $i=0-6$. Оптимизация геометрии комплекса (ук-ОУНТ+ОН⁻) проводилась при поочередной адсорбции гидроксила на первые семь сегментов. С использованием специализированного программного комплекса Gaussian09 полуэмпирическим методом AM1 рассчитывались длины связей углерод-кислород R_{O-C} , пирамидальные углы, эффективные заряды и энергия связи. Результаты расчетов сравнивались с фуллереном C_{60} , как системы с эквивалентной шапке кривизной, но с отсутствием заряженного интерфейса, и фрагментом графена размером 9×9 элементарных ячеек, как плоской системы с sp^2 -гибридизацией. Высокая степень кривизны поверхности нанотрубки определяет регибридизацию орбиталей, определяющую промежуточное состояние между sp^2 - (графен) и sp^3 - (алмаз) гибридами и более высокую реакционную способность по сравнению с графеном. Кривизна остова ук-ОУНТ определяется его диаметром. Кривизна шапки соответствует кривизне фуллерена C_{60} , однако приведенная энергия связи O-C для шапки ук-ОУНТ выше, чем для фуллерена C_{60} . Наибольшей реакционной способностью обладает отрицательно заряженный сегмент номер 4, энергия связи при этом на ~ 0.5 эВ больше, чем при взаимодействии с фуллереном C_{60} . Энергия связи минимальна для пятого сегмента, имеющего избыточный положительный заряд.

Несмотря на топологическую близость сегментов заряженного интерфейса, атомы углерода имеют разную хемоактивность. Высокая реакционная способность шапок и пониженная для сегмента остова открывает технологическую возможность селективного взаимодействия ук-ОУНТ при химических взаимо-

действиях с радикалами, атомами и молекулами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-43-360281 p_a).

Библиографический список

1. *Sanchez-Valencia J.R. et al. // Nature Letters. 2014. Vol. 512. P. 61.*
2. *Тучин А.В. и др. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2015. Т. 17, вып. 4. С. 552.*
3. *Томилин О.Б. и др. // ФТТ. 2013. Т. 55, вып. 11. С. 2276.*

МЕМБРАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ИЗ ПОЛИАМИДНЫХ И ФТОРОПЛАСТОВЫХ НАНОВОЛОКОН ДЛЯ ИСТОЧНИКОВ И НАКОПИТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

А.Н. Усачев, А.А. Савонин, В.С. Аткин, С.А. Климова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: klimovasa@gmail.com

Широкое распространение наноматериалы получили в инновационном направлении технологий по созданию энергоэффективных приборов и установок. В настоящее время остается актуальной задача снижения размера и веса суперконденсаторов, а также аккумуляторов за счет использования новых типов эффективных и безопасных сепарационных материалов [1-3]. Для удовлетворения специфических требований со стороны устройств различного типа разрабатывается линейка нановолокнистых материалов, представляющих собой легкий и высокопористый нетканый материал, полученный методом бескапиллярного электроформования [4-5] ультратонких волокон на основе полиамид-6 (ПА-6) и фторопласта (марки 42Л) на лабораторной установке Nanospider NSLAB 200 S («Elmarco», Чехия).

Образцы нетканого материала подвергались температурной обработке (термообработке), в течение которой материал подсушивался для удаления остатков растворителя в течение 4 часов при температуре 100°C в муфельной печи SNOL (AB "Utenos Elektrotechnika", Литва).

В работе показано формирование легкого и тонкого нетканого материала на основе ФП-42Л и ПА-6. Среднее значение удельной массы материала ПА-6 составило $5.6 \pm 0,8$ г/м², что в 5-6 раз меньше фторопласта. При этом значение толщины - 53 ± 5 мкм для ПА-6 и 66 ± 5 мкм для ФП-42Л. В свою очередь, воздухопроницаемость материала ПА-6 в 2-3 раза больше, чем материалов на основе ФП-42Л. При этом средний диаметр волокон материала на основе ПА-6 составляет 99 ± 19 нм относительно 177 ± 39 нм для ФП-42Л.

Проводилось сравнение физических параметров нетканого материала на основе ПА-6 до и после термообработки (рис. 1). Показано, что нетканый материал ПА-6 после термообработки в 1,2 раза более прочный на разрыв, но в 1,5 раза менее эластичный, чем без термообработки. Причем толщина термообработанного материала увеличилась в среднем на 10 мкм, а удельная масса – всего на 0,1 г/м². При этом средний диаметр волокон после термообработки увеличился в 2 раза с 99 ± 19 нм (рис. 1а) до термообработки, а после термообработки - 219 ± 20 нм (рис. 1б). Изображения морфологии получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Tescan MIRA II LMU (Чехия).

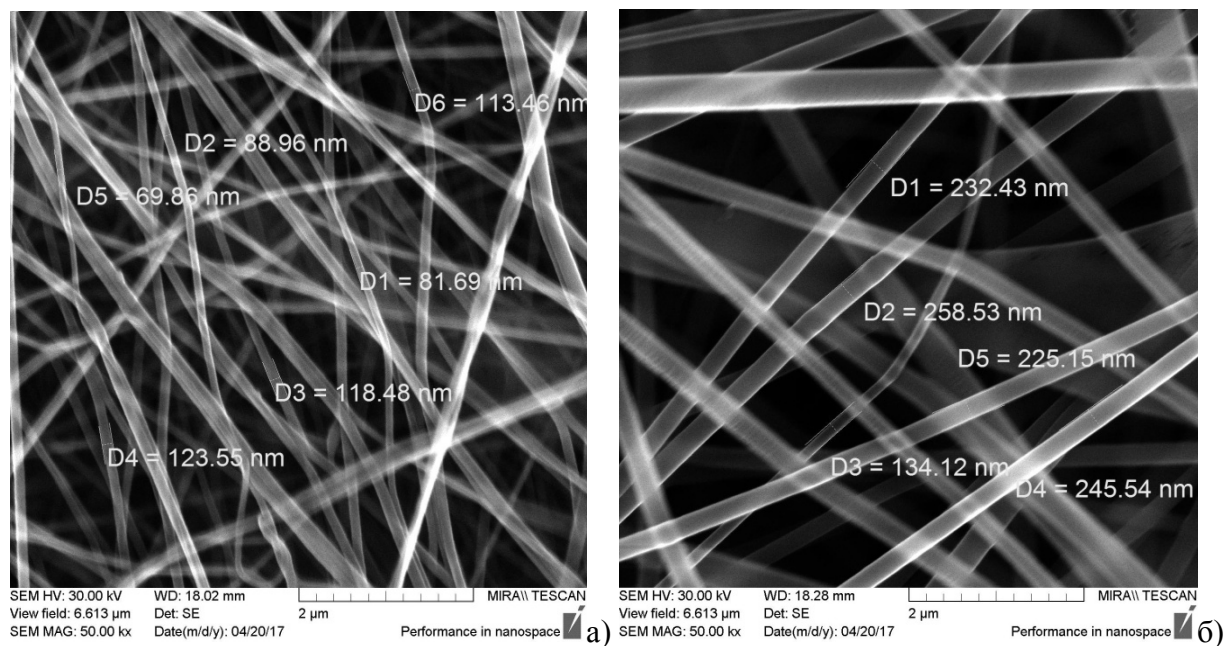


Рис. 1 - СЭМ-изображения поверхности нетканого материала ПА-6: а) до термообработки; б) после термообработки. Представлены несколько характерных значений диаметра волокон (в нм)

Работа выполнена в рамках инициативной темы «Разработка и внедрение гибких электродных материалов на основе электроформованного полимера для гибридного накопителя электрической энергии».

Библиографический список

1. Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2005. 448 с.
2. Кузнецов В.П., Панькина О.Е., Мачковская Н.М. // Компоненты и технологии. 2005. №6. С. 1-7.
3. Денисов А.Д., Гвоздева В.А. // Новые химические технологии. 2002. С. 43-49.
4. Филатов Ю.Н. // Волокнистые материалы. 2001. С. 105-107.
5. Матюшин А.Н. // Процессы электроформования. 2007. С. 124-130.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ РОТАТОРОВ

Е.В. Фельк¹, А.В. Савин¹, С.П. Кузнецов^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

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

E-mail: FelkEkaterina@yandex.ru

В данной работе рассматривается система из двух связанных ротаторов:

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \\ \ddot{x}_2 &= (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2\end{aligned}\quad (1)$$

Такая система обобщает на случай меньшей размерности систему трех связанных ротаторов [1], эквивалентную механической системе "тройное соединение", демонстрирующей гиперболический хаос [2]. Динамика этой системы может быть интерпретирована как движение в поле с потенциалом

$$U(x_1, x_2) = \frac{1}{2}(\cos x_1 + \cos x_2)^2.$$

При малой энергии движение в фазовом пространстве происходит на сетке, образованной двумя семействами параллельных линий, которые определяются из условия минимума потенциала. Из-за наличия ненулевой энергии поперечных колебаний при проходе узлов сетки может происходить переход с одной линии на другую с блужданием, аналогично блужданию на «паутине Заславского» [3] (рис. 1).

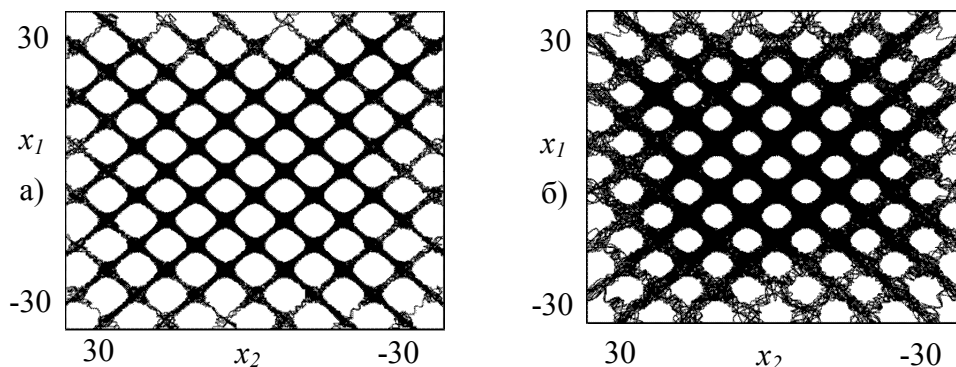


Рис.1. Конфигурационное пространство системы (1) при различных значениях полной энергии: а) 0.1; б) 0.5.

Помимо «блуждающих» траекторий, при определенных значениях полной энергии в данной системе реализуются долгопериодические режимы (рис.2).

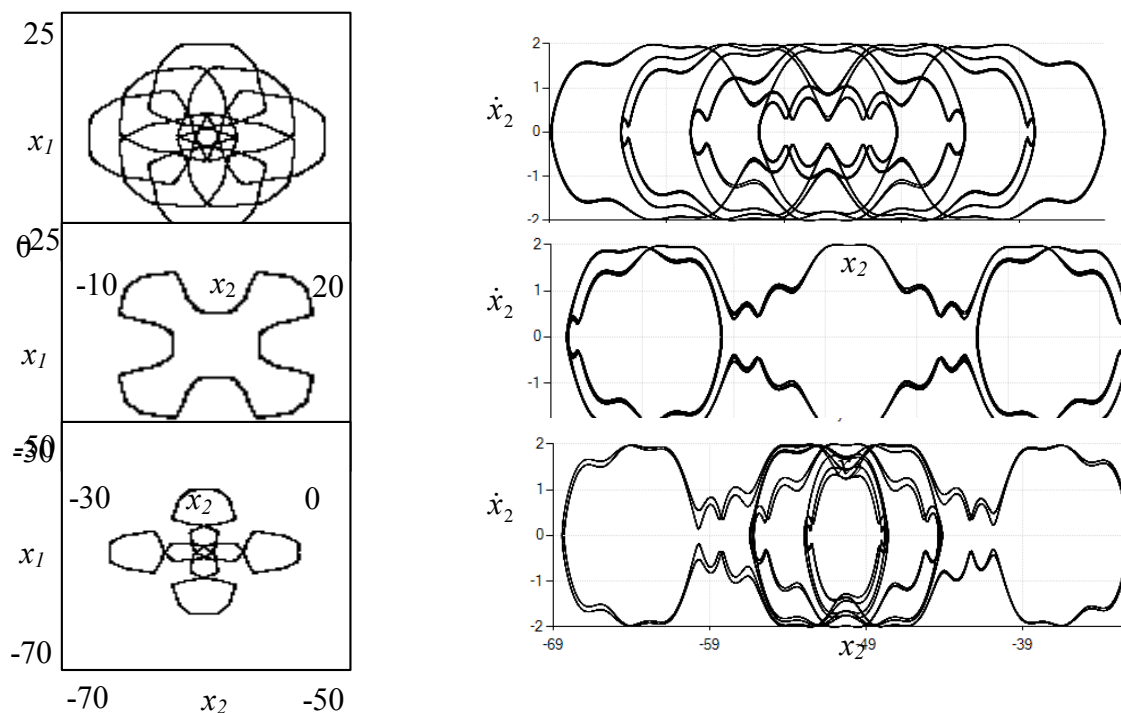


Рис.2. Долгопериодические режимы (1) при различных начальных условиях x_1 и x_2 и при значении полной энергии $E = 2$.

В настоящей работе проведены исследования динамики такой системы при введении в нее диссипации автоколебательного типа

$$\ddot{x}_1 = \nu \left[\mu - \frac{1}{2} (\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \right] \dot{x}_1^2 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_1, \quad (2)$$

$$\ddot{x}_2 = \nu \left[\mu - \frac{1}{2} (\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) \right] \dot{x}_2^2 + (\cos x_1 + \cos x_2) \sin x_2$$

в частности, трансформации долгопериодических режимов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-02893).

Библиографический список

1. Кузнецов С.П. // Известия Саратовского университета - Новая серия. Серия Физика. 2015. Т 15, №2. С. 5-17.
2. Hunt T.J., Ph.D. thesis, University of Cambridge, 2000.
3. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З., Усиков Д.А., Черников А.А. Слабый хаос и квази-регулярные структуры. М.: Физматлит, 1983, 235 с.
4. Felk E.V., Savin A.V., Kuznetsov A.P. // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2017. Vol. 226. P. 1777. doi:10.1140/epjst/e2017-70025-y

ВЛИЯНИЕ «ХВОСТОВ» ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ НА СПАД ВНЕШНЕЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛУБЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ GaN/InGaN

В.А. Сергеев, И.В. Фролов, А.А. Широков
Ульяновский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: ufire@mv.ru

Причины спада внешней квантовой эффективности светодиодов изготовленных на основе тройных соединений GaN при плотностях тока инжекции более $5\text{--}10\text{ А/см}^2$ в основном изучены [1]. Однако до настоящего времени единой точки зрения по этому вопросу нет. На наш взгляд, недостаточно исследован вопрос об относительном вкладе отдельных спектральных линий в формирование суммарной интенсивности излучения.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментального исследования зависимости внешней квантовой эффективности отдельных спектральных линий излучения светодиода от тока. Исследовались коммерческие голубые маломощные светодиоды GaN/InGaN с квантовыми ямами типа ARL-5213UBC с центральной длиной волны спектра излучения $\lambda_{max} = 463\text{ нм}$.

Измерение внешней квантовой эффективности светодиодов на отдельных участках спектра излучения выполнены на спектрофотометре СФ-46. Излучение от исследуемого светодиода направляется на входную щель спектрофотометра, а излучение из выходной щели шириной $2,5\text{ нм}$ собирается и направляется на фотоприемник измерителя мощности излучения. Измерение проводилось в диапазоне длин волн $440\text{--}490\text{ нм}$ с шагом 5 нм и в диапазоне токов $10^{-4}\text{--}5\cdot 10^{-2}\text{ А}$.

На рис. 1 показаны характерные для исследованных светодиодов токовые зависимости внешней квантовой эффективности η , измеренные на разных участках спектра излучения с соответствующими центральными длинами волн.

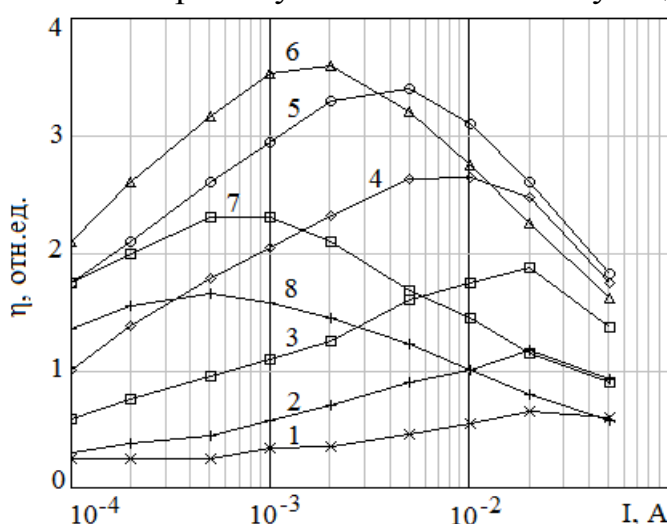


Рис. 1. Токовые зависимости внешней квантовой эффективности светодиода, измеренные на длинах волн: 1 – 440 нм; 2 – 445 нм; 3 – 450 нм; 4 – 455 нм; 5 – 460 нм; 6 – 465 нм; 7 – 475 нм; 8 – 480 нм

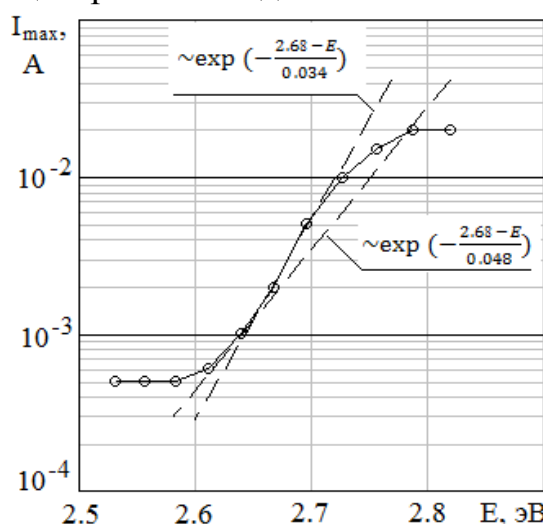


Рис. 2. Зависимость тока, соответствующего максимуму квантовой эффективности, от энергии излучения

С ростом тока на всех длинах волн наблюдается рост η , достигается максимум при определенном значении тока и затем спад. При этом внешняя квантовая эффективность на различных спектральных линиях имеет максимум при

разных токах: в коротковолновой области (440 – 450 нм) – при токе 20 мА; в области максимума полного спектра излучения ($\lambda = 463$ нм) и длинноволновой области (460 – 480 нм) максимум η непрерывно смещается в область малых токов. При этом ток, при котором достигается максимум η , экспоненциально зависит от энергии излучения и в низкоэнергетической области изменяется с параметром $E_0 = 0,048$ эВ, а в высокоэнергетической – с $E_0 = 0,034$ эВ (рис. 2).

Зависимости положения максимума η от тока можно объяснить, если принять во внимание наличие «хвостов» плотности состояний в запрещенной зоне InGaN, спадающей по экспоненциальному закону. Эти наиболее низкие энергетические уровни участвуют в формировании длинноволновой области спектра. Плотность этих уровней значительно ниже плотности энергетических уровней в подзонах квантовых ям, поэтому их насыщение наступает при меньших токах по сравнению с высокоэнергетическими уровнями. Критическая плотность энергетических состояний в подзонах зависит от номера подзоны, ширины ямы, материала и др. При этом поверхностная плотность состояний в подзоне, приведенная к единице площади структуры, определяется как $n_s = kTm_n^*/(\pi\hbar^2)$ [2]. С ростом номера подзоны пропорционально растет и плотность состояний и, как следствие, растет величина тока, при котором наступает насыщение подзоны.

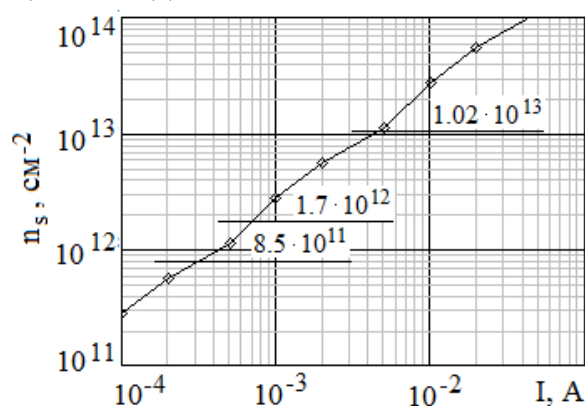


Рис. 3. Зависимость поверхностной концентрации носителей заряда в подзонах от тока

На рис. 3 показана зависимость поверхностной концентрации носителей заряда от тока и обозначены уровни критической концентрации носителей для различных квантовых подзон. Видно, что с ростом тока растет поверхностная концентрация носителей. Насыщение подзон наступает при различных токах.

Таким образом, одной из причин спада внешней квантовой эффективности InGaN/GaN светодиодов с ростом тока, на наш взгляд, является наличие экспоненциальных «хвостов» плотности состояний в активной области структуры, что согласуется результатами работы [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-32-60051 мол_а_дж).

Библиографический список

1. *Verzellesi G., Saguatti D., Meneghini M. et al. // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 114. P. 071101.*
2. *Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. – Москва: Техносфера, 2004. – 592 с.*
3. *Сергеев В.А., Фролов И.В., Широков А.А. // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Тезисы докладов 10-й Всероссийской конференции (23 – 25 марта 2015 года, Санкт-Петербург). – Санкт-Петербург. – 2015. – С.27–28.*

**ДИАГНОСТИКА КАЧЕСТВА СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ
ГЕТЕРОСТРУКТУР ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ****В.А. Сергеев^{1,2}, С.В. Васин¹, О.А. Радаев^{1,2}, И.В. Фролов¹**¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН²Ульяновский государственный технический университет

E-mail: ufire@mv.ru

Для диагностики светоизлучающих гетероструктур широко применяются различные оптические, фотоэлектронные и электронные методы. Информативными и легко реализуемыми являются методы и средства фотоэлектрической диагностики [1-3], основанные на регистрации интегрального фотоэлектрического отклика структуры на квазистационарное фотовозбуждение. Указанные методы, однако, не позволяют оценить структурное несовершенство гетероструктур.

В докладе представлен метод динамической фотоэлектрической диагностики светоизлучающих гетероструктур при локальном фотовозбуждении. Этот метод позволяет получать значительную часть информации, которую дает метод спектроскопии фотолюминесценции, причем в более удобных и простых условиях: комнатная температура, невысокий уровень фотовозбуждения, простота регистрации фотоотклика.

На рис. 1 представлена структурная схема установки, реализующей указанный метод с возможностью автоматического сканирования по поверхности, управления параметрами фотовозбуждения и регистрации сигнала фотоотклика. Для фотовозбуждения используется лазерный диод с энергией излучения, большей чем ширина запрещенной зоны активной области исследуемой гетероструктуры. Диаметр пучка лазерного излучения составляет 30 мкм. С помощью позиционера образец перемещается относительно лазерного диода с минимальным шагом 10 мкм. Фототок регистрируется измерительным блоком. По полученным данным компьютерная программа строит трехмерное распределение фотоэлектрического отклика по поверхности кристалла исследуемого образца.

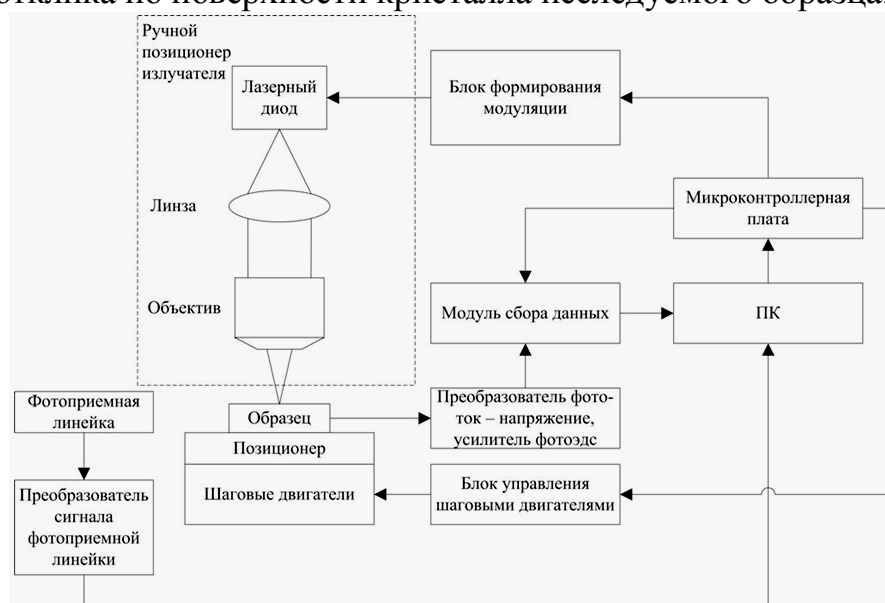


Рис.1. Структурная схема автоматизированной установки

Апробация метода проводилась на кристаллах серийно выпускаемых зеле-

ных мощных светодиодов Epistar и SemiLED со светоизлучающими InGaN/GaN гетероструктурами. На профилях распределения фототока (рис. 2) наблюдается неравномерное распределение фототока по площади кристалла.

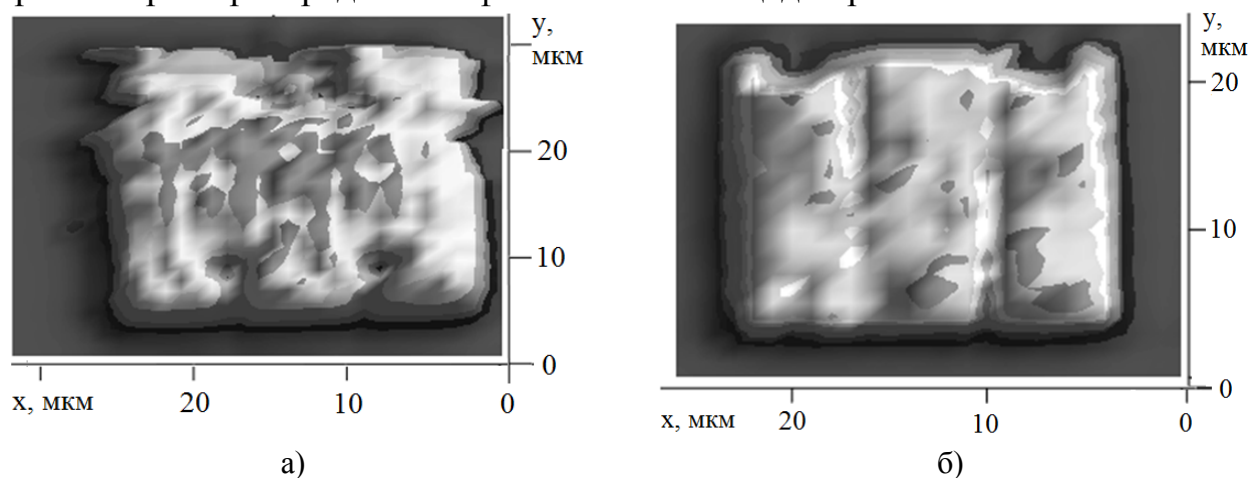


Рис. 2. Профиль распределения значения фототока по поверхности кристалла светодиода Epistar (а) и SemiLED (б)

В таблице 1 представлены минимальное $I_{Ph \min}$, максимальное $I_{Ph \max}$ и среднее $I_{Ph \text{ ср}}$ значения фототока светодиодов, а также среднее квадратическое отклонение σ .

Таблица 1

Тип светодиода	$I_{Ph \min}$, мкА	$I_{Ph \max}$, мкА	$I_{Ph \text{ ср}}$, мкА	σ , мкА	$\sigma/I_{Ph \text{ ср}}$
Epistar	82	397	340	29	0,085
SemiLED	53	98	84	7	0,083

В качестве количественной меры оценки латеральной однородности гетероструктуры светодиода может быть использована относительная неравномерность распределения уровня сигнала фототока по площади структуры, определяемая отношением $\sigma/I_{Ph \text{ ср}}$. Чем меньше разброс сигнала фототока, тем однороднее светодиодная структура.

Результаты апробации метода и установки на InGaN/GaN светодиодах подтверждают наличие неоднородностей в распределении фотоэлектрического отклика по поверхности кристалла светодиода, по которым можно оценивать структурное несовершенство светоизлучающих гетероструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Ульяновской области в рамках научного проекта №16-47-732159 р_офи_м.

Библиографический список

1. Карпович И.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2010. – №5(2). – С. 233–242.
2. Барановский М.В., Глинский Г.Ф., Миронова М.С. // Физика и техника полупроводников. – 2013. – №1. – С. 60–64.
3. Сергеев В.А., Фролов И.В., Широков А.А., Радаев О.А. // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Тезисы докладов 11-й Всероссийской конференции (01 – 03 февраля 2017 года, Москва). – М. – 2017. – С. 92–93.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ И ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ СКРЫТЫХ ПЕРЕМЕННЫХ В СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ

В.С. Хорев¹, И.В. Сысоев¹, Б.П. Безручко^{1,2}, М.Д. Прохоров²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: zergs@inbox.ru

Системы с запаздыванием являются популярными моделями различных радиофизических и биологических систем. Часто бывает, что одна или несколько переменных таких моделей недоступны для прямого измерения, их называют скрытыми. Восстановление параметров системы по экспериментальным сигналам при наличии скрытых переменных является важным для верификации моделей и косвенного измерения [1].

В качестве объекта исследования была взята система уравнений Ланга-Кобаяши (1), описывающая динамику одномодового полупроводникового лазера [2]:

$$\begin{aligned}\dot{E}(t) &= (1 + i\alpha)F(t)E(t) + \eta E(t - \tau) \exp(-i\Omega\tau), \\ T\dot{F}(t) &= P - F(t) - (1 + 2F(t))|E(t)|^2,\end{aligned}\tag{1}$$

где E — медленно меняющаяся (за период оптических колебаний) комплексная амплитуда электрического поля, F — концентрация неравновесных носителей, точкой обозначено дифференцирование по времени t , измеряемому в единицах времени жизни фотона в резонаторе τ_p , $T = \tau_s/\tau_p$ — отношение времени жизни носителей τ_s ко времени жизни фотонов, P — параметр накачки (превышение порога генерации), τ — время запаздывания в цепи обратной связи, η — коэффициент обратной связи, α — фактор неизохронности, Ω — частота излучения лазера без обратной связи.

Пусть параметры системы (1) имеют следующие значения: $\tau = 10$, $P = 7$, $\eta = 0.1$, $T = 1000$, $\alpha = 5$. Предположим, что нам известны действительная и мнимая компоненты амплитуды электрического поля, а переменная F является скрытой. Фрагмент временного ряда скрытой переменной F показан на рис. 1 линией 1.

Мы модифицировали метод начального условия, предложенный в работе [3], и применили его для восстановления скрытой переменной F системы (1). Значения параметров τ , T и α мы считали известными ($\tau = 10$, $T = 1000$, $\alpha = 5$), а для начальных значений параметров P и η была введена расстройка относительно их истинных значений. Стартовые догадки были равны 10 начальным точкам временного ряда переменной F . При расстроенных начальных значениях параметров $P = 6.96$ и $\eta = 0.085$ была восстановлена скрытая переменная F , показанная на рис. 1 линией 2. При этом, восстановленные параметры имели следующие значения: $P = 6.999$ и $\eta = 0.097$. Скрытая переменная F , восстановленная при следующей расстройке начальных параметров: $P = 7.02$ и $\eta = 0.117$, показана на рис. 1 линией 3. При этом, восстановленные параметры имели следующие значения: $P = 7.005$ и $\eta = 0.099$.

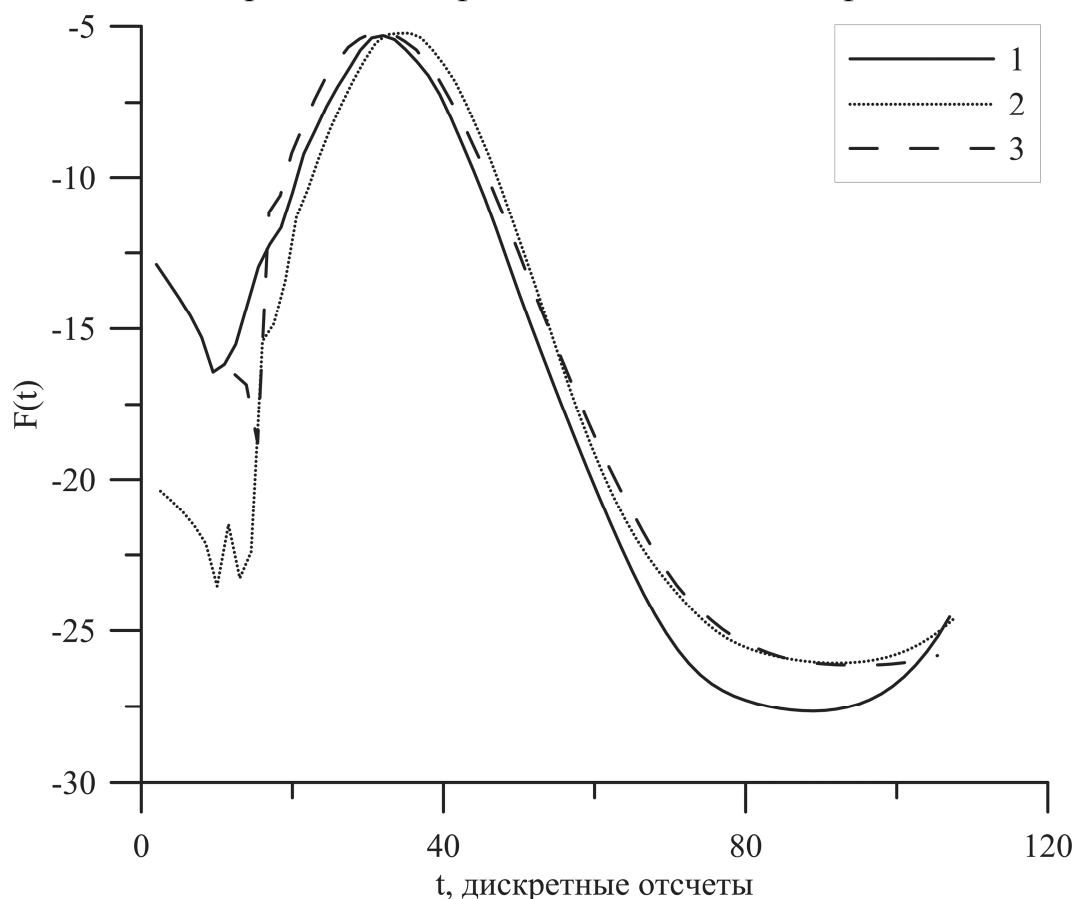


Рис. 1. Фрагменты временных рядов скрытой переменной F системы уравнений Ланга-Кобаяши. Линия 1 — истинный временной ряд. Линия 2 — временной ряд, восстановленный при стартовых значениях $P = 6.96$ и $\eta = 0.085$. Линия 3 — временной ряд, восстановленный при стартовых значениях $P = 7.02$ и $\eta = 0.117$.

Таким образом, продемонстрирована возможность реконструкции временных рядов скрытых переменных и неизвестных параметров в модельной системе уравнений Ланга-Кобаяши.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00091).

Библиографический список

1. Безручко Б.П., Смирнов Д.А., Сысоев И.В. // Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2004. Т. 12, № 6. С. 93-104.
2. Lang R., Kobayashi K. // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol.16. P. 347-355.
3. Сысоев И.В., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. // Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, No 1. P. 84-93.

БЕЗСДВИГОВЫЕ КАМ КРИВЫЕ В СИСТЕМАХ С НАРУШЕНИЕМ УСЛОВИЯ НЕВЫРОЖДЕННОСТИ

А.В. Савин, А.Ж. Чекмарева

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: chekmareva.aliya@mail.ru

Традиционно исследование неинтегрируемых гамильтоновых систем ограничивалось случаем невырожденных (в смысле КАМ-теоремы) систем, для которых получен ряд ставших классическими результатов. Вместе с тем в последнее время растет интерес к исследованию систем, не удовлетворяющих этому условию. Такого рода системы описывают явления из различных областей, в том числе динамики жидкостей, физики плазмы, небесной механики [1-7].

Одним из типичных для вырожденных систем явлений является существование безсдвиговых (nontwist) торов. В их окрестности наблюдаются специфические явления, такие как переключение сепаратрис, столкновение цепочек островков, переключение многообразий гиперболических точек в хаотическом режиме и т.п. [7]. Безсдвиговые торы были обнаружены как в отображениях, сохраняющих объем [1-6], так и в потоковых системах с 1,5 и 2 степенями свободы [8]. Как правило, существование таких торов существенно влияет на движение точки в фазовом пространстве [9].

В настоящей работе исследуются безсдвиговые торы в особом классе систем – обратимых системах с симметрией. Известно [7], что в таких системах возможна реализация консервативных режимов на некотором многообразии фазового пространства. Примером такой системы может служить система из цепочки 4-х связанных фазовых осцилляторов [8]:

$$\begin{aligned}\dot{\psi}_1 &= 1 - 2\epsilon \sin\psi_1 + \epsilon \sin\psi_2 \\ \dot{\psi}_2 &= 1 - 2\epsilon \sin\psi_2 + \epsilon \sin\psi_1 + \epsilon \sin\psi_3 \\ \dot{\psi}_3 &= 1 - 2\epsilon \sin\psi_3 + \epsilon \sin\psi_2\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь ψ_1, ψ_2, ψ_3 - разности фаз соседних осцилляторов, ϵ – амплитуда связи.

Для данной системы (1) были подсчитаны числа вращения для различных значений управляющего параметра ϵ и различных начальных условий на плоскости $\psi_2 = \pi/2$, соответствующей консервативной динамике. График зависимости числа вращения от начального значения фазы ψ_3 (при начальном значении фазы $\psi_1 = -\pi/2$) для различных значений управляющего параметра представлен на рис.1

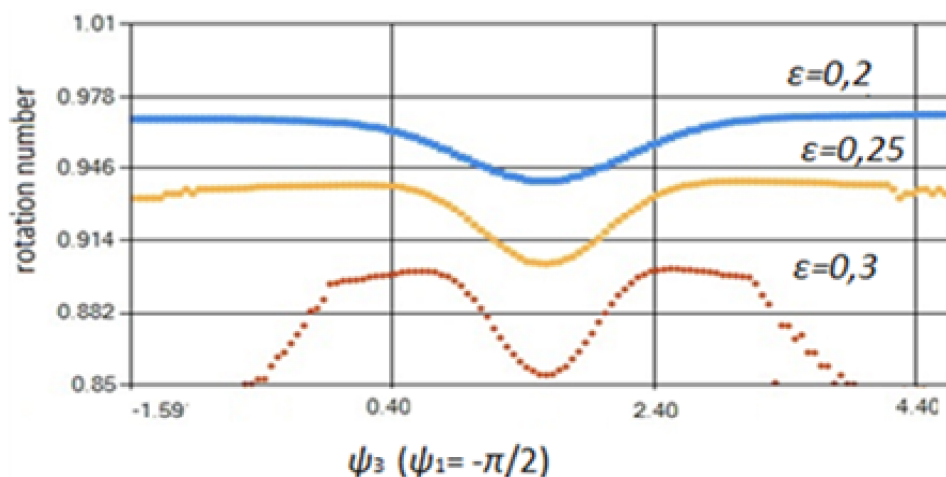


Рис.1. График зависимости числа вращения от значения фазы ψ_3 при различных значениях управляющего параметра ϵ .

Видно, что при значениях амплитуды связи $\epsilon < 0.3$ экстремумов не наблюдаются. При больших амплитудах связи виден экстремум, что означает существование бездвигового тора в данной системе при соответствующих значениях параметра.

Библиографический список

1. Howard J.E., Hols S.M. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29.
2. Howard J.E., Humpherys J. // Physica D. 1995. Vol. 80. P. 256.
3. del-Castillo-Negrete D., Greene J.M., Morrison P.J. // Physica D. 1996. Vol. 91. P. 1.
4. Shinohara S., Aizawa Y. // Progress of theoretical physics. 1997. Vol. 97. №. 3. P. 379-385.
5. Shinohara S., Aizawa Y. // Progress of theoretical physics. 1998. Vol. 100. №. 2. P. 219-233.
6. Shinohara S., Aizawa Y. // Progress of Theoretical Physics. Supplement. 2000. Vol. 139. P. 527-534.
7. Altmann E. G., Cristadoro G., Pazó D. //Physical Review E. 2006. Vol. 73. №. 5. P. 056201.
8. Topaj D., Pikovsky A. // Physica D. 2002. Vol. 170. P. 118.
9. Kudo K., Monteiro T.S. //Physical Review E. 2008. Vol. 77, №. 5. P. 055203.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДЕГРАДАЦИИ И ОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ В ЛИНЕЙКАХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

Ф.А. Черкасов, А.А. Бурцев, М.А. Панков

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

Государственный лазерный полигон «Радуга, Россия

E-mail: cherkasov.f@yandex.ru

Лазерные диодные линейки (ЛДЛ) являются одним из основных компонентов систем накачки твердотельных лазеров. Лазерная диодная накачка реализуется по двум схемам: продольной и поперечной. Продольная накачка позволяет достигнуть наилучшего согласия моды накачки и моды генерации. Однако, применение этой схемы сопряжено с необходимостью использовать относительно сложные технические приспособления для введения излучения накачки в активный элемент. Для достижения больших мощностей генерации необходима высокая мощность накачки, что при использовании продольной схемы сопряжено с возникновением существенного градиента температур вдоль активного элемента, а это в свою очередь приводит к ускоренной деградации лазера [1]. Поперечная же схема накачки позволяет использовать большие мощности накачки без возникновения температурного градиента за счет размещения полупроводниковых излучателей (лазерных диодов или лазерных диодных линеек) вдоль активного элемента (АЭ), то есть более равномерного распределения мощности накачки и низкой (в сравнении с продольной схемой) плотностью мощности излучения накачки на активном элементе.

В схеме поперечной диодной накачки не всегда возможно добиться полностью однородного распределения излучения накачки на АЭ, что обусловлено следующими причинами. В твердотельных лазерах с высокой энергией используются, как правило, АЭ длиной 20 - 30 мм. При этом типичная ширина серийно производимых ЛДЛ составляет 10 мм. Следовательно, для накачки длинных активных элементов необходимо использовать несколько ЛДЛ [2]. В результате на стыке соседних ЛДЛ возникает неизлучающий промежуток, который показан на рис 1.

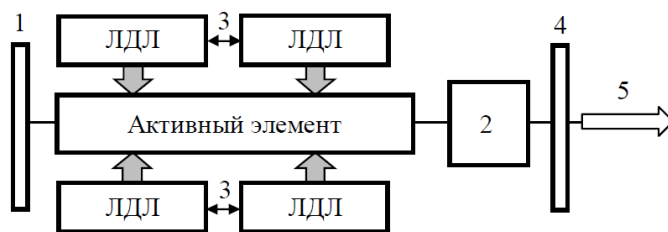


Рис. 1. Схема поперечной накачки лазера

1 - глухое зеркало резонатора, 2 - затвор, 3 - зазор между ЛДЛ в блоке накачки, 4 - выходное зеркало резонатора, 5 - излучение генерации

Знание зависимости порога генерации твердотельных лазеров от степени заполнения излучением накачки важно для целей определения оптимальных геометрических параметров полосковых контактов ЛДЛ, обеспечивающих одновременно и генерацию твердотельных лазеров, и эффективность работы са-

мих ЛДЛ. Таким образом, для снижения энергопотребления полностью твердотельных лазеров, что необходимо для систем с ограниченным источником питания – переносных и космических, следует оптимизировать параметры как резонатора, так и линеек лазерных диодов.

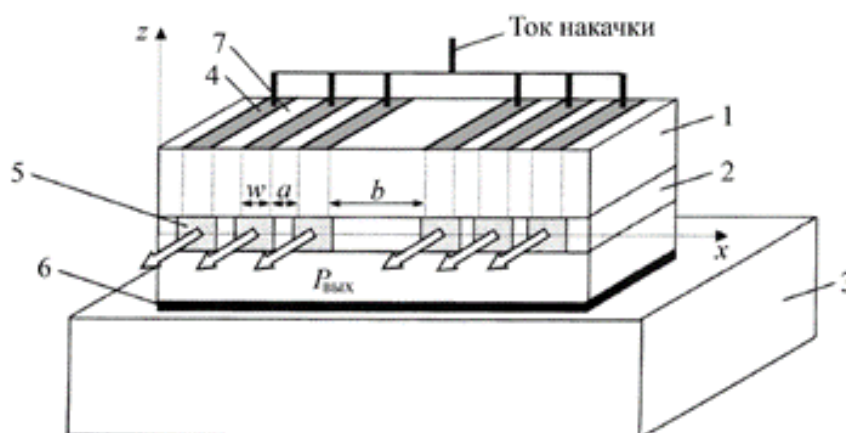


Рис. 2. Основные элементы ЛДЛ

1 - полупроводниковый кристалл, 2 - гетероструктуры, 3 - теплоотводящее основание, 4 - одиночный полосковый контакт шириной w , 5 - одиночная излучающая площадка активной области, 6 - слой припоя (контактный слой), 7 - изолирующий промежуток шириной a между соседними полосковыми контактами; b - расстояние между группами полосковых контактов

Линейки на базе одного кристалла обладают наименьшими размерами и технологически более просты в массовом производстве. В серийно выпускаемых лазерных диодных линейках резонаторы, относящиеся к каждому полосковому контакту, образованы отражающими покрытиями (или сколами), нанесенными на грани кристалла ЛДЛ, и представляют собой плоские резонаторы (резонаторы Фабри - Перо).

Изучение надежности лазерных диодов в процессе эксплуатации связано с исследованием различных механизмов отказов работы и причин деградации с учетом гарантийного ресурса работы до 300 часов квазинепрерывного режима с частотой 100 Гц, характерного для элементов фотонной техники.

Деградацией полупроводниковых лазеров называют необратимые изменения в активном элементе, приводящие к ухудшению характеристик прибора, а затем к отказу. В процессе эксплуатации лазеров, как правило, увеличивается порог генерации и уменьшается мощность излучения, внутренний квантовый выход и КПД генерации и люминесценции, возрастает число генерируемых мод и угол расходимости лазерного излучения; ближнее поле становится более неоднородным, изменяются временные характеристики генерации, понижается величина напряжения пробоя и уменьшается крутизна прямой ветви вольт-амперной характеристики [3]. Различают три основных типа деградации: катастрофическая, быстрая и медленная. Лазеры на двойных гетероструктурах могут работать длительное время с относительно медленной деградацией характеристик, если устранить условия, которые вызывают катастрофическое разрушение и быструю деградацию [3,4].

Медленная деградация связана с однородными изменениями по объему

полупроводника и в зеркальных гранях, имеющих место только в высококачественных лазерах, изготовленных без технологического брака и эксплуатируемых в относительно мягком режиме. Причиной постепенного ухудшения характеристик (рост порогового тока, падение дифференциальной квантовой эффективности и мощности генерации) является образование точечных дефектов внутри активной зоны, которые действуют как центры безызлучательной рекомбинации. В результате увеличивается скорость безызлучательной рекомбинации (уменьшается безызлучательное время жизни неравновесных носителей заряда) и снижается внутренний квантовый выход. Скорость образования таких центров зависит от энергии активации и температуры.

В данной работе проводятся комплексный анализ и экспериментальное исследование наработки на отказ (надежности) линеек лазерных диодов, определяются деградационные свойства материалов и конструкции. В частности, рассмотрены временные зависимости энергии излучения для маломощных и мощных лазерных структур на основе $\text{Ga}_{x-1}\text{Al}(\text{In})_x\text{As}$. Определены критические параметры надежности линеек лазерных диодов для длин волн 808 и 940 нм. Критическим параметром надежности линеек лазерных диодов являются минимальный разброс (спад) номинальной либо максимальной мощности излучения по времени. Для понимания механизмов и природы деградации проводились исследования оптических и структурных свойств линеек лазерных диодов.

Библиографический список

1. Мартынов В.Н, Кольцов Г.И. Полупроводниковая оптоэлектроника. – М.: МИСИС, 2000. – 400 с.
2. Щука А.А. Нанoeлектроника. – М.: Физматкнига, 2007. – 464 с.
3. Grove A.S., Deal B.E., Snow E.H., Sah C.T. // Solid State Electron. 1965. Vol. 8. P. 145.
4. Grove A.S., Deal B.E., Snow E.H., Sah C.T. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 33. P. 2458.
5. Zi S. Physics of Semiconductor Devices. – М., 1984. – 454 с.

ДИАГНОСТИКА ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ СИСТЕМ С ЗАДЕРЖКОЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБОВ

Р.О. Чуб, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: echinopsine@gmail.com*

Хаотическая синхронизация – одно из наиболее важных и интересных явлений, которое демонстрируют нелинейные системы со сложным поведением [1]. Согласно современным представлениям, такие виды синхронизации, как полная, фазовая, обобщенная, лаг-синхронизация и другие, являются частными случаями синхронизации временных масштабов [2, 3]. В то же время, диагностика различных видов синхронизации предполагает использование различных методов. Например, для диагностики полной синхронизации используют разность динамических переменных ведущей и ведомой систем. Если она равна нулю, то диагностируется полная синхронизация. При лаг-синхронизации динамическая переменная ведомой системы равна динамической переменной ведущей системы, но в один из предшествующих моментов времени. При наличии фазовой синхронизации наблюдается взаимосвязь между фазами ведущей и ведомой систем.

При наличии обобщенной синхронизации существует функциональная взаимосвязь вида: $y(t) = F[x(t)]$ между ведущим осциллятором $x(t)$ и ведомым $y(t)$. Это соотношение дает возможность использовать относительно легко реализуемый метод вспомогательной системы [4], заключающийся в использовании вспомогательной системы $v(t)$, являющейся точной копией системы $y(t)$. Начальные условия для $v(t)$ выбираются отличными от начального состояния для $y(t)$, однако лежащими в бассейне притяжения того же аттрактора. В режиме обобщенной синхронизации после завершения переходного процесса состояния ведомой и вспомогательной систем должны стать идентичными, $y(t) \equiv v(t)$. Такой метод диагностики обобщенной синхронизации весьма привлекателен в физическом эксперименте, поскольку он проводится в реальном времени в отличие от других методов, требующих записи сигналов и их последующей обработки. Однако основной технической проблемой является создание двух идентичных автогенераторов (ведомого и вспомогательного), особенно при работе на высоких частотах.

В данной работе на примере однонаправленных связанных систем с запаздыванием вида (1) проведен анализ, как изменяются спектры ведущей и ведомой систем при изменении коэффициента связи,

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \dot{x}(t) &= -x(t) + \lambda_1 - x^2(t - \tau_1), \\ \varepsilon_2 \dot{y}(t) &= -y(t) + \lambda_2 - y^2(t - \tau_2) + k(x(t) - y(t)), \end{aligned} \quad (1)$$

где x, y – динамические переменные ведущей и ведомой систем, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – параметры инерционности, λ_1, λ_2 – параметры нелинейного преобразования, τ_1, τ_2 – времена запаздывания, k – коэффициент связи.

Для исследования спектров ведущей и ведомой систем проведено сопоставление этих спектров при вариации коэффициента связи и различных наборах управляющих параметров ведущей и ведомой систем. При этом диагностика обобщенной синхронизации проводилась с помощью метода вспомогательной системы.

Рассмотрим два набора параметров ведущей и ведомой систем. В первом случае $\varepsilon_1 = 0.3$, $\varepsilon_2 = 0.4$, $\lambda_1 = 1.42$, $\lambda_2 = 1.4$, $\tau_1 = 101$, $\tau_2 = 100$, k изменяется от 0 до 0.2. Времена запаздывания ведущей и ведомой систем достаточно близки, и при таких параметрах с ростом коэффициента связи при $k=0.16$ между ведущей и ведомой системами наблюдается лаг-синхронизация. Положения основных пиков в спектрах ведущей и ведомой систем в таком режиме практически совпадают. При меньших значениях коэффициента связи количество синхронизованных компонент уменьшается, например, уже при $k=0.15$ частотные составляющие, соответствующие примерно частотам 5-й гармоники основной частоты, не совпадают, а при $k=0.05$ не совпадают уже гармоники, начиная со 2-й. Аналогичные результаты получаются, когда отличие времен запаздывания τ_1 и τ_2 составляет не более 5%.

При более высоких различиях времен запаздывания ведущей и ведомой систем ($\tau_1 = 109$, $\tau_2 = 100$) лаг-синхронизация уже не наблюдается, но обобщенная синхронизация по-прежнему диагностируется с увеличением связи при $k=0.2$. Для такого набора параметров также показано, что с увеличением коэффициента связи увеличивается количество гармоник в спектрах ведущей и ведомой систем, которые находятся на одинаковой частоте.

Таким образом, в численном эксперименте показано, что для однонаправленно связанных неидентичных систем с запаздыванием с ростом коэффициента связи наблюдается явление лаг-синхронизации (в случае, когда различие времен запаздывания в передатчике и приемнике невелико), либо в более общем случае – явление обобщенной синхронизации, которое сопровождается ростом числа гармоник на одинаковых частотах в спектрах ведущей и ведомой систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-02-00091).

Библиографический список

1. Пиковский А.С., Розенблюм М.Г., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.
2. Короновский А.А., Храмов А.Е. // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. В.3. С. 54-61.
3. Москаленко О.И. // ЖТФ. 2010. Т.80. В.8. С. 1-7.
4. Abarbanel H.D.I., Rulkov N.F., Sushchik M.M. // Phys. Rev. E. 1996. Vol.53. P.4528–4535.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ (100) НА ИХ АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА

В.Я. Шаныгин, Р.К. Яфаров, Д.В. Нефедов

Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

E-mail: vitairerun@mail.ru

Недостатками полевых источников электронов на основе кремния являются высокая чувствительность к состоянию поверхности и низкие плотности автоэмиссионных токов, которые, как правило, находятся в интервале 50-150 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Использование высокоаспектных эмиттеров, а также различных конструктивных решений, направленных на повышение фактора усиления поля путем уменьшения радиусов эмитирующих острий, диаметров отверстий в управляющих электродах или созданием нанолезвийных планарных структур, приводит к усложнению технологии изготовления и сопровождается, как правило, снижением надежности и увеличением себестоимости автоэмиссионных устройств [1]. Для снижения токовых нагрузок на автоэмиссионные центры и повышения средней максимальной плотности автоэмиссионных токов в работе исследованы автоэмиссионные характеристики полевых источников электронов с использованием атомной структуры кристаллов кремния, процессов гетерофазной вакуумно-плазменной самоорганизации островковых углеродных покрытий и высокоанизотропного плазмохимического травления в условиях слабой адсорбции.

Целью работы являлись исследования влияния плазмохимической обработки кристаллов Si (100) на морфологические и автоэмиссионные свойства полевых источников электронов, изготовленных на их основе.

Плазменная обработка поверхности кристаллов Si (100) с удельным сопротивлением 0,01 – 0,02 Ом·см проводилась в установке с использованием ионно-плазменного источника на частоте 2,45 ГГц при мощности излучения 250 Вт [2]. В качестве плазмообразующей среды был использован аргон. Углеродные масочные покрытия осаждались в СВЧ плазме с использованием в качестве рабочего вещества паров этанола. Процесс осуществлялся в условиях малой адсорбции при температуре подложки 250 °С и давлении паров этанола около 0,05 Па. Потенциал смещения на подложкодержателе в процессе осаждения углеродного покрытия был равен - 100 В. Высокоанизотропное масочное травление матрицы кремния осуществлялось при положительном смещении на подложкодержателе с использованием хладона -14 при давлении 0,1 Па. Продолжительность масочного травления составляла 10, 20 и 30 минут. Измерения морфологических характеристик проводились с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver-P-47. В качестве зондов использовались стандартные кремниевые кантилеверы CSG10 пирамидальной формы с радиусом закругления 10 нм и жесткостью 0,1Н/м. Схема регистрации отклонения кантилевера обеспечивает разрешение 0,1 нм при шаге АЦП пьезосканера по оси Z равном 0,05 нм. Автоэмиссионные свойства исследовались в условиях высокого вакуума (10^{-5} Па) на диодной структуре, позволяющей изменять расстояние между электродами с точностью до 1 мкм.

В результате исследования в работе были получены зависимости морфологических и автоэмиссионных характеристик от длительности высокоанизотропного масочного травления (рис. 1).

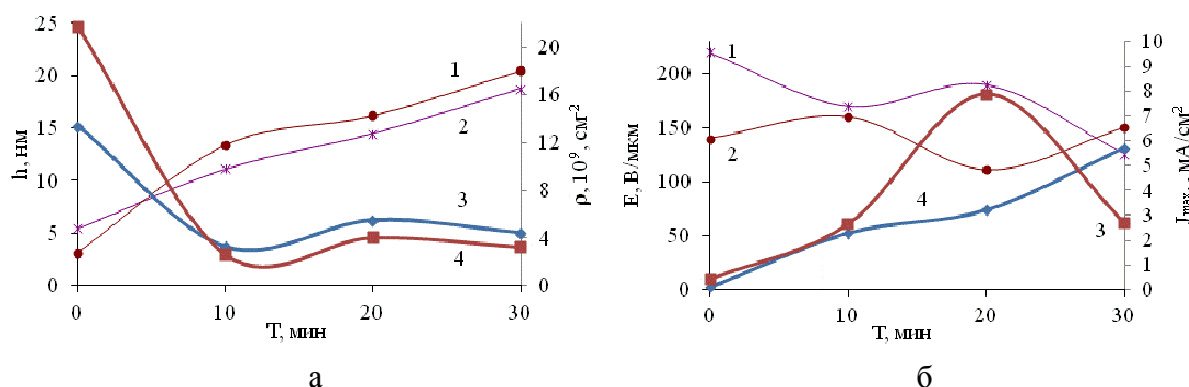


Рис. 1. Морфологические и автоэмиссионные свойства поверхности кремния (100): (а) зависимость высоты выступов на кремнии (100) n- (1) и р-типов (2) проводимостей и поверхностной плотности (3), (4) для этих же пластин соответственно от длительности масочного травления; б) зависимость порога начала эмиссии n- (1) и р-типов (2) проводимостей и максимальной плотности токов (3), (4) для этих же пластин соответственно от времени масочного травления.

По результатам полученных зависимостей был сделан вывод, что максимумы для плотностей автоэмиссионных токов при минимальном пороге начала автоэмиссии имели следующие значения: для пластин кремния n-типа, плотность тока равная $5,7 \text{ mA/cm}^2$ достигалась при 30 минутах масочного травления; для пластин кремния р-типа максимальная плотность тока равная $7,9 \text{ mA/cm}^2$ достигалась при 20 минутах масочного травления;

Предварительная плазменная обработка кремниевых пластин перед осаждением углеродных масочных покрытий и оптимизация длительностей масочного травления представляются перспективными методами улучшения их автоэмиссионных свойств.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10033).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Морев С.П., Резчиков А.Ф., Синицын Н.И., Якунин А.Н. // Письма в ЖТФ. 2013. Т.39. В. 11. С. 63.
2. Яфаров Р.К. Физика СВЧ вакуумно-плазменных нанотехнологий. М., Физматлит, 2009.

ДЕФЕКТНЫЕ МОДЫ В СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Ю. Шараевская^{1,2}, Е.Н. Бегинин¹¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
annasharik2@gmail.com

В настоящее время большой интерес вызывают периодические структуры микронных или субмикронных размеров, сформированные на поверхности ферромагнитных пленок – магنونные кристаллы (МК) [1]. В таких кристаллах могут распространяться магнитоэлектрические волны различных типов (объемные и поверхностные).

В настоящей работе рассматриваются дефектные моды в двух латерально-связанных МК с нарушенной трансляционной симметрией. МК представляют собой волноводы с периодическими системами канавок, сформированных на поверхностях ферритовых пленок. В волноводах могут распространяться поверхностные магнитоэлектрические волны (ПМСВ). Рассматриваемую систему связанных МК можно представить в виде 4-портового функционального элемента у которого связь между амплитудами падающих, отраженных и прошедших ПМСВ описывается через матрицу передачи T размером 4×4 [2-5]. В работе построена матрица передачи T , учитывающая связь распространяющихся волн, и исследованы зависимости коэффициентов отражения и прохождения волн от частоты, параметров связи и геометрических размеров дефектов. На Рис.1 приведена схема структуры МК-МК с дефектом.

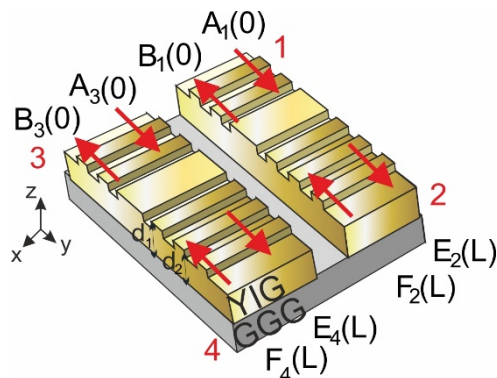


Рис. 1. Схема структуры МК – МК с дефектом.

Каждый МК представляет собой последовательное соединение отрезков регулярных волноводов магнитоэлектрических волн толщиной d_1 и d_2 и пространственным периодом $D=L_1+L_2$ (L_1, L_2 - длина регулярных волноводов толщинами d_1 и d_2 соответственно). В каждый МК включены дефекты, представляющие собой отрезки волноводов длиной L_d и толщиной d_1 . Будем считать, что в каждом отрезке регулярных волноводов полное поле представляет собой суперпозицию магнитоэлектрических волн распространяющихся в направлениях $+y$ и $-y$.

Также будем считать, что два магنونных кристалла с дефектом представляют собой волноводы, в которых волны, распространяющиеся в одном направлении, слабо связаны друг с другом через коэффициент связи:

$$K = \frac{\pi}{2L_{1,2}} Z \quad (1)$$

Z – число полных перекачек волны из одного МК в другой.

Рассмотрим случай, когда на 4х портовую систему связанных МК поступает волна известной амплитуды на единственный порт, и существуют только отраженные и прошедшие волны. В случае возбуждения только 1 порта введем коэффициенты отражения от портов $R1=B1(0)/A1(0)$, $R3=B3(0)/A1(0)$ и коэффициенты прохождения $T2=E2(L)/A1(0)$, $T4=E4(L)/A1(0)$. Получены частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения ПМСВ для связанных магнетонных кристаллов с дефектом. На рис.2а приведена передаточная характеристика такой структуры, видно, что в области соответствующей частотам f_1, f_2 присутствуют две дефектные моды. На рисунке 2б показана зависимость положения этих частот в зависимости от коэффициента связи между МК. Видно, что при увеличении Z положение f_2 а сдвигается вниз по частоте, а f_1 сдвигается вверх по частоте.

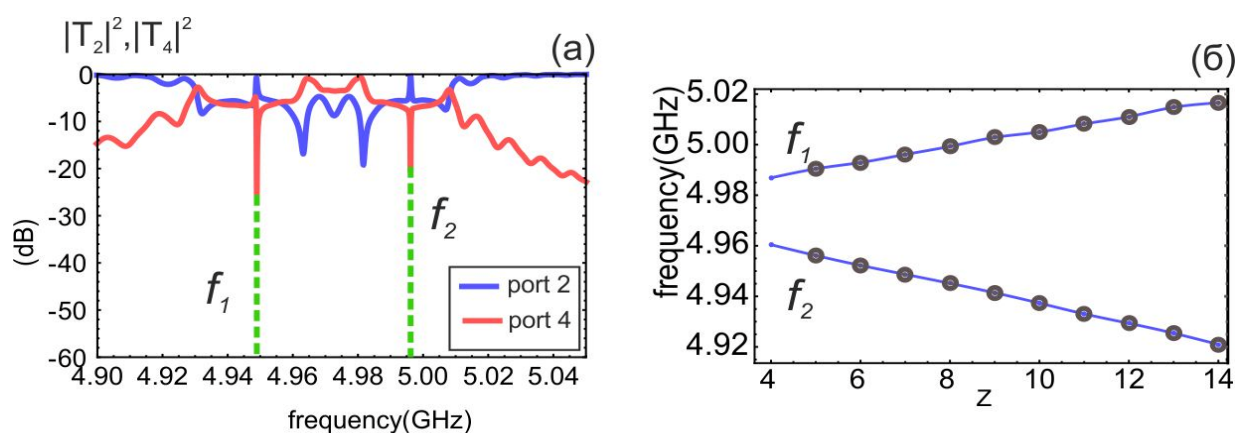


Рис. 2. (а) Зависимость коэффициентов прохождения в МК - МК с дефектом при $Z=7$. (б) Зависимость положения дефектных мод от связи Z .

В работе исследованы зависимости коэффициентов прохождения и отражения волн от частоты и параметров МК с дефектами, а также частотной расстройки, центральных частот и максимумов коэффициентов прохождения дефектных мод от коэффициентов связи и геометрии дефектов. Показано, что исследуемые структуры могут выступать как частотно-селективные управляемые ответвители для создания устройств магноники и элементов спин-волновой логики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ(проект № 16-19-10283).

Библиографический список

1. Nikitov S.A., Tailhades Ph., Tsai C.S. // JMMM. 2001. Vol. 236, No. 3. P. 320-330.
2. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // Journal of Physics Дю 2010. Vol. 43. P. 264001.
3. O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 4886-4895.
4. Filimonov Yu., Pavlov E., Vystostkii S., Nikitov S. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 242408.
5. Beginin E.N., Filimonov Yu.A., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., Nikitov S.A. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100 P. 252412.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МОЛЕКУЛ ДНК POLY(DT)

Т.И. Шарипов, Р.З. Бахтизин

Башкирский государственный университет, г. Уфа

E-mail: sha-t@yandex.ru

Poly(dT) – это синтезированная одноцепочечная последовательность ДНК, состоящая из нуклеотидов только одного типа, азотистым основанием в которых является тимин. Физико-химические свойства молекул ДНК, как двухцепочечных природных, так и одноцепочечных синтезированных, в настоящее время активно изучаются. Благодаря изобретению сканирующего туннельного (СТМ) и атомно-силового микроскопов (АСМ) стало возможным исследование различных нанообъектов на молекулярном и субмолекулярном уровне. Очевидно, что молекулы ДНК не являются исключением.

Интерес к процессам переноса заряда в молекулах ДНК стабильно высок, что связано с перспективами использования данных молекул в наноэлектронике. Попытки измерить электрическое сопротивление ДНК дают противоречивые результаты [1-3]. На неоднозначность результатов влияют условия эксперимента и тип исследуемых молекул ДНК [4], а именно длина, нуклеотидный состав, различная последовательность нуклеотидов в цепочке ДНК, количество цепочек в молекуле.

С помощью СТМ можно измерить вольт-амперную характеристику биомолекулы. Для этого молекулу необходимо расположить между двумя электрическими контактами, одним из которых является проводящий зонд микроскопа, а другим – фрагмент поверхности подложки.

Мы решили провести серию экспериментов по исследованию проводимости ДНК в зависимости от ее нуклеотидного состава. В докладе будут представлены результаты СТМ/СТС-исследований молекулы ДНК Poly(dT) - повторяющейся последовательности нуклеотидов, состоящих из тимина, в сравнении с ДНК Poly(dA).

Сначала термическим напылением алюминия на слюдяную подложку мы получили алюминиевую поверхность. Далее на полученную поверхность прикрепили исследуемые молекулы. СТМ-исследование поверхности алюминия с иммобилизованными молекулами ДНК Poly(dT) либо Poly(dA) проводилось в режиме постоянного туннельного тока. На СТМ-изображении (Рис. 1) наблюдаются темные объекты малого диаметра - молекулы ДНК, для примера взяты Poly(dA).

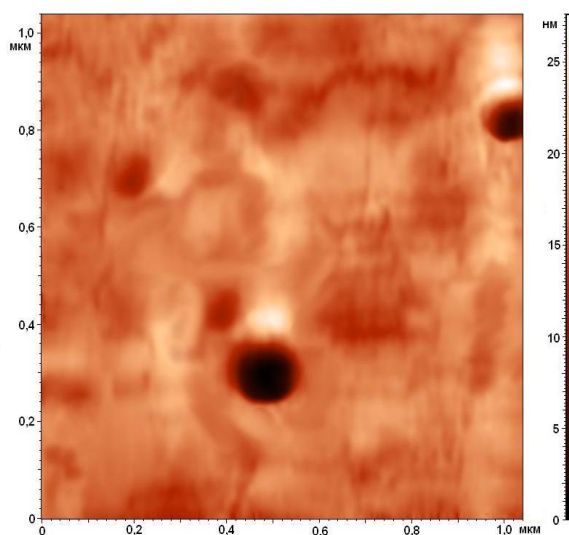


Рис. 1. СТМ-изображение молекул ДНК на поверхности алюминия

Кроме получения ряда СТМ-изображений и идентификации молекул ДНК на них были измерены вольтамперные характеристики (Рис. 2) единичных молекул – зависимость туннельного тока от приложенного напряжения между зондом и алюминиевой поверхностью.

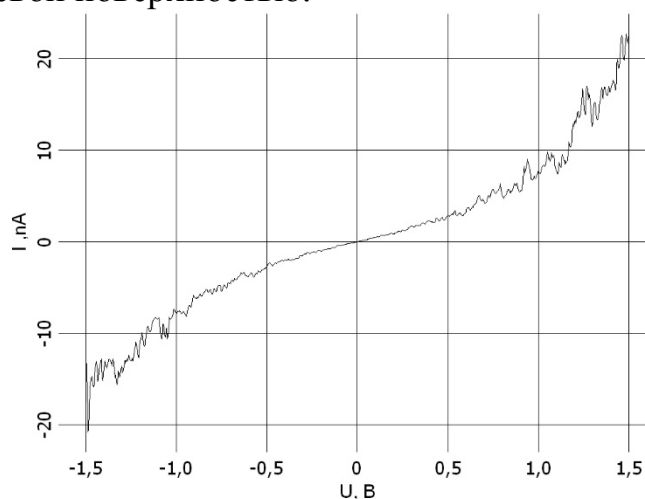


Рис. 2. Вольтамперные характеристики молекулы ДНК

Вольтамперные характеристики измерялись несколько раз в каждой точке, а затем данные усреднялись.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-42-020616).

Библиографический список

1. *Fink H.W., Schonberger C. // Nature. 1999. Vol. 398 P. 407.*
2. *Porath D., Bezryadin A., Vries S, Dekker C. // Nature London. 2000. Vol. 403. P. 635.*
3. *Шарипов Т.И., Бахмузин Р.З. // Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники: сборник тезисов докладов III Всероссийской научной молодежной конференции (РИЦ БашГУ). 2015. С. 165.*
4. *Iijima M., Kato T., Nakanishi S., Watanabe H., Kimura K., Suzuki K., Maruyama Y. // Chemistry Letters. 2005. Vol. 34. No 8. P. 1084.*

**ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛ СМОЛО-АСФАЛЬТЕНОВЫХ ВЕЩЕСТВ
МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ****Т.И. Шарипов, М.Ю. Доломатов, Р.З. Бахтизин***Башкирский государственный университет, г. Уфа**E-mail: sha-t@yandex.ru*

Исследователи из различных стран вот уже около века активно исследуют физико-химические свойства нефти и ее компонентов [1-3]. Огромный интерес вызывают и основные носители ее свойств - смоло-асфальтеновые вещества (САВ). Эти уникальные по своим свойствам и составу вещества во многом играют определяющую роль в поведении нефтяного раствора, при добыче и переработке нефти. В последнее время, заметен интерес ученых из разных стран к этим веществам.

Норвежской группой ученых в 2000 году исследовались асфальтены с помощью методов атомно-силовой микроскопии [4]. Молекулы САВ наносились на поверхность свежего скола слюды посредством метода Ленгмюра-Блоджетт. Однако на наш взгляд наилучших результатов по исследованию молекулярной структуры асфальтенов с помощью атомно-силовой микроскопии добились Б. Шулер и его коллеги [5].

Для проведения экспериментов на атомно-силовом микроскопе необходимо было получить тонкую пленку смоло-асфальтеновых веществ на поверхности свежего скола слюды. Для этого мы применили метод нанесения тонкой пленки Ленгмюра - Блоджетт.

В качестве исследуемых образцов была использована нефть Ромашкинского месторождения. В качестве растворителя был выбран бензол, так как, во-первых, данное вещество, растворяет САВ до мельчайших фракций, во-вторых, при непосредственном приготовлении образцов методом Ленгмюра - Блоджетт бензол на поверхности воды образует достаточно тонкую и прочную пленку.

Эксперимент представлял из себя АСМ-исследование молекул САВ нефти Ромашкинского месторождения, адсорбированных на поверхности свежего скола слюды. В первую очередь, необходимо было найти наилучшую концентрацию САВ в растворителе, для того чтобы получить тонкую мономолекулярную пленку, которая позволяла бы визуализировать в некоторой области отдельную молекулу САВ. Эта задача выполнялась непосредственно при проведении экспериментов, по получению образцов. Оптимальная концентрация САВ в бензоле составляет 0,01г/25мл.

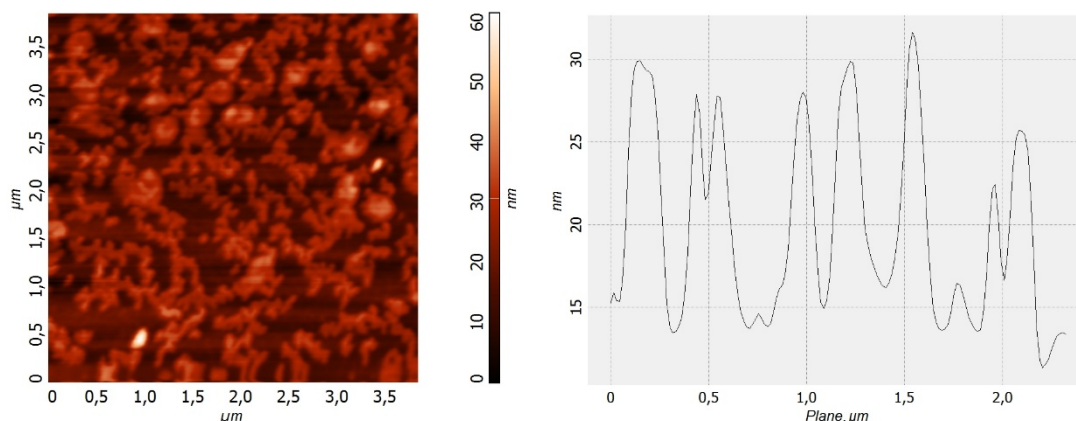


Рис. 1. АСМ-изображение и профиль сечения молекул САВ нефти Ромашкинского месторождения. Концентрация САВ в бензоле 0,01 г/25 мл

Наблюдаются молекулы САВ, расположенные беспорядочно. Какая либо ориентация молекул отсутствует. Сами молекулы представляют собой кластерные образования вытянутой формы, размеры которых составляют 100-200 нм. Также присутствуют кластерные образования, размеры которых превышают 300-350 нм.

После уменьшения области сканирования до 200×300 нм было получено следующее АСМ-изображение (рис. 2):

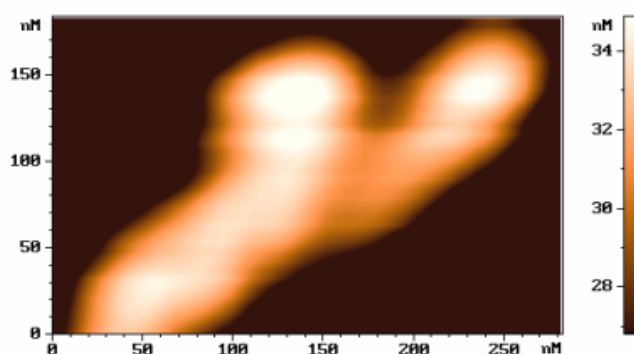


Рис. 2. АСМ-изображение единичной молекулы САВ нефти Ромашкинского месторождения (размер скана 200×300 нм)

В результате наших исследований были разработаны методы приготовления тонких мономолекулярных пленок смоло-асфальтовых веществ, была изучена адсорбция молекул САВ на поверхность свежего скола слюды. Также подобрана оптимальная концентрация раствора, подобраны режимы сканирования атомно-силового микроскопа, позволяющие детально изучить структуру поверхности тонкой пленки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-42-020616).

Библиографический список

1. Marcusson J. // *Angew. Chem.* 1916. Bd. 33. #4. S. 173.
2. Yen T.E. // *Energy Sources.* 1974. Vol. 1. P. 447-463.
3. Branco V.A.M., Mansoori G.A., De Almeida Xavier L.C., Park S.J., Manafi H. // *Journal of Petroleum Science and Engineering.* 2001. Vol. 32. P. 217-230.
4. Ese M.-H., Sjoblom J., Djuve J., Pugh R. // *Colloid Polym Sci.* 2000. Vol. 278. P. 532-538
5. Schuler B., Meyer G., Pena D., Gross L. // *Journal of the American Chemical Society.* 2015. Vol. 31, No. 137. P. 1-7.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОР НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТРИЧНЫХ СТРУКТУР АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

В.Р. Шатурный¹, М.Ю. Васильков^{2,3}, Э.А. Генина¹, Ф.С. Федоров^{2,3,4},
Н.М. Ушаков²

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

⁴Сколковский институт науки и технологий, Москва

E-mail: shaturnuy@gmail.com

Анодный оксид алюминия (АОА) представляет собой мембрану, поры в которой характеризуются близким диаметром и упорядочены параллельно друг к другу. Геометрические характеристики данной пористой системы могут варьироваться в широком интервале, а сама мембрана может выступать в качестве темплата для заполнения ее различными металлами и их оксидами, что, в первую очередь, перспективно для создания новых оптических материалов [1-3]. Целью данного исследования является изучение влияния геометрических параметров пор на оптические спектральные характеристики немодифицированных мембран АОА.

Электрохимическим методом на основе Al фольги высокой степени чистоты (100 мкм; $\omega_{Al}=99,999\%$) при фиксированном напряжении анодирования в соответствии с методикой, подробно описанной в работе [4], была получена серия нанопористых мембран Al_2O_3 , толщиной около 12 мкм. После анодирования образцы дополнительно выдерживали в электролите при температуре $(30\pm 1)^\circ C$ в течение различного времени. В ходе этого процесса оксид алюминия, образующий матричные структуры, химически растворялся [5], что приводило, в зависимости от времени обработки, к увеличению диаметра пор (рис. 1) с сохранением исходной плотности упаковки аналогично дифракционной решетке с переменным периодом и постоянным количеством штрихов.

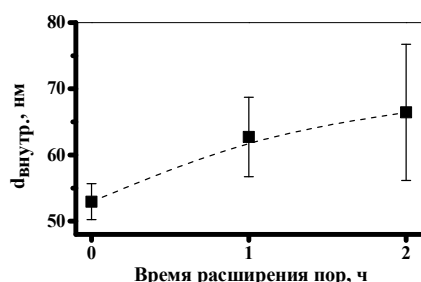


Рис. 1. Зависимость внутреннего диаметра пор мембран АОА от времени модифицирования

Базовые зависимости спектральных характеристик (отражение, пропускание и коллимированное пропускание) в широком диапазоне длин волн от времени расширения пор приведены на рис. 2.

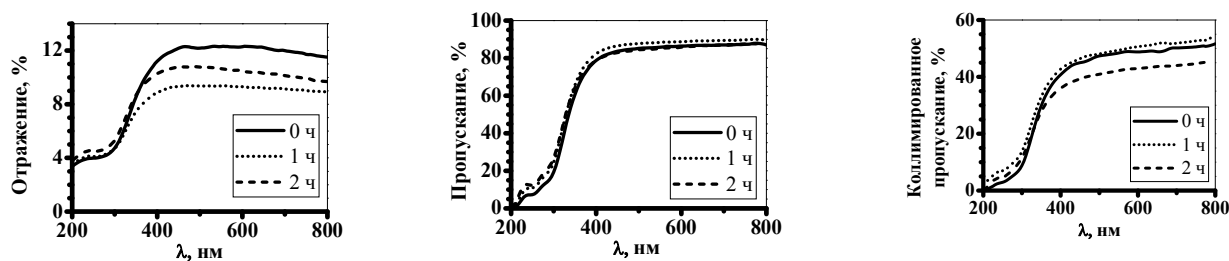


Рис. 2. Спектры отражения, пропускания и коллимированного пропускания для образцов нанопористого АОА, модифицированных при различном времени расширения пор

Были рассчитаны спектры поглощения, коэффициента экстинкции, приведенного рассеяния и дисперсии от длины волны светового потока, а также найдены средние значения показателей преломления и поглощения от пористости для трех случаев модифицирования.

Из анализа кривых следует, что характерные особенности поглощения и рассеяния для всех мембран проявляются в УФ-области до 400 нм, однако для образцов с временем выдержки 2 ч специфическим оказывается весь измеряемый диапазон.

С увеличением длительности обработки, когда размеры пор увеличиваются, наблюдается нелинейный рост показателя преломления и потерь на поглощение с высоким значением коэффициента приведенного рассеяния.

Можно сделать вывод, что в ходе проведения расширения пор для анодного оксида алюминия потери света на мембранах возрастают, что, главным образом, обусловлено анизотропным рассеянием на поверхности пор.

Библиографический список

1. Fang Z. et al. // Materials Letters. 2003. Vol. 57. №. 26. P. 4187.
2. Gong S. H. et al // Opticsletters. 2011. Vol. 36. №. 21. P. 4272-4274.
3. Ушаков Н.М., Васильков М.Ю., Федоров Ф.С. // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43. Вып. 14. С. 26.
4. Nielsch K., Müller F., Li A.-P., Gösele U. // Adv. Mater. 2000. Vol. 12, N. 8. P. 582.
5. Lillo M., Losic D. // J. Membr. Sci. 2009. Vol. 327. P. 11.

**ФОРМИРОВАНИЕ МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ ЭЙКОЗАНОВОЙ
КИСЛОТЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СУБФАЗЫ ВОДНОГО РАСТВОРА
ХЛОРИДА МЕДИ МЕТОДОМ ЛЕНГМЮРА – БЛОДЖЕТТ****О.А. Шинкаренко^{1,2}, Н.О. Кузнецов¹, О.Ю. Цветкова², Н.Н. Беглецова^{1,2}
Е.И. Селифонова², Е.Г. Глуховской^{1,2}**¹*Факультет нано- и биомедицинских технологий,**Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*²*Образовательный Научный Институт Наноструктур и Биосистем,**Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского**E-mail: oksana.sh63@mail.ru*

В настоящее время широкое применение в электронике находят ультратонкие проводящие пленки для создания планарных структур. Наиболее актуальными становятся темы формирования монослоев методом Ленгмюра - Блоджетт с участием металлических наночастиц на основе органической матрицы [1]. Получение ультратонких пленок путем взаимодействия солей металлов с длинноцепочными жирными кислотами этим методом является одним из простых и удобных способов. В этом методе в качестве субфазы для нанесения монослоя используется раствор соли, содержащий соответствующий катион металла. Результаты достигаются управлением катионным составом в Ленгмюровских пленках с помощью

1) варьирования рН субфазы при условии: температура и концентрация катиона металла в растворе должны быть постоянными [2];

2) воздействия электрического и магнитного полей на систему [3].

В работе проведено формирование монослоев с наночастицами меди на основе органической матрицы методом Ленгмюра-Блоджетт путем взаимодействия соли меди и жирной кислоты. Управление катионным составом пленки осуществляли варьируя рН раствора, при этом происходило изменение концентрации иона металла в растворе. В качестве субфазы был взят раствор хлорида меди двуводного в деионизованной воде, а в качестве поверхностно-активного вещества применялся раствор эйкозановой кислоты в хлороформе. Исследования проводились при трех различных концентрациях раствора соли и раствора жирной кислоты. В итоге получили три образца монослоя (образец 1 - 3). Значения рН раствора хлорида меди и объемы аликвот раствора арахидиновой кислоты, взятые для формирования монослоев при различных концентрациях реагирующих веществ, приведены в таблице 1. В результате были сняты изотермы сжатия, по которым найдены относительные площади, приходящиеся на одну молекулу монослоев: 15 \AA^2 при концентрации арахидиновой кислоты $3 \times 10^{-3} \text{ М}$, 50 \AA^2 при концентрации кислоты $1 \times 10^{-3} \text{ М}$ и 60 \AA^2 при концентрации кислоты 10^{-4} М . Нанесение пленки на подложки оптимально при давлении 25 мН/м для образца №1, 23 мН/м для образца № 2, и 27 мН/м для образца № 3.

Для сравнения, также были сняты изотермы сжатия арахидиновой кислоты на водной субфазе при трех различных концентрациях кислоты в растворе, соответствующих значениям концентраций, взятых для солевой субфазы (образцы 4 - 6). Объемы аликвот арахидиновой кислоты для водной субфазы также

приведены в таблице 1.

В процессе формирования монослоя при условиях: pH = 6,4 и концентрации реагирующих веществ 1×10^{-4} М наблюдается увеличение значения относительной площади, приходящуюся на одну молекулу монослоя.

Таблица 1 – Условия формирования монослоя арахидиновой кислоты с наночастицами меди

Об п/№ образца	Концентрация хлорида меди двухводного в растворе, моль/л	Концентрация арахидиновой кислоты в растворе с хлороформом, моль/л	Уровень pH раствора хлорида меди двухводного	Объем али-квоты арахидиновой кислоты для солевой суфазы, мкл	Об п/№ образца	Концентрация арахидиновой кислоты в растворе с хлороформом, моль/л	Объем раствора арахидиновой кислоты для водной субфазы, мкл
1	1×10^{-4}	1×10^{-4}	6,4	300	4	1×10^{-4}	230
2	1×10^{-3}	1×10^{-3}	6,2	70	5	1×10^{-3}	50
3	6×10^{-3}	3×10^{-3}	5,8	50	6	3×10^{-3}	30

В результате исследования определены оптимальные условия формирования монослоя на субфазе солевого раствора меди поверхностно- активным анионом жирной кислоты.

В последующем полученные пленки нанесли на стеклянные подложки, содержащие электродную часть индий-оловянного оксида с протравленным зазором 0,3 мм и сняли вольт-амперные характеристики, где можно было заметить их зависимость от количества нанесенных монослоев. После чего подложки с монослоями отожгли при различных температурах и снова снимали вольтамперные характеристики. В результате чего получили данные по зависимости проводимости от температуры отжига.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №14-12-00275) и Саратовского Национального исследовательского государственного университета.

Библиографический список

1. Gorbachev I.A., Goryacheva I.Y., Glukhovskoy E.G. // BioNanoSci. 2016. Vol. 6. P.153.
2. Khomutov G.B., Beresneva I.V., Koksharov Yu.A. et al. // Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects. 2002. P. 198–200 559.
3. Chumakov A.S., Ermakov A.V., Gorbachev I.A., Kossovich E.L., Kletsov et al. // Proc. of SPIE. 2016. P. 9917, 99171K.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ СТОРОНЫ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НА ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.М. Шихабудинов, Б.Д. Зайцев, А.А. Теплых, И.А. Бородина

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: alex-sheih@ya.ru*

Интерес к резонаторам с поперечным электрическим полем (ПЭП) связан с тем, что электроды этих резонаторов располагаются только на одной стороне пьезоэлектрической пластины и электрическое поле существует не только в пластине, но и вблизи ее поверхности [1-2]. Поэтому изменение электрических граничных условий вблизи свободной стороны резонатора, должно влиять на параметры резонатора.

В связи с этим, были проведены исследования влияния диэлектрической пластины с проводящей пленкой алюминия вблизи пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем на его характеристики при различных значениях температуры. Для этой цели был создан резонатор на основе пластины из ниобата лития X-среза толщиной 0.5 мм (рис. 1). На одной стороне резонатора были нанесены два прямоугольных электрода с размерами $10 \times 5 \text{ мм}^2$ с зазором между ними 2 мм. Для подавления паразитных волн Лэмба область вокруг электродов и частично электроды были покрыты поглощающим покрытием [1].

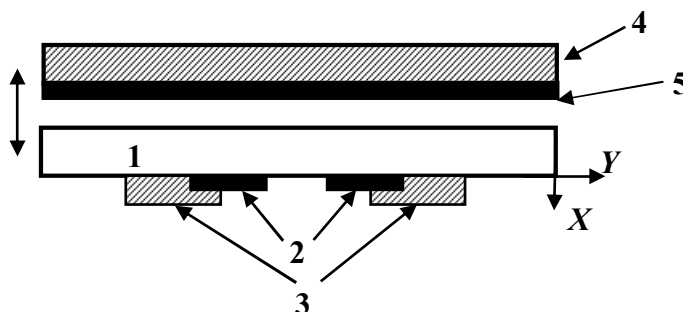


Рис. 1. Исследуемое устройство: 1 - пластина из ниобата лития 2 - электроды, 3 - поглощающее покрытие, 4 - диэлектрическая пластина, 5 – пленка алюминия.

Резонатор подключался к измерителю LCR параметров 4285A (Agilent), с помощью которого измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса и адмиттанса. Измеренные зависимости показали, полное отсутствие паразитных колебаний. Затем для проведения экспериментов по изучению влияния зазора между свободной стороной резонатора и пластиной с проводящей пленкой алюминия на характеристики резонатора было использовано специально изготовленное микрометрическое устройство [2]. Оно позволяло обеспечивать ширину зазора h с точностью порядка 10 мкм. С помощью указанного измерителя LCR параметров измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса при различных значениях h и температуры. Для обеспечения заданной температуры указанное устройство помещалось в специальный термостат, который позволял изменять и поддерживать температуру в пределах $10 - 50^\circ \text{C}$.

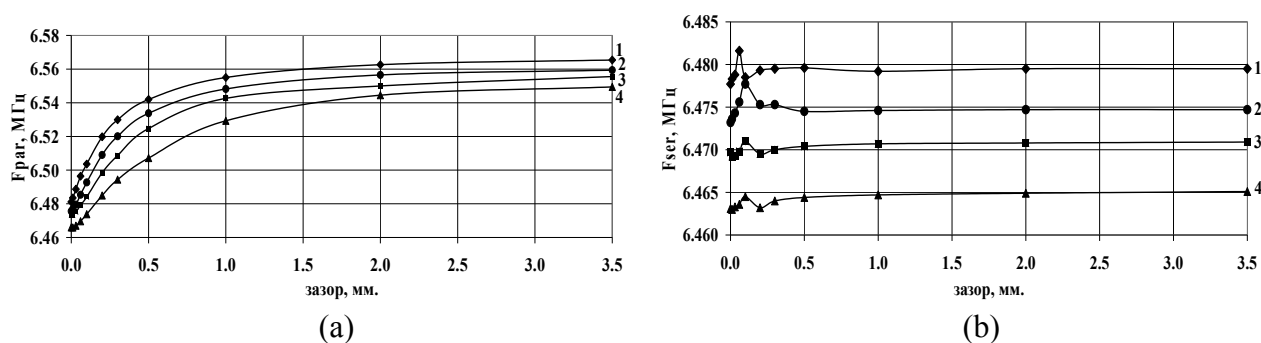


Рис. 2. Зависимость частоты параллельного (а) и последовательного (б) резонансов от ширины зазора между свободной стороной резонатора и диэлектрической пластиной с проводящей пленкой для значений температуры 14°C (1), 26°C (2), 34°C (3) и 45°C (4).

В результате проведенной работы было показано, что для заданной температуры при увеличении ширины зазора частота параллельного резонанса увеличивается и при $h > 2$ мм стремится к насыщению. При изменении h от 0 до 2 мм полное относительное изменение частоты параллельного резонатора при любой температуре составляет $\sim 1.3\%$. Частота последовательного резонанса с увеличением h испытывает незначительную пульсацию и при $h > 0.2$ мм остается практически постоянной. В целом, при изменении h от 0 до 3.5 мм относительное изменение частоты последовательного резонанса лежит в пределах 0.02 – 0.07% в исследованном диапазоне температур (рис. 2).

Проведенный численный анализ распределения компонент механического смещения внутри пластины ниобата лития и электрического потенциала как внутри пластины, так и в прилегающем вакууме методом конечных элементов показал, что электрическое поле проникает на глубину, существенно превышающую толщину пластины (более 2 мм). Этим и объясняется чувствительность резонатора с поперечным электрическим полем к изменению электрических граничных условий вблизи свободной стороны. Результаты эксперимента показывают, что на основе пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем возможно создание измерителей перемещений с температурной компенсацией, которые могут быть использованы для непрерывного контроля деформаций и раскрытия трещин различных конструкций, элементов мостов и зданий, а также для измерения небольших перемещений двух объектов относительно друг друга. Резонатор на основе ниобата лития X-среза позволяет проводить измерения ширины зазора в пределах 0 – 2 мм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-07-00821а).

Библиографический список

1. Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., Borodina I.A. // IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Cont. 2014. Vol. 60, N 1. P. 166.
2. Zaitsev B.D., Shikhabudinov A.M., Teplykh A.A., Borodina I.A., Kisin V.V. // Proc. of 2016 IEEE Ultrasonics Symposium. 2016. P. 946.

ВЛИЯНИЕ НУКЛЕОТИДОВ ДНК НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГРАФЕНА

О.Е. Глухова¹, Д.С. Шмыгин

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: shmygin.dmitriy@gmail.com

Благодаря своим уникальным механическим и электронным свойствам, графен и его производные являются перспективными материалами для самых различных сфер деятельности. Графен, углеродные нанотрубки нашли своё применение в эмиссионной электронике, гибкой электронике, биофизике [1]. Сенсорные свойства графена могут быть использованы для секвенирования различных биологических молекул [2]. В данной работе проводилось исследование влияния присутствия нуклеотидов ДНК на функцию проводимости графеновых нанолент, на их сопротивление. В качестве метода расчёта был выбран DFTB [3] – метод функционала плотности в рамках модели сильной связи.

Были проведены расчёты функции пропускания и сопротивления для двух различных ситуаций: 1) в качестве подложки использовался сегмент наноленты, подсоединённый zigzag-краем к полуплоскостям соответствующим образом расположенных графеновых электродов; 2) в качестве подложки использовался сегмент наноленты, подсоединённый armchair краем к бесконечным в направлении одной оси нанолентам (Рис. 1).

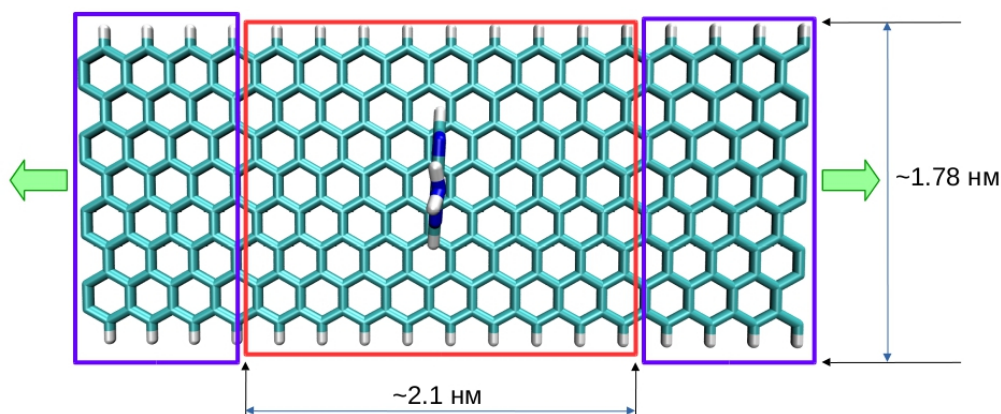


Рис.1. Пример используемой модели с нанолентой типа zigzag.

Для наноленты типа zigzag были получены следующие соотношения между сопротивлением чистой наноленты и взаимодействующей с нуклеотидами: сопротивление при контакте с аденином возросло в 18 раз, при контакте с тимином – в 20.8 раза, при контакте с гуанином – в 9,6 раза, при контакте с цитозином – в 11 раз.

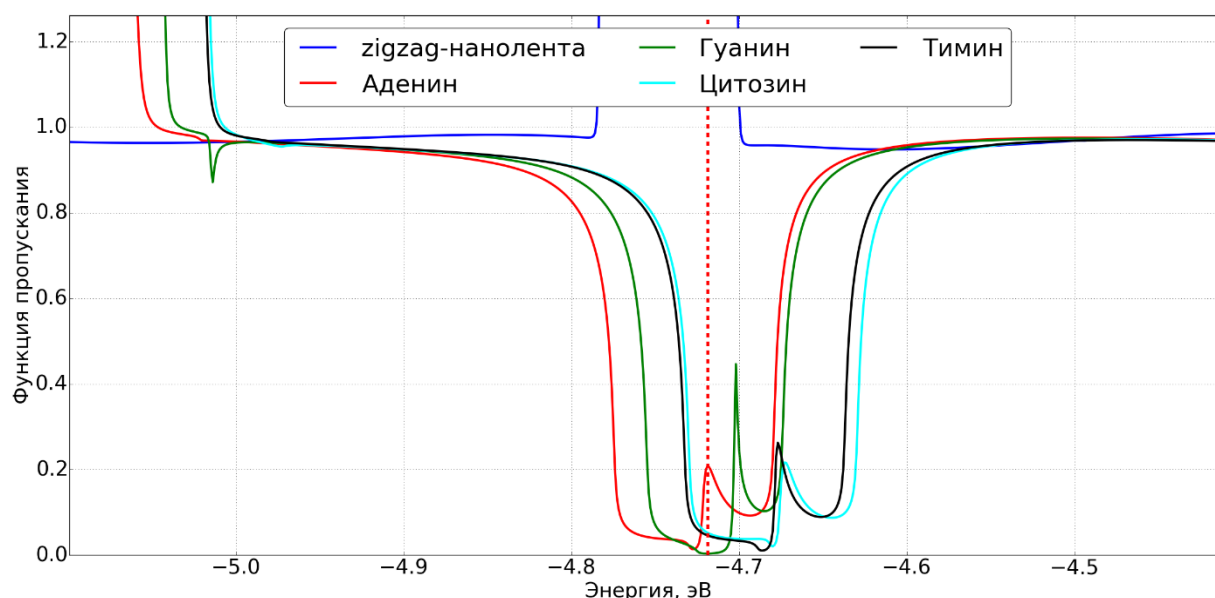


Рис.2. Значения функции пропускания графеновой наноленты типа zigzag при её взаимодействии с нуклеотидами ДНК в сравнении со значениями для чистой наноленты. Представленные значения приходятся на значения энергии вблизи уровня Ферми (красная пунктирная линия).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-29-01025 офи_м «Кроссплатформенный программный комплекс для решения задач биоэлектро-ники и биосенсорики, базирующихся на углеродных наноструктурах»)

Библиографический список

1. Balasubramanian K., Burghard M. // Analytical and Bioanalytical Chemistry. 006. No 385. С. 452 – 468.
2. Yang N., Jiang X. // Carbon. 2017 Vol. 115 P. 293–311.
3. Aradi B., Hourahine B., Frauenheim Th. // J. Phys. Chem. A. 2007. Vol. 111. P. 5678.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОМПОНЕНТ ТЕПЛООВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ И ЕГО ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

А.М. Шорин^{1,2}, В.И. Смирнов¹, А.А. Гавриков¹

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

²Ульяновский государственный технический университет

E-mail: anshant@yandex.ru

Тепловое сопротивление полупроводниковых приборов является одним из важнейших теплофизических параметров, который определяет температуру активной части прибора (области p - n -перехода) при рассеивании в нем тепловой мощности. Измерение данного параметра приобретает особую важность для мощных светоизлучающих матриц и мощных транзисторов, у которых большая рассеиваемая мощность может вызвать сильный перегрев кристалла с последующими негативными последствиями. Для светодиодов и светодиодных матриц перегрев может вызвать резкое снижение эффективности излучения и сокращение срока службы [1]. Нагрев кристаллов мощных транзисторов от комнатных температур до 100 °С снижает надежность в 5 – 10 раз [2].

Тепловое сопротивление R_{Tjx} полупроводниковых приборов относительно корпуса или окружающей среды согласно ГОСТ 19656.15-84 [3] определяется выражением:

$$R_{Tjx} = \frac{T_j - T_x}{P},$$

где T_j – температура электронно-дырочного перехода прибора; T_x – температура корпуса или окружающей среды; P – мощность, рассеиваемая в приборе.

Более высокую точность определения компонент теплового сопротивления обеспечивает модуляционный метод измерения, в котором на объект воздействуют греющей мощностью, модулированной по гармоническому закону [4]. Модуляция мощности осуществляется путем пропускания через объект последовательности импульсов греющего тока, длительность τ которых изменяется по гармоническому закону:

$$\tau = \tau_{cp} (1 + a \cdot \sin 2\pi ft),$$

где τ_{cp} – средняя длительность импульсов; a – коэффициент модуляции греющей мощности; f – частота модуляции.

Определение компонент теплового сопротивления основано на анализе частотных зависимостей модуля $Z_T(f)$ теплового импеданса, его вещественной части $\text{Re } Z(f)$ и фазы $\varphi(f)$. Компоненты теплового сопротивления в зависимостях $Z_T(f)$ и $\text{Re } Z(f)$ проявляются в наличии пологих участков, а в зависимости $\varphi(f)$ – в наличии локальных минимумов. Все эти особенности частотных зависимостей можно выявить с помощью их дифференцирования по частоте модуляции.

Измерения осуществлялись с помощью измерительного комплекса, описанного в работе [5]. Результаты измерений частотных зависимостей веществ-

венной части $\text{Re } Z(f)$ и фазы $\varphi(f)$ теплового импеданса представлены на рисунке 1.

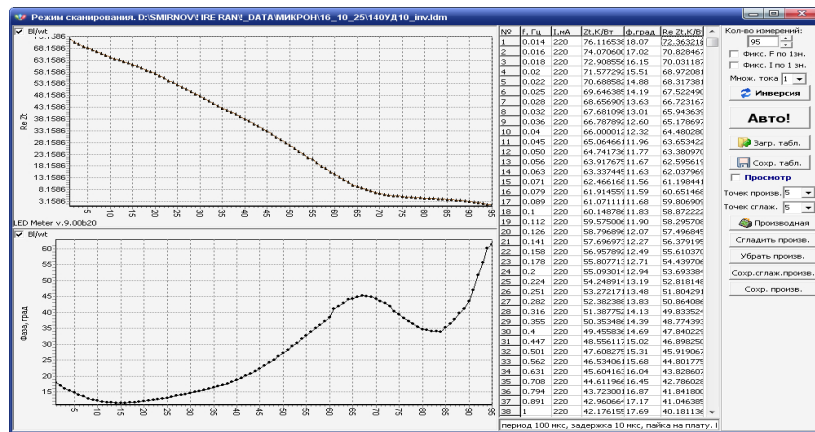


Рис. 1. Результаты измерений частотной зависимости вещественной части (вверху) и фазы (внизу) теплового импеданса

Для выявления особенностей графика $\text{Re } Z(f)$ и определения значений всех компонент теплового сопротивления объекта измерения производилось дифференцирование $\text{Re } Z(f)$ по логарифму частоты модуляции $\ln f$. После этого вычислялась зависимость $[\text{dRe } Z_T / \text{d}(\ln f)]^{-1}$ от теплового сопротивления R_T . Компонента R_{T1} соответствует теплому сопротивлению «переход – выводная рамка», компонента R_{T2} – теплому сопротивлению «переход – корпус», а компонента R_{T3} – теплому сопротивлению «переход – радиатор».

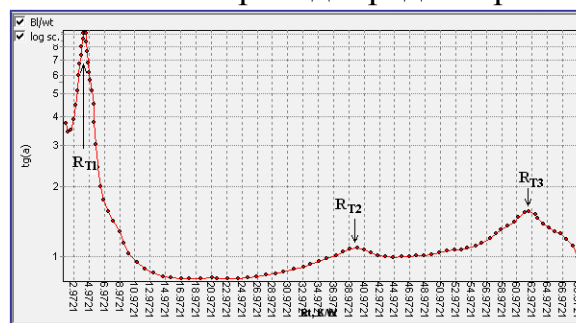


Рис. 2. Компоненты теплового сопротивления, полученные в результате анализа зависимости $\text{Re } Z(f)$

Библиографический список

1. Шуберт Ф. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. – М.: Физматлит, 2008. – 496 с.
2. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 576 с.
3. ГОСТ 19656.15-84. Диоды полупроводниковые СВЧ. Методы измерения теплового сопротивления переход-корпус и импульсного теплового сопротивления. – М.: Изд-во стандартов, 1984.
4. Смирнов В.И. и др. // Промышленные АСУ и контроллеры. 2014. № 10. С.58-63.
5. Смирнов В.И. и др. // Измерительная техника. 2017. № 1. С. 33-36.

ДИНАМИКА СВЯЗАННЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

А.П. Кузнецов^{1,2}, Н.В. Станкевич³, Н.А. Щеголева²¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского³Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: stankevichnv@mail.ru

В последнее время были получены новые интересные результаты, касающиеся особенностей возникновения, синхронизации и бифуркаций многочастотных квазипериодических колебаний, характеризующихся наличием нескольких несоизмеримых частот [1-11]. Выявлены новые нетривиальные моменты, касающиеся синхронизации квазипериодических колебаний, установлены закономерности квазипериодических бифуркаций (бифуркаций инвариантных торов), возможность скрытых (hidden) аттракторов и др.

Удобным объектом изучения в этом контексте являются радиофизические генераторы автономных квазипериодических колебаний [3-5,7-10]. В настоящем сообщении обсуждается динамика двух связанных генераторов квазипериодических колебаний следующего вида:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (\lambda + z + x^2 - \beta x^4)\dot{x} + \omega_0^2 x + M_c(\dot{x} - \dot{v}) &= 0, \\ \dot{z} &= b(\varepsilon - z) - k\dot{x}^2, \\ \ddot{v} - (\lambda + u + v^2 - \beta v^4)\dot{v} + (\omega_0 + \Delta)^2 v + M_c(\dot{v} - \dot{x}) &= 0, \\ \dot{u} &= b(\varepsilon - u) - k\dot{v}^2 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x, z – переменные первого генератора, v, u – второго, M_c – параметр связи, Δ – параметр частотной расстройки генераторов. Остальные параметры $b=1$, $\varepsilon=4$, $k=0.02$, $\beta=1/18$. Преимуществом (1) по сравнению с системой [7, 11] является наличие у автономного генератора состояния равновесия, что делает систему более физически мотивированной, а динамику – более богатой и типичной.

Ляпуновская карта связанных генераторов (1) на плоскости частотная расстройка – величина связи (Δ, M_c) для $\lambda = -1$, $\omega_0 = 2\pi$ показана на рис.1. Справа представлен ее увеличенный фрагмент. На картах разными цветами показаны области периодических режимов P, двухчастотной квазипериодичности T₂, трехчастотной квазипериодичности T₃, четырехчастотной квазипериодичности T₄. Тип режима определен численно по сигнатуре спектра показателей Ляпунова – по числу нулевых показателей.

Характерная особенность картины – наличие *области гибели колебаний* OD. Второй существенный момент – наличие области двухчастотных колебаний PBS, образующей характерную полосу и отвечающую режиму частичной широкополосной синхронизации (*partial broadband synchronization*), аналогичному [12]. Ниже этой области можно наблюдать картину резонансной паутины Арнольда [1] на базе трехчастотной квазипериодичности. Область полной синхронизации P образует язык, но при этом имеет две особенности. Во-первых, наблюдается порог по величине связи и, во-вторых, эта область имеет порог по величине частотной расстройки. При этом при малых частотных расстройках в

системе возникает двухчастотный квазипериодический режим T_2 .

При малой величине связи и частотной расстройке наблюдается режим четырехчастотной квазипериодичности, а при большой расстройке его нет. Причина состоит в том, что второй генератор с ростом собственной частоты (параметра Δ) переходит из режима квазипериодических колебаний в регулярный режим. Область четырехчастотных колебаний показана на рис.1 справа. Можно видеть возникновение резонансной паутины Арнольда, но теперь на базе четырехчастотных колебаний. В правой части карты располагаются характерные резонансные языки трехчастотных колебаний, внутри которых, в свою очередь, располагаются двухчастотные языки, имеющие порог по величине связи.

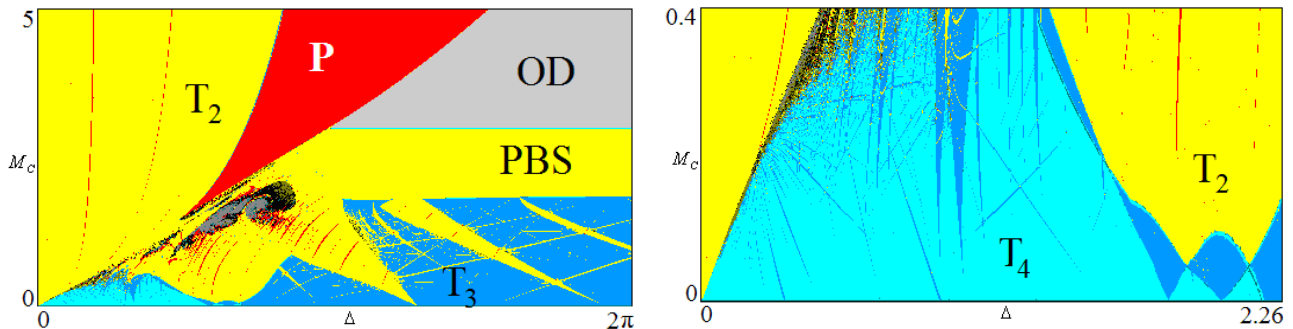


Рис.1. Ляпуновская карта связанных квазипериодических генераторов (1) и ее увеличенный фрагмент

В докладе представлены также иллюстрации в виде характерных портретов в сечении Пуанкаре и графиков ляпуновских показателей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №17-12-01008).

Библиографический список

1. Broer H, Simó C., Vitolo R. // Physica D. 2008. Vol. 237, № 13. PP. 1773.
2. Vitolo R., Broer H., Simó C. // Regular and Chaotic Dynamics. 2011. Vol. 16. №. 1-2. С. 154.
3. Anishchenko V., Nikolaev S., Kurths J. // Physical Review E. 2006. Vol. 73. №. 5. P. 056202.
4. Анищенко В.С., Николаев С.М. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. №. 19. С. 88.
5. Анищенко В.С., Николаев С.М. // Нелинейная динамика. 2006. Т. 2. №. 3. С. 267-278.
6. Anishchenko V.S., Nikolaev S.M., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 046216.
7. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Stankevich N.V. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2010. Vol. 15. №. 6. P. 1676.
8. Kuznetsov .P., Kuznetsov .P., Mosekilde ., Stankevich .V. // The European Physical Journal Special Topics. 2013. № 10. P. 2391.
9. Kuznetsov A.P. et al. // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2015. Vol. 48. № 12. P. 125101.
10. Stankevich N.V., Kurths J., Kuznetsov A.P. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2015. Vol. 20. №. 1. С. 316.
11. Кузнецов А.П., Станкевич Н.В. // Нелинейная динамика. 2013. Т 9. №3. С. 409.
12. Emelianova Y. et al. // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2013. Vol. 244. №. 1. P. 36.

НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА ОБРАТИМОСТИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ С КВАЗИНУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

О.Н. Гадамский¹, И.А. Щукарев¹

¹Ульяновский государственный университет

E-mail: blacxpress@gmail.com

Представлены экспериментальные и теоретические доказательства того, что в новых наноструктурных композитных метаматериалах с наночастицами серебра в полимерной матрице обнаруживается нарушение одного из основополагающих принципов Френелевской оптики, а именно, принципа обратимости световых потоков. Показано, что оптическое пропускание образцов (PMMA+Ag)/glass во встречных направлениях является неодинаковым. Для теоретического объяснения этого явления применяется эффект локализации фотонов на поверхности композитного слоя, показатель преломления которого является случайной величиной с близкими к нулю значениями.

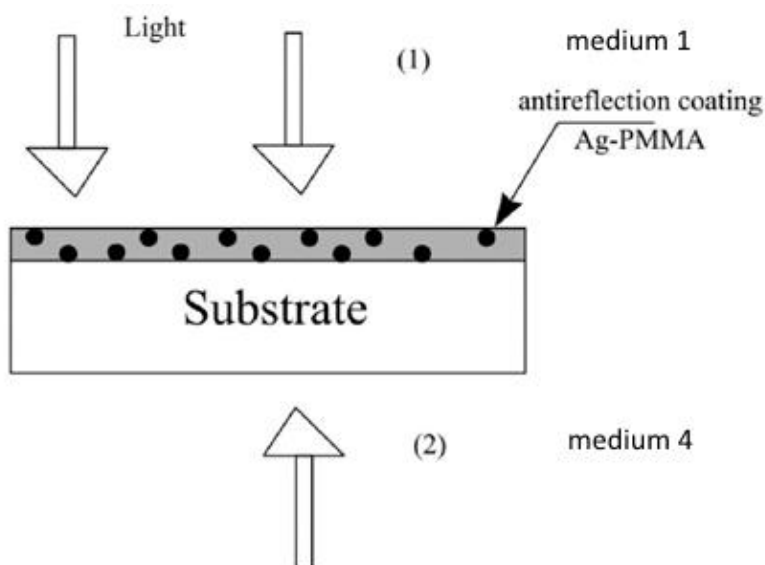


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению оптического пропускания образцов (PMMA+Ag)/glass со стороны пленки (1) и со стороны подложки (2) при нормальном падении коллимированного света. Эта же схема эксперимента применялась и для измерения оптического пропускания полимерных слоев различной толщины.

Пропускание композитного слоя с квазинулевым случайным показателем преломления во встречных направлениях обусловлено эффектом локализации фотонов, при котором площади сечений падающего и прошедшего световых потоков неодинаковые и зависят от толщины слоя и интервала возможных значений показателя преломления вблизи нуля. Разработанная теория позволяет как угодно точно описать экспериментальные спектры, используя экспериментальные данные.

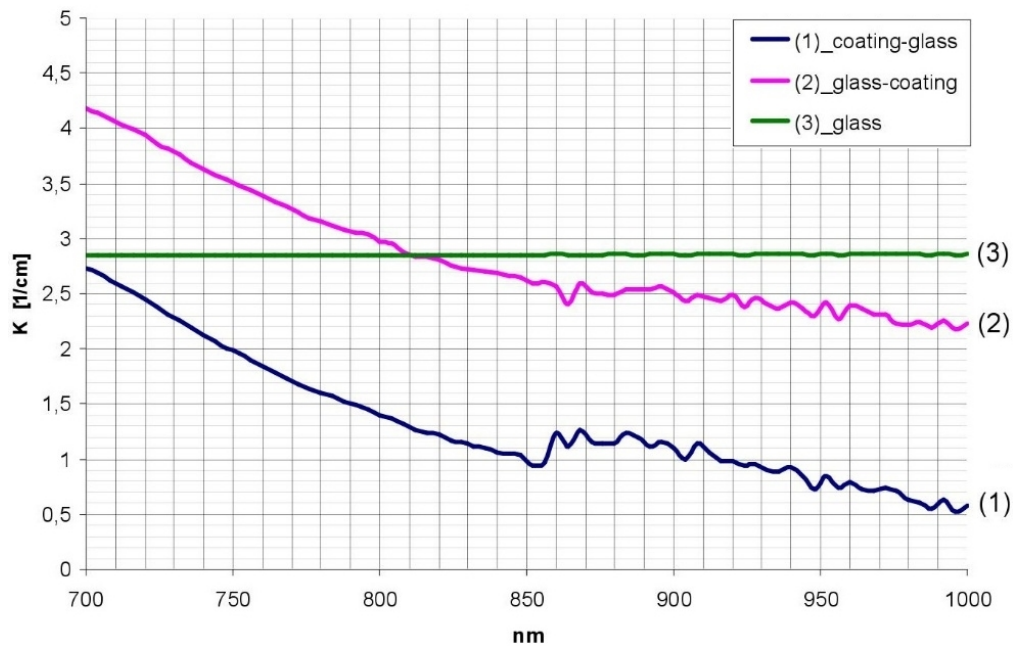


Рис. 2. Оптическое пропускание образца (PMMA+Ag)/glass со стороны пленки (кривая 1) и со стороны подложки (кривая 3). Величина K определена с помощью соотношения

$$-\lg(I/I_0) = \kappa d_2 \lg(e), \text{ где } \kappa - \text{ постоянная экстинкции.}$$

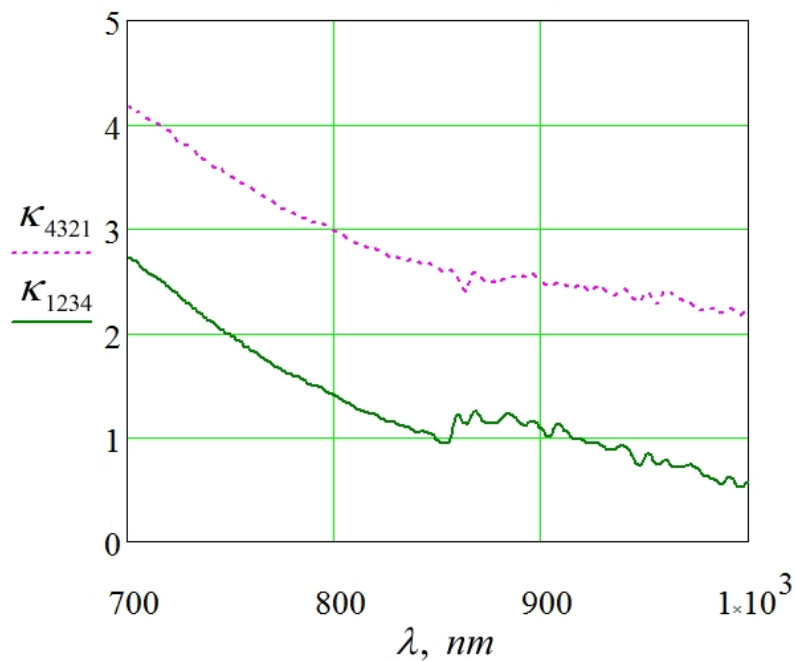


Рис. 3. Постоянные экстинкции κ_{1234} и κ_{4321} для оптического пропускания образца (PMMA+Ag)/glass во встречных направлениях (теория). Соответствующие экспериментальные зависимости приведены на рис. 2.

ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ Тi В ЖИДКОСТИ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКОЙ

П.С. Ярьсько¹, В.С. Казакевич¹, П.В. Казакевич¹, Д.А. Камынина^{1,2}

¹Самарский филиал физического института им. П.Н. Лебедева РАН

²Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева
E-mail: yarepav@gmail.com

В настоящее время активно развиваются методы химической, лазерной и ионно-лучевой модификации поверхности титана, что позволяет расширить область применения данного конструкционного материала. Лазерная обработка титана в жидкости позволяет получать поверхностные структуры различной морфологии и химического состава в зависимости от параметров лазерного излучения и свойств окружающей среды [1]. Последующее химическое травление лазерно-модифицированной поверхности может приводить к дополнительному изменению её морфологии. Рельеф поверхностных структур можно многократно воспроизводить на тонких металлических плёнках, используя методику гальванического нанесения металлов на модифицированный образец с последующим механическим отделением [2].

В данной работе для модификации поверхности титана ОТ4-0 в стационарном режиме использовался Nd:YAG лазер: $\lambda = 1064$ нм, $\tau = 250$ пс, $\nu = 20$ Гц, $Q = 0.3$ мДж, $Q_s = 0.2$ Дж/см², количество импульсов 20000. В качестве среды, в которой происходило облучение, использовался этиловый 95% спирт, содержащий 5% воды. Последующая обработка поверхности лазерно-индуцированных структур осуществлялась методом химического травления. В качестве реагента была использована смесь кислот в процентном соотношении: HNO₃ – 98%, HF – 2%. В качестве гальванического покрытия был использован никель. Состав электролита: NiSO₄+7H₂O (140-200 г/л), NiCl₂+6H₂O (30-40 г/л), H₃BO₃ (25-40 г/л), Na₂SO₄ (60-80 г/л). Ток электролиза: 1(±0.1) А/дм²; температура электролита: 45(±5)°С; Время электролиза 30 минут. Толщина наносимого слоя 7 мкм. Анализ образцов на различных этапах обработки осуществлялся с помощью сканирующего электронного микроскопа Carl Zeiss Evo 50, оснащенного безазотным энергодисперсионным детектором X-Max 80.

Рост лазерно-индуцированных структур происходит по направлению воздействия, поэтому при лазерной обработке можно создавать структуры, ориентированные как по нормали к поверхности (рис. 1а), так и под углом (рис. 1б) [3]. На изображениях видно, что поверхность синтезированных микронных структур неравномерна. Это связано с формированием оксидного слоя при лазерном воздействии на поверхность титана в среде этанола, содержащего воду. Оксидный слой имеет различную толщину, что может быть обусловлено шероховатостью поверхности мишени и неравномерным распределением энергии в реальном лазерном пучке [4].

Слой оксида титана с поверхности лазерно-индуцированных структур можно удалять методом химического травления. В результате чего наблюдаются микронные структуры Ti, покрытые субмикронными титановыми пирамидальными образованиями (рис. 2а). Ориентация пирамидальных образований явно не зависит от направления падения лазерного пучка и в некоторых случаях

структуры, выявленные химическим травлением, ориентированы под углом 90° к оси пучка.

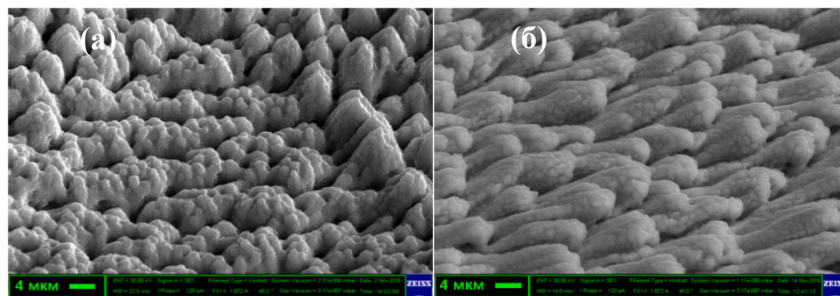


Рис. 1. СЭМ-изображения модифицированной поверхности Ti с ориентацией падающего лазерного излучения относительно поверхности мишени под углом: (а) 90° , (б) 45° .

В результате электрохимического осаждения никеля на поверхность лазерно-модифицированного титана, происходит формирование никелевого слоя толщиной 7 мкм. После механического отделения нанесённого слоя от поверхности титановой мишени, на никелевой плёнке наблюдаются микронные и субмикронные структуры, повторяющие рельеф титановой мишени, покрытой неоднородным оксидным слоем (рис. 2б). В центральной области никелевой плёнки находятся микронные структуры со средней высотой 6 мкм, а на периферии - нитевидные наноструктуры, которые формируются при осаждении никеля в трещинах оксидного слоя на поверхности облучённого титанового образца. Различие в размерности формируемых структур связано с гауссовым распределением энергии в лазерном пучке, используемом для модификации титана.

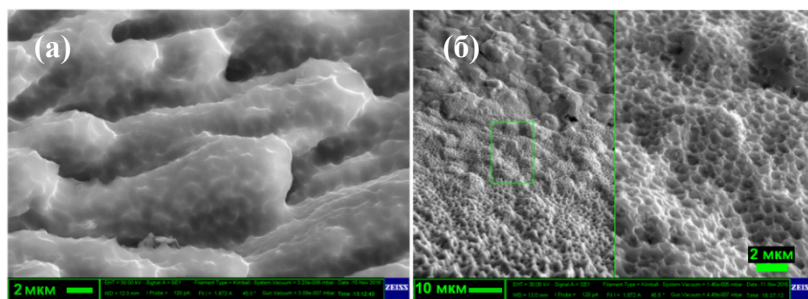


Рис. 2. СЭМ-изображения (а) лазерно-модифицированной поверхности Ti после химического травления, (б) поверхности никелевой плёнки, полученной в результате электро-химического осаждения Ni на поверхность лазерно-модифицированного титана.

Таким образом, химическая обработка лазерно-модифицированных поверхностей позволяет существенно расширить область применения метода лазерной абляции, как метода синтеза поверхностных структур на массивных образцах и микронных/субмикронных плёнках.

Библиографический список

1. Yan Z., Chrisey D.B. // J. Photochem. Photobiol. C. 2012. Vol. 13, P. 204.
2. Kamynina D., Kazakevich P., Yaresko P. et al. // Book of abstracts SPBOPEN 2017, P. 76.
3. Gnedovets A.G. et al. // J. Applied Surface Science, 1997, Vol. 109/110, P. 74.
4. Климков Ю.М., Майоров В.С., Хорошев М.В. - Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М: МГУ, 2014. 109 с.

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА НЕЛИНЕЙНЫХ СИГНАЛОВ В СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Матвеев О.В., Романенко Д.В., Морозова М.А.

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

E-mail: olvmatveev@gmail.com

В настоящее время активно исследуются возможности расширения функциональных возможностей периодических ферромагнитных структур – магнонных кристаллов (МК), например, путем введения разного типа дефектов, использования различных нагрузок, создания периодических многослойных структур и др. [1,2]. При уровнях входной мощности ~ 1 мВт периодическая ферромагнитная структуры ведёт себя, как нелинейная среда [3]. В двухслойных периодических структурах в нелинейном случае на частоте запрещенной зоны теоретически было показано [4], что совместное проявление таких нелинейных эффектов, как подавление линейной перекачки и нелинейный сдвиг запрещенной зоны приводит к эффекту двойного нелинейного переключения в структуре на основе связанных МК. В этом случае, в зависимости от выбора выходного порта, структура МК-МК может выполнять функции ограничения сигнала, шумоподавления и выделения сигнала в некотором диапазоне мощностей.

В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование структуры связанных магнонных кристаллов с помощью бриллюэновской спектроскопии, а также сравнение полученных результатов с выводами разработанной ранее волновой математической модели [4]. Метод бриллюэновской спектроскопии позволяет получить распределение интенсивности спиновой волны в плоскости каждого МК.

Для экспериментального исследования использовались макеты, выполненные на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной $d = 12$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 1750$ Гс (см. рис. 1). На поверхности плёнок создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $a_1 = 0.1$ мм, глубиной канавки $\Delta d = 1$ мкм. Для формирования структуры связанных магнонных кристаллов на поверхности описанного МК располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной $D = 50$ мкм. На диэлектрической пластине размещался второй МК с такой же системой канавок. Внешнее магнитное поле было направлено касательно плоскости структуры, в ней распространялись поверхностные волны.

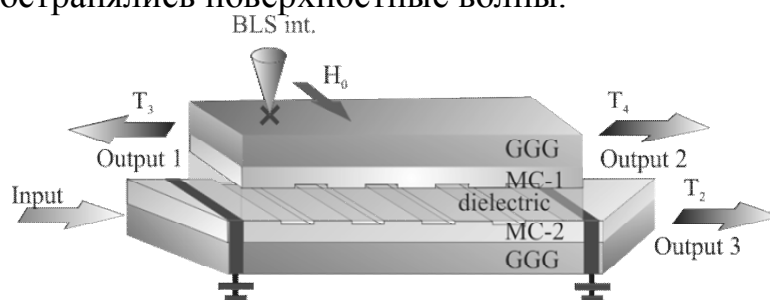


Рис. 1. Схема связанной структуры МК-МК.

Выбирая сечение, отвечающее длине линейной перекачки $S = 3L_{\text{lin}}/2$ в максимуме сигнала в МК 2, рассчитывались коэффициенты передачи для каждого выхода связанной структуры (отношение мощности в данном сечении к мощности на входе МК 1). На рис. 2 приведены результаты экспериментального и теоретического исследования коэффициентов пропускания и отражения структуры при увеличении мощности входного сигнала на частоте, соответствующей центру запрещенной. Видно хорошее качественное совпадение полученных результатов. Если снимать сигнал с порта 1, структура функционирует как ограничитель (рис. 2а); с порта 2 – выделяет сигналы в некотором диапазоне мощностей (рис. 2б); с порта 3 – структура функционирует, как шумоподавитель (рис. 2в).

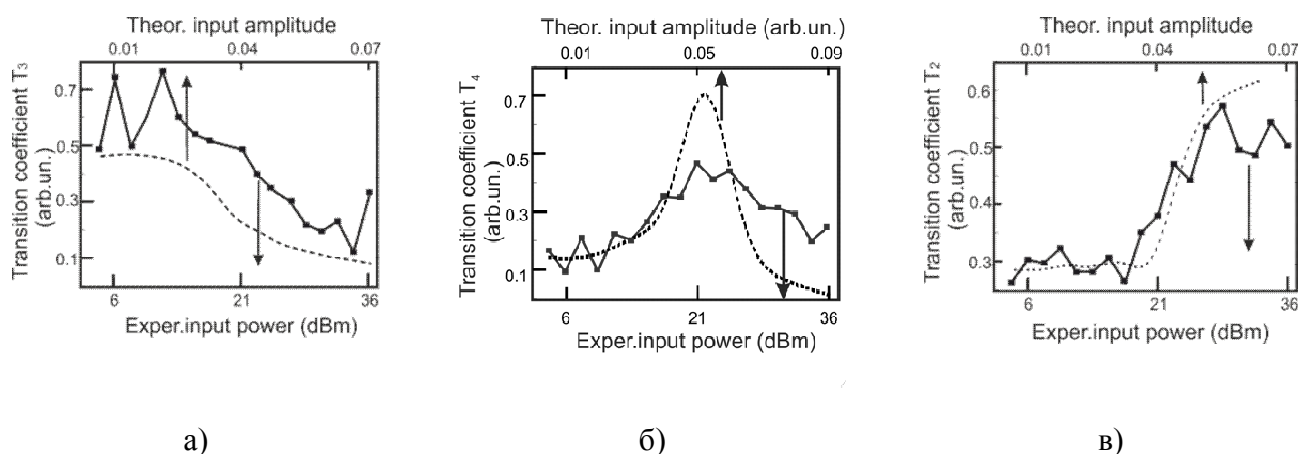


Рис. 2. Экспериментальная (сплошные) и теоретическая (штриховые линии) зависимости коэффициентов пропускания для (а) порта 1, (б) порта 2, (в) порта 3 от мощности входного сигнала

Таким образом, в работе показано, что структура МК-МК может функционировать, как нелинейный направленный ответвитель СВЧ-сигналов, в котором в зависимости от входной мощности сигнал передается на различные выходы структуры. На базе этой же структуры возможна реализация функций выделения сигнала определенной мощности, ограничения мощности и шумоподавления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14021 офи-м, №15-07-05901).

Библиографический список

1. *Krawczyk M., Grundler D. // J.Phys.: Condens.Matter. 2014. Vol. 26. P. 123202.*
2. *Morozova M.A., Sharaevskaya A.Yu., Sadovnikov A.V. et al // Journal of Applied Physics. 2016. V. 120. P. 223901.*
3. *Ustinov A.B., Drozdovskii A.V., Kalinikos B.A. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 142513.*
4. *Морозова М.А., Матвеев О.В., Шараевский Ю.П. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 1899.*

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТИ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ**М.И. Балакин¹, Д.А. Волошкин^{1,2}, А.М. Казарян¹**¹*Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.*²*ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца»**E-mail: balakinmaxim@gmail.com*

В последние 30 лет нелинейная динамика фотонных устройств привлекает внимание многих исследователей и научных групп. Одним из таких устройств является оптоэлектронный генератор [1,2]. Система представляет собой автогенератор с положительной запаздывающей обратной связью, элементом которой является оптоволокно. Оптоэлектронные генераторы позволяют генерировать микроволновые импульсы для радиолокации, а также широкополосный хаос для скрытой передачи информации.

В представленной работе рассматривается система двух связанных неидентичных осцилляторов Ланга-Кобаяши в виде:

$$\ddot{x}(t) + \alpha\dot{x}(t) + w_0^2 x(t) + \gamma \sin(2x(t-T) + 2\varphi)\dot{x}(t-T) = 0,$$

где индекс α – коэффициент диссипации; индекс w_0^2 – квадрат собственной частоты; γ – коэффициент обратной связи; φ – набег фазы в модуляторе оптического излучения; T – время запаздывания.

Проведенные исследования выявили, что пространство параметров системы разделено на отдельные области, образованные линиями суперкритических бифуркаций Андронова-Хопфа и субкритических бифуркаций Неймарка-Сакера. Внутри листов существуют предельные циклы и все режимы, возникающие на их основе. Увеличение запаздывания приводит к появлению новых листов на бифуркационной диаграмме. Уже при малых значениях временной задержки листы перекрываются, и возникает мультистабильность: в фазовом пространстве системы могут сосуществовать периодические, квазипериодические, хаотические режимы и различные их комбинации. Основные выявленные закономерности проверены экспериментально.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Проект № 16-37-00104).

Библиографический список

1. *Wiecker L., Erneux T., Rosin D.P. and Gauthier D.J. // Phys. Rev. E. 2015. V. 91. P. 012910*
2. *Illing L. and Gauthier D.J. // Chaos. 2006. V. 16. P. 033119.*

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ В КАНАЛЕ СВЯЗИ И В ЦЕПЯХ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ДИНАМИКУ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

М.И. Балакин, А.Д. Гуляев

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: balakinmaxim@gmail.com

Для моделирования динамики многомодовых систем в радиоэлектронике, лазерной физике, телекоммуникационных системах и других областях науки и техники традиционно используются ансамбли связанных осцилляторов. В последние годы большой интерес вызывает изучение динамики связанных оптоэлектронных генераторов [1,2]. Важными особенностями таких систем является возможность применения с существующими оптоволоконными сетями для скрытой передачи информации на высоких скоростях.

В настоящей работе рассматривается модель системы из двух связанных оптоэлектронных генераторов в виде дифференциально-разностных уравнений:

$$\begin{aligned} \varepsilon \dot{x}_i(t) &= -x_i(t) - \delta y_i(t) + \\ &+ P\gamma^2 \{ \cos[2x_i(t-\tau) + 2\Phi] + \cos[2x_j(t-1) + 2\Phi] - 2\cos(2\Phi) + \cos[2x_i(t-\tau) - 2x_j(t-1)] \}, \\ \dot{y}(t) &= x_i(t). \end{aligned}$$

где x, y - динамические переменные, индексы i, j соответствуют номеру генератора; ε, δ - параметры фильтра; P - параметр усиления; Φ - набег фазы в модуляторе оптического излучения; γ - коэффициент обратной связи; τ - время запаздывания.

В представленной работе проведено исследование структуры основной области синхронизации системы из двух связанных с запаздыванием оптоэлектронных генераторов. Выявлены основные области характерных колебательных режимов на плоскости управляющих параметров, структуры областей синхронизации и амплитудной смерти. Вскрыты бифуркационные механизмы, приводящие к синхронизации и формированию мультистабильности, определены условия возникновения синхронизации через захват и через подавление.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Проект № 16-37-00104).

Библиографический список

3. Lavrov R., Jacquot M., and Larger L. // IEEE J. Quan. Elec. 2010. V. 46, No. 10. P. 1430
4. Martinez-Llinas J., Colet P., and Erneux T. // Phys. Rev. E. 2015. V. 91. P. 032911.

СОДЕРЖАНИЕ

Адилова А.Б., Герасимова С.А., Рыскин Н.М. Влияние неизохронности на синхронизацию двух генераторов, связанных с задержкой.	6
Азарова Е.С., Максимова Г.М. Эффект Гуса-Хенхен в структурах с дираковскими материалами: влияние поверхностных плазмон-поляритонов	8
Аль Сарраф Нада Абдулкарим Мохаммед, Селезнев Е.П., Сысоев И.В., Сысоева М.В. Анализ электроэнцефалограмм методом нормированного размаха . .	9
Глухова О.Е., Асанов К.Р., Слепченков М.М. Атомное и электронное строение бислойного углеродного композита на основе углеродных нанотрубок и графена . .	11
Астахов О.В., Краховская Н., Астахов С.В. Динамика трехмодового генератора с перекрестной связью	13
Бардина Е.Е., Прохоров Д.С., Денисов С.А., Деточенко А.П., Ежевский А.А., Чалков Д.Ю., Шенгуров В.Г. Эпитаксиальные слои кремния с высоким структурным совершенством для создания приборов микро-, оптоэлектроники и спинтроники	14
Глухова О.Е., Барков П.В., Слепченков М.М. Перспективы графеновых наноблиisters в нанoeлектронике	15
Бахтизин Р.З. Атомно-масштабные исследования адсорбции молекул фторфуллеренов на поверхности твердых тел	17
Беглецова Н.Н., Селифонова Е.И., Чернова Р.К., Глуховской Е.Г. Устойчивость наночастиц меди в системах Cu(ii) – анионный ПАВ	18
Большаков Д.И., Мищенко М.А., Матросов В.В. Экспериментальное исследование динамики нейрноподобного генератора с импульсной и пачечной динамикой . . .	20
Бурцев А.А., Бутковский О.Я., Сагитова А.В., Мешков Г.Б., Яминский И.В. Исследование процесса образования фрактального кристалла	22
Валиулина Э.Н., Любунь Г.П., Климова С.А. Физико-химические свойства полиамидного раствора и нетканого материала с антибактериальной добавкой БИОПАГ	25
Ветчанин Е.В., Килин А.А., Мамаев И.С., Тененев В.А. Управление движением винтовых и эллипсоидальных тел с помощью внутренних роторов	27
Ветчанин Е.В., Казаков А.О. Бифуркационный анализ движения точечных вихрей в сдвиговом потоке с акустическим возмущением	30
Восканов А.С., Захаров С.А., Селезнев Е.П., Станкевич Н.В. Разработка лабораторных макетов генераторов квазипериодических колебаний в MULTISIM	32
Галушка И.В., Терин Д.В., Жаркова Э.А., Karpenko-Jereb L.V. Оценка применимости кванто-химических методов для кремниевых кристаллитов	33
Галушко Т.А., Вульф К.А. Оценка интенсивности воздействия процесса дыхания на контур барорефлекторной регуляции артериального давления в активном эксперименте	35
Грачев А.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П. Исследование спектра спиновых волн в индуцированной деформациями системе латеральных микроволноводов	37
Грищенко А.А., Сысоев И.В., ван Рейн К.М. Динамика связанности между областями коры до и во время абсансных разрядов	39
Гулай А.П., Астахов С.В. Динамика двух связанных двухмодовых генераторов . . .	41
Демьяненко В.В. Система анализа психофизиологического состояния человека и разработка метода 3D интегральной оценки электрофизиологических данных	43
Долгих И.И., Карлос А.Л., Битюцкая Л.А., Холявка М.Г., Королева В.А. Регуляция активности фермента, иммобилизованного на ультракоротких углеродных нанотрубках	44
Доломатова М.М. Интегральные параметры автокорреляционной функции оптических спектров как критерий идентификации сильно неидеальных многокомпонентных систем	45

Дорошенко В.М., Круглов В.П., Кузнецов С.П. Генерация гиперболического хаоса на основе эффекта гибели колебаний: численное и схемотехническое моделирование	47
Елистратов А.А., Савин Д.В. Фрактальные объекты в динамике неоднозначных отображений	49
Емельянов В.В., Емельянова Ю.П. Экспериментальное исследование синхронизации ЛБВ-генератора внешним гармоническим воздействием	51
Емельянова Ю.П., Рыскин Н.М. Синхронизация двухмодового генератора с жестким возбуждением	53
Емельянова Ю.П., Емельянов В.В., Рыскин Н.М. Картина синхронизации ЛБВ-генератора с внешней запаздывающей обратной связью под внешним гармоническим воздействием	55
Ерофеев В.С., Кузнецов С.П., Селезнев Е.П. ВЧ генератор гиперболического хаоса	57
Жалнин А.Ю., Исаева О.Б., Кузнецов С.П. Коммуникация на основе генераторов грубого хаоса	59
Жалнин А.Ю., Кузнецов С.П. Странные нехаотические автоколебания	61
Жукова Н.С., Мищенко М.А. Возбуждение нейроподобного генератора периодической импульсной последовательностью	63
Журавлев М.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. Исследование перемежающегося поведения в мультистабильных системах, в которых флуктуации обусловлены детерминированными механизмами	65
Журавлев М.О., Руннова А.Е., Протасов П.А. Непрерывное вейвлетное преобразование, как инструмент для выделения психофизических особенностей испытуемых	69
Журавлев М.О., Короновский А.А., Москаленко О.И., Храмов А.Е. Изучение перемежаемости, возникающие в гипоталамусе грызунов	73
Заворотний А.А. Модифицированный двухзондовый метод измерения компонент тензора удельной электропроводности анизотропных полупроводниковых пластин	76
Зыктин А.А., Глухова О.Е., Слепченков М.М. Теоретическое прогнозирование эмиссионных свойств стеклоглера на основе наноструктурной модели	78
Ивонин М.Н., Агеев О.А. Теория λ -взаимодействия кластеров при конденсации нанокристаллических плёнок из пароплазменного облака, возникающего при импульсном лазерном осаждении	80
Герасимов М.В., Ильин С.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Спиринов А.В., Чалдышкин А.Н., Ноздрин Ю.Н., Токман И.Д. Поляризационно-зависимые и поляризационно-независимые эффекты при импульсном фотонамагничивании магнитных плёнок	82
Исаева О.Б., Розенталь Р.М., Рожнев А.Г. Хаотические и гиперхаотические режимы работы гироклистрона с запаздывающей обратной связью	84
Исаенкова Н.В., Жужома Е.В., Медведев В.С. Топологическая структура магнитного поля областей фотосферы для произвольного количества зарядов	86
Ишбулатов Ю.М., Вульф К.А. Математическое моделирование динамики усредненных статистических индексов сердечно-сосудистой системы во время ортостатической пробы	88
Ишбулатов Ю.М., Вульф К.А. Математическое моделирование синхронизации 0.1 Гц ритмов симпатической регуляции сердечно-сосудистой системы	90
Тучин А.В., Битюцкая Л.А., Калашников А.В., Бормонтов Е.Н. Особенности электронной структуры мультислойных структур карбида кремния	92
Карлов А.В., Федюнин Э.Ю. Автогенератор Колпитца в дискретном времени	94
Каспер Ю.В., Тучин А.В., Битюцкая Л.А. Численное моделирование многослойных структур графена и карбида кремния, подверженных одноосному сжатию	96

Кирсанов Д.В., Макаров В.В., Горемыко М.В., Иванов А.В., Яшков И.А., Храмов А.Е. Изучение динамики и особенностей структуры поселений с использованием теории сложных сетей	97
Козулин А.С., Малышев А.И., Кириллова Н.Е. Электроны в низкоразмерных системах со спин-орбитальным взаимодействием: проявления дополнительной спиновой симметрии	99
Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И., Добдин С.Ю., Кокун А.С. Измерение наноперемещений при модуляции длины волны лазерного излучения	101
Колесникова А.С. Влияние атомов кислорода на механические свойства углеродных пористых наноструктур	104
Колесникова А.С., Ембеков С., Шинкаренко О.М., Глуховской Е.Г. Способ контроля проводящих свойств квантовых точек ZnS	106
Кондратьева Е.В., Кондратьева О.Ю. Свойства сходимости жадных алгоритмов для решения некоторых физических задач оптимизации	108
Кондратьева Е.В., Кондратьева О.Ю. Прогнозирование успеваемости обучающихся на основе fuzzy logic	109
Коньшин А.А., М.В. Ильина. Ячейка энергонезависимой памяти на основе мемристорной структуры с упруго деформированной углеродной нанотрубкой	110
Корнилов М.В., Сысоев И.В. Оценка эффективности метода причинности по Грейнджеру для выявления прямого и опосредованного взаимодействия между колебательными системами по временным рядам	112
Корнишина А.А., Розенталь Р.М., Рожнев А.Г. Моделирование режимов усиления в ЛБВ терагерцевого диапазона с помощью программы КАРАТ	114
Короновский А.А., Куркин С.А., Храмов А.Е. Механизмы формирования виртуального катода в неоднородном магнитном поле	116
Кочаев А.И. Распространение упругих волн в графеноподобных наноматериалах	118
Кочкуров Л.А., Мельников Л.А. Фазовая манипуляция сигналов в полупроводниковом лазере с внешней синхронизацией	120
Крачковская Т.М., Мельников Л.А., Сахаджи Г.В. Применение углеродных нанокластеров при изготовлении МПК	123
Круглов В.П., Кузнецов С.П. Проверка гиперболичности хаотических аттракторов модельных механических систем	125
Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Безручко Б.П. Эффект ложных связей между осцилляторами в зависимости от длины временного ряда и шума наблюдений	127
Крылов С.Н., Смирнов Д.А., Безручко Б.П. Роль шума наблюдений при оценке связи между осцилляторами по временным рядам	129
Кузьмина В.В., Селезнев Е.П. Вынужденные колебания колебательного контура при управлении частотой воздействия	131
Кузнецов С.П. Сложная динамика механических систем	133
Куклина В.Е., Бурцев А.А. Моделирование воздействия импульсного лазерного излучения на поверхность металлов	136
Куликова Т.В., Битюцкая Л.А. Структурные неоднородности и электронные эффекты в самоорганизованных структурах типа ядро-оболочка на основе сурьмы	139
Кульминский Д.Д., Караваев А.С., Киселев А.Р., Пономаренко В.И. Радиофизическая модель сердечно-сосудистой системы	141
Кульминский Д.Д., Боровкова Е.И., Караваев А.С. Формирование кластеров и состояний «химера» в сетях бистабильных систем с задержкой	143
Глухова О.Е., Куприянов И.А., Слепченков М.М. Закономерности атомного и электронного строения димера углеродных наноторов C ₁₂₀	144
Купцов П.В., Кузнецов С.П. Ляпуновский анализ гиперболического хаоса в системах с несколькими запаздываниями	146
Короновский А.А., Куровская М.К., Москаленко О.И., Храмов А.Е. Механизмы	

разрушения синхронного режима в сети осцилляторов Курамото со случайной топологией связей	148
Куцова Д.С., Богатиков Е.В., Шебанов А.Н., Бормонтов Е.Н. Молекулярно-динамическое моделирование сорбционно-десорбционных процессов в силикалите	150
Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в каскадах световодов с дисперсией, зависящей от длины световода	152
Лиманский К.В., Савин Д.В. Эволюция бассейнов притяжения аттракторов слабодиссипативных двумерных отображений при изменении параметра, отвечающего за удвоения периода	154
Лукьянова В.О., Пичхидзе С.Я. Улучшение прочностных поверхностных свойств материала для дерматоскопа	155
Глушков Г.И., Лямичев А.В., Тучин А.В., Бормонтов Е.Н. Размерные спиновые свойства допированных ультракоротких углеродных нанотрубок (0,9)	157
Лясникова А.В., Гришина И.П., Дударева О.А., Маркелова О.А. Адгезионно-когезионные характеристики нанокompозитных плазменных покрытий на основе замещенных трикальцийфосфатов	159
Мазепа М.М., Колесникова А.С. Прогнозирование модуля Юнга композитного материала «УНТ-ГРАФЕН»	161
Макеева Ю.А. Моделирование кровотока с учётом динамической изменчивости параметров кровеносного сосуда	163
Маляр И.В., Al-Baldawi S.I.A., Стецюра С.В. Факторы, влияющие на фотоассистированную адсорбцию полиэлектролитных микрокапсул на кремниевые подложки	165
Мартышкин А.А., Садовников А.В. Динамика спиновых волн в L-образном магнитном микроволноводе	167
Машинский К.В., Фатеев Д.В., Попов В.В. Высокочувствительный детектор терагерцового излучения на основе периодической графеновой структуры	169
Медведева Т.М., Сысоев И.В., Прохоров М.Д. Влияние числа элементов и количества связей между ними на качество реконструкции ансамблей систем с задержкой	171
Мельникова В.С., Полищук О.В., Попов В.В. Резонансное поглощение терагерцового излучения в плазмонной мембранной структуре на основе графена с периодической металлической решеткой	173
Митин Д.М., Сердобинцев А.А., Роках А.Г. Вторично-ионный фотоэффект в структуре <i>a</i> -Si- <i>c</i> -Si	175
Глухова О.Е., Митрофанов В.В., Слепченков М.М. Электронно-оптические характеристики 2D-пленок на основе углеродных нанотрубок и графена	177
Моисеенко И.М., Морозов М.Ю., Попов В.В. Усиление ТГц плазменных волн в структуре графен - диэлектрик – металл	179
Молчанов С.Ю., Ушаков Н.М. Диэлектрические свойства полимерных композитных наноматериалов в диапазоне КВЧ	181
Морозов М.Ю., Моисеенко И.М., Попов В.В. Усиление терагерцовых плазмонов в двухслойном графене	183
Наумова Г.Н., Селифонова Е.И., Чернова Р.К., Вениг С.Б., Сержантов В.Г., Шаповал В.Г., Нечаева О.В., Сплюхин В.П., Щербакова Н.Н. Получение, свойства и антибактериальная активность композитов на основе глауконита	185
Нефедов Д.В., Яфаров Р.К., Шаныгин В.Я. Исследование параметров катодно-сеточной модуляции полевых источников электронов на основе алмазографитовых пленочных структур	187
Никулин Ю. В., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А., Джумалиев А.С. Микро-структура и магнитные свойства пленок NiFe, осаждаемых магнетронным распы-	

лением	189
Обычев М.А., Исаева О.Б. Коллективные явления в сети связанных колебательных систем, ассоциирующиеся с комплексной аналитической динамикой и ее разрушением	191
Овчинникова С.И., Ломовцев О.В., Сальковский Ю.Е., Климова С.А. Влияние технологических параметров состава прядильных растворов на динамику течения нестабильных полимерных струй в процессе электроформования нетканого материала	193
Одинцов С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П. Нелинейная динамика спиновых волн в структуре из латеральных магнитных микроволноводов	195
Симаков В.В., Осыко И.Д., Синёв И.В., Смирнов А.В., Гребенников А.И. Влияние освещения на проводимость наноструктурированных пленок диоксида олова при комнатной температуре	197
Смирнов А.В., Симаков В.В., Синёв И.В., Осыко И.Д. Газочувствительность наноструктурированных тонких плёнок Bi:SnO_2 к парам ацетона	199
Плоских А.Э., Белов К.В., Каретникова Т.А. Умножитель диапазона 0.2 ТГц на основе лампы бегущей волны с ленточным электронным пучком	201
Аржанухина Д.С., Поздняков М.В. Схемотехническое моделирование различных вариантов электронных генераторов хаоса	203
Дворак А.А., Половинкин Д.В. Бифуркационная структура пространства параметров внешнего воздействия кольца однонаправленно связанных осцилляторов Тоды	205
Попова Е.С., Селезнев Е.П. Многообразие колебательных режимов в системе связанных нелинейных осцилляторов с трехчастотным воздействием	207
Пресняков Д.В., Сердобинцев А.А., Климова С.А. Электрофизические параметры пленки нержавеющей стали, нанесенной на нетканый материал методом магнетронного распыления	209
Прохоров Д.С., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. Легирование фосфором эпитаксиальных слоев Ge на Si(100) в процессе низкотемпературного роста методом газовой эпитаксии с «горячей проволокой»	211
Пчелкин И.А., Митин Д.М., Галушка В.В., Климова С.А. Метод магнетронного распыления покрытия из нержавеющей стали на нетканый материал	212
Разуков В.А., Мельников Л.А. Динамика световых импульсов в оптическом кольцевом резонаторе с нелинейностью и дисперсией	214
Резван А.А., Климин В.С. Исследование получения графеновых плёнок методом плазменного ХОГФ	216
Климин В.С., Резван А.А. Исследование автоэмиссионных характеристик полевого эмиттера на основе пленок графена	217
Резван А.А., Климин В.С. Исследование чувствительного элемента резистивного сенсора газов на основе пленок графена	218
Резчиков С.Е., Сергеев В.А. Синтез генераторов НЧ-шума и анализ частотной зависимости показателя формы их спектра	219
Рудык Н.Н., Ильин О.И., Федотов А.А., Ильина М.В., Сучков Д.О. Влияние материала контакта на рост углеродных нанотрубок	221
Рыскин Н.М. Современные гиротроны терагерцевого диапазона	223
Савельев С.Н., Морозова Л.А., Савельев С.В. Моделирование систем на мощных биполярных транзисторах	225
Савкин Л.В. О декомпозиции и синхронизации лабиринтных систем Томаса	227
Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Исследование процесса образования ковалентных связей между УНТ и их роли в электропроводимости матриц из УНТ	229
Садовников А.В., Грачев А.А., Бегинин Е.Н. Дискретная дифракция спиновых волн в массиве латеральных структур	231

Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В. Возможная реализация контроллера спиновых волн	233
Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Стогний А.И., Филимонов Ю.А. Магнитоупругие волны в субмикронных поликристаллических плёнках ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ	235
Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г. Микромагнитное моделирование распространения спиновых волн в 2D волноводных решетках из пленок ЖИГ	237
Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А., Хитун А.Г. Спиновые волны в микроструктурах на основе ортогональных пленочных ферритовых волноводов	239
Кузнецов А.П., Сатаев И.Р., Седова Ю.В. Динамика маломерных ансамблей связанных контактов Джозефсона	241
Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Седова Ю.В. О влиянии аддитивного шума на динамику тор-отображения, демонстрирующего квазипериодическое поведение и основные квазипериодические бифуркации	243
Селезнев М.Е., Горин Д.А. Формирование системы устройств, обеспечивающей беспроводную нейростимуляцию	245
Селифонов А.А., Тучина Д.К., Захаревич А.М., Скибина Ю.С., Тучин В.В. Оптические характеристики эмали и дентина зуба человека	247
Сергеев С.А., Короневский Н.В., Аткин В.С., Сергеев Р.С. Синтез и исследование свойств неорганических нановолокон с микрочастицами CaCO_3	249
Сидак Е.В., Смирнов Д.А., Безручко Б.П. Обнаружение взаимодействия между осцилляторами по коротким временным рядам с помощью метода, основанного на моделировании фазовой динамики	252
Сидак Е.В., Садчиков Д.В., Зеулина Е.Е., Ишбулатов Ю.М., Безручко Б.П. Анализ связанности медленных ритмов вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы человека на фоне анестезии	254
Синёв И.В., Смирнов А.В., Осыко И.Д., Симаков В.В. Влияние добавок висмута на долговременную стабильность электрофизических свойств тонких плёнок диоксида олова при повышенных температурах	256
Синёв И.В., Смирнов А.В., Осыко И.Д., Симаков В.В. Температурная зависимость проводимости наноструктурированных плёнок $\text{SnO}_2:\text{Bi}$ в кислородсодержащей атмосфере	258
Сказкина В.В., Боровкова Е.И., Ишбулатов Ю.М. Исследование динамики синхронизованности ритмов вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы по многочасовым записям здоровых лиц	260
Глухова О.Е., Митрофанов В.В., Слепченков М.М. Новые 2D-графеновые гибридные композиты в качестве эффективной элементной базы оптических модуляторов	262
Смирнов А.В., Синёв И.В., Осыко И.Д., Симаков В.В. Рентгеноструктурный анализ тонких плёнок $\text{SnO}_2:\text{Bi}$, с различным содержанием легирующей примеси ...	264
Смирнов А.В., Синёв И.В., Осыко И.Д., Симаков В.В. Рамановская спектроскопия тонких плёнок $\text{SnO}_2:\text{Bi}$ с различным содержанием легирующей примеси	266
Соломатин М.А., Федоров Ф.С., Сысоев В.В. Хеморезистивные свойства наноструктурированного слоя оксида марганца, полученного электрохимическим осаждением	268
Станкевич Н.В., Астахов О.В., Селезнев Е.П. Исследование возбуждения хаотических колебаний в многомодовом генераторе с общей схемой управления	270
Стенькин Н.С., Абрамов А.Ю., Сальковский Ю.Е., Климова С.А. Физико-химические свойства фильтрующего нетканого материала для средств индивидуальной защиты органов дыхания	272

Наумова Г.Н., Селифонов А.А., Сплюхин В.П., Селифонова Е.И., Щербакова Н.Н., Сержантов В.Г., Чернова Р.К., Вениг С.Б. Спектрофотометрия в изучении сорбционной активности природного сорбента	274
Сюденева А.В., Селезнев Е.П., Станкевич Н.В. Численное исследование вынужденных колебаний осциллятора с управлением частотой воздействия	276
Теплых А.А. Вариационная модель пьезоэлектрического резонатора в форме диска	278
Теплых А.А., Зайцев Б.Д., Бородина И.А. Теоретический анализ резонансных пиков щелевой моды в структуре на основе акустической линии задержки	280
Тестов Д.А., Куликова Т.В., Каспер Ю.В., Битюцкая Л.А. Формирование композитных наноструктур графен/нановолокна и графен/сурьма из самоактивированных коллоидных растворов	282
Томинов Р.В., Смирнов В.А., Замбург Е.Г. Исследование эффекта резистивного переключения в тонких пленках оксида гафния	284
Бенедик А.И., Торгашов Р.А., Рыскин Н.М., Сеницын Н.И., Торгашов Г.В. Исследование миниатюрного низковольтного генератора обратной волны миллиметрового диапазона с планарной замедляющей системой	286
Туркин Я.В., Купцов П.В. Спиновая релаксация в квазидвумерном электронном газе в присутствии внешнего электромагнитного поля	288
Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Тюрюкина Л.В. Сложная динамика и хаос в электронном автогенераторе с насыщением, обеспечиваемым параметрическим распадом	289
Тяпкина В.А., Тучин А.В., Битюцкая Л.А., Бормонтов Е.Н. Топологическая реакционная способность закрытых кресельных ультракоротких углеродных нанотрубок	291
Усачев А.Н., Савонин А.А., Аткин В.С., Климова С.А. Мембранные материалы из полиамидных и фторопластовых нановолокон для источников и накопителей энергии	293
Фельк Е.В., Савин А.В., Кузнецов С.П. Долгопериодические режимы в системе двух связанных ротаторов	295
Сергеев В.А., Фролов И.В., Широков А. А. Влияние «хвостов» плотности состояний на спад внешней квантовой эффективности голубых светодиодов на основе GaN/InGaN	297
Сергеев В.А., Васин С.В., Радаев О.А., Фролов И.В. Диагностика качества светоизлучающих гетероструктур фотоэлектрическим методом	299
Хореев В.С., Сысоев И.В., Безручко Б.П., Прохоров М.Д. Реконструкция параметров и временных рядов скрытых переменных в системах с запаздыванием	301
Савин А.В., Чекмарева А.Ж. Безсдвиговые кам кривые в системах с нарушением условия невырожденности	303
Черкасов Ф.А., Бурцев А.А., Панков М.А. Исследование механизмов деградации и образования дефектов в линейках лазерных диодов	305
Чуб Р.О., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д. Диагностика обобщенной синхронизации систем с задержкой на основе анализа синхронизации временных масштабов	308
Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К., Нефедов Д.В. Влияние структурирования поверхностей кристаллов кремния (100) на их автоэмиссионные свойства	310
Шараевская А.Ю., Бегинин Е.Н. Дефектные моды в связанных магнанных кристаллах	312
Шарипов Т.И., Бахтизин Р.З. Исследование электрической проводимости молекул ДНК Poly(dT)	314
Шарипов Т.И., Доломатов М.Ю., Бахтизин Р.З. Исследование молекул смолоасфальтеновых веществ методами атомно-силовой микроскопии	316
Шатурный В.Р., Васильков М.Ю., Генина Э.А., Федоров Ф.С., Ушаков Н.М.	

Влияние геометрических параметров пор на оптические свойства матричных структурного оксида алюминия	318
Шинкаренко О.А., Кузнецов Н.О., Цветкова О.Ю., Беглецова Н.Н., Селифонова Е.И., Глуховской Е.Г. Формирование мономолекулярных слоев эйкозановой кислоты на поверхности субфазы водного раствора хлорида меди методом Ленгмюра – Блоджетт	320
Шихабудинов А.М., Зайцев Б.Д., Теплых А.А., Бородина И.А. Влияние температуры и электрических граничных условий вблизи свободной стороны пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем на его характеристики .	322
Глухова О.Е., Шмыгин Д.С. Влияние нуклеотидов ДНК на электронные свойства графена	324
Шорин А.М., Смирнов В.И., Гавриков А.А. Метод измерения компонент теплового сопротивления полупроводниковых приборов и его практическая реализация .	326
Кузнецов А.П., Станкевич Н.В., Щеголева Н.А. Динамика связанных квазипериодических генераторов	328
Гадомский О.Н., Щукарев И.А. Нарушение принципа обратимости световых потоков в оптических средах с квазиулевым показателем преломления	330
Ярьско П.С., Казакевич В.С., Казакевич П.В., Камынина Д.А. Лазерная абляция Ti в жидкости с последующей химической обработкой	332
Матвеев О.В., Романенко Д.В., Морозова М.А. Функциональная обработка нелинейных сигналов в связанных магнетонных кристаллов	334
Балакин М.И., Волошкин Д.А., Казарян А.М. Особенности формирования мультистабильности в оптоэлектронном генераторе	336
Балакин М.И., Гуляев А.Д. Влияние запаздывания в канале связи и в цепях обратной связи на динамику взаимодействующих оптоэлектронных генераторов	337

Научное издание

**«НАНОЭЛЕКТРОНИКА, НАНОФОТОНИКА
И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА»**

Тезисы докладов XII Всероссийской конференции молодых ученых

(Саратов, 5 – 7 сентября 2017 г.)

ISBN 978-5-9500428-1-2



9 785950 042812

Издается в авторской редакции
Оригинал-макет подготовили *Е.П. Селезнев, А.А. Теплых, И.Г. Мангушева,*
О.Ю Кондратьева

Подписано в печать 10.08.2017. Формат 60x84/16. Бумага офсетная.
Гарнитура Times. Уч.-изд. л. 16,7. Усл.-печ. л. 19,96 (21,75).
Тираж 176. Заказ № 706-9.

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