



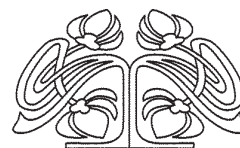
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

# ИЗВЕСТИЯ

САРАТОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА  
Новая серия

Серия Физика, выпуск 4

Продолжение «Известий Императорского Николаевского Университета» 1910–1918, «Ученых записок СГУ» 1923–1962,  
«Известий Саратовского университета. Новая серия» 2001–2004



Научный журнал  
2019 Том 19

ISSN 1817-3020 (Print)

ISSN 2542-193X (Online)

Издается с 2005 года

## СОДЕРЖАНИЕ

### Научный отдел

#### Радиофизика, электроника, акустика

**Пузанов А. М., Анищенко В. С., Стрелкова Г. И.**

Химерные структуры в ансамблях нелокально связанных отображений Спротта

246

**Пономаренко В. И., Кульминский Д. Д., Боровкова Е. И.,**

**Прохоров М. Д.** Управление коллективной динамикой в сети

бистабильных систем с запаздыванием, связанных через общее поле

258

#### Оптика и спектроскопия. Лазерная физика

**Исаева Е. А., Исаева А. А., Зимняков Д. А.**

Безопорная низкокогерентная рефлектометрия случайного-неоднородных сред в условиях широкополосной спектральной селекции рассеянного зондирующего излучения

270

**Скрипаль Ан. В., Добдин С. Ю., Джафаров А. В.,**

**Садчикова К. А., Дубровская И. А.** Интерферометрия ускорения

по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера

279

#### Физика конденсированного состояния

**Давидович М. В.** Плазмон-поляритоны вдоль поверхности асимметричного гиперболического метаматериала

288

#### Биофизика и медицинская физика

**Чаббаров Р. Г., Островский Н. В., Скрипаль Ан. В.,**

**Санбаев А. К., Усанов А. Д., Майсков Д. И.** Применение

тепловизионной диагностики в оценке воспалительной реакции

после склеротерапии у пациентов с варикозной болезнью

нижних конечностей

304

#### Краткие сообщения

**Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Karagaychev A. L.,**

**Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Terin D. V.,**

**Mantsurov A. A.** Nanostructured Porous Silicon Layers Formation at Low

Doses of  $\gamma$ -Radiation [Белобровая О. Я., Галушка В. В., Карагайчев А. Л.,

Жаркова Э. А., Полянская В. П., Сидоров В. И., Терин Д. В., Манцуоров А. А.

Формирование слоев наноструктурированного пористого кремния

при облучении малыми дозами  $\gamma$ -радиации]

312

### Методический отдел

**Аникин В. М., Измайлов И. В., Лячин А. В., Пойзнер Б. Н.**

Диссертация как научный нарратив

317

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (специальности: 01.04.02; 01.04.03; 01.04.04; 01.04.05; 01.04.10; 01.04.15; 01.04.16; 01.04.21; 03.01.02; 05.27.01)

Зарегистрировано в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор). Запись о регистрации СМИ ПИ № ФС77-76653 от 26 августа 2019 г.

Индекс издания в объединенном каталоге «Пресса России» 36015, раздел 30 «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия вузов». Журнал выходит 4 раза в год

#### Директор издательства

Бучко Ирина Юрьевна

#### Редактор

Батищева Татьяна Федоровна

#### Художник

Соколов Дмитрий Валерьевич

#### Редактор-стилист

Кочкаева Инна Анатольевна

#### Верстка

Ковалева Наталья Владимировна

#### Технический редактор

Каргин Игорь Анатольевич

#### Корректор

Кочкаева Инна Анатольевна

#### Адрес учредителя, издателя и издательства (редакции):

410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

Тел.: (845-2) 51-45-49, 52-26-89

E-mail: izvestiya@info.sgu.ru

Подписано в печать 14.11.2019.

Подписано в свет 02.12.2019.

Формат 60×84 1/8.

Усл. печ. л. 9.77 (10.5).

Тираж 500 экз. Заказ 154-Т.

Цена свободная

Отпечатано в типографии Саратовского университета.

#### Адрес типографии:

410012, Саратов, Б. Казачья, 112А

© Саратовский университет, 2019



## ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Журнал публикует на русском и английском языках научные статьи по физике, содержащие новые результаты исследований, статьи учебно-методического характера, содержащие инновационную компоненту, статьи по методологии разделов физической науки, статьи, отражающие хронику научных мероприятий и важных событий в жизни физического сообщества.

Материалы, ранее опубликованные или представленные для публикации в другие журналы, к рассмотрению не принимаются. Рекомендуемый объем статьи – до 25 страниц текста, 5 рисунков и 4 таблицы. На русском языке статья содержит: УДК, заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес авторов, аннотацию (200–250 слов), ключевые слова, текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы.

На английском языке необходимо продублировать: заглавие, инициалы (имя – полностью) и фамилии авторов, структурированную аннотацию (250–600 слов), ключевые слова, список литературы (references). Для каждого автора указать ORCID.

Текст должен быть набран и напечатан через 1,5 интервала на бумаге формата А4 с полями 2,5 см, шрифт Times New Roman, размер шрифта текста – 14.

Текст статьи должен быть подписан всеми авторами.

Журнал публикует краткие сообщения – небольшие по объему статьи, которые имеют безусловную новизну и значимость. Эти статьи публикуются в короткие сроки. Объем краткого сообщения ограничен 10 машинописными страницами (14 кеглем через 1.5 интервала), включая рисунки, таблицы и список литературы. Язык статьи для краткого сообщения – английский.

Структура краткого сообщения на английском языке: заглавие, инициалы (имя – полностью) и фамилии авторов, электронный адрес авторов, аннотация (100–200 слов), ключевые слова, текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы. Для каждого автора нужно указать ORCID. На русском языке необходимо продублировать заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес авторов, аннотацию, ключевые слова, УДК.

Все рукописи, поступившие в редколлегию и соответствующие профилю журнала, проходят рецензирование, а затем редколлегия принимает решение о возможности их опубликования.

Плата за публикацию рукописей не взимается.

Более подробно с правилами для авторов и порядком рецензирования можно ознакомиться на сайте журнала: <http://fizika.sgu.ru>.

Адрес редколлегии серии: 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, СГУ имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет.

Тел. / факс: +7(845-2) 51-14-30.

E-mail: [fizika.sgu@bk.ru](mailto:fizika.sgu@bk.ru)

Website: <http://fizika.sgu.ru>

## CONTENTS

### Scientific Part

#### Radiophysics, Electronics, Acoustics

- Puzanov A. M., Anishchenko V. S., Strelkova G. I.**  
Chimera Structures in Ensembles of Nonlocally Coupled  
Sprott Maps 246

- Ponomarenko V. I., Kulminskiy D. D., Borovkova E. I.,  
Prokhorov M. D.** Control of Collective Dynamics  
in a Network of Bistable Time-Delay Systems  
Coupled via the Mean Field 258

#### Optics and Spectroscopy. Laser Physics

- Isaeva E. A., Isaeva A. A., Zimnyakov D. A.**  
Referenceless Low-Coherence Reflectometry  
of Random Media under Wide-Band Spectral Selection  
of Scattered Probe Light 270

- Skripal An. V., Dobdin S. Yu., Dzhafarov A. V.,  
Sadchikova K. A., Dubrovskaya I. A.** Method  
for Measuring Acceleration by the Spectrum  
of Self-Mixing Signal of Semiconductor Laser 279

#### Physics of Condensed Matter

- Davidovich M. V.** Plasmon-polaritons Along  
the Asymmetric Hyperbolic Metamaterial 288

#### Biophysics and Medical Physics

- Chabbarov R. G., Ostrovsky N. V., Skripal An. V.,  
Sanbaev A. K., Usanov A. D., Mayskov D. I.**  
Application of Thermal Imaging Diagnostics in Assessment  
of Inflammatory Response after Sclerotherapy in Patients  
with Lower Limb Varicose Disease 304

#### Brief Communications

- Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Karagaychev A. L.,  
Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I.,  
Terin D. V., Mantsurov A. A.** Nanostructured Porous Silicon  
Layers Formation at Low Doses of  $\gamma$ -Radiation 312

### Methodological Part

- Anikin V. M., Izmailov I. V., Lyachin A. V., Poizner B. N.**  
Dissertation as a Scientific Narrative 317



**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА  
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ.  
СЕРИЯ: ФИЗИКА»**

**Главный редактор**

Короновский Алексей Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Заместители главного редактора**

Анищенко Вадим Семенович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Тучин Валерий Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Ответственный секретарь**

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

**Члены редакционной коллегии:**

Аникин Валерий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Вадивасова Татьяна Евгеньевна, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Вениг Сергей Борисович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Винницкий Сергей Ильич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Дубна, Россия)  
Горохов Александр Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Самара, Россия)  
Грибов Лев Александрович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)  
Давидович Михаил Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Дюбуа Арно, Ph.D, профессор Университета Париж-Сакле (Сент-Обен, Франция)  
Кузнецов Сергей Петрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Малышев Сергей Александрович, доктор физ.-мат. наук (Минск, Беларусь)  
Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Модельский Иосиф, Ph.D, профессор Варшавского Технологического университета (Варшава, Польша)  
Нефёдов Игорь Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник Университета Аалто (Хельсинки, Финляндия)  
Никитов Сергей Аполлонович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)  
Пирогов Юрий Андреевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)  
Сербино Роберто, Ph.D, профессор Миланского университета (Милан, Италия)  
Скрипаль Александр Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Сухоруков Глеб Борисович, профессор Университета Королевы Марии (Лондон, Великобритания)  
Трубецков Дмитрий Иванович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)  
Филимонов Юрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Хлебцов Николай Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Чигринов Владимир Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор Гонг Конского университета науки и технологии (Гонг Конг, Китай)  
Шараевский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)  
Шиманский-Гайер Лутц, Ph.D, профессор Гумбольдтского университета (Берлин, Германия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL  
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES.  
SERIES: PHYSICS»**

**Editor-in-Chief** – Aleksey A. Koronovskii (Saratov, Russia)

**Deputy Editor-in-Chief** – Vadim S. Anishchenko (Saratov, Russia)

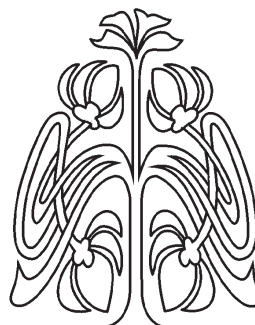
Valery V. Tuchin (Saratov, Russia)

**Executive Secretary** – Anatoly V. Skripal (Saratov, Russia)

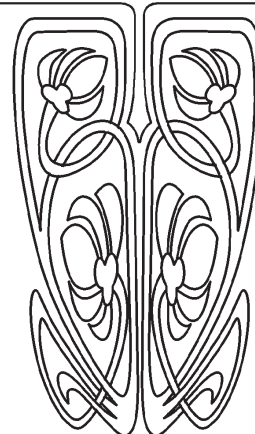
**Members of the Editorial Board:**

Valery M. Anikin (Saratov, Russia)  
Lev M. Babkov (Saratov, Russia)  
Roberto Cerbino (Milan, Italy)  
Vladimir G. Chigrinov (Hong Kong, China)  
Michael V. Davidovich (Saratov, Russia)  
Arnaud Dubois (Saint-Aubin, France)  
Yuri A. Filimonov (Saratov, Russia)  
Alexander V. Gorokhov (Samara, Russia)  
Lev A. Gribov (Moscow, Russia)  
Nikolai G. Khlebtsov (Saratov, Russia)  
Sergey P. Kuznetsov (Saratov, Russia)  
Igor S. Nefedov (Helsinki, Finland)  
Sergey A. Nikitov (Moscow, Russia)

Sergey A. Malyshev (Minsk, Belarus)  
Leonid A. Melnikov (Saratov, Russia)  
Joseph W. Modelski (Warsaw, Poland)  
Yuri A. Pirogov (Moscow, Russia)  
Yuri P. Sharaevsky (Saratov, Russia)  
Lutz Shimansky-Geier (Berlin, Germany)  
Alexander V. Skripal (Saratov, Russia)  
Gleb B. Sukhorukov (London, UK)  
Dmitry I. Trubetskov (Saratov, Russia)  
Tatyana E. Vadivasova (Saratov, Russia)  
Sergey I. Vinitky (Dubna, Russia)  
Sergey B. Venig (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ  
КОЛЛЕГИЯ**





# РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

УДК 537.86+530.182

## Химерные структуры в ансамблях нелокально связанных отображений Спротта

А. М. Пузанов, В. С. Анищенко, Г. И. Стрелкова

Пузанов Алексей Михайлович, студент кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, alex.n.97@mail.ru

Анищенко Вадим Семенович, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, wadim@info.sgu.ru

Стрелкова Галина Ивановна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, strelkovagi@info.sgu.ru

В работе представлены результаты численного анализа особенностей пространственно-временной динамики ансамблей нелокально связанных хаотических систем с дискретным временем с периодическими граничными условиями. Индивидуальные элементы исследуемых колец описываются двумерным и трехмерным отображениями Спротта, которые демонстрируют сценарии перехода к хаосу через квазипериодические движения. Локальная динамика индивидуальных элементов устанавливалась соответствующей режиму гиперхаоса. Показано, что при определенном выборе значений параметров нелокальной связи переход «когерентность—некогерентность» в исследуемых ансамблях сопровождается возникновением амплитудных и фазовых химерных структур. Результаты численных исследований динамики ансамбля иллюстрируются мгновенными и пространственно-временными профилями распределения амплитуд колебаний осцилляторов ансамбля.

**Ключевые слова:** ансамбль связанных осцилляторов, нелокальная связь, фазовые и амплитудные химеры, отображения Спротта.

Поступила в редакцию: 27.05.2019 / Принята: 21.08.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

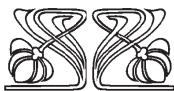
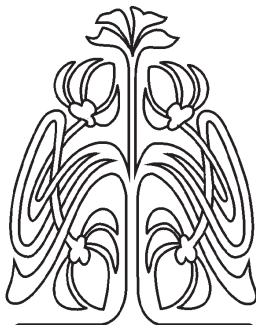
Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-246-257>

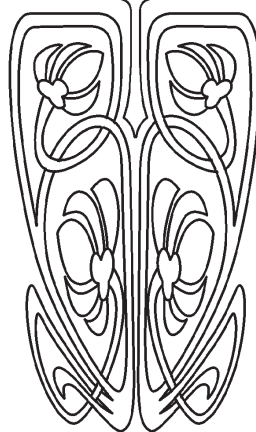
### Введение

Исследования динамики сложных взаимодействующих нелинейных систем занимают одно из центральных мест в области нелинейной динамики и связанных с ней наук. Данный интерес обусловлен разнообразием пространственно-временных структур, которые формируются в результате взаимодействия между осцилляторами ансамблей.

В последнее десятилетие особое внимание исследователей привлек особый тип пространственно-временных структур, которые были впервые обнаружены в ансамбле нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов [1] и впоследствии названы химерными состояниями [2]. В химерном состоянии элементы



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





ансамбля разделяются на области (кластеры) с когерентной (синхронной) и некогерентной (асинхронной) динамикой [2–5]. Эти области имеют четко определенные границы в пространстве ансамбля. Химерные состояния возникают при переходе от полной хаотической синхронизации (полной когерентности) к режиму пространственно-временного хаоса (полной некогерентности) при уменьшении силы нелокальной связи между элементами ансамбля [1–9]. При исследовании перехода «когерентность–некогерентность» в ансамблях нелокально связанных осцилляторов с дискретным (логистическое отображение [5, 7, 10], отображение Эно [11, 12]) и непрерывным (осцилляторы Ресслера [7], Анищенко–Астахова [13]) временем были обнаружены фазовые и амплитудные химеры [10, 13]. Химерные структуры наблюдались в ансамблях нелокально связанных осцилляторов ван дер Поля [14], цепей Чуа и систем с бистабильной динамикой [15], моделей нейронов [16–19], а также в ансамблях с различной топологией связи между элементами [20–23].

Для иллюстрации общности полученных результатов представляется целесообразным и интересным исследовать динамику ансамблей, состоящих из других индивидуальных элементов, с целью обнаружения химерных структур различного типа.

В данной работе рассматриваются ансамбли нелокально связанных двумерных (2D) [24] и трехмерных (3D) отображений Спротта [25]. В отличие от указанных выше дискретных и дифференциальных систем, в которых переход к хаосу происходит через каскад бифуркаций удвоения периода, 2D и 3D отображения Спротта демонстрируют механизм перехода к хаосу через квазипериодические режимы. Проведенные численные исследования показали, что в исследуемых ансамблях при определенных значениях параметров нелокальной связи могут реализовываться амплитудные и фазовые химерные структуры.

#### Двумерное отображение Спротта

Динамика двумерного отображения Спротта описывается следующей системой уравнений с дискретным временем [24, 26]:

$$\begin{aligned}x^{t+1} &= 1 - a(y^t)^2 + bx^t, \\ y^{t+1} &= x^t,\end{aligned}\quad (1)$$

где  $x$  и  $y$  – переменные отображения,  $t$  – дискретное время,  $a$  и  $b$  – бифуркационные или

управляющие параметры. Отображение Спротта (1) представляет собой модификацию известного отображения Эно [27] и, в отличие от последнего, демонстрирует бифуркацию Неймарка–Сакера [24, 26]. Дж. Спротт назвал отображение (1) «минимальным» [24], так как оно по своему виду является простейшим двумерным квадратичным отображением, в котором реализуется бифуркация Неймарка–Сакера и наблюдается квазипериодический сценарий перехода к хаосу. В результате бифуркации Неймарка–Сакера из ставшей неустойчивой неподвижной точки или цикла периода 1 рождаются квазипериодические режимы, которым отвечают аттракторы в форме инвариантных кривых. Отметим, что инвариантная кривая соответствует сечению Пуанкаре двумерного тора в фазовом пространстве трехмерной дифференциальной системы [28]. С увеличением значений параметров системы (1) инвариантные кривые теряют свою гладкость и затем разрушаются с последующим возникновением хаотического аттрактора.

На линию бифуркации Неймарка–Сакера на плоскости параметров  $(a, b)$  отображения (1) опираются своим основанием области резонансов (клювы или языки Арнольда), в которых реализуются циклы определенных периодов. Для характеристики данных режимов обычно используют понятие числа вращения [26]. Например, для области цикла периода 4 число вращения равно  $\frac{1}{4}$ . В этом случае говорят о резонансе  $1 : 4$ . Внутри областей резонансов наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода на базе основного цикла, которая завершается переходом к хаосу. В 2D отображении Спротта (1) имеют место резонансы циклов различных периодов [26]. Однако самые широкие области соответствуют циклам периода 4 и 5.

На рис. 1 приведены фазопараметрическая диаграмма, построенная для переменной  $x$  в зависимости от параметра  $a$  при фиксированном значении параметра  $b = 0.1$ , и ряд фазовых портретов, иллюстрирующих различные режимы динамики в отображении (1).

Как видно из рис. 1,  $a$ , в результате бифуркации Неймарка–Сакера при  $a \approx 0.75$  и  $b = 0.1$  в отображении (1) возникает квазипериодический режим, соответствующий аттрактору в форме устойчивой инвариантной замкнутой кривой (рис. 1, б). При изменении параметра  $a$  в интервале  $[0.75, 0.9]$  инвариантная кривая искажается, теряет гладкость (рис. 1, в) и затем рождается хаотический аттрактор (тор-хаос). При  $a > 0.9$  мы

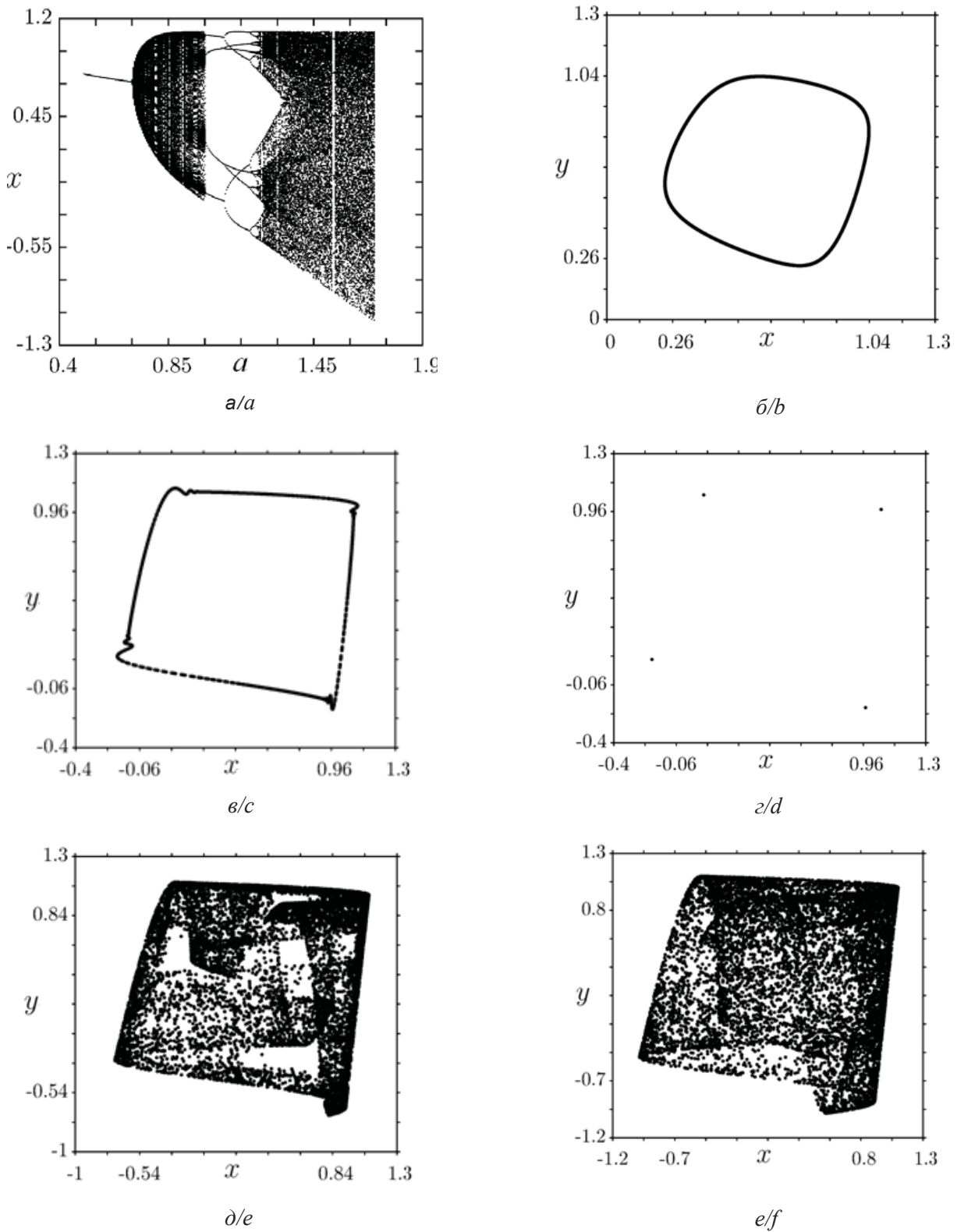


Рис. 1. Фазопараметрическая диаграмма  $x(a)$  при  $b = 0.1$  (а) и фазовые портреты аттракторов в отображении (1):  $\delta - a = 0.77, b = 0.1$ ;  $\epsilon - a = 0.95, b = 0.1$ ;  $\zeta - a = 1.075, b = 0.1$ ;  $\delta - a = 1.395, b = 0.1$ ;  $\epsilon - a = 1.6, b = 0.1$

Fig. 1. Phase-parametric diagram  $x(a)$  for  $b = 0.1$  (a) and phase portraits of attractors in the map (1): (b)  $a = 0.77, b = 0.1$ ; (c)  $a = 0.95, b = 0.1$ ; (d)  $a = 1.075, b = 0.1$ ; (e)  $a = 1.395, b = 0.1$ ; (f)  $a = 1.6, b = 0.1$



попадаем в область резонанса 1 : 4, отвечающего периодическому движению в виде цикла периода 4 (рис. 1, *з*). Затем данный цикл претерпевает последовательность бифуркаций удвоения периода, в результате которых формируется хаотический аттрактор (рис. 1, *д*).

Особенностью 2D отображения Спротта (1) является наличие режима гиперхаоса, который характеризуется двумя положительными показателями Ляпунова [26]. На фазопараметрической диаграмме рис. 1, *а*, данный режим наблюдается при значениях параметра  $a > 1.45$ , а на плоскости параметров ( $a, b$ ) занимает значительную область, превышающую по размеру область хаоса [26]. Пример гиперхаотического аттрактора в отображении (1) показан на рис. 1, *е*.

### Трехмерное отображение Спротта

В ряде работ [25, 29–31] были предложены модели трехмерных квадратичных диффеоморфизмов, полученных в рамках обобщений двумерного отображения Эно. Подобные обобщенные отображения представляют интерес с точки зрения возможностей реализации гиперхаотических аттракторов и так называемых «диких» гиперболических аттракторов [32], которые оказываются очень схожими с аттракторами Лоренца и Шимицу–Мориока [33, 34]. Дж. Спроттом была проведена классификация и представлено описание всех возможных форм 3D квадратичных отображений [25].

В нашей работе также рассматривается модель 3D отображения Спротта, которая задается системой трех дискретных уравнений с двумя управляющими параметрами:

$$\begin{aligned} x^{t+1} &= 1 + ax^t + by^t - (z^t)^2, \\ y^{t+1} &= x^t, \\ z^{t+1} &= y^t. \end{aligned} \quad (2)$$

Как и в случае 2D отображения Спротта (1), в данном отображении имеет место бифуркация Неймарка–Сакера цикла периода 1 с возникновением квазипериодических режимов, которым отвечают аттракторы в форме инвариантных замкнутых кривых, и наличие областей резонансов циклов различных периодов. Но в отличие от двумерного случая, развитие хаоса в 3D отображении Спротта (2) происходит либо по квазипериодическому сценарию, либо в результате жесткого перехода (border-collision bifurcation), как в случае двумерного отображения Лози [35].

Для иллюстрации динамики отображения (2) в качестве примера на рис. 2, *а* приведена фазо-

параметрическая диаграмма для переменной  $x$  в зависимости от параметра  $b$  для фиксированного значения  $a = -0.1$ . Реализуемые при этом режимы динамики проиллюстрированы на рис. 2, *б–е* соответствующими фазовыми портретами.

Как следует из рис. 2, *а*, в интервале значений параметра  $b \in [-0.5, -0.14]$  в отображении (2) реализуется режим динамического хаоса, которому соответствует хаотический аттрактор (рис. 2, *б*), возникший в результате разрушения инвариантной кривой. Резонанс 1 : 2, отвечающий периодическому движению с периодом 2 (рис. 2, *в*), наблюдается в области по параметру  $b \in [-0.14, 0.09]$ . Далее в окрестности точек цикла периода 2 в результате бифуркации Неймарка–Сакера рождаются две гладкие инвариантные кривые (рис. 2, *з*), которые при увеличении параметра  $b$  теряют свою гладкость с последующим образованием хаотического аттрактора (рис. 2, *д*). В 3D отображении Спротта (2) также возможна реализация резонансов различных периодов цикла (например, резонанс 1:4 на рис. 2, *а* в интервале  $b \in [0.16, 0.2]$ ), но самая широкая область резонанса соответствует описанному циклу периода 2. При увеличении параметра  $b$  от 0.2 до 0.255 в отображении наблюдается хаотический, а затем гиперхаотический режим, проиллюстрированный на рис. 2, *е*.

### Исследуемые модели ансамблей

Перейдем к анализу динамики ансамблей нелокально связанных 2D и 3D отображений Спротта. В случае, когда локальная динамика элементов определяется двумерным отображением Спротта (1), ансамбль описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} x_i^{t+1} &= f(x_i^t, y_i^t) + \frac{\sigma}{2P} \sum_{j=i-P}^{i+P} [f(x_j^t, y_j^t) - f(x_i^t, y_i^t)], \\ y_i^{t+1} &= x_i^t, \end{aligned} \quad (3)$$

где функции  $f(x, y)$  соответствуют правой части 1-го уравнения отображения (1). При выборе в качестве индивидуального элемента трехмерного отображения Спротта (3) уравнения исследуемого ансамбля имеют вид:

$$\begin{aligned} x_i^{t+1} &= f(x_i^t, y_i^t, z_i^t) + \frac{\sigma}{2P} \sum_{j=i-P}^{i+P} [f(x_j^t, y_j^t, z_j^t) - f(x_i^t, y_i^t, z_i^t)], \\ y_i^{t+1} &= x_i^t, \\ z_i^{t+1} &= y_i^t. \end{aligned} \quad (4)$$

В этом случае функции  $f(x, y, z)$  задаются правой частью 1-го уравнения отображения (2).

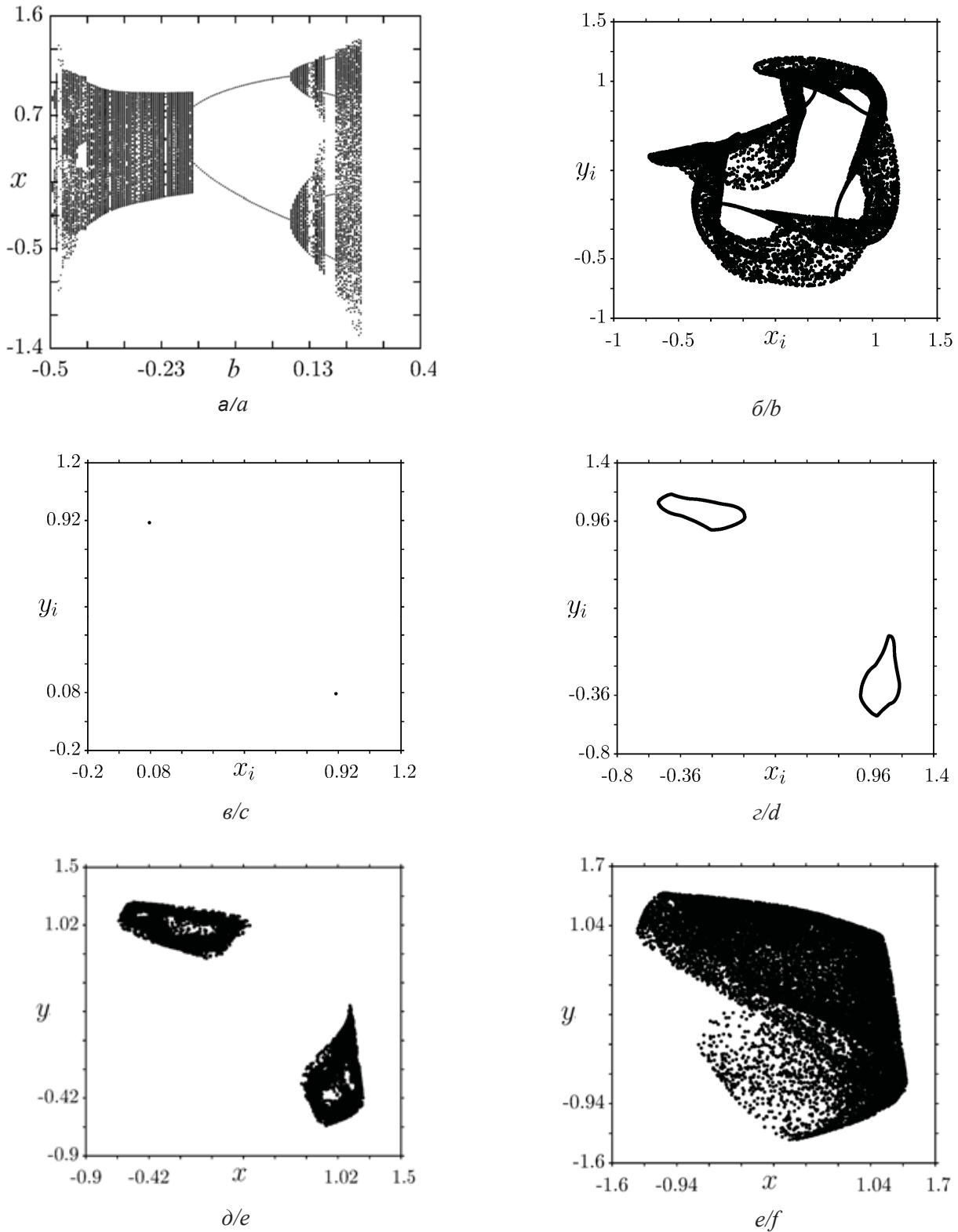


Рис. 2. Фазопараметрическая диаграмма для переменной  $x$  в зависимости от параметра  $b$  при  $a = -0.1$  (а) и фазовые портреты аттракторов в отображении (2): б)  $a = -0.1, b = -0.47$ ; в)  $a = -0.1, b = 0.04$ ; г)  $a = -0.1, b = 0.12$ ; д)  $a = -0.1, b = 0.145$ ; е)  $a = -0.1, b = 0.255$

Fig. 2. Phase-parametric diagram for the  $x$  variable versus parameter  $b$  at  $a = -0.1$  (a) and phase portraits of attractors in the map (2) : (b)  $a = -0.1, b = -0.47$ ; (c)  $a = -0.1, b = 0.04$ ; (d)  $a = -0.1, b = 0.12$ ; (e)  $a = -0.1, b = 0.145$ ; (f)  $a = -0.1, b = 0.255$





Для обеих ансамблей нелокальная связь вводится через переменные  $x$  и определяется силой или коэффициентом связи  $\sigma$  и радиусом связи  $P$ , задающим число соседей справа и слева от  $i$ -го элемента ансамбля. Общее число элементов в системах (3) и (4)  $i = 1, 2, \dots, N = 1000$ . Оба ансамбля имеют топологию кольца, которая задается с помощью периодических граничных условий:  $x_0 = x_N, y_0 = y_N, z_0 = z_N, x_{N+1} = x_1, y_{N+1} = y_1, z_{N+1} = z_1$ . Начальные условия для всех элементов (3) и (4) выбираются случайно распределенными в интервале  $[0.1, 0.9]$ . Время установления пространственно-временных режимов и время наблюдения устанавливаются равными  $10^4$  итераций. Для иллюстрации реализуемых в ансамблях (3) и (4) пространственно-временных структур используются мгновенные профили, представляющие собой пространственные распределения значений координаты  $x_i$  в некоторый фиксированный момент времени, и пространственно-временные профили, состоящие из 20 последних мгновенных профилей состояний  $x_i$  исследуемого ансамбля. Все численные исследования в работе проводились с использованием программного комплекса «Компьютерная программа для моделирования сетей динамических элементов, описывающихся одномерными или двумерными

матрицами связи», разработанного сотрудниками кафедры радиофизики и нелинейной динамики и запатентованного в Роспатенте РФ [36].

### Особенности динамики ансамбля нелокально связанных 2D отображений Спротта

Численный анализ перехода «когерентность–некогерентность» в кольце (3) проводится при выбранных значениях управляющих параметров индивидуальных осцилляторов  $a = 1.6, b = 0.1$ , которые соответствуют гиперхаотическому режиму в 2D отображении Спротта (1) (см. рис. 1, *e*). Зафиксируем радиус связи  $P = 320$  и будем уменьшать значение силы связи  $\sigma$  от 1 до 0.

В интервале  $\sigma \in [0.3, 1]$  в ансамбле (3) наблюдаются режимы полной и частичной хаотической синхронизации. В первом случае все осцилляторы совершают во времени хаотические колебания, но в фиксированный момент времени их значения полностью совпадают. В режиме частичной синхронизации все осцилляторы также колеблются хаотически, но мгновенный профиль является когерентным, имеет колоколообразную форму и описывается гладкой функцией. При уменьшении силы связи  $\sigma < 0.3$  в ансамбле реализуются химерные структуры амплитудного типа [6, 10]. На рис. 3 приведены мгновенные профили для

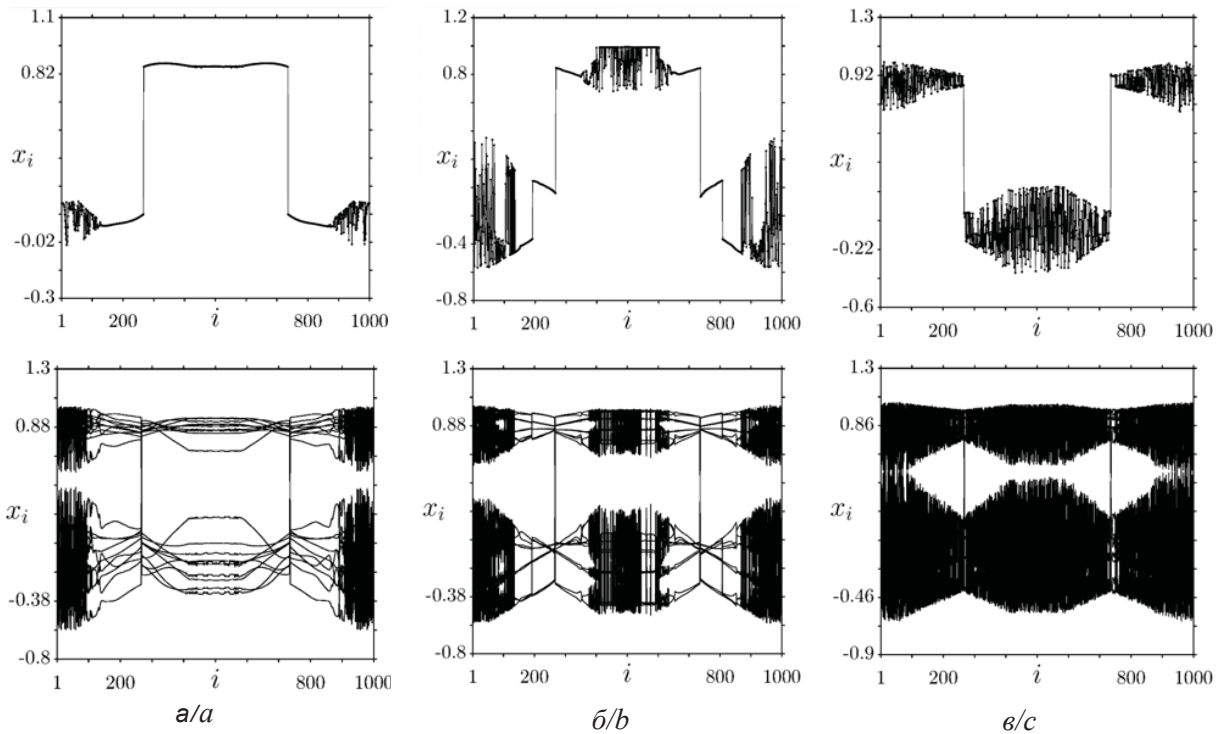


Рис. 3. Мгновенные профили (верхний ряд) и пространственно-временные профили (нижний ряд) состояний ансамбля (3) для различных значений силы связи  $\sigma$ :  $a - 0.25$ ;  $b - 0.2$ ;  $c - 0.15$ . Параметры системы (3):  $P = 320, a = 1.6, b = 0.1$   
 Fig. 3. Instantaneous profiles (snapshots) (upper row) and space-time profiles (low row) for the ensemble (3) dynamics at different values of the coupling strength  $\sigma$ :  $a - 0.25$ ;  $b - 0.2$ ;  $c - 0.15$ . Parameters of the system (3):  $P = 320, a = 1.6, b = 0.1$



координаты  $x_i$  (верхний ряд) и соответствующие пространственно-временные профили (нижний ряд) системы (3) при уменьшении силы связи  $\sigma$ .

Как видно из рис. 3, а, при  $\sigma = 0.25$  в ансамбле (3) возникают два некогерентных кластера амплитудных химер, состоящие из элементов  $1 < i < 120$  и  $880 < i < 1000$ . Соответствующий пространственно-временной профиль четко отражает сильно развитую хаотическую динамику, которую демонстрируют во времени указанные осцилляторы. Данное свойство является типичным для элементов амплитудных химерных структур [10,13]. Остальные осцилляторы ансамбля (3) находятся в когерентном режиме, отвечающем полной хаотической синхронизации. При дальнейшем уменьшении значения силы нелокальной связи  $\sigma$  в ансамбле формируется еще один кластер амплитудной химеры с элементами  $450 < i < 650$  (рис. 3, б), которые характеризуются развитой хаотической динамикой во времени. Переход к пространственно-временному хаосу или режиму полной некогерентности в ансамбле (3) происходит при  $\sigma \leq 0.15$  (рис. 3, в). Когерентных областей в пространстве ансамбля больше не наблюдается (рис. 3, в, верхний фрагмент), а временная динамика всех осцилляторов отвечает режиму хаотических колебаний (рис. 3, в, нижний фрагмент).

Проведенные численные расчеты динамики кольца (3) при значениях параметров  $a = 1.7$ ,  $b = 0.1$  и  $P = 160$  показали, что и в этом случае переход «когерентность–некогерентность» сопровождается возникновением амплитудных химер, которые наблюдаются в диапазоне  $0.15 \leq \sigma \leq 0.3$ .

### **Химерные структуры в ансамбле нелокально связанных 3D отображений Спротта**

Рассмотрим динамику кольца нелокально связанных 3D отображений Спротта (4). Как и в случае ансамбля (3), локальная динамика индивидуальных элементов системы (4) соответствует режиму гиперхаоса при  $a = -0.1$ ,  $b = 0.255$ , приведенному на рис. 2, е. Численные расчеты, проведенные для значения радиуса связи  $P = 320$  и при вариации силы связи в интервале  $\sigma \in [0.05, 0.9]$ , показали только наличие режима полной хаотической синхронизации. Более интересные результаты были получены для случая  $P = 160$ . При уменьшении значения силы связи в диапазоне  $0.35 < \sigma < 0.9$  в ансамбле (4) реализуется режим частичной хаотической синхронизации, которому сначала соответствует гладкий пространственный профиль с одним

максимумом, а при  $\sigma = 0.35$  – когерентный пространственный профиль, имеющий 2 максимума. При  $\sigma < 0.35$  профиль начинает терять гладкость, а форма когерентных участков профиля является предвестником возникновения некогерентных кластеров амплитудных химер. На рис. 4 приведены мгновенные и пространственно-временные профили значений координат  $x_i$  при уменьшении силы связи  $\sigma$ .

Режим амплитудных химер возникает в ансамбле (4) при  $\sigma = 0.16$  (рис. 4, а) в виде двух кластеров некогерентности, которые включают элементы  $360 < i < 480$  и  $860 < i < 960$ . При  $\sigma = 0.15$  в ансамбле формируются еще два кластера некогерентности:  $120 < i < 200$  и  $620 < i < 730$  (рис. 4, б). Однако, как видно из пространственно-временного профиля (рис. 4, б, нижний фрагмент), ранее появившиеся кластеры характеризуются более высокой степенью хаотичности временной динамики принадлежащих им элементов. С уменьшением значения силы связи  $\sigma$  хаотизация колебаний элементов всех амплитудных химер увеличивается и их поведение во времени становится одинаковым (рис. 4, в). При  $\sigma < 0.105$  в ансамбле (4) происходит переход в режим пространственно-временного хаоса.

Изменим теперь значения управляющих параметров индивидуальных элементов ансамбля (4):  $a = 0.2$ ,  $b = 0.355$ . В этом случае также реализуется режим гиперхаоса в изолированном 3D отображении Спротта (2). Выберем значение радиуса связи  $P = 320$  и проследим за эволюцией режимов пространственно-временной динамики ансамбля при уменьшении силы связи  $\sigma$ . Как показали численные расчеты, в интервале  $\sigma \in [0.205, 0.22]$  в ансамбле нелокально связанных 3D отображений Спротта реализуется режим фазовых и амплитудных химерных состояний. Примеры наблюдаемых структур приведены на рис. 5.

Во всех случаях, представленных на рис. 5, в пространстве ансамбля (4) сосуществуют фазовые ( $330 < i < 360$  и  $930 < i < 960$ ) и амплитудная ( $510 < i < 790$ ) химеры. В отличие от элементов амплитудной химеры, осцилляторы, принадлежащие кластерам некогерентности фазовых химер, характеризуются практически периодическими колебаниями (см. рис. 5, нижний ряд), которые случайным образом сдвинуты по фазе относительно друг друга [10, 13].

При значении силы связи  $\sigma < 0.205$  наблюдается переход к пространственно-временному хаосу во всех элементах ансамбля (4).

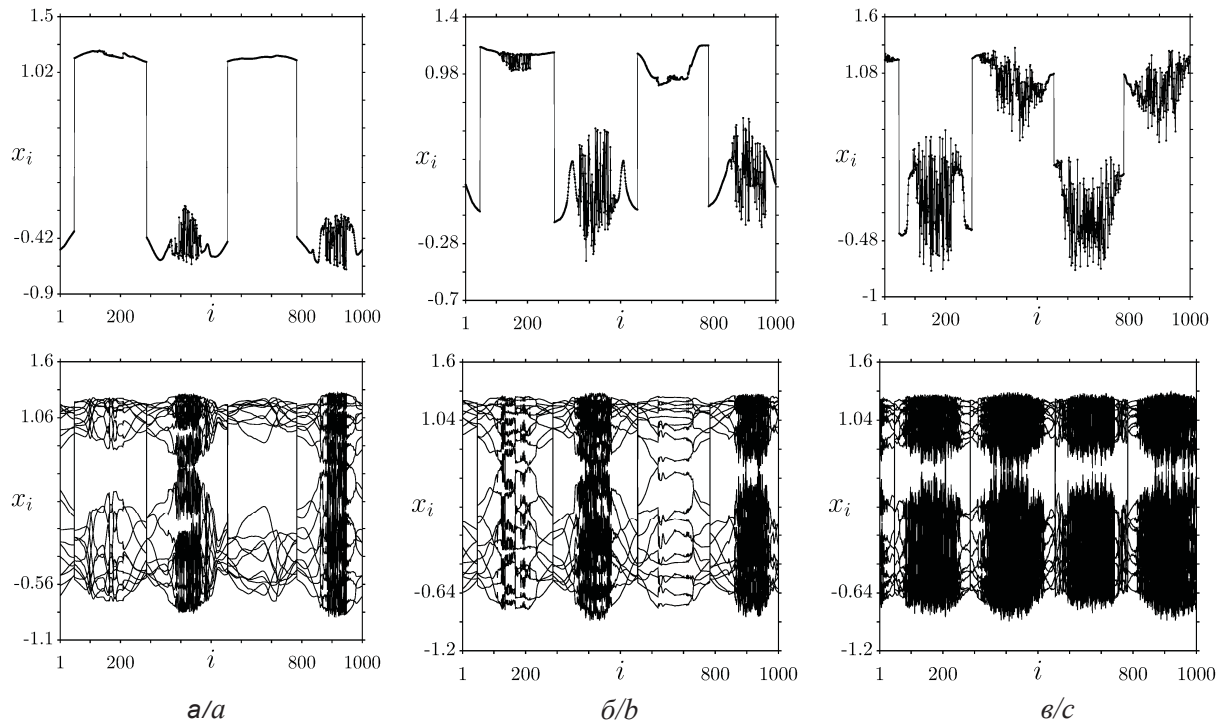


Рис. 4. Мгновенные профили (верхний ряд) и пространственно-временные профили (нижний ряд) состояний ансамбля (4) для различных значений силы связи  $\sigma$ :  $a - 0.16$ ;  $b - 0.15$ ;  $c - 0.115$ . Параметры системы (4):  $P = 160$ ,  $a = -0.1$ ,  $b = 0.255$   
 Fig. 4. Instantaneous profiles (snapshots) (upper row) and space-time profiles (low row) for the ensemble (4) dynamics at different values of the coupling strength  $\sigma$ :  $a - 0.16$ ;  $b - 0.15$ ;  $c - 0.115$ . Parameters of the system (4):  $P = 160$ ,  $a = -0.1$ ,  $b = 0.255$

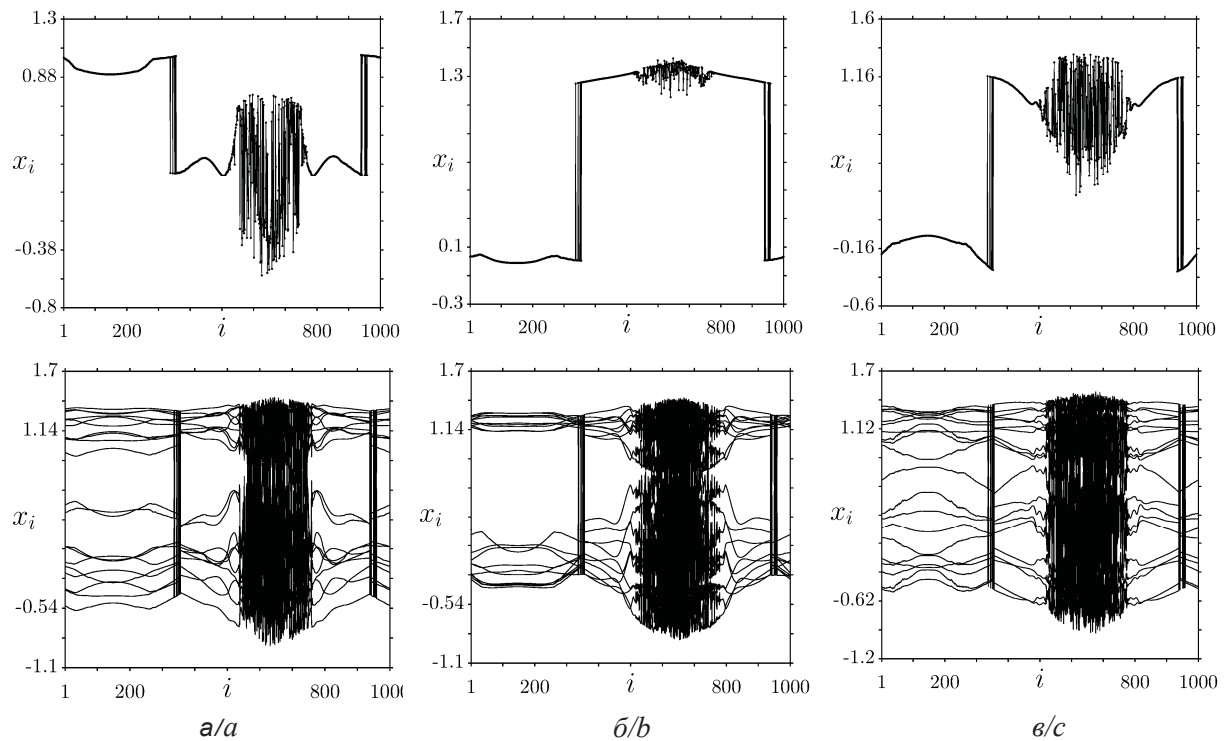


Рис. 5. Мгновенные профили (верхний ряд) и пространственно-временные профили (нижний ряд) состояний ансамбля (4) при уменьшении силы связи  $\sigma$ :  $a - 0.22$ ;  $b - 0.215$ ;  $c - 0.205$ . Параметры системы (4):  $P = 320$ ,  $a = 0.2$ ,  $b = 0.355$   
 Fig. 5. Instantaneous profiles (snapshots) (upper row) and space-time profiles (low row) for the ensemble (4) dynamics with decreasing coupling strength  $\sigma$ :  $a - 0.22$ ;  $b - 0.215$ ;  $c - 0.205$ . Parameters of the system (4):  $P = 320$ ,  $a = 0.2$ ,  $b = 0.355$



Как показывают расчеты, наличие квазипериодической динамики в индивидуальных элементах ансамблей связанных 2D и 3D отображений Спротта не приводит к рождению химерных структур, отличающихся от амплитудных и фазовых. В качестве особенности можно отметить реализацию режимов квазипериодических колебаний в элементах, принадлежащих синхронным кластерам, при определенных значениях параметров ансамблей.

### Заключение

В настоящей работе проведено численное исследование особенностей пространственно-временной динамики ансамблей нелокально связанных хаотических осцилляторов. В качестве индивидуальных элементов были выбраны двумерное и трехмерное отображения Спротта, которые представляют собой некоторую модификацию и обобщение двумерного квадратичного отображения Эно. Основной особенностью изолированных 2D и 3D отображений Спротта является реализация в них сценария перехода к хаосу через квазипериодические движения и возникновение режима гиперхаоса, который характеризуется двумя положительными показателями Ляпунова.

Численный анализ динамики ансамблей 2D и 3D отображений Спротта с нелокальной связью показал, что переход от режима полной хаотической синхронизации к режиму пространственно-временного хаоса происходит через возникновение химерных структур. В ансамбле 2D отображений Спротта при определенных значениях радиуса связи и при уменьшении значений силы нелокальной связи реализуются только амплитудные химеры, а в кольце связанных 3D отображений Спротта могут также наблюдаться режимы сосуществования фазовых и амплитудных химерных структур.

Полученные результаты показывают, что режимы фазовых и амплитудных химер в ансамблях нелокально связанных хаотических осцилляторов являются типичными не только для случаев осцилляторов с бифуркациями удвоения периода [5–7, 10, 13], но и для осцилляторов с квазипериодическим механизмом рождения хаоса.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Немецкого Физического Общества, проект 163436311-SFB 910 и Министерства образования и науки РФ (проект № 3.8616.2017/8.9).

### Список литературы

1. Kuramoto Y., Battogtokh D. Coexistence of Coherence and Incoherence in Nonlocally Coupled Phase Oscillators // *Nonlin. Phen. in Complex Syst.* 2002. Vol. 5, № 4. P. 380–385.
2. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera States for Coupled Oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93, iss. 17. P. 174102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.174102
3. Abrams D. M., Mirollo R., Strogatz S. H., Wiley D. A. Solvable Model for Chimera States of Coupled Oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101, iss. 8. P. 084103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.084103
4. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states : Coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators // *Nonlinearity.* 2015. Vol. 28, № 3. P. R67. DOI: 10.1088/0951-7715/28/3/R67
5. Omelchenko I., Maistrenko Y., Hövel P., Schöll E. Loss of coherence in dynamical networks : spatial chaos and chimera states // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106, iss. 23. P. 234102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.234102
6. Wolfrum M., Omel'chenko O. E. Chimera States Are Chaotic Transients // *Phys. Rev. E.* 2011. Vol. 84, iss. 1. P. 015201(R). DOI: 10.1103/PhysRevE.84.015201
7. Omelchenko I., Riemenschneider B., Hövel P., Maistrenko Y., Schöll E. Transition from spatial coherence to incoherence in coupled chaotic systems // *Phys. Rev. E.* 2012. Vol. 85, iss. 2. P. 026212. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.026212
8. Zakharova A., Kapeller M., Schöll E. Chimera Death : Symmetry Breaking in Dynamical Networks // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112, iss. 15. P. 154101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.154101
9. Dudkowsky D., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Different types of chimera states : an interplay between spatial and dynamical chaos // *Phys. Rev. E.* 2014. Vol. 90, iss. 3. P. 032920. DOI: 10.1103/PhysRevE.90.032920
10. Богомолов С. А., Стрелкова Г. И., Шöll Е., Анищенко В. С. Амплитудные и фазовые химеры в ансамбле хаотических осцилляторов // *Письма в ЖТФ.* 2016. Т. 42, вып. 14. С. 103–110.
11. Semenova N., Zakharova A., Schöll E., Anishchenko V. Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators // *Europhys. Lett.* 2015. Vol. 112, № 4. P. 40002. DOI: 10.1209/0295-5075/112/40002
12. Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2017. Vol. 226, iss. 9. P. 1857–1866. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70023-1
13. Bogomolov S. A., Slepnev A. V., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Mechanisms of appearance of amplitude and phase chimera states in ensembles of nonlocally



- coupled chaotic systems // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2017. Vol. 43. P. 25–36. DOI: 10.1016/j.cnsns.2016.06.024
14. *Ulonka S., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E.* Chimera states in networks of Van der Pol oscillators with hierarchical connectivities // Chaos. 2016. Vol. 26, iss. 9. P. 094825. DOI: 10.1063/1.4962913
  15. *Shepelev I. A., Bukh A. V., Strelkova G. I., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S.* Chimera states in ensembles of bistable elements with regular and chaotic dynamics // Nonlinear Dynamics. 2017. Vol. 90, iss. 4. P. 2317–2330. DOI: 10.1007/s11071-017-3805-6
  16. *Hizanidis J., Kouvaris N. E., Zamora-López G., Díaz-Guilera A., Antonopoulos C. G.* Chimera-like states in modular neural networks // Scientific reports. 2016. Vol. 6. P. 19845. DOI: 10.1038/srep19845
  17. *Semenova N. I., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E.* Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117, iss. 1. P. 01410. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
  18. *Schmidt A., Kasimatis T., Hizanidis J., Provata A., Hövel P.* Chimera patterns in two-dimensional networks of coupled neurons // Phys. Rev. E. 2017. Vol. 95, iss. 3. P. 032224. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.032224
  19. *Tsigkri-DeSmedt N. D., Hizanidis J., Schöll E., Hövel P., Provata A.* Chimeras in Leaky Integrate-and-Fire Neural Networks : Effects of Reflecting Connectivities // Eur. Phys. J. B. 2017. Vol. 90, iss. 7. P. 139. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjb/e2017-80162-0>
  20. *Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M.* Chimeralike States in an Ensemble of Globally Coupled Oscillators // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112, iss. 14. P. 144103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.144103
  21. *Hizanidis J., Panagakou E., Omelchenko I., Schöll E., Hövel P., Provata A.* Chimera States in Population Dynamics : Networks with Fragmented and Hierarchical Connectivities // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92, iss. 1. P. 012915. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.012915
  22. *Schöll E.* Synchronization Patterns and Chimera States in Complex Networks : Interplay of Topology and Dynamics // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2016. Vol. 225, iss. 6–7. P. 891–919. DOI: 10.1140/epjst/e2016-02646-3
  23. *Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E.* Chimera states in complex networks: interplay of fractal topology and delay // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2017. Vol. 226, iss. 9. P. 1883–1892. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70036-8
  24. *Elhadj Z., Sprott J. C.* A minimal 2-D quadratic map with quasi-periodic route to chaos // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2008. Vol. 18, № 5. P. 1567–1577. DOI:10.1142/S021812740802118X
  25. *Elhadj Z., Sprott J. C.* Classification of three-dimensional quadratic diffeomorphisms with constant Jacobian // Front. Phys. China. 2009. Vol. 4, iss. 1. P. 111–121. DOI: 10.1007/s11467-009-0005-y
  26. *Кузнецов А. П., Савин А. В., Седова Ю. В., Тюрюкина Л. В.* Бифуркации отображения : учеб.-науч. издание. Саратов : ООО Издательский центр «Наука», 2012. 196 с.
  27. *Хенон М.* Двумерное отображение со странным аттрактором // Странные аттракторы. М. : Мир, 1981. С. 152–163.
  28. *Анищенко В. С.* Сложные колебания в простых системах. Изд. 2-е, доп. М. : Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009. 320 с.
  29. *Gonchenko S. V., Ovsyannikov I. I., Simo C., Turaev D.* Three-dimensional Henon-like maps and wild Lorenz-like attractors // Int. J. of Bifurcation and Chaos. 2005. Vol. 15, № 11. P. 3493–3508. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218127405014180>
  30. *Gonchenko S. V., Meiss J. D., Ovsyannikov I. I.* Chaotic dynamics of three-dimensional Hénon maps that originate from a homoclinic bifurcation // Reg. and Chaot. Dynamics. 2006. Vol. 11, № 2. P. 191–212. DOI: 10.1070/RD2006v011n02ABEH000345
  31. *Гонченко С. В., Овсянников И. И.* О бифуркациях трехмерных диффеоморфизмов с гомоклиническим касанием к «нейтральной» седловой неподвижной точке // Теория представлений, динамические системы. VIII, Спец. вып., Зап. науч. сем. ПОМИ. 2003. Т. 300, ПОМИ. СПб. С. 167–172.
  32. *Тураев Д. В., Шильников Л. П.* Пример дикого странного аттрактора // Математический сборник. 1998. Т. 189, № 2. С. 137–160.
  33. *Шильников А. Л.* Бифуркации и хаос в системе Мориока-Шимицу // Методы качественной теории дифференциальных уравнений. Горький : Изд-во Горьк. ун-та, 1986. С. 180–193.
  34. *Shilnikov A. L.* On bifurcations of the Lorenz attractor in the Shimizu–Morioka model // Physica D. 1993. Vol. 62, iss. 1–4. P. 338–346. DOI: 10.1016/0167-2789(93)90292-9
  35. *Lozi R.* Un Attracteur Entrange du Type Attracteur de Henon // J. de Physique. 1978. Vol. 39, № C5. P. 9–10.
  36. *Бух А. В., Шепелев И. А.* Компьютерная программа для моделирования сетей динамических элементов, описывающихся одномерными или двумерными матрицами связи. Св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2017612340 от 20 февраля 2017 г.

#### Образец для цитирования:

Пузанов А. М., Анищенко В. С., Стрелкова Г. И. Химерные структуры в ансамблях нелокально связанных отображений Спротта // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 246–257. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-246-257>



## Chimera Structures in Ensembles of Nonlocally Coupled Sprott Maps

A. M. Puzanov, V. S. Anishchenko, G. I. Strelkova

Alexey M. Puzanov, <http://orcid.org/0000-0001-9583-7898>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, alex.n.97@mail.ru

Vadim S. Anishchenko, <http://orcid.org/0000-0003-2255-1498>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, wadim@info.sgu.ru

Galina I. Strelkova, <http://orcid.org/0000-0002-8667-2742>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, strelkovagi@info.sgu.ru

**Background and Objectives:** Recently, special attention in nonlinear dynamics and related research fields was targeted to the study of chimera states in networks of coupled oscillators. Chimeras were revealed in ensembles of nonlocally coupled identical systems which are described by both discrete- and continuous-time chaotic systems. In the paper we study numerically the dynamics of ring networks of nonlocally coupled chaotic discrete maps in order to find chimera states of different types, namely, phase and amplitude chimeras. The local dynamics of the individual elements is described by 2D and 3D Sprott maps which exhibit a quasi-periodic route to chaos and the regime of hyperchaos. **Materials and Methods:** The analysis is carried out using a software package which was elaborated for modeling the dynamics of complex networks. This program entitled "Computer program for modeling networks of dynamical elements, which are described by one-dimensional or two-dimensional coupling matrices" got the Certificate on state registration of a computer program. This software enables one to perform a detailed study of the spatio-temporal dynamics of the considered networks as the parameters of the individual elements and of the nonlocal coupling are varied, as well as to construct instantaneous profiles (snapshots) and space-time plots for the ensemble dynamics. **Results:** The numerical analysis of the dynamics of the ensembles of nonlocally coupled 2D and 3D Sprott maps has shown that the transition from complete chaotic synchronization to the regime of spatio-temporal chaos occurs through the appearance of chimera structures. For certain values of the coupling range and when decreasing coupling strength, the ring of 2D Sprott maps demonstrates amplitude chimera structures, whose elements are characterized by strongly developed chaotic behavior. The regime of coexistence of phase and amplitude chimeras is observed in the network of 3D Sprott maps with nonlocal coupling. **Conclusion:** The numerical results obtained and described in this paper indicate that the regimes of phase and amplitude chimeras in ensembles of nonlocally coupled chaotic oscillators are typical not only for the case when individual oscillators are characterized by period-doubling bifurcations, but also for the oscillators which demonstrate the quasi-periodic route to chaos.

**Keywords:** ensemble of coupled oscillators, nonlocal coupling, phase and amplitude chimeras, Sprott maps.

Received: 27.05.2019 / Accepted: 21.08.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) – Projektnumber 163436311-SFB 910 and by the Russian Ministry of Education and Science (Project Code 3.8616.2017/8.9).

## References

1. Kuramoto Y., Battogtokh D. Coexistence of Coherence and Incoherence in Nonlocally Coupled Phase Oscillators. *Nonlin. Phen. in Complex Syst.*, 2002, vol. 5, no. 4, pp. 380–385.
2. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera States for Coupled Oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 93, iss. 17, pp. 174102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.174102
3. Abrams D. M., Mirollo R., Strogatz S. H., Wiley D. A. Solvable Model for Chimera States of Coupled Oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 101, no. 8, pp. 084103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.084103
4. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states: Coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators. *Nonlinearity*, 2015, vol. 28, no. 3, pp. R67. DOI: 10.1088/0951-7715/28/3/R67
5. Omelchenko I., Maistrenko Y., Hövel P., Schöll E. Loss of coherence in dynamical networks: spatial chaos and chimera states. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol. 106, iss. 23, pp. 234102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.234102
6. Wolfrum M., Omel'chenko O. E. Chimera States Are Chaotic Transients. *Phys. Rev. E*, 2011, vol. 84, iss. 1, pp. 015201(R). DOI: 10.1103/PhysRevE.84.015201
7. Omelchenko I., Riemenschneider B., Hövel P., Maistrenko Y., Schöll E. Transition from spatial coherence to incoherence in coupled chaotic systems. *Phys. Rev. E*, 2012, vol. 85, iss. 2, pp. 026212. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.026212
8. Zakharaova A., Kapeller M., Schöll E. Chimera Death: Symmetry Breaking in Dynamical Networks. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, vol. 112, iss. 15, pp. 154101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.154101
9. Dudkowski D., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Different types of chimera states: an interplay between spatial and dynamical chaos. *Phys. Rev. E*, 2014, vol. 90, iss. 3, pp. 032920. DOI: 10.1103/PhysRevE.90.032920
10. Bogomolov S. A., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Amplitude and phase chimeras in an ensemble of chaotic oscillators. *Technical Physics Letters*, 2016, vol. 42, iss. 7, pp. 765–768. DOI: 10.1134/S1063785016070191
11. Semenova N., Zakharaova A., Schöll E., Anishchenko V. Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators. *Europhys. Lett.*, 2015, vol. 112, no. 4, pp. 40002. DOI: 10.1209/0295-5075/112/40002
12. Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, iss. 9, pp. 1857–1866. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70023-1
13. Bogomolov S. A., Slepnev A. V., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Mechanisms of appearance of amplitude and phase chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic systems. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2017, vol. 43, pp. 25–36. DOI: 10.1016/j.cnsns.2016.06.024



14. Ulonska S., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in networks of Van der Pol oscillators with hierarchical connectivities. *Chaos*, 2016, vol. 26, iss. 9, pp. 094825. DOI: 10.1063/1.4962913
15. Shepelev I. A., Bukh A. V., Strelkova G. I., Vadivasova T. E., Anishchenko V. S. Chimera states in ensembles of bistable elements with regular and chaotic dynamics. *Nonlinear Dynamics*, 2017, vol. 90, iss. 4, pp. 2317–2330. DOI: 10.1007/s11071-017-3805-6
16. Hizanidis J., Kouvaris N. E., Zamora-López G., Diaz-Guilera A., Antonopoulos C. G. Chimera-like states in modular neural networks. *Scientific reports*, 2016, vol. 6, pp. 19845. DOI: 10.1038/srep19845
17. Semenova N. I., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E. Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, vol. 117, iss. 1, pp. 01410. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
18. Schmidt A., Kasimatis T., Hizanidis J., Provata A., Hövel P. Chimera patterns in two-dimensional networks of coupled neurons. *Phys. Rev. E*, 2017, vol. 95, iss. 3, pp. 032224. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.032224
19. Tsigkri-DeSmedt N. D., Hizanidis J., Schöll E., Hövel P., Provata A. Chimeras in Leaky Integrate-and-Fire Neural Networks: Effects of Reflecting Connectivities. *Eur. Phys. J. B*, 2017, vol. 90, iss. 7, pp. 139. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjb/e2017-80162-0>
20. Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M. Chimeralike States in an Ensemble of Globally Coupled Oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, vol. 112, iss. 14, pp. 144103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.144103
21. Hizanidis J., Panagakou E., Omelchenko I., Schöll E., Hövel P., Provata A. Chimera States in Population Dynamics: Networks with Fragmented and Hierarchical Connectivities. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 92, iss. 1, pp. 012915. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.012915
22. Schöll E. Synchronization patterns and chimera states in complex networks: Interplay of topology and dynamics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2016, vol. 225, iss. 6–7, pp. 891–919. DOI: 10.1140/epjst/e2016-02646-3
23. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in complex networks: interplay of fractal topology and delay. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, iss. 9, pp. 1883–1892. DOI: 10.1140/epjst/e2017-70036-8
24. Elhadj Z., Sprott J. C. A minimal 2-D quadratic map with quasi-periodic route to chaos. *Int. J. Bifurcation and Chaos*, 2008, vol. 18, no. 5, pp. 1567–1577. DOI: 10.1142/S021812740802118X
25. Elhadj Z., Sprott J. C. Classification of three-dimensional quadratic diffeomorphisms with constant Jacobian. *Front. Phys. China*, 2009, vol. 4, iss. 1, pp. 111–121. DOI: 10.1007/s11467-009-0005-y
26. Kuznetsov A. P., Savin A. V., Sedova Y. V., Tyuryukina L. V. *Bifurkatsii otobrazhenii* [Bifurcations of maps]. Saratov, OOO Izdat. Tsentr “Nauka”, 2012. 196 p. (in Russian).
27. Henon M. Dvumernoe otobrazhenie so strannym attraktorom [Two-dimensional maps with strange attractor]. In: *Strannye attraktory* [Strange attractors]. Moscow, Mir Publ., 1981, pp. 152–163 (in Russian).
28. Anishchenko V. S. *Slozhnye kolebaniya v prostih sistemah* [Complex oscillations in simple systems]. 2nd ed., ext. Moscow, Knizhnyi Dom “LIBROKOM”, 2009. 320 p. (in Russian).
29. Gonchenko S. V., Ovsyannikov I. I., Simo C., Turaev D. Three-dimensional Henon-like maps and wild Lorenz-like attractors. *Int. J. of Bifurcation and Chaos*, 2005, vol. 15, no. 11, pp. 3493–3508. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218127405014180>
30. Gonchenko S. V., Meiss J. D., Ovsyannikov I. I. Chaotic dynamics of three-dimensional Hénon maps that originate from a homoclinic bifurcation. *Reg. and Chaot. Dynamics*, 2006, vol. 11, no. 2, pp. 191–212. DOI: 10.1070/RD2006v011n02ABEH000345
31. Gonchenko S. V., Ovsyannikov I. I. On bifurcations of three-dimensional diffeomorphisms with a homoclinic tangency to a “neutral” saddle fixed point. *J. Math. Sci.* (N.Y.), 2005, vol. 128, iss. 2, pp. 2774–2777.
32. Turaev D. V., Shilnikov L. P. An example of wild strange attractor. *Math. sb.*, 1998, vol. 189, no. 2, pp. 137–160 (in Russian).
33. Shilnikov A. L. Bifurcations and chaos in the Morioka-Shimizu system. In: *Metody kachestvennoi teorii differentsialnykh uravnenii* [Methods of qualitative theory of differential equations]. Gorky, Izd-vo Gorkovskogo universiteta, 1986, pp. 180–193 (in Russian).
34. Shilnikov A. L. On bifurcations of the Lorenz attractor in the Shimizu–Morioka model. *Physica D*, 1993, vol. 62, iss. 1–4, pp. 338–346. DOI: 10.1016/0167-2789(93)90292-9
35. Lozi R. Un Attracteur Entrange du Type Attracteur de Henon. *J. de Physique*, 1978, vol. 39, no. C5, pp. 9–10.
36. Bukh A. V., Shepelev I. A. *Kompyuternaya programma dlya modelirovaniya setei dinamicheskikh elementov opisyyvayuzhihsya odnomernymi ili dvumernymi matritsami svyazi* [Computer program for modeling networks of dynamical elements, which are described by one-dimensional or two-dimensional coupling matrices]. Certificate on state registration of a computer program No. 2017612340 dated 20.02.2017 (in Russian).

**Cite this article as:**

Пузанов А. М., Anishchenko V. S., Strelkova G. I. Chimera Structures in Ensembles of Nonlocally Coupled Sprott Maps. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 246–257 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-246-257>



УДК 537.86

## Управление коллективной динамикой в сети бистабильных систем с запаздыванием, связанных через общее поле

В. И. Пономаренко, Д. Д. Кульминский,  
Е. И. Боровкова, М. Д. Прохоров



Пономаренко Владимир Иванович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории моделирования в нелинейной динамике, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН; профессор кафедры динамического моделирования и биомедицинской инженерии, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [ponomarenkovi@gmail.com](mailto:ponomarenkovi@gmail.com)

Кульминский Данил Дмитриевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории моделирования в нелинейной динамике, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН; доцент кафедры динамического моделирования и биомедицинской инженерии, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [kulminskydd@gmail.com](mailto:kulminskydd@gmail.com)

Боровкова Екатерина Игоревна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник отдела продвижения новых кардиологических информационных технологий, Саратовский государственный медицинский университет имени В. И. Разумовского; ассистент кафедры динамического моделирования и биомедицинской инженерии, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [rubane1@mail.ru](mailto:rubane1@mail.ru)

Прохоров Михаил Дмитриевич, доктор физико-математических наук, профессор РАН, главный научный сотрудник лаборатории моделирования в нелинейной динамике, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, [mdprokhorov@yandex.ru](mailto:mdprokhorov@yandex.ru)

**Объект исследования** – сеть идентичных бистабильных систем с запаздывающей обратной связью, связанных между собой через общее поле и находящихся под воздействием внешнего гармонического сигнала. Общее поле, осуществляющее глобальную связь систем с задержкой, имеет собственное время запаздывания, что позволяет учесть конечную скорость распространения и обработки сигналов в среде, через которую связаны осцилляторы. **Цель исследования** – изучить возможность управления с помощью внешнего гармонического воздействия коллективной динамикой в исследуемой сети связанных бистабильных осцилляторов с запаздыванием. **Методы и подходы** – нелинейная функция осцилляторов и ее параметры выбраны таким образом, чтобы обеспечить существование бистабильных колебательных режимов, в которых основные частоты колебаний осциллятора отличаются в три раза, причем один из бистабильных режимов является периодическим, а другой – хаотическим. Начальные условия в связанных осцилляторах заданы так, чтобы в исследуемой сети сформировались два кластера, каждый из которых в зависимости от величины фазового сдвига сигнала общего поля мог демонстрировать как синхронное, так

и несинхронное поведение входящих в него элементов. Управление колебательными режимами в сети осуществляется с помощью вариации параметров общего поля и внешнего гармонического воздействия. **Основные результаты** – показано, что с помощью гармонического сигнала относительно малой амплитуды можно эффективно управлять колебательными режимами, в том числе формировать или разрушать состояния «химера», в сети идентичных бистабильных систем с запаздывающей обратной связью, глобально связанных через общее поле.

**Ключевые слова:** сеть связанных осцилляторов, системы с запаздыванием, бистабильность, управление коллективной динамикой, состояния «химера».

Поступила в редакцию: 21.06.2019 / Принята: 03.09.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-258-269>

### Введение

Сети, состоящие из связанных нелинейных колебательных систем, характеризуются большим разнообразием коллективного поведения своих элементов [1–5]. Особенности собственной динамики составляющих сеть осцилляторов, а также структура и интенсивность связей между осцилляторами определяют происходящие в сети процессы, приводящие к синхронизации элементов, их кластеризации и образованию различных пространственно-временных структур. Интересным типом коллективной динамики связанных осцилляторов является относительно недавно обнаруженное в сетях состояние «химера», при котором в сети идентичных осцилляторов одновременно существуют кластеры с синхронным и несинхронным поведением элементов [6–16].

Управление сложной коллективной динамикой в сетях, в том числе управление состояниями «химера», является важной задачей, представляющей большой интерес для многих научных дисциплин. Для решения задачи управления коллективной динамикой в сетях связанных осцилляторов были предложены различные методы [17–27]. Как правило, методы управления сетевой динамикой основаны на использовании особым образом введенных связей (как постоянных, так и адаптивно меняющихся) между осцил-





ляторами сети или на использовании внешнего воздействия. При этом в большинстве случаев управление коллективной динамикой направлено на достижение синхронизации всех элементов сети, а задачи управления кластерной синхронизацией и состояниями «химера» исследованы в меньшей степени.

В данной работе впервые исследована задача управления с помощью внешнего гармонического воздействия коллективной динамикой в сети

идентичных бистабильных систем с запаздывающей обратной связью, глобально связанных между собой через общее поле.

### 1. Исследуемая система

Рассмотрим сеть, состоящую из идентичных кольцевых систем с запаздыванием, связанных через общее поле и находящихся под действием внешнего гармонического воздействия. Блок-схема исследуемой сети представлена на рис. 1.

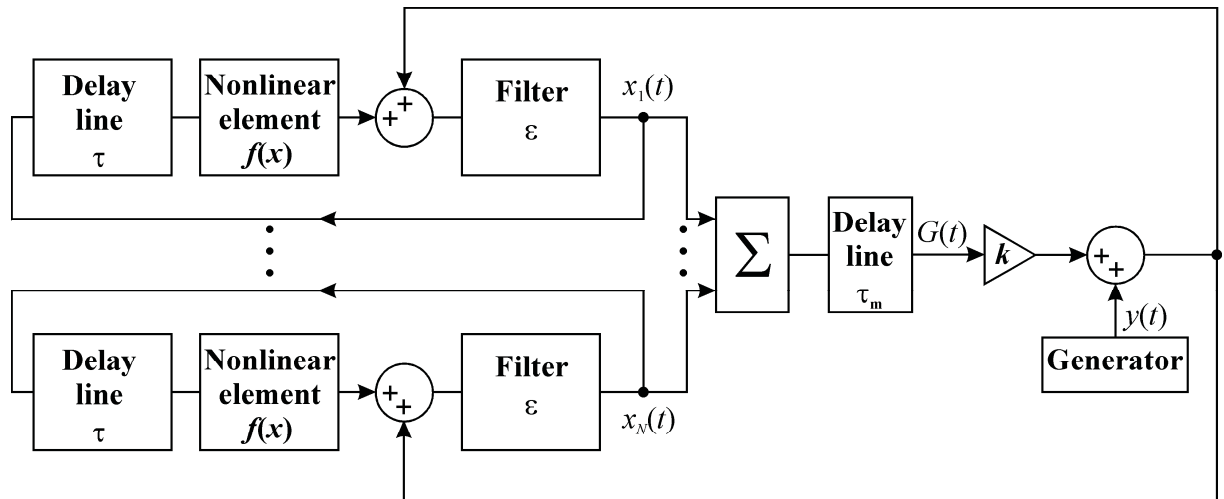


Рис. 1. Блок-схема сети, состоящей из кольцевых систем с запаздывающей обратной связью, глобально связанных через общее поле, на которые действует внешнее воздействие. Показаны только первая и  $N$ -я системы с задержкой.  $\Sigma$  – сумматор

Fig. 1. Block diagram of a network composed of ring time-delayed feedback systems globally coupled via the mean field and driven by external force. The first and  $N$ th time-delay systems are depicted. The summator is denoted by  $\Sigma$

Динамика каждого из осцилляторов сети описывается следующим дифференциальным уравнением первого порядка с запаздывающим аргументом:

$$\varepsilon \dot{x}_i(t) = -x_i(t) + f(x_i(t - \tau)) + kG(t) + y(t), \quad (1)$$

где  $i = 1, \dots, N$ ,  $N$  – число элементов в сети;  $\varepsilon = RC$  – параметр низкочастотного  $RC$ -фильтра первого порядка, определяющий инерционные свойства системы;  $x_i(t)$  – состояние  $i$ -го осциллятора в момент времени  $t$ ;  $\tau$  – время запаздывания;  $f(x)$  – нелинейная функция, описывающая передаточную характеристику усилителя, играющего роль нелинейного элемента;  $G(t)$  – общее поле;  $k$  – коэффициент связи;  $y(t)$  – внешнее воздействие.

Все осцилляторы с запаздыванием связаны между собой через общее поле  $G(t)$ , которое действует на каждый элемент сети и осуществляет глобальную связь между элементами. Общее

поле формируется путем сложения сигналов  $x_i(t)$  всех осцилляторов, нормировки суммарного сигнала на  $N$  и его задержки на собственное время запаздывания общего поля  $\tau_m$ . В результате общее поле  $G(t)$  описывается уравнением следующего вида:

$$G(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t - \tau_m). \quad (2)$$

Введение собственной задержки общего поля позволяет учесть конечную скоростью распространения и обработки сигналов в среде, через которую связаны осцилляторы. Силу связи осцилляторов через общее поле определяет величина коэффициента  $k$ . На каждый осциллятор сети действует также внешнее гармоническое воздействие

$$y(t) = A \sin(\omega t), \quad (3)$$

где  $A$  и  $\omega$  – амплитуда и частота внешнего воздействия соответственно. Отметим, что сигналы  $G(t)$  и  $y(t)$  можно подать в различные точки



кольцевой системы с запаздыванием, и при изменении точки их подключения изменится и вид модельного уравнения (1), описывающего динамику осцилляторов.

В качестве собственной нелинейной функции осцилляторов (1) возьмем кубическую функцию

$$f(x) = a(x - c) - b(x - c)^3, \quad (4)$$

позволяющую получить бистабильность в исследуемых осцилляторах. При  $a = 2.3$ ,  $b = 1.0$ ,  $c = 0.11$  осциллятор может совершать в зависимости от начальных условий либо периодические колебания, частота которых близка к величине  $\nu_1 = 1/(2\tau)$ , либо хаотические колебания, основная частота которых близка к величине  $\nu_2 = 3/(2\tau)$ . Качественно похожие периодические и хаотические колебательные режимы наблюдаются в осцилляторах (1) с синусоидальной нелинейностью. Как было показано в [28], в таких осцилляторах возникают колебательные режимы с частотами вблизи  $\nu = n/(2\tau)$ , соответствующие фундаментальному решению дифференциальных уравнений с запаздыванием (случай  $n = 1$ ) и решениям на высших гармониках (случай, где  $n$  – целое нечетное число, большее 1).

Вид колебательного режима в исследуемой сети определяется выбором начальных условий в связанных осцилляторах. Если задать начальные условия так, чтобы часть осцилляторов совершала колебания на частоте вблизи  $\nu_1$ , а другая часть осцилляторов совершала колебания на частоте вблизи  $\nu_2$ , то элементы сети окажутся разделены на два кластера, которые отличаются частотой колебаний осцилляторов. В отсутствие внешнего воздействия ( $y(t) = 0$ ) коллективная динамика осцилляторов внутри каждого кластера зависит от величины фазового сдвига  $\Delta\phi$  сигнала общего поля  $G(t)$  относительно  $x_i(t)$ . Если  $|\Delta\phi| < \pi/2$ , то связь через общее поле является притягивающей и приводит к синхронизации осцилляторов. Если  $\pi/2 < |\Delta\phi| < 3\pi/2$ , то связь является отталкивающей, и осцилляторы демонстрируют несинхронные колебания [29].

Так как общее поле формируется путем сложения сигналов  $x_i(t)$  всех осцилляторов сети, сигнал (2) содержит две основные частотные составляющие, частоты которых близки к  $\nu_1$  и  $\nu_2$  [30, 31]. Из-за наличия собственной задержки общего поля эти частотные составляющие

претерпевают фазовые сдвиги  $\Delta\phi_1$  и  $\Delta\phi_2$  соответственно, которые линейно зависят от  $\tau_m$  и зависят от параметра фильтра  $\varepsilon$ :

$$\Delta\phi_1 = -2\pi\nu_1\tau_m - \arctg(2\pi\nu_1\varepsilon), \quad (5)$$

$$\Delta\phi_2 = -2\pi\nu_2\tau_m - \arctg(2\pi\nu_2\varepsilon). \quad (6)$$

На рис. 2 построены зависимости  $\Delta\phi_1(\tau_m)$  и  $\Delta\phi_2(\tau_m)$  при  $\tau = 100$  ( $\nu_1 = 1/200$  и  $\nu_2 = 3/200$ ) и  $\varepsilon = 8$ . Области различных колебательных режимов обозначены на рис. 2 как SS, CS1, CS2 и AS. В области SS синхронные колебания совершают как осцилляторы в первом кластере, так и осцилляторы во втором кластере. В области AS колебания осцилляторов несинхронны и в первом, и во втором кластерах. В областях CS1 и CS2 существуют два разных состояния «химера». В области CS1 синхронны осцилляторы первого кластера, совершающие периодические колебания на частоте вблизи  $\nu_1$ , и несинхронны осцилляторы второго кластера, совершающие хаотические колебания, основная частота которых близка к  $\nu_2$ . В области CS2 имеет место обратная ситуация, при которой периодические осцилляторы первого кластера колеблются несинхронно с частотой вблизи  $\nu_1$ , а осцилляторы второго кластера совершают синхронные хаотические колебания, основная частота которых близка к  $\nu_2$ .

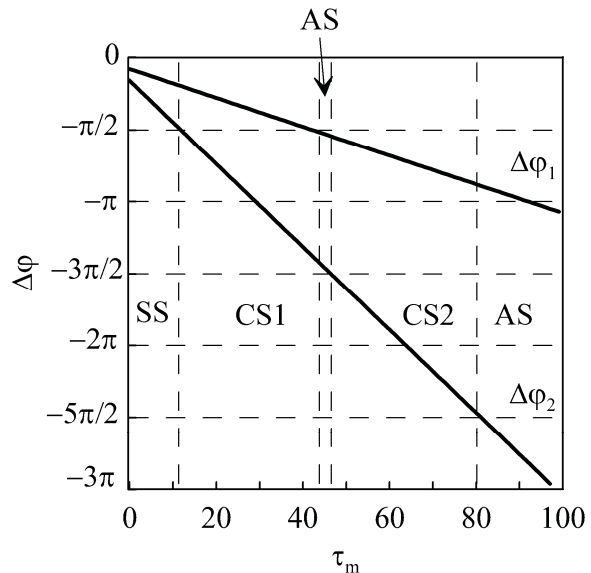


Рис. 2. Зависимости  $\Delta\phi_1(\tau_m)$  и  $\Delta\phi_2(\tau_m)$  при  $\nu_1 = 1/200$ ,  $\nu_2 = 3/200$  и  $\varepsilon = 8$

Fig. 2. Dependencies  $\Delta\phi_1(\tau_m)$  and  $\Delta\phi_2(\tau_m)$  for  $\nu_1 = 1/200$ ,  $\nu_2 = 3/200$  and  $\varepsilon = 8$



## 2. Управление коллективной динамикой связанных осцилляторов с помощью гармонического воздействия

Исследуем возможность управления колебательными режимами в сети идентичных бистабильных систем с запаздывающей обратной связью с помощью внешнего гармонического воздействия. Рассмотрим сеть, состоящую из восьми идентичных бистабильных осцилляторов с запаздыванием (1) при  $\tau = 100$  и  $\varepsilon = 8$ , имеющих кубическую функцию  $f(x)$  вида (4) с указанными в разделе 1 значениями параметров и связанных через общее поле  $G(t)$  вида (2) при  $k = 0.003$ . Начальные условия зададим таким образом, чтобы четыре осциллятора совершали периодические колебания с частотой вблизи  $\nu_1$ , а четыре остальных осциллятора демонстрировали хаотические колебания с основной частотой вблизи  $\nu_2 = 3\nu_1$ .

Рассмотрим сначала случай  $\tau_m = 90$  и  $u(t) = 0$ , соответствующий области AS на рис. 2. При этом в сети устанавливается колебательный режим, при котором осцилляторы совершают несинхронные колебания как в первом, так и во втором кластерах. Временные реализации колебаний во всех восьми связанных осцилляторах показаны на рис. 3, а слева градиациями серого цвета. Реализации периодических колебаний осцилляторов первого кластера показаны в верхней части рисунка, а хаотические колебания осцилляторов второго кластера показаны в нижней части рисунка. В середине рисунка черным цветом показана временная реализация сигнала  $kG(t)$ , отвечающего за связь осцилляторов с общим полем.

На рис. 3, а справа показаны сечения Пуанкаре для каждого из периодических осцилляторов, обозначенных номерами 1–4, и хаотических осцилляторов, обозначенных номерами 5–8. Для построения этих сечений мы откладывали на графиках значения  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_4$  в моменты времени, когда  $x_3 = \text{const}$ ,  $\dot{x}_3 > 0$  и значения  $x_5$ ,  $x_7$  и  $x_8$  в моменты времени, когда  $x_6 = \text{const}$ ,  $\dot{x}_6 > 0$ . Осцилляторы первого кластера совершают близкие к периодическим колебания с периодом около  $T_1 = 215$ , которые имеют одинаковую амплитуду, но сдвинуты относительно друг друга по фазе. Небольшие флуктуации периода колебаний объясняются влиянием общего поля, в формировании которого участвуют, в том числе хаотические осцилляторы.

Если подействовать на все осцилляторы сети внешним гармоническим сигналом (3) с  $A = 0.004$  и  $T = 2\pi/\omega = 215$ , то он синхронизирует периодические колебания элементов первого кластера, а динамика хаотических осцилляторов при этом качественно не изменится (рис. 3, б). Временная реализация гармонического сигнала  $u(t)$  показана в середине рис. 3, б, слева серым цветом рядом с сигналом  $kG(t)$ . Так как все осцилляторы идентичны, временные реализации периодических колебаний четырех осцилляторов первого кластера полностью совпадают в результате синхронизации и неразличимы между собой на рис. 3, б. Их сечения Пуанкаре тоже одинаковы и имеют единственную точку  $x_1 = x_2 = x_3 = x_4$ . Аналогичный результат достигается при небольшой вариации периода внешнего гармонического воздействия вблизи величины  $T = 215$ . Таким образом, гармонический сигнал даже относительно небольшой амплитуды способен синхронизовать периодические осцилляторы первого кластера, если частота воздействия близка к собственной частоте колебаний осцилляторов. В результате такого внешнего воздействия в сети возникает состояние «химера», качественно похожее на состояние «химера», наблюдаемое в области CS1 на рис. 2.

Если на осцилляторы, временные реализации которых показаны на рис. 3, а, подействовать внешним гармоническим сигналом (3) с  $A = 0.015$  и  $T = 71$ , то это приведет к синхронизации осцилляторов второго кластера, совершающих хаотические колебания, а осцилляторы первого кластера по-прежнему останутся несинхронными (рис. 3, в). В результате в сети возникает состояние «химера», качественно похожее на состояние «химера», наблюдаемое в области CS2 на рис. 2. Следует отметить, что в отличие от периодических осцилляторов, демонстрирующих полную синхронизацию на рис. 3, б, хаотические осцилляторы на рис. 3, в демонстрируют фазовую синхронизацию, при которой они могут иметь разную амплитуду колебаний. Сечения Пуанкаре представляют при этом множества точек, значения  $x_i$  которых близки для разных осцилляторов. Для синхронизации хаотических осцилляторов нам потребовалось в несколько раз увеличить амплитуду гармонического воздействия по сравнению со случаем синхронизации периодических осцилляторов.

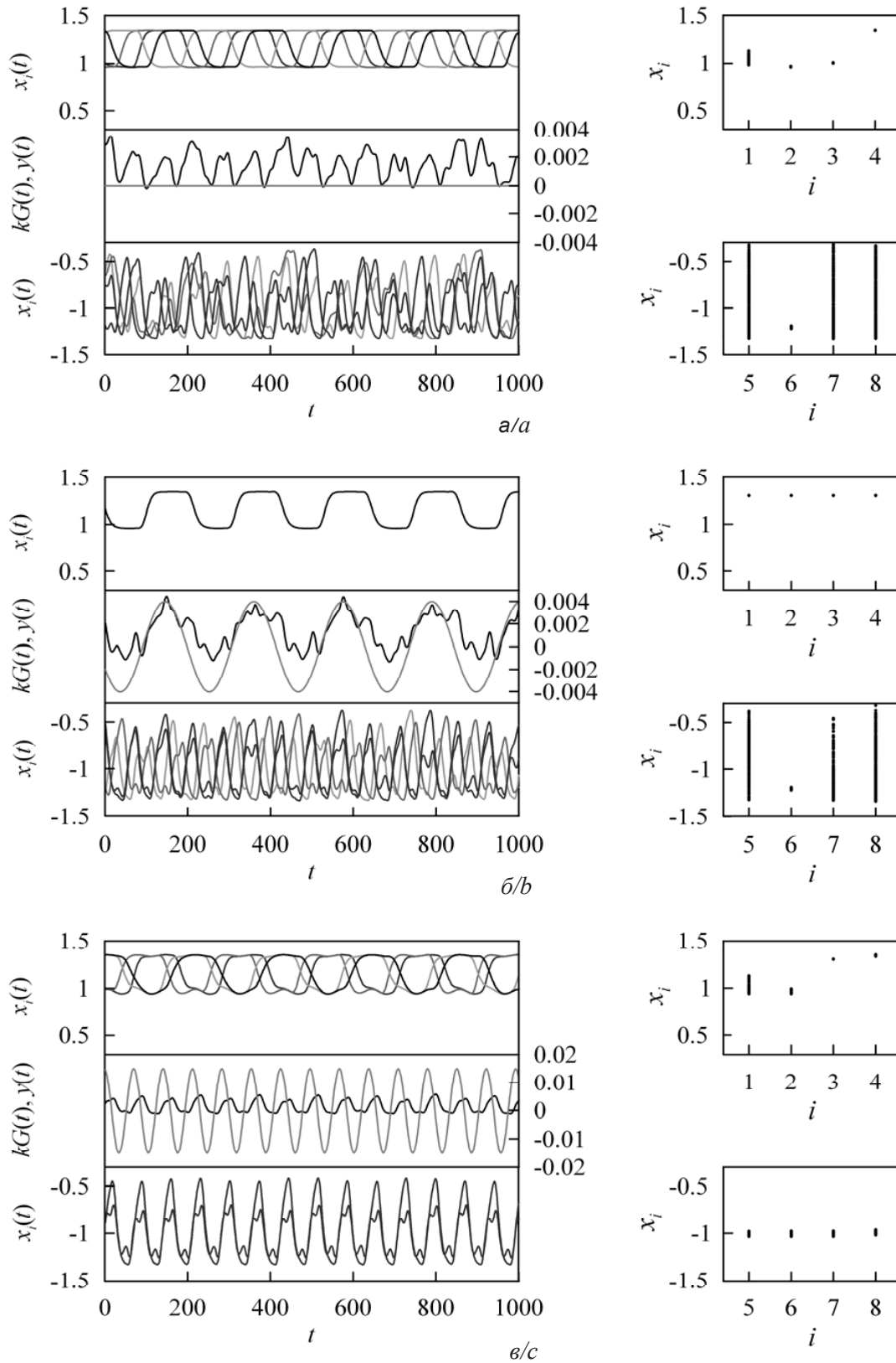


Рис. 3. Временные реализации колебаний связанных осцилляторов (1), сигнала  $kG(t)$  (черный цвет) при  $\tau_m = 90$  и  $y(t)$  (серый цвет), а также сечения Пуанкаре при  $A = 0$  (а),  $A = 0.004$  и  $T = 215$  (б),  $A = 0.015$  и  $T = 71$  (в)  
 Fig. 3. Time series of oscillations of the coupled oscillators (1), signal  $kG(t)$  (black color) at  $\tau_m = 90$ , and signal  $y(t)$  (grey color) and Poincaré sections at  $A = 0$  (a),  $A = 0.004$  and  $T = 215$  (b),  $A = 0.015$  and  $T = 71$  (c)



Рассмотрим теперь случай  $\tau_m = 60$ , который в отсутствие внешнего воздействия соответствует области CS2 на рис. 2. Временные реализации колебаний и сечения Пуанкаре для всех осцилляторов при  $y(t) = 0$  показаны на рис. 4, а. Осцилляторы второго кластера, совершающие хаотические колебания, находятся в режиме фазовой синхронизации, а периодические осцилляторы первого кластера колеблются

несинхронно, т.е. в сети наблюдается состояние «химера». Воздействие на осцилляторы внешним гармоническим сигналом с  $A = 0.004$  и  $T = 215$  привело к синхронизации периодических колебаний осцилляторов первого кластера (рис. 4, б). Коллективная динамика осцилляторов второго кластера при этом практически не изменилась, т.е. в сети установился синхронный колебательный режим, как в области SS на рис. 2.

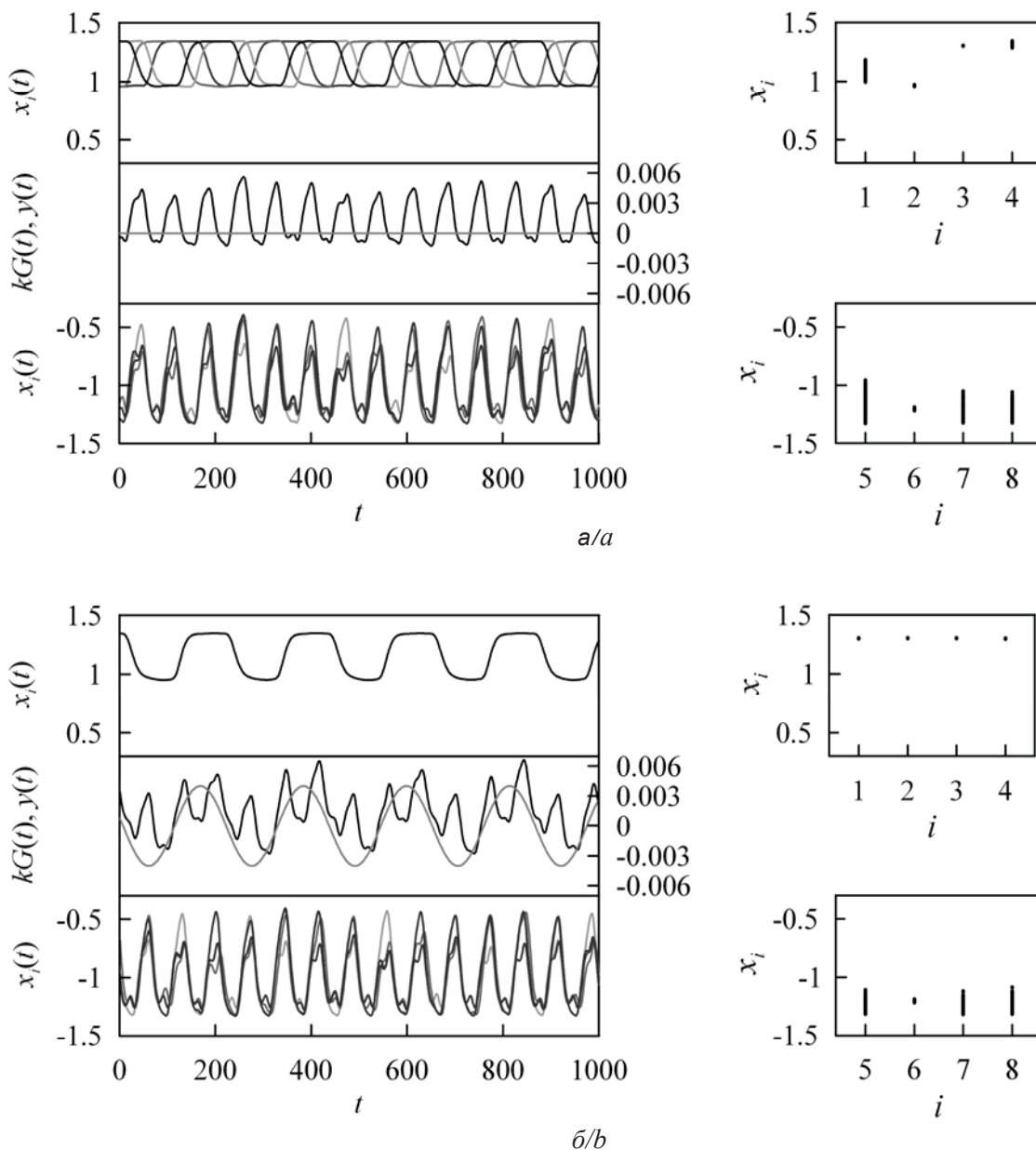


Рис. 4. Временные реализации колебаний связанных осцилляторов (1), сигнала  $kG(t)$  (черный цвет) при  $\tau_m = 60$  и  $y(t)$  (серый цвет), а также сечения Пуанкаре при  $A = 0$  (а),  $A = 0.004$  и  $T = 215$  (б)

Fig. 4. Time series of oscillations of the coupled oscillators (1), signal  $kG(t)$  (black color) at  $\tau_m = 60$ , and signal  $y(t)$  (grey color) and Poincaré sections at  $A = 0$  (a),  $A = 0.004$  and  $T = 215$  (b)



На рис. 5 приведены временные реализации колебаний осцилляторов при времени запаздывания общего поля  $\tau_m = 30$ , соответствующем при  $y(t) = 0$  области CS1 на рис. 2. Рис. 5, *a* иллюстрирует состояние «химера», при котором периодические осцилляторы первого кластера полностью синхронны, а осцилляторы второго кластера совершают несинхронные хаотические колебания. Если подействовать на все осцилляторы внешним гармоническим сигналом с  $A = 0.015$  и  $T = 71$ , то это приведет к фазовой синхронизации

осцилляторов второго кластера, совершающих хаотические колебания, при сохранении синхронизации периодических колебаний осцилляторов первого кластера (рис. 5, *б*). В результате в сети установится синхронный колебательный режим, как в области SS на рис. 2.

В рассмотренных примерах внешнее гармоническое воздействие, имеющее частоту, близкую к характерной частоте колебаний несинхронных осцилляторов (как периодических, так и хаотических), приводило к их синхронизации.

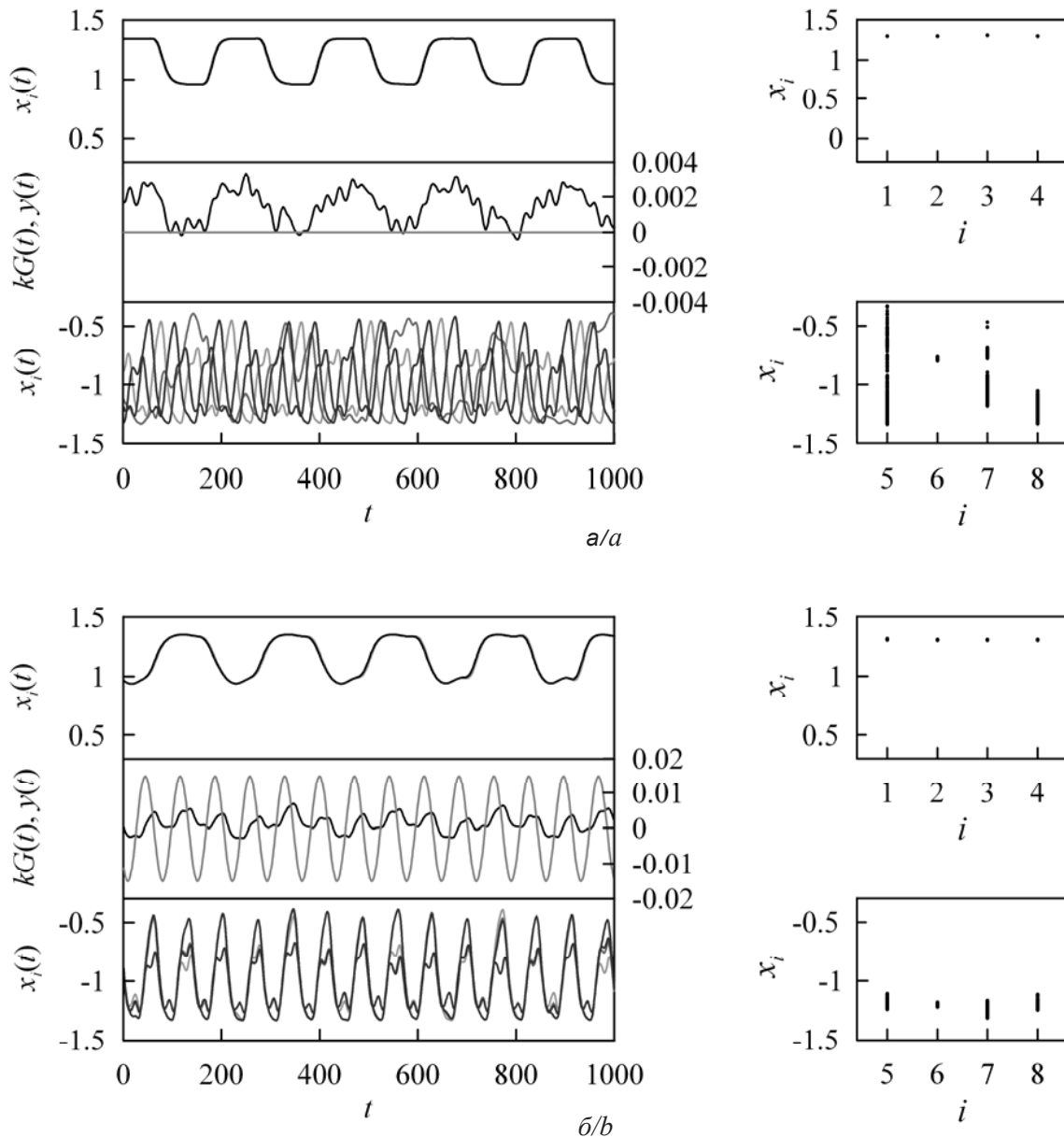


Рис. 5. Временные реализации колебаний связанных осцилляторов (1), сигнала  $kG(t)$  (черный цвет) при  $\tau_m = 30$  и  $y(t)$  (серый цвет), а также сечения Пуанкаре при  $A = 0$  (а),  $A = 0.015$  и  $T = 71$  (б)

Fig. 5. Time series of oscillations of the coupled oscillators (1), signal  $kG(t)$  (black color) at  $\tau_m = 30$ , and signal  $y(t)$  (grey color) and Poincaré sections at  $A = 0$  (a),  $A = 0.015$  and  $T = 71$  (b)



Однако с помощью гармонического воздействия можно добиться и противоположного результата, а именно разрушить синхронные колебания осцилляторов. Например, при  $\tau_m = 5$ , соответствующем при  $y(t) = 0$  области SS на рис. 2, в сети наблюдается колебательный режим, при котором осцилляторы первого кластера полностью синхронны, а осцилляторы второго кластера демонстрируют фазовую синхронизацию (рис. 6, а).

Воздействие на осцилляторы внешним гармоническим сигналом с  $A = 0.004$  и  $T = 215$

приводит к разрушению фазовой синхронизации хаотических колебаний осцилляторов второго кластера и установлению в сети состояния «хи-мера» (рис. 6, б). Таким образом, с помощью гармонического сигнала относительно малой амплитуды можно эффективно управлять колебательными режимами в сети идентичных бистабильных систем с запаздыванием, связанных через общее поле.

Качественно похожие результаты получаются и для сетей, число осцилляторов в которых

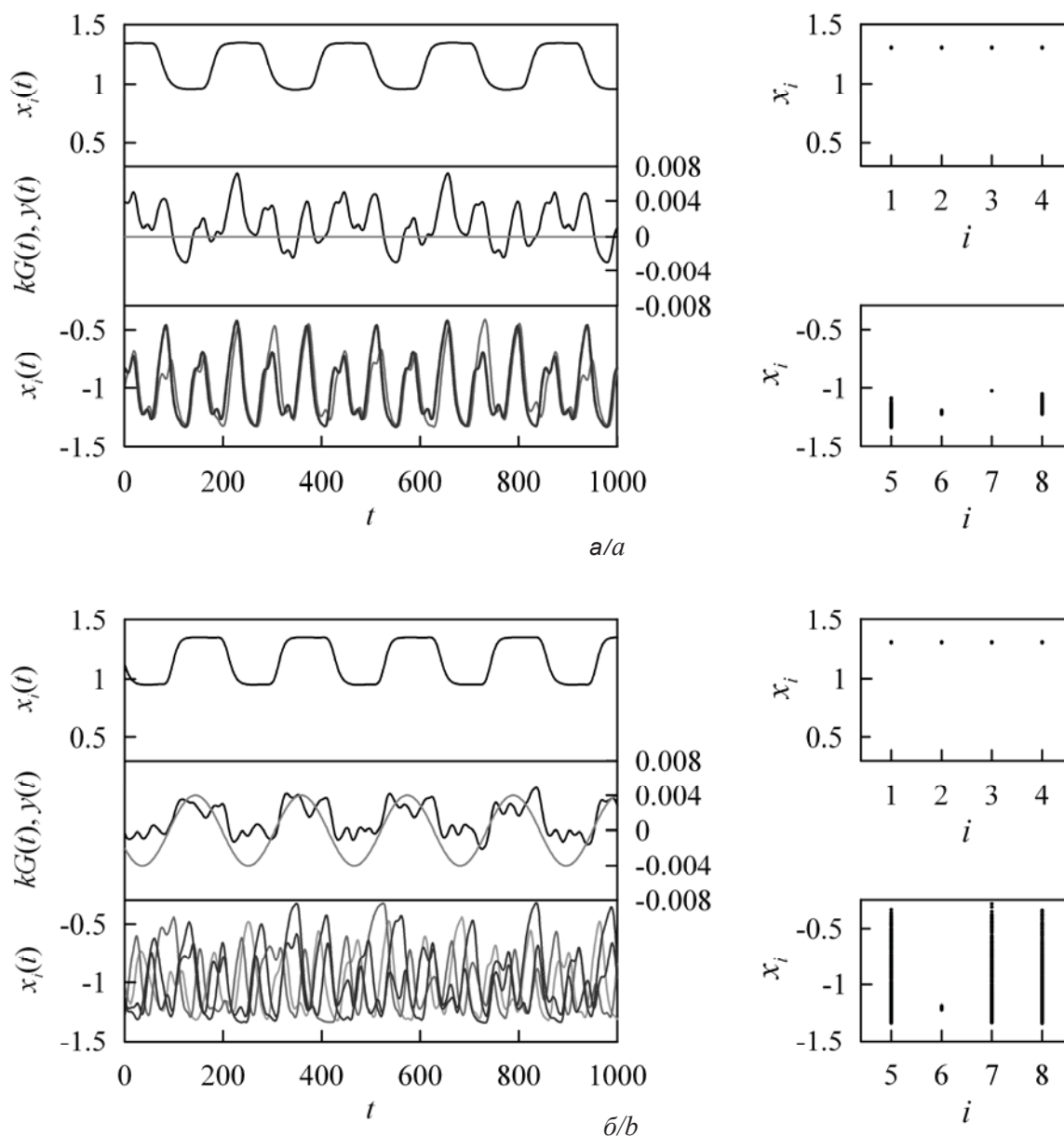


Рис. 6. Временные реализации колебаний связанных осцилляторов (1), сигнала  $kG(t)$  (черный цвет) при  $\tau_m = 5$  и  $y(t)$  (серый цвет), а также сечения Пуанкаре при  $A = 0$  (а),  $A = 0.004$  и  $T = 215$  (б)

Fig. 6. Time series of oscillations of the coupled oscillators (1), signal  $kG(t)$  (black color) at  $\tau_m = 5$ , and signal  $y(t)$  (grey color) and Poincaré sections at  $A = 0$  (a),  $A = 0.004$  and  $T = 215$  (b)



отлично от рассмотренного нами случая  $N = 8$ . Значительное увеличение числа осцилляторов приводит к заметному увеличению длительности расчетов и усложняет визуализацию временных реализаций колебаний одновременно всех осцилляторов. Минимальное возможное количество осцилляторов в сети для иллюстрации обнаруженных эффектов равно 4. Однако для такого случая с трудом можно говорить о понятии среднего поля. Поэтому нами был выбран некий промежуточный вариант  $N = 8$ .

### Заключение

Нами проведено исследование возможности управления с помощью внешнего гармонического воздействия коллективной динамикой в сети идентичных бистабильных систем с запаздыванием, глобально связанных через общее поле, которое формируется путем сложения сигналов всех осцилляторов, нормировки суммарного сигнала и его задержки на собственное время запаздывания общего поля. В отсутствие внешнего воздействия вид колебательного режима в сети определяется выбором начальных условий в связанных осцилляторах и величиной времени запаздывания общего поля.

Показано, что гармонический сигнал даже относительно небольшой амплитуды способен синхронизовать те осцилляторы сети, собственная частота колебаний которых близка к частоте гармонического воздействия. При этом для синхронизации периодических осцилляторов требуется значительно меньшая амплитуда гармонического сигнала, чем для синхронизации хаотических осцилляторов. Вместе с тем внешний гармонический сигнал может привести к разрушению фазовой синхронизации хаотических колебаний осцилляторов, если его частота существенно отличается от основной частоты хаотических колебаний.

Таким образом, воздействие на бистабильные системы с запаздыванием, связанные через общее поле, внешним гармоническим сигналом позволяет управлять колебательными режимами в сети, в том числе формировать или разрушать состояния «химера».

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00071).

### Список литературы

1. *Anishchenko V. S., Astakhov V. V., Nikolaev V. V., Shabunin A. V.* Chaotic synchronization in a network of symmetrically coupled oscillators // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 2. С. 196–203.
2. *Boccaletti S., Latora V., Moreno Y., Chavez M., Hwang D. U.* Complex networks: Structure and dynamics // Physics Reports. 2006. Vol. 424. P. 175–308. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.10.009
3. *Osipov G. V., Kurths J., Zhou C.* Synchronization in Oscillatory Networks. Berlin : Springer, 2007. 370 p.
4. *Клиньшов В. В., Некоркин В. И.* Синхронизация автоколебательных сетей с запаздывающими связями // Успехи физических наук. 2013. Т. 183, вып. 12. С. 1323–1336. DOI: 10.3367/UFNr.0183.201312c.1323
5. *Otto A., Radons G., Bachrathy D., Orosz G.* Synchronization in networks with heterogeneous coupling delays // Physical Review E. 2018. Vol. 97. P. 012311. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.012311
6. *Abrams D. M., Strogatz S. H.* Chimera states for coupled oscillators // Physical Review Letters. 2004. Vol. 93. 174102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.174102
7. *Schmidt L., Schönleber K., Krischer K., García-Morales V.* Coexistence of synchrony and incoherence in oscillatory media under nonlinear global coupling // Chaos. 2014. Vol. 24. 013102. DOI: 10.1063/1.4858996
8. *Schmidt L., Krischer K.* Clustering as a prerequisite for chimera states in globally coupled systems // Physical Review Letters. 2015. Vol. 114. 034101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.034101
9. *Mishra A., Hens C., Bose M., Roy P. K., Dana S. K.* Chimeralike states in a network of oscillators under attractive and repulsive global coupling // Physical Review E. 2015. Vol. 92. 062920. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.062920
10. *Semenova N., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E.* Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements // Physical Review Letters. 2016. Vol. 117. 014102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
11. *Shepelev I. A., Vadivasova T. E., Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S.* New type of chimera structures in a ring of bistable FitzHugh–Nagumo oscillators with nonlocal interaction // Physics Letters A. 2017. Vol. 381. P. 1398–1404. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.02.034>
12. *Анищенко В. С., Стрелкова Г. И.* Химерные структуры в ансамблях нелокально связанных хаотических осцилляторов // Изв. высших учебных заведений. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 8–9. С. 739–753.
13. *Холуянова И. А., Богомолов С. А., Анищенко В. С.* Синхронизация химерных структур в ансамблях нелокально связанных кубических отображений // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2018. Т. 18, вып. 2. С. 103–111. DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-2-103-111





14. Andrzejak R. G., Ruzzene G., Malvestio I., Schindler K., Schöll E., Zakharova A. Mean field phase synchronization between chimera states // *Chaos*. 2018. Vol. 28. 091101. DOI: 10.1063/1.5049750
15. Yao N., Huang Z.-G., Ren H.-P., Grebogi C., Lai Y.-C. Self-adaptation of chimera states // *Physical Review E*. 2019. Vol. 99. 010201. DOI: 10.1103/PhysRevE.99.010201
16. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Delay-induced chimeras in neural networks with fractal topology // *The European Physical Journal B*. 2019. Vol. 92. 54. DOI: 10.1140/epjb/e2019-90309-6
17. Sun J. Q., Ding G. *Advances in Analysis and Control of Time-Delayed Dynamical Systems*. Singapore : World Scientific, 2013. 352 p.
18. Sieber J., Omel'chenko O. E., Wolfrum M. Controlling unstable chaos : Stabilizing chimera states by feedback // *Physical Review Letters*. 2014. Vol. 112. 054102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.054102
19. Gambuzza L. V., Frasca M. Pinning control of chimera states // *Physical Review E*. 2016. Vol. 94. 022306. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.022306
20. Масленников О. В., Некоркин В. И. Адаптивные динамические сети // *Успехи физических наук*. 2017. Т. 187, вып. 7. С. 745–756. DOI: 10.3367/UFN.2016.10.037902
21. Bera B. K., Ghosh D., Parmananda P., Osipov G. V., Dana S. K. Coexisting synchronous and asynchronous states in locally coupled array of oscillators by partial self-feedback control // *Chaos*. 2017. Vol. 27. 073108. DOI: 10.1063/1.4993459
22. Gjurchinovski A., Schöll E., Zakharova A. Control of amplitude chimeras by time delay in oscillator networks // *Physical Review E*. 2017. Vol. 95. 042218. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.042218
23. Shepelev I. A., Vadivasova T. E. Inducing and destruction of chimeras and chimera-like states by an external harmonic force // *Physics Letters A*. 2018. Vol. 382. P. 690–696. DOI: 10.1016/j.physleta.2017.12.055
24. Yuan W.-J., Zhou J.-F., Sendiña-Nadal I., Boccaletti S., Wang Z. Adaptive control of dynamical synchronization on evolving networks with noise disturbances // *Physical Review E*. 2018. Vol. 97. 022211. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.022211
25. Novičenko V., Ratas I. In-phase synchronization in complex oscillator networks by adaptive delayed feedback control // *Physical Review E*. 2018. Vol. 98. 042302. DOI: 10.1103/PhysRevE.98.042302
26. Hart J. D., Zhang Y., Roy R., Motter A. E. Topological control of synchronization patterns : Trading symmetry for stability // *Physical Review Letters*. 2019. Vol. 122. 058301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.058301
27. Ruzzene G., Omelchenko I., Schöll E., Zakharova A., Andrzejak R. G. Controlling chimera states via minimal coupling modification // *Chaos*. 2019. Vol. 29. 0511031. DOI: 10.1063/1.5097570
28. Ikeda K., Matsumoto K. High-dimensional chaotic behavior in systems with time-delayed feedback // *Physica D*. 1987. Vol. 29. P. 223–235. DOI: 10.1016/0167-2789(87)90058-3
29. Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M. Chimeralike states in an ensemble of globally coupled oscillators // *Physical Review Letters*. 2014. Vol. 112. 144103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.144103
30. Ponomarenko V. I., Kulminskiy D. D., Prokhorov M. D. Chimeralike states in networks of bistable time-delayed feedback oscillators coupled via the mean field // *Physical Review E*. 2017. Vol. 96. 022209. DOI: 10.1103/PhysRevE.96.022209
31. Кульминский Д. Д., Пономаренко В. И., Прохоров М. Д. Влияние инерционных свойств и запаздывания общего поля на коллективную динамику глобально связанных бистабильных осцилляторов с запаздыванием // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*. 2018. Т. 26, № 1. С. 4–20. DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-1-4-20

#### Образец для цитирования:

Пономаренко В. И., Кульминский Д. Д., Боровкова Е. И., Прохоров М. Д. Управление коллективной динамикой в сети бистабильных систем с запаздыванием, связанных через общее поле // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 258–269. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-258-269>

#### Control of Collective Dynamics in a Network of Bistable Time-Delay Systems Coupled via the Mean Field

V. I. Ponomarenko, D. D. Kulminskiy,  
E. I. Borovkova, M. D. Prokhorov

Vladimir I. Ponomarenko, <https://orcid.org/0000-0002-1579-6465>,  
Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, 38 Zelyonaya St., Saratov 410019, Russia, ponomarenkovi@gmail.com

Danil D. Kulminskiy, <https://orcid.org/0000-0002-3936-2813>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics

of Russian Academy of Sciences, 38 Zelyonaya St., Saratov 410019, Russia, kulminskydd@gmail.com

Ekaterina I. Borovkova, <https://orcid.org/0000-0002-9621-039X>,  
Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, rubanei@mail.ru

Mikhail D. Prokhorov, <https://orcid.org/0000-0003-4069-9410>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, 38 Zelyonaya St., Saratov 410019, Russia, mdprokhorov@yandex.ru

**Background and Objectives:** The object of our study is a network of identical bistable time-delayed feedback systems coupled via the



mean field and driven by an external harmonic signal. The mean field that provides the global coupling of time-delay systems has its own delay time, which allows one to take into account the final speed of signal propagation and processing in the medium through which the oscillators are connected. The objective of the paper is to study the possibility of controlling the collective dynamics in the network of coupled bistable time-delay oscillators using an external harmonic force. **Materials and Methods:** The nonlinear function of oscillators and its parameters are chosen in such a way as to ensure the existence of bistable oscillatory regimes in which the basic frequencies of oscillations of the system differ by three times, with one of the bistable regimes being periodic and the other regime being chaotic. The initial conditions in the coupled oscillators are assigned in such a way that two clusters take place in the studied network, each of which, depending on the value of the phase shift of the mean field signal, can demonstrate both the synchronous and non-synchronous behavior of the elements included in it. The control of the oscillation regimes in the network is carried out using the variation of the parameters of the mean field and external harmonic signal. **Results:** It is shown that using a harmonic signal of relatively small amplitude, it is possible to effectively control the oscillation regimes, in particular, to create or destroy chimera states in a network of identical bistable systems with a time-delayed feedback that are globally coupled via the mean field.

**Keywords:** network of coupled oscillators, time-delay systems, bistability, control of collective dynamics, chimera states.

Received: 21.06.2019 / Accepted: 03.09.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 19-02-00071).

## References

1. Anishchenko V. S., Astakhov V. V., Nikolaev V. V., Shabunin A. V. Chaotic synchronization in a network of symmetrically coupled oscillators. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2000, vol. 45, no. 2, pp. 179–185.
2. Boccaletti S., Latora V., Moreno Y., Chavez M., Hwang D. U. Complex networks: Structure and dynamics. *Physics Reports*, 2006, vol. 424, pp. 175–308. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.10.009
3. Osipov G. V., Kurths J., Zhou C. *Synchronization in Oscillatory Networks*. Berlin, Springer, 2007. 370 p.
4. Klinshov V. V., Nekorkin V. I. Synchronization of delay-coupled oscillator networks. *Physics-Uspekhi*, 2013, vol. 56, no. 12, pp. 1217–1229. DOI: 10.3367/UFNe.0183.201312c.1323
5. Otto A., Radons G., Bachrathy D., Orosz G. Synchronization in networks with heterogeneous coupling delays. *Physical Review E*, 2018, vol. 97, pp. 012311. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.012311
6. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera states for coupled oscillators. *Physical Review Letters*, 2004, vol. 93, 174102. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.012311
7. Schmidt L., Schönleber K., Krischer K., García-Morales V. Coexistence of synchrony and incoherence in oscillatory media under nonlinear global coupling. *Chaos*, 2014, vol. 24, 013102. DOI: 10.1063/1.4858996
8. Schmidt L., Krischer K. Clustering as a prerequisite for chimera states in globally coupled systems. *Physical Review Letters*, 2015, vol. 114, 034101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.034101
9. Mishra A., Hens C., Bose M., Roy P. K., Dana S. K. Chimeralike states in a network of oscillators under attractive and repulsive global coupling. *Physical Review E*, 2015, vol. 92, 062920. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.062920
10. Semenova N., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E. Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements. *Physical Review Letters*, 2016, vol. 117, 014102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.014102
11. Shepelev I. A., Vadivasova T. E., Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. New type of chimera structures in a ring of bistable FitzHugh–Nagumo oscillators with nonlocal interaction. *Physics Letters A*, 2017, vol. 381, pp. 1398–1404. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.02.034>
12. Anishchenko V. S., Strelkova G. I. Chimera structures in the ensembles of nonlocally coupled chaotic oscillators. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2019, vol. 61, iss. 8–9, pp. 659–671. DOI: 10.1007/s11141-019-09926-5
13. Kholuianova I. A., Bogomolov S. A., Anishchenko V. S. Synchronization of chimera states in ensembles of nonlocally coupled cubic maps. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2018, vol. 18, iss. 2, pp. 103–111 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-2-103-111
14. Andrzejak R. G., Ruzzone G., Malvestio I., Schindler K., Schöll E., Zakharova A. Mean field phase synchronization between chimera states. *Chaos*, 2018, vol. 28, 091101. DOI: 10.1063/1.5049750
15. Yao N., Huang Z.-G., Ren H.-P., Grebogi C., Lai Y.-C. Self-adaptation of chimera states. *Physical Review E*, 2019, vol. 99, 010201. DOI: 10.1103/PhysRevE.99.010201
16. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Delay-induced chimeras in neural networks with fractal topology. *The European Physical Journal B*, 2019, vol. 92, 54. DOI: 10.1140/epjb/e2019-90309-6
17. Sun J. Q., Ding G. *Advances in Analysis and Control of Time-Delayed Dynamical Systems*. Singapore, World Scientific, 2013. 352 p.
18. Sieber J., Omel'chenko O. E., Wolfrum M. Controlling unstable chaos: Stabilizing chimera states by feedback. *Physical Review Letters*, 2014, vol. 112, 054102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.054102
19. Gambuzza L. V., Frasca M. Pinning control of chimera states. *Physical Review E*, 2016, vol. 94, 022306. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.022306
20. Maslennikov O. V., Nekorkin V. I. Adaptive dynamical networks. *Physics-Uspekhi*, 2017, vol. 60, no. 7, pp. 694–704. DOI: 10.3367/UFNe.2016.10.037902
21. Bera B. K., Ghosh D., Parmananda P., Osipov G. V., Dana S. K. Coexisting synchronous and asynchronous



- states in locally coupled array of oscillators by partial self-feedback control. *Chaos*, 2017, vol. 27, 073108. DOI: 10.1063/1.4993459
22. Gjurchinovski A., Schöll E., Zakharova A. Control of amplitude chimeras by time delay in oscillator networks. *Physical Review E*, 2017, vol. 95, 042218. DOI: 10.1103/PhysRevE.95.042218
  23. Shepelev I. A., Vadivasova T. E. Inducing and destruction of chimeras and chimera-like states by an external harmonic force. *Physics Letters A*, 2018, vol. 382, pp. 690–696. DOI: 10.1016/j.physleta.2017.12.055
  24. Yuan W.-J., Zhou J.-F., Sendiña-Nadal I., Boccaletti S., Wang Z. Adaptive control of dynamical synchronization on evolving networks with noise disturbances. *Physical Review E*, 2018, vol. 97, 022211. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.022211
  25. Novičenko V., Ratas I. In-phase synchronization in complex oscillator networks by adaptive delayed feedback control. *Physical Review E*, 2018, vol. 98, 042302. DOI: 10.1103/PhysRevE.98.042302
  26. Hart J. D., Zhang Y., Roy R., Motter A. E. Topological control of synchronization patterns: Trading symmetry for stability. *Physical Review Letters*, 2019, vol. 122, 058301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.058301
  27. Ruzzene G., Omelchenko I., Schöll E., Zakharova A., Andrzejak R. G. Controlling chimera states via minimal coupling modification. *Chaos*, 2019, vol. 29, 0511031. DOI: 10.1063/1.5097570
  28. Ikeda K., Matsumoto K. High-dimensional chaotic behavior in systems with time-delayed feedback. *Physica D*, 1987, vol. 29, pp. 223–235. DOI: 10.1016/0167-2789(87)90058-3
  29. Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M. Chimeralike states in an ensemble of globally coupled oscillators. *Physical Review Letters*, 2014, vol. 112, 144103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.144103
  30. Ponomarenko V. I., Kulminskiy D. D., Prokhorov M. D. Chimeralike states in networks of bistable time-delayed feedback oscillators coupled via the mean field. *Physical Review E*, 2017, vol. 96, 022209. DOI: 10.1103/PhysRevE.96.022209
  31. Kulminskiy D. D., Ponomarenko V. I., Prokhorov M. D. Influence of inertial properties and delay of the mean field on the collective dynamics of globally coupled bistable delayed-feedback oscillators. *Izvestiya VUZ, Applied Nonlinear Dynamics*, 2018, vol. 26, iss. 1, pp. 4–20 (in Russian). DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-1-4-20

**Cite this article as:**

Ponomarenko V. I., Kulminskiy D. D., Borovkova E. I., Prokhorov M. D. Control of Collective Dynamics in a Network of Bistable Time-Delay Systems Coupled via the Mean Field. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 258–269 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-258-269>

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.37+681.785.57

### Безопорная низкокогерентная рефлектометрия случайно- неоднородных сред в условиях широкополосной спектральной селекции рассеянного зондирующего излучения

Е. А. Исаева, А. А. Исаева, Д. А. Зимняков

Исаева Елена Андреевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., 27isaevaeva@mail.ru

Исаева Анна Андреевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., isanna.1987@mail.ru

Зимняков Дмитрий Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой «Физика», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А.; главный научный сотрудник лаборатории проблем лазерной диагностики технических и живых систем, Институт проблем точной механики и управления РАН (Саратов), zimnykov@mail.ru

Представлены результаты экспериментальной верификации предложенного ранее метода безопорной низкокогерентной рефлектометрии насыщенных флуорофором случайно-неоднородных сред в условиях малой спектральной селективности системы детектирования флуоресцентного излучения среды. Увеличение ширины спектрального окна детектора приводит к существенному подавлению пространственных флуктуаций интенсивности флуоресценции, возбуждаемой накачкой непрерывным лазерным излучением. Тем не менее, зависимость индекса мерцаний пространственных флуктуаций интенсивности от центральной длины волны спектрально селектируемого флуоресцентного излучения, полученная в эксперименте с сильно рассеивающими флуоресцирующими средами (оптически толстыми слоями плотноупакованных наночастиц диоксида титана, насыщенными водным раствором родамина 6Ж), отображает установленные ранее характерные особенности переноса флуоресцентного излучения в подобных системах. К числу этих особенностей относится эффект возрастания средней длины распространения флуоресцентного излучения в системе вблизи максимума флуоресценции вследствие его спонтанного усиления при высоких концентрациях флуорофора. Полученные результаты демонстрируют возможность применения спектрометрических систем с относительно низким разрешением (с шириной спектрального окна порядка 1 нм) для реализации метода безопорной низкокогерентной рефлектометрии случайно-неоднородных сред.

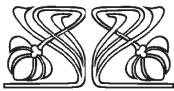
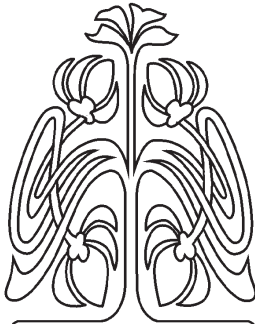
**Ключевые слова:** частично когерентное излучение, спектральная селекция, стохастическая интерференция, спектр-модуляция, индекс мерцаний, случайно-неоднородные среды, флуоресценция.

Поступила в редакцию: 19.03.2019 / Принята: 13.09.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

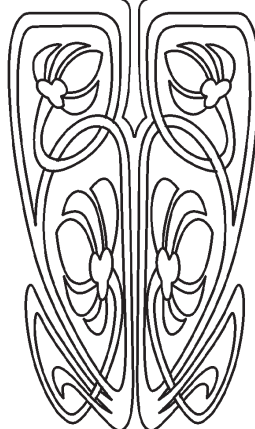
Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-270-278>

© Исаева Е. А., Исаева А. А., Зимняков Д. А., 2019



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





## Введение

Оптические методы зондирования сложных систем технического и биологического характера являются одним из перспективных подходов к получению комплексной информации о структуре и функциональных свойствах подобных систем в материаловедении и биомедицине [1–4]. В процессе взаимодействия света с дисперсными системами с упорядоченной или случайной структурой в условиях многократного рассеяния происходит стохастическая модуляция основных характеристик распространяющегося в среде света (амплитуды, частоты, поляризации). Результатом является стохастическая интерференция парциальных составляющих (волн) многократно рассеянного средой светового поля, внешне проявляющаяся в возникновении спекл-структур в рассеянном излучении при зондировании среды узкополосным (лазерным) излучением.

Многократно рассеянные зондируемыми средами спекл-модулированные световые поля в условиях частично когерентного зондирования могут анализироваться путем наложения на них «гладких» опорных световых полей. Подобный подход применяется, например, в оптической когерентной томографии и ее модификациях (в частности, в низкокогерентной рефлектометрии), с успехом используемых для решения диагностических задач в материаловедении и биомедицине [5–9].

Вместе с тем, в отсутствие наложения опорного светового поля корреляционный или спектральный анализ изменяющихся во времени спекл-модулированных рассеянных полей, порождаемых динамическим рассеянием лазерного излучения в нестационарных средах, позволяет получить информацию о динамике рассеивающих центров на пространственном масштабе порядка длины волны зондирующего излучения. Метод диффузионно-волновой спектроскопии, основанный на данном подходе, успешно применяется для изучения структурных перестроек пеноподобных материалов [10], термически активированных процессов в гидрогелях [11, 12], массопереноса в неупорядоченных пористых системах [13].

Определенный интерес представляет метод оптического зондирования с использованием спектральной селекции рассеянного средой широкополосного излучения, возникающего в результате флуоресценции среды, накачиваемой лазерным светом, либо в результате многократного рассеяния света от некогерентного источ-

ника зондирующего излучения (в отсутствие флуоресценции среды). В условиях высокой пространственной локализации зоны детектирования рассеянного излучения и узкополосной спектральной селекции детектируемый оптический сигнал будет претерпевать значительные флуктуации при изменении положения зоны детектирования на поверхности образца. Эти флуктуации обусловлены интерференцией парциальных составляющих светового поля, распространяющихся в среде по различным случайным траекториям и регистрируемых детектором. Поскольку значения разности фаз интерферирующих парциальных составляющих являются случайными величинами, то пространственные распределения интенсивности в формируемых подобным образом структурах будут иметь выраженный стохастический характер. Физическая модель этого явления может быть построена на основе рассмотрения зондируемой среды как многолучевого интерферометра со случайными значениями разности хода интерферирующих волн (парциальных составляющих). Подобный подход был ранее экспериментально верифицирован с использованием в качестве зондирующего излучения флуоресценции насыщенной лазерным красителем зондируемой среды. Флуоресценция возбуждалась путем накачки среды непрерывным лазерным излучением [14]. В данном случае осуществлялась узкополосная спектральная селекция флуоресцентного излучения с использованием спектрального окна с шириной 0.052 нм, а в качестве системы детектирования применялся рамановский микроскоп (LabRam GR 800, Horiba Jobin Yvon).

Возникает вопрос о возможности модификации инструментальной базы данного метода путем замещения дорогостоящей системы детектирования рассеянного флуоресцентного излучения на основе рамановского микроскопа более доступной системой, включающей в себя в качестве блока спектральной селекции портативный спектрометр общего назначения с существенно большей шириной спектрального окна (порядка 1 нм). В связи с этим целью данной работы явился статистический анализ стохастических интерференционных полей, формируемых сильно рассеивающими флуоресцирующими средами, с использованием метода безопорной низкокогерентной рефлектометрии [14] в условиях малой спектральной селективности системы детектирования флуоресцентного излучения среды.



Отметим также, что подобные исследования могут позволить получить значимые результаты для дальнейшей разработки технологий контроля лазерной генерации в сложных системах с локализацией света для фотонных приложений [15–17], сред с высокоэффективным преобразованием излучения для фотоэлектрических устройств [18, 19], а также методов биомедицинской диагностики, связанных с морфофункциональным анализом биотканей при зондировании в полосах поглощения хромофоров ткани.

### 1. Методика эксперимента

В работе представлены результаты исследования стохастических интерференционных полей, полученных при зондировании насыщенных красителем случайно-неоднородных сред с использованием статистического анализа пространственных распределений флуктуаций интенсивности флуоресценции на поверхностях исследуемых образцов. В качестве образцов использовались слои плотноупакованных наночастиц диоксида титана (Sigma Aldrich #637254, анатаз, размер частиц < 25 нм), насыщенных водным раствором родамина 6Ж с объемной долей красителя в растворе 0.005. Насыпная плотность частиц в зондируемых слоях составляла  $\sim 0.4$  г/см<sup>3</sup>. Образцы получали путем помещения частиц диоксида титана в цилиндрическую кювету высотой 2 мм и внутренним

диаметром 6 мм. Полученные слои частиц диоксида титана насыщались водным раствором Родамина 6Ж. Измерения коэффициента диффузного пропускания насыщенных водой слоев частиц на длине волны 630 нм позволили приблизительно оценить их транспортный коэффициент рассеяния как  $\mu_t \approx 23$  мм<sup>-1</sup>. Таким образом, при толщине слоев  $L = 2$  мм безразмерный параметр  $L\mu_t$  существенно превышает 1, что позволяет считать зондируемые слои оптически толстыми средами.

Для реализации метода безопорной некогерентной рефлектометрии использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Детектирование флуоресцентного излучения производилось в режиме сканирования вдоль поверхности исследуемого образца 3 с помощью подвижного транслятора 4. Флуоресценция в среде возбуждалась путем накачки среды непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм 1 (твердотельный лазер с диодной накачкой с выходной мощностью 50 мВт). Пучок лазерного излучения, проходя через рассеивающую линзу 2, расширялся, полностью перекрывая поверхность зондируемого слоя частиц. Микрообъектив с фокусным расстоянием 1.6 мм и числовой апертурой 1.25 5 использовался для локализации зоны детектирования на поверхности слоя. Изменения регистрируемой интенсивности в процессе

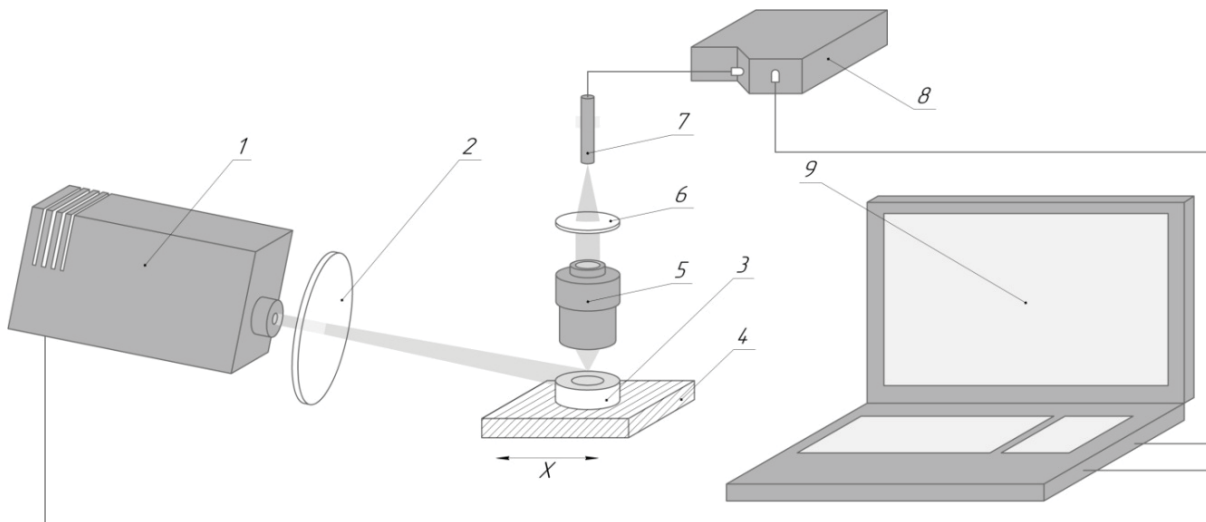


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – непрерывный DPSS лазер (532 нм, выходная мощность 50 мВт); 2 – рассеивающая линза (фокусное расстояние 200 мм); 3 – исследуемая среда; 4 – однокоординатный транслятор; 5 – микрообъектив (Nikon E plan 100X, N.A.1.25); 6 – собирающая линза, 7 – оптоволоконно (Ocean Optics P100 UV-VIS); 8 – спектрометр Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR; 9 – ПК

Fig. 1. The scheme of the experimental setup: 1 – continuous wave laser (532 nm, output power 50 mW); 2 – concave lens (focal length 200 mm); 3 – the media under investigation; 4 – linear (1D) translation stage; 5 – micro-lens (Nikon E plan 100X, N.A.1.25); 6 – collecting lens; 7 – aperture-acting optical fiber (Ocean Optics P100 UV-VIS); 8 – Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR spectrometer; 9 – PC



сканирования связаны со стохастической интерференцией рассеянного излучения в узкой полосе длин волн. Шаг смещения вдоль оси  $X$  при сканировании составлял 10 мкм. Система детектирования флуоресцентного излучения состояла из собирающей линзы с фокусным расстоянием 15 мм  $6$  и оптоволокна  $7$  (Ocean Optics P100 UV-VIS, числовая апертура 0.22, диаметр световедущей сердцевины, выполняющей роль диафрагмы, равен 100 мкм), подключаемого ко входному разъему спектрометра  $8$  (Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR). Эмпирически установлено, что линза  $6$  повышает эффективность вводимого в систему оптоволокно–спектрометр сигнала. Спектры флуоресценции записывались с помощью специализированного программного обеспечения на персональном компьютере  $9$ . Ширина спектрального окна составляла приблизительно  $\Delta\lambda = 0.78$  нм.

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены типичные распределения интенсивности флуоресцентного излучения  $I(\Delta X)$ , полученные при пошаговом сканировании вдоль оси  $X$ , для нескольких длин волн из регистрируемого спектрального интервала (570–680 нм).

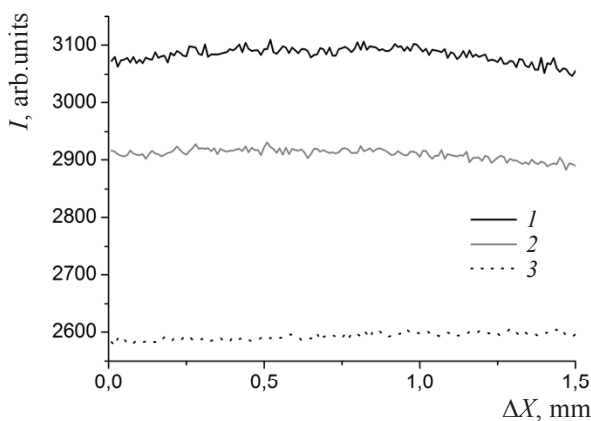


Рис. 2. Примеры распределений интенсивности флуоресцентного излучения, получаемых при линейном сканировании образца для различных длин волн:  $1 - \lambda = 570$  нм,  $2 - \lambda = 590$  нм,  $3 - \lambda = 620$  нм

Fig. 2. Examples of the fluorescence intensity distributions at various wavelengths in the course of linear scanning of the sample:  $1 - \lambda = 570$  nm,  $2 - \lambda = 590$  nm,  $3 - \lambda = 620$  nm

Интерпретация полученных экспериментальных данных осуществлялась в рамках подхода, рассмотренного в [14]; в соответствии с этим подходом статистические моменты

пространственных флуктуаций интенсивности излучения, многократно рассеянного случайно-неоднородной средой, могут быть представлены как интегральные преобразования функции плотности вероятности значений разности хода распространяющихся в среде парциальных составляющих рассеянного поля. Для нахождения функции плотности вероятности значений путей парциальных составляющих в среде с заданными оптическими параметрами целесообразно применить метод Монте–Карло моделирования переноса флуоресцентного излучения в среде.

Была принята следующая постановка задачи: излучение накачки попадало на поверхность образца и поглощалось красителем в приповерхностном слое толщиной в несколько микрометров, индуцируя тем самым флуоресценцию этого слоя. Флуоресцентное излучение в результате многократного рассеяния распространялось по всему объему образца. Распространение пакетов фотонов с единичным начальным весом моделировалось в среде со следующими параметрами: эффективный показатель преломления  $n_{eff} = 2$  (значение оценивалось с учетом показателей преломления частиц  $TiO_2$  и насыщающего водного раствора родамина 6Ж), коэффициент рассеяния  $\mu_s = 23$  мм<sup>-1</sup>, транспортный коэффициент рассеяния  $\mu_t = 22.8$  мм<sup>-1</sup>, коэффициент поглощения среды  $\mu_a \approx 0$  мм<sup>-1</sup>. Как отмечено выше, рассматриваемая среда относится к оптически «толстым» рассеивающим средам  $L\mu_t \gg 1$ .

Следует более подробно рассмотреть учет возможного поглощения среды в рамках Монте–Карло моделирования. Предполагается, что коэффициент диффузии излучения в среде, определяемый как  $D_r = v_g l^*/3$  ( $v_g$  – групповая скорость и  $l^*$  – транспортная длина распространения света в среде), не зависит от поглощения среды [20]. Таким образом, на первой стадии моделирования функция плотности вероятности значений оптических путей парциальных составляющих  $\rho(s)$  получается для рассматриваемой среды при отсутствии поглощения. Ненулевое поглощение среды (как положительное для пассивных сред, так и отрицательное для активных сред, усиливающих зондирующее излучение) может быть учтено путем модификации с помощью бугеровского множителя функции  $\rho(s)$ , полученной в результате Монте–Карло моделирования переноса излучения в непоглощающей среде [14]:

$$\rho'(s) = \rho(s) \exp(-\tilde{\mu}_a s), \quad (1)$$

где  $\tilde{\mu}_a$  – эффективное значение коэффициента



поглощения,  $s$  – оптическая длина пути парциальных составляющих излучения. Отметим, что эффект поглощения в большей степени проявляется для парциальных составляющих, характеризующихся большими значениями путей распространения в среде. Соответственно, положительное поглощение (пассивные среды) сопровождается уменьшением вклада составляющих с большими  $s$  в регистрируемый оптический сигнал, а отрицательное поглощение (например, в средах со спонтанным усилением излучения) приводит к возрастанию вклада составляющих, соответствующих «хвосту» распределения  $\rho(s)$ . При этом справедливо следующее соотношение:

$$I(\mu_a)/I(0) = \int_0^\infty \rho'(s) ds / \int_0^\infty \rho(s) ds,$$

где  $I(\mu_a)$  и  $I(0)$  – значения интенсивности рассеянного света, регистрируемого при заданных условиях детектирования при наличии и в отсутствие поглощения среды соответственно. При дальнейшем анализе модифицированная функция плотности вероятности  $\rho'(s)$  должна быть подвергнута перенормировке вида  $K'\rho'(s)$  с коэффициентом, определяемым следующим выражением:

$$K' = \frac{1}{\int_0^\infty \rho'(s) ds}.$$

Входящая в выражение для статистического момента второго порядка флуктуаций интенсивности функция плотности вероятности разности путей парциальных составляющих в среде может быть рассчитана как [14]

$$\rho'(\Delta s) = K \int_0^\infty \rho'(s + \Delta s) \rho'(s) ds, \quad (2)$$

где нормировочный коэффициент  $K$  определяется по формуле

$$K = 1 / \left[ \int_0^\infty \int_0^\infty \rho'(s + \Delta s) \rho'(s) ds \right] d(\Delta s), \quad (3)$$

а  $\Delta s$  – разность путей парциальных составляющих рассеянного излучения в среде. При расчете плотности распределения вероятностей разностей путей парциальных составляющих по данным Монте–Карло моделирования применялся частотный анализ полученного набора значений разностей путей.

Типичные примеры получаемых в результате моделирования распределений  $\rho'(s)$  и  $\rho'(\Delta s)$  представлены на рис. 3.

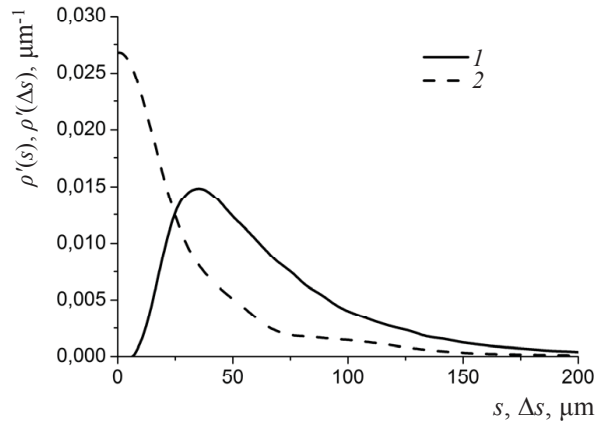


Рис. 3. Типичные кривые плотности распределения вероятностей путей парциальных составляющих  $\rho'(s)$  и разностей путей  $\rho'(\Delta s)$ , полученные в результате моделирования методом Монте–Карло для представленных в тексте параметров анализируемой среды: 1 –  $\rho'(s)$ , 2 –  $\rho'(\Delta s)$

Fig. 3. Dependences of the probability density functions on the optical path lengths of the partial components of the radiation  $\rho'(s)$  and on the difference in the optical path lengths of the partial components of the radiation  $\rho'(\Delta s)$ , obtained from the Monte–Carlo simulation for the parameters of the analyzed medium: 1 –  $\rho'(s)$ , 2 –  $\rho'(\Delta s)$

Среднее значение разности оптических длин путей рассчитывалось по формуле

$$\langle \Delta s \rangle = \int_0^\infty (\Delta s) \rho'(\Delta s) d(\Delta s). \quad (4)$$

Стохастическое интерференционное поле, регистрируемое в эксперименте, формируется в результате суперпозиции парциальных составляющих многократно рассеянного флуоресцентного излучения в среде. Подобный случай можно интерпретировать как результат некогерентного сложения двух линейно поляризованных статистически независимых составляющих (поляризационных мод) с ортогональными направлениями поляризации [14].

Индекс мерцания  $\beta = \frac{\sigma_i^2}{\langle I \rangle^2}$ , где  $\sigma_i^2$  – дисперсия флуктуаций интенсивности рассеянного света,  $\langle I \rangle$  – среднее значение интенсивности рассеянного света, многократно рассеянного линейно-поляризованного излучения, описывается соотношением [21]

$$\beta_l = \int_0^\infty |g(l, \Delta s)|^2 \rho'(\Delta s) d(\Delta s). \quad (5)$$

Тогда индекс мерцания для линейно поляризованных статистически независимых составляющих (поляризационных мод) с ортогональными направлениями поляризации может быть записан в виде:





$$\beta_{lp} = \frac{\sigma_i^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{(\sigma_i^2)_{lp,||} + (\sigma_i^2)_{lp,\perp}}{(\langle I_{lp,||} \rangle + \langle I_{lp,\perp} \rangle)^2} \quad (6)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{(\sigma_i^2)_{lp,||}}{(\langle I_{lp,||} \rangle)^2} = \frac{1}{2} \frac{(\sigma_i^2)_{lp,\perp}}{(\langle I_{lp,\perp} \rangle)^2} = \frac{1}{2} \int_0^\infty |g(l_c, \Delta s)|^2 \rho'(\Delta s) d(\Delta s),$$

где  $|g(l_c, \Delta s)|$  – модуль нормированной функции (комплексной степени) временной когерентности излучения,  $l_c$  – длина временной когерентности излучения. Модуль комплексной степени когерентности  $|g(l_c, \Delta s)|$  в условиях спектральной селекции рассеянного излучения прямоугольным окном определяется как

$$|g(l_c, \Delta s)| = \left| \frac{\sin\{\pi\Delta s/l_c\}}{\pi\Delta s/l_c} \right| \quad [22].$$

Для случая высокой степени когерентности излучения при  $l_c \gg \langle \Delta s \rangle$  (где  $l_c = \frac{\lambda_c^2}{\Delta\lambda}$ ,  $\lambda_c$  – средняя длина волны в спектральном интервале, выделяемом прямоугольным окном,  $\Delta\lambda$  – ширина окна,  $\langle \Delta s \rangle$  – среднее значение разностей путей парциальных составляющих) значение индекса мерцания детектируемого сигнала  $\beta_I$  должно стремиться к 0.5, а зависимости локальных значений интенсивности должны описываться релеевским распределением [14]. Для случая низкой степени когерентности  $l_c \ll \langle \Delta s \rangle$  распределение

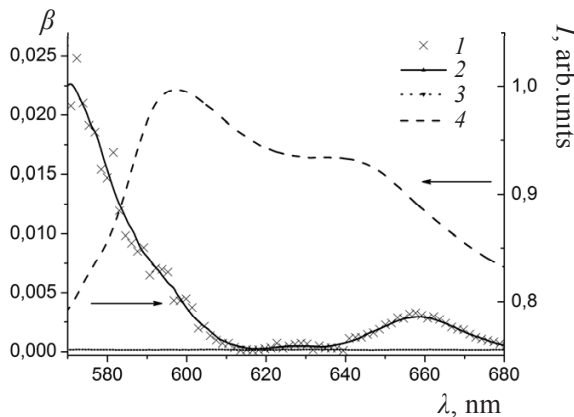


Рис. 4. Значения индекса мерцаний  $\beta$  (1) и усредненной по выборке средней интенсивности регистрируемого флуоресцентного отклика среды (4) в зависимости от средней длины волны в выделяемом спектральном интервале. 2 – кривая, интерполирующая полученные в эксперименте значения индекса мерцаний; 3 – уровень шума используемой системы детектирования

Fig. 4. The values of oscillation index ( $I$ ) and average intensity of the recorded fluorescence response of medium (4) depending on the average wavelength in the detected spectral range. 2 is a curve interpolating the experimentally obtained values of the oscillation index; 3 is a noise level of the used detection system

интенсивности описывается гауссовой статистикой и малыми значениями индекса мерцания  $\beta_I$ .

Таким образом, возрастание  $\langle \Delta s \rangle$  и, соответственно, «уширение» распределения  $\rho(\Delta s)$  при заданных условиях детектирования сопровождается уменьшением значения индекса мерцания.

На рис. 4 представлены полученные в эксперименте значения индекса мерцаний и средней интенсивности спектрально селективируемого флуоресцентного излучения в зависимости от средней длины волны в спектральном интервале, выделяемом скользящим окном шириной 0.78 нм.

### 3. Обсуждение результатов

Существенно немонотонное поведение  $\beta$  в зависимости от  $\lambda$  (см. рис. 4) может быть интерпретировано в рамках представлений о влиянии поглощения и рассеяния флуоресцентного излучения в зондируемой среде на плотность вероятности значений разности путей парциальных составляющих поля флуоресцентного излучения. В частности, максимальные значения индекса мерцаний, наблюдаемые на высокочастотной границе анализируемого спектрального интервала, предположительно обусловлены влиянием длинноволнового крыла спектра поглощения раствора родамина. Убывание коэффициента поглощения среды, обусловленного собственным поглощением родамина, с ростом длины волны приводит к возрастанию значения  $\langle \Delta s \rangle$  и, в соответствии с выражением (5) – к убыванию  $\beta$ . Резкий спад индекса мерцаний в спектральном интервале от 580 нм до 630 нм, коррелирующий с существенным возрастанием интенсивности в этом интервале (рис. 4, кривая 4), предположительно обусловлен эффектом спонтанного усиления флуоресцентного излучения. Подобный физический механизм обсуждался ранее в [14]. Соответственно, убывание флуоресцентного отклика среды и эффективности спонтанного усиления в сочетании с влиянием остаточного поглощения флуорофора в длинноволновой области (в интервале от 640 нм до 660 нм) приводят к незначительному возрастанию  $\beta$  и появлению низкоамплитудного локального максимума индекса мерцаний на 660 нм. При дальнейшем увеличении длины волны спектрально селективируемого зондирующего излучения роль остаточного собственного поглощения раствора флуорофора



сводится к минимуму при одновременном снижении фактора эффективности рассеяния частиц, образующих зондируемую среду. Влиянием этих факторов предположительно обусловлено возрастание  $\langle \Delta s \rangle$  и, соответственно, наблюдаемое в эксперименте убывание индекса мерцаний для длин волн  $\lambda > 660$  нм (см. рис. 4).

### Заключение

Установлена зависимость индекса мерцания пространственных флуктуаций интенсивности от центральной длины волны спектрально селективного флуоресцентного излучения для оптически толстых слоев плотноупакованных наночастиц диоксида титана в случае малой спектральной селективности системы детектирования. Подобный эффект согласуется с результатами, полученными для случая системы с высокой спектральной селективностью детектора, и предположительно обусловлен спектральной зависимостью отрицательного поглощения флуоресцентного излучения в исследуемой среде (что, в свою очередь, связано со спонтанным усилением флуоресценции при высоких концентрациях красителя). Показано, что метод безпорной низкокогерентной интерферометрии на основе статистического анализа флуктуаций интенсивности излучения может быть реализован с использованием спектрометрических систем с относительно низким разрешением (с шириной спектрального окна порядка 1 нм). Подобные исследования играют важную роль для развития существующих и создания новых методов флуоресцентной диагностики в биомедицине и материаловедении.

### Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-32-00584).

### Список литературы

1. Brunel L., Brun A., Snabre P., Cipelletti L. Adaptive speckle imaging interferometry: a new technique for the analysis of microstructure dynamics, drying processes and coating formation // *Opt. Exp.* 2007. Vol. 15, № 23. P. 15250–15259. DOI:10.1364/OE.15.015250
2. Liu B., Brezinski M. E. Theoretical and practical considerations on detection performance of time domain, Fourier domain, and swept source optical coherence tomography // *J. Biomed. Opt.* 2007. Vol. 12, iss. 4. P. 044007 – 044011. DOI: 10.1117/1.2753410
3. Zakharov P., Cardinaux F., Scheffold F. Multispeckle diffusing-wave spectroscopy with a single-mode detection scheme // *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* 2006. Vol. 73, iss. 1. P. 011413–011416. DOI: 10.1103/PhysRevE.73.011413
4. Прокурин С. Г., Кускова Н. А., Авсиевич Т. И. Оптические доплеровские методы для измерения скорости потоков биологических жидкостей // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2017. Т. 17, вып. 4. С. 269–280. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2017-17-4-269-280>
5. Huang D., Swanson E. A., Lin C. P., Schuman J. S., Stinson W. G., Chang W., Hee M. R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C. A., Fujimoto J. G. Optical coherence tomography // *Science.* 1991. Vol. 5035, iss. 254. P. 1178–1181. DOI: 10.1126/science.1957169
6. Fujimoto J. G., Brezinski M. E., Tearney G. J., Boppart S. A., Bouma B., Hee M. R., Southern J. F., Swanson E. A. Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography // *Nat Med.* 1995. Vol. 1. P. 970–972.
7. Narayan R. J. Monitoring and Evaluation of Biomaterials and their Performance *In Vivo*. Amsterdam : Woodhead Publ., 2017. 224 с.
8. Shirazi M. F., Jeon M., Kim J. Structural Analysis of Polymer Composites Using Spectral Domain Optical Coherence Tomography // *Sensors (Basel).* 2017. Vol. 5, iss.17. P. 1155. DOI: 10.3390/s17051155
9. Ульянова О. В., Ульянов С. С., Зайцев С. С., Хиженякова М. А., Салтыков Ю. В., Филонова Н. Н., Субботина И. А., Ляпина А. М., Федорова В. А. Исследование статистических характеристик оптических GB-спеклов, формирующихся при рассеянии света на виртуальных структурах нуклеотидных последовательностей генов энтеробактерий // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2018. Т. 18, вып. 2. С. 123–137. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2018-18-2-123-137>
10. Durian D. J., Weitz D. A., Pine D. J. Dynamics and coarsening in three-dimensional foams // *J. Phys. Condens. Matter.* 1990. Vol. 2. P. SA433–SA436. DOI: 10.1088/0953-8984/2/S/069
11. Isaeva A. A., Isaeva E. A. Spatially resolved speckle correlometry in application to media structure characterization // *IEEE, Laser Optics International Conference.* 2014. Vol. 6886501. P. 501214. DOI: 10.1109/LO.2014.6886501
12. Zimnyakov D. A., Isaeva A. A., Isaeva E. A., Ushakova O. V. Speckle-correlation analysis of the dynamic scatterers in temperature-governed gelation // *Proc. SPIE.* 2016. Vol. 9917. P. 99172E–99178E. DOI: 10.1117/12.2229822
13. Zimnyakov D. A., Sadovoi A. V., Vilenskii M. A., Zakharov P. V., Myllylä R. Critical behavior of phase interfaces in porous media: Analysis of scaling properties with the use of noncoherent and coherent light // *JETP.* 2009. Vol. 108, № 2. P. 311–325. DOI: 10.1134/S1063776109020149



14. Zimnyakov D. A., Yuvchenko S. A., Pavlova M. V., Alonova M. V. Reference-free path length interferometry of random media with the intensity moments analysis // *Opt. Express*. 2017. Vol. 25, iss. 13. P. 13953–13972. DOI: 10.1364/OE.25.013953
15. Wiersma D. S., Lagendijk A. Light diffusion with gain and random lasers // *Phys. Rev. E*. 1996. Vol. 54, iss. 4. P. 4256–4265
16. Van der Molen K. L., Mosk A. P., Lagendijk A. Quantitative analysis of several random lasers // *Opt. Commun.* 2007. Vol. 278. P. 110–113. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.05.047
17. El-Dardiry R. G., Lagendijk A. Tuning random lasers by engineered absorption // *App. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, iss. 16. P. 161106–08. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3571452>
18. Colodrero S., Calvo M. E., Miguez H. Photon management in dye sensitized solar cells. Электронный ресурс. URL: [https://www.researchgate.net/publication/221907408\\_Photon\\_Management\\_in\\_Dye\\_Sensitized\\_Solar\\_Cells](https://www.researchgate.net/publication/221907408_Photon_Management_in_Dye_Sensitized_Solar_Cells) (дата обращения: 1.04 2019). DOI: 10.5772/8077
19. Mihi A., Miguez H. Origin of light-harvesting enhancement in colloidal-photonic-crystal-based dye-sensitized solar cells // *J. Phys. Chem. B*. 2005. Vol. 109, iss. 33. P. 15968–76. DOI: 10.1021/jp051828g
20. Furutsu K., Yamada Y. Diffusion approximation for dissipative random medium and the applications // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 50, iss. 5. P. 3634–3640. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.3634>
21. Zimnyakov D. A., Oh J.-T., Sinichkin Yu. P., Trifonov V. A., Gurianov E. V. Polarization-sensitive speckle spectroscopy of scattering media beyond the diffusion limit // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2004. Vol. 21, iss. 59. P. 59–70. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.21.000059>
22. Born M., Wolf E. Principles of Optics. 7<sup>th</sup> ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 987 p.

#### Образец для цитирования:

Исаева Е. А., Исаева А. А., Зимняков Д. А. Безопорная низкокогерентная рефлектометрия случайно-неоднородных сред в условиях широкополосной спектральной селекции рассеянного зондирующего излучения // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 270–278. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-270-278>

#### Referenceless Low-Coherence Reflectometry of Random Media under Wide-Band Spectral Selection of Scattered Probe Light

E. A. Isaeva, A. A. Isaeva, D. A. Zimnyakov

Elena A. Isaeva, <https://orcid.org/0000-0003-0407-312X>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, 27isaevaea@mail.ru

Anna A. Isaeva, <https://orcid.org/0000-0002-2925-2733>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, isanna.1987@mail.ru

Dmitry A. Zimnyakov, <https://orcid.org/0000-0002-9787-7903>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, zimnykov@mail.ru

**Background and Objectives:** The optical probes of randomly inhomogeneous media, based on analysis of the statistical parameters of the scattered light intensity, are sensitive to optical, structural, and transport parameters of the medium. A promising approach among the low-coherence optical methods is an approach in which the medium is considered as a multi-beam interferometer with randomly distributed values of the path difference of the interfering beams (partial waves). It is interesting to verify the potential of the referenceless low coherence reflectometry using a detection system with the low spectral selectivity (for example, a portable spectrometer with the spectral resolution of about 1 nm). On the one hand, the study of the dynamics and spectral features of fluorescence caused by the structural properties of the media makes it possible to explore more deeply the fundamental processes of conversion, transfer and amplification of radiation in heterogeneous micro- and nanostructured systems. On the other hand, such study will expand the potential of the existing low-coherence techniques. The aim of this work was a statistical analysis of stochastic interference

fields generated by the strongly scattering fluorescent media using the reference-free path length low-coherence reflectometry under the condition of low spectral selectivity of the detection system. **Materials and Methods:** The investigation of the stochastic interference of the fluorescence radiation scattered by the dye-doped random medium using reference-free path length reflectometry under the condition of low spectral selectivity of the detection system was carried out. A water solution of Rhodamine 6G was used as the dye. Strongly scattering media were composed by close-packed titanium dioxide particles. The width of the spectral window was about 1 nm. The probability distributions of the optical path length of partial components and their differences were evaluated by using Monte-Carlo simulation with certain parameters of the modeled medium (the refractive index, the reduced scattering coefficient and the absorption coefficient). **Results:** The strong dispersion of the oscillation index of fluorescent radiation was observed. Such significant non-monotonic behavior of the oscillation index can be interpreted in terms of the influence of the absorption and scattering of fluorescent radiation in the probed medium on the probability density of path difference of the partial components of fluorescent radiation. In particular, the maximum of the oscillation index observed at the high-frequency boundary of the analyzed spectral range is presumably caused by the optical absorbance of Rhodamine solution at the long-wavelength region. A sharp decrease of the oscillation index curve in the spectral range from 580 nm to 630 nm, which correlates with a significant increase in the fluorescence intensity in this interval, is presumably caused by the effect of spontaneous amplification of fluorescence radiation. The obtained data correlate with previously reported data for the case of narrow spectral selection with the spectral window about 0.05 nm. **Conclusion:** It was shown that the reference-free path low-coherence reflectometry based on the statistical analysis of spatial fluctuations of the radiation intensity can be implemented using spectrometric systems with relatively low resolution (with the spectral window width about 1 nm). Such studies can be considered as the physical basis for creating new approaches and improving the existing ones to fluorescence diagnostics of the randomly inhomogeneous media in the biomedicine and material science.



**Keywords:** partially coherent radiation, spectral selection, stochastic interference, speckle modulation, oscillation index, randomly inhomogeneous media, fluorescence.

Received: 19.03.2019/Accepted: 13.09.2019/Published: 02.12.2019  
This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-32-00584).

## References

1. Brunel L., Brun A., Snabre P., Cipelletti L. Adaptive speckle imaging interferometry: a new technique for the analysis of microstructure dynamics, drying processes and coating formation. *Optics Express*, 2007, vol. 15, no. 23, pp. 15250–15259. DOI: 10.1364/OE.15.015250
2. Liu B., Brezinski M. E. Theoretical and practical considerations on detection performance of time domain, Fourier domain, and swept source optical coherence tomography. *J. Biomed. Opt.*, 2007, vol. 12, iss. 4, pp. 044007–0440011. DOI: 10.1117/1.2753410
3. Zakharov P., Cardinaux F., Scheffold F. Multispeckle diffusing-wave spectroscopy with a single-mode detection scheme. *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.*, 2006, vol. 73, iss. 1, pp. 011413–011416. DOI: 10.1103/PhysRevE.73.011413
4. Proskurin S. G., Kuskova N. A., Avsievich T. I. Optical Doppler Methods for the Measurements of Flow Velocities of Biological Liquids. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 269–280 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2017-17-4-269-280>
5. Huang D., Swanson E. A., Lin C. P., Schuman J. S., Stinson W. G., Chang W., Hee M. R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C. A., Fujimoto J. G. Optical coherence tomography. *Science*, 1991, vol. 5035, iss. 254, pp. 1178–1181. DOI: 10.1126/science.1957169
6. Fujimoto J. G., Brezinski M. E., Tearney G. J., Boppart S. A., Bouma B., Hee M. R., Southern J. F., Swanson E. A. Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography. *Nat. Med.*, 1995, vol. 1, pp. 970–972.
7. Narayan R. J. *Monitoring and Evaluation of Biomaterials and Their Performance in Vivo*. Amsterdam, Woodhead Publishing. 2017. 224 p.
8. Shirazi M. F., Jeon M., Kim J. Structural Analysis of Polymer Composites Using Spectral Domain Optical Coherence Tomography. *Sensors (Basel)*, 2017, vol. 5, iss. 17, pp. 1155. DOI: 10.3390/s17051155
9. Ulyanov S. S., Ulianova O. V., Zaitsev S. S., Khizhnyakova M. A., Saltykov Yu. V., Filonova N. N., Subbotina I. A., Lyapina A. M., Feodorova V. A. Study of Statistical Characteristics of GB-speckles, Forming at Scattering of Light on Virtual Structures of Nucleotide Gene Sequences of Enterobacteria. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2018, vol. 18, iss. 2, pp. 123–137 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2018-18-2-123-137>
10. Durian D. J., Weitz D. A., Pine D. J. Dynamics and coarsening in three-dimensional foams. *J. Phys. Condens. Matter*, 1990, vol. 2, pp. SA433–SA436. DOI: 10.1088/0953-8984/2/S/069
11. Isaeva A. A., Isaeva E. A. Spatially resolved speckle correlometry in application to media structure characterization. *IEEE, Laser Optics, International Conference*, 2014, vol. 6886501, pp. 501214. DOI: 10.1109/LO.2014.6886501
12. Zimnyakov D. A., Isaeva A. A., Isaeva E. A., Ushakova O. V. Speckle-correlation analysis of the dynamic scatterers in temperature-governed gelation. *Proc. SPIE.*, 2016, vol. 9917, pp. 99172E–99178E. DOI: 10.1117/12.2229822
13. Zimnyakov D. A., Sadovoi A. V., Vilenskii M. A., Zakharov P. V., Myllylä R. Critical behavior of phase interfaces in porous media: Analysis of scaling properties with the use of noncoherent and coherent light. *JETP*, 2009, vol. 108, no. 2, pp. 311–325. DOI: 10.1134/S1063776109020149
14. Zimnyakov D. A., Yuvchenko S. A., Pavlova M. V., Alonova M. V. Reference-free path length interferometry of random media with the intensity moments analysis. *Optics Express*, 2017, vol. 25, iss. 13, pp. 13953–13972. DOI: 10.1364/OE.25.013953
15. Wiersma D. S., Lagendijk A. Light diffusion with gain and random lasers. *Phys. Rev. E*, 1996, vol. 54, iss. 4, pp. 4256–4265.
16. Van der Molen K. L., Mosk A. P., Lagendijk A. Quantitative analysis of several random lasers. *Opt. Commun.*, 2007, vol. 278, pp. 110–113. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.05.047
17. El-Dardiry R. G., Lagendijk A. Tuning random lasers by engineered absorption. *App. Phys. Lett.*, 2011, vol. 98, iss. 16, pp. 161106–08. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3571452>
18. Colodrero S., Calvo M. E., Miguez H. *Photon management in dye sensitized solar cells*. Available at: [https://www.researchgate.net/publication/221907408\\_Photon\\_Management\\_in\\_Dye\\_Sensitized\\_Solar\\_Cells](https://www.researchgate.net/publication/221907408_Photon_Management_in_Dye_Sensitized_Solar_Cells) (accessed 1 April 2019). DOI: 10.5772/8077
19. Mihi A., Miguez H. Origin of light-harvesting enhancement in colloidal-photonic-crystal-based dye-sensitized solar cells. *J. Phys. Chem. B*, 2005, vol. 109, iss. 33, pp. 15968–76. DOI: 10.1021/jp051828g
20. Furutsu K., Yamada Y. Diffusion approximation for dissipative random medium and the applications. *Phys. Rev. E*, 1994, vol. 50, iss. 5, pp. 3634–3640. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.3634>
21. Zimnyakov D. A., Oh J.-T., Sinichkin Yu. P., Trifonov V. A., Gurianov E. V. Polarization-sensitive speckle spectroscopy of scattering media beyond the diffusion limit. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, vol. 21, iss. 59, pp. 59–70. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.21.000059>
22. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. 7th ed. Cambridge, Cambridge University Press. 1999. 987 p.

## Cite this article as:

Isaeva E. A., Isaeva A. A., Zimnyakov D. A. Referenceless Low-Coherence Reflectometry of Random Media under Wide-Band Spectral Selection of Scattered Probe Light. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 270–278 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-270-278>



УДК 531.715.1

## Интерферометрия ускорения по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера

Ан. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, А. В. Джафаров,  
К. А. Садчикова, И. А. Дубровская

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, skripalav@info.sgu.ru

Добдин Сергей Юрьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, dobdinsy@info.sgu.ru

Джафаров Алексей Владимирович, магистрант кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, jafaralex@mail.ru

Садчикова Карина Арменаковна, аспирант кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, karinam94@mail.ru

Дубровская Ирина Алексеевна, студент кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, irinadubrovskaya@mail.ru

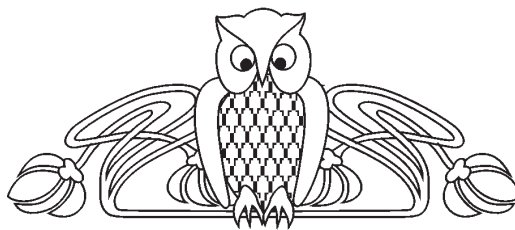
Предложен метод измерения ускорения, основанный на использовании алгоритма быстрого дискретного преобразования Фурье интерференционного сигнала лазерного автодина. Проведено моделирование спектра автодинного сигнала при равноускоренном движении отражателя. Показана взаимосвязь низкочастотных и высокочастотных составляющих спектра автодинного сигнала с величиной ускорения объекта. Показано, что для наиболее распространенного случая движения объекта с нулевой начальной скоростью наблюдается линейная зависимость высокочастотной спектральной составляющей от величины ускорения. Экспериментально реализован случай измерений равноускоренного движения объекта по спектру автодинного сигнала. Ускоренное движение отражателя осуществлялось с помощью генератора сигналов, встроенного в лабораторную станцию виртуальных приборов NIELVIS. Приведены результаты измерения движения пьезокерамики с ускорением, задаваемым квадратичным законом изменения напряжения на ней. Представлены результаты расчета ускорения по спектру автодинного сигнала для случая  $a = 26 \text{ мкм/с}^2$ . Разрешение предлагаемого метода оценивалось по изменению частот соседних спектральных составляющих и составило  $500 \text{ нм/с}^2$ .

**Ключевые слова:** лазерная интерферометрия, лазерный автодин, Фурье-спектр, измерение ускорения, спектр автодинного сигнала.

Поступила в редакцию: 20.07.2019 / Принята: 16.09.2019 /  
Опубликована: 02.12.2019

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-279-287>



### Введение

Лазерные автодинные системы, основанные на регистрации изменения мощности излучения лазерного диода при возвращении части излучения в его резонатор, обладают способностью к измерению микро- и наносмещений отражателя [1–3], используя для формирования интерференционного сигнала в качестве опорного канала свой собственный резонатор – активную область лазерного диода. Вследствие этого значительное упрощение схемы измерительной системы позволяет активно применять лазерный автодин для решения многочисленных задач по определению расстояния до объекта [4–6], угла поворота [7, 8], амплитуды вибраций [9–12], величины деформаций при микро- и наносмещениях [13, 14], скорости и ускорения движения отражателя [15–19]. Поскольку лазерные автодины не требуют дополнительных оптических элементов между источником излучения и тестируемой поверхностью, они оказываются востребованными в МЭМС интегральных датчиках. В отличие от МЭМС-акселерометров [20–22] в автодинных лазерных акселерометрах для восстановления функции движения отражателя требуется решение нелинейного уравнения, описывающего взаимосвязь отклика автодина с измеряемым параметром.

В настоящее время известны различные методы анализа автодинного сигнала акселерометра, такие как подсчет количества интерференционных максимумов на автодинном сигнале, метод минимизации невязки между квадратами отклонений экспериментальных и теоретических величин автодинного сигнала [23, 24], а также спектральные методы анализа формы автодинного сигнала [25].

Достигнутые успехи спектрального анализа формы автодинного сигнала позволяют определять скорость движения объекта [26, 27], амплитуду вибраций [10, 28], а также величину нано- и микросмещений и расстояние при модуляции тока питания лазерного диода [29, 30].



В работе [23] показана возможность измерения ускорения при неравномерно ускоренных микроперемещениях объекта величиной от 50 мкм/с<sup>2</sup> и выше. Вид функции движения отражателя с ускорением может быть также восстановлен с помощью методов вейвлет-преобразования [24].

Достижения спектрального анализа автодинного сигнала не были ранее применены для определения величины ускорения отражателя из-за сложности формы автодинного сигнала и его низкочастотного спектра. В настоящей работе предлагается метод определения ускорения отражателя, основанный на использовании алгоритма быстрого дискретного преобразования Фурье автодинного сигнала.

### Формирование спектра автодинного сигнала

Переменная нормированная составляющая автодинного сигнала при движении внешнего отражателя записывается в виде [25]:

$$P = \cos(\omega(t) \cdot \tau(t)), \quad (1)$$

где  $\omega(t)$  – частота излучения полупроводникового лазера,  $\tau(t)$  – время обхода лазерным излучением расстояния  $L$  до внешнего отражателя, изменяющееся при движении отражателя.

Функция  $\omega(t)$  находится из фазового уравнения [31, 32]:

$$\omega_0 \tau = \omega \tau + C \cdot \sin(\omega \tau + \psi), \quad (2)$$

где  $C$  – уровень внешней оптической обратной связи,  $\psi = \arctg \alpha$ ,  $\alpha$  – ширина линии спектра излучения полупроводникового лазера. В случае слабой обратной связи  $C \ll 1$  изменением частоты излучения полупроводникового лазера можно пренебречь.

Расстояние  $L$  до внешнего отражателя может быть представлено в виде суммы неизменного начального расстояния до отражателя  $L_0$  и из-

меняющейся величины  $\Delta L(t)$  при движениях отражателя с ускорением. В этом случае переменная нормированная составляющая автодинного сигнала может быть представлена в виде:

$$P(t) = \cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left(\int_0^t (V_0 + \int_0^t a(t) dt) dt\right)\right), \quad (3)$$

где  $\theta = 4\pi L_0 / \lambda_0$  – набег фазы автодинного сигнала для начального расстояний до отражателя  $L_0$ ;  $\lambda_0$  – длина волны лазерного излучения;  $V_0$  – начальная скорость движения отражателя;  $a(t)$  – ускорение внешнего отражателя, изменяющееся во времени;  $t$  – интервал времени наблюдения автодинного сигнала.

При равноускоренном движении отражателя выражение для автодинного сигнала запишется в виде:

$$P(t) = \cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left(V_0 \cdot t + \frac{a \cdot t^2}{2}\right)\right). \quad (4)$$

При моделировании автодинного сигнала при равноускоренном движении отражателя использовались следующие параметры: длина волны излучения лазера  $\lambda_0 = 650$  нм, начальная скорость движения отражателя  $V_0 = 0$ , ускорение внешнего отражателя  $a = 2.6 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>. Моделирование проводилось при продолжительности выборки времени  $t = 1$  с. Вид автодинного сигнала при таком равноускоренном движении отражателя приведен на рис. 1.

### Моделирование спектра автодинного сигнала при равноускоренном движении отражателя

Предположим, что объект прямолинейно равномерно движется с постоянной скоростью  $\vartheta$  на участке наблюдения  $t$ . В этом случае зависимость времени обхода лазерным излучением внешнего резонатора от времени примет следующий вид:

$$\tau(t) = \frac{2}{c} (L_0 + \vartheta \cdot t). \quad (5)$$

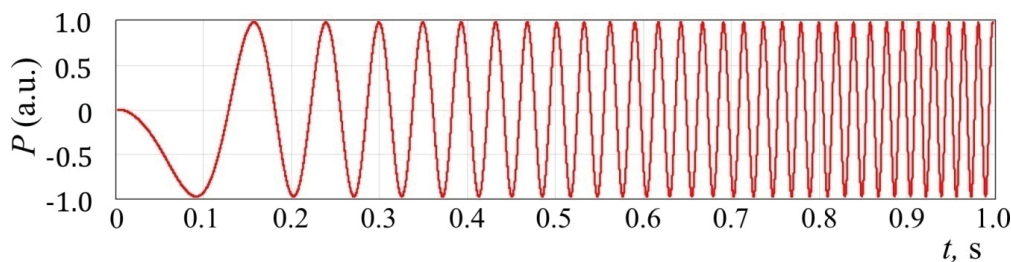


Рис. 1. Вид функции автодинного сигнала при равноускоренном движении внешнего отражателя с параметрами:  $\lambda_0 = 650$  нм,  $V_0 = 0$ ,  $a = 2.6 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>,  $t = 1$  с

Fig. 1. The simulated self-mixing signal at uniformly accelerated movement of an external reflector with the parameters:  $\lambda_0 = 650$  nm,  $V_0 = 0$ ,  $a = 2.6 \cdot 10^{-5}$  m/s<sup>2</sup>,  $t = 1$  s



Тогда нормированную составляющую автодинного сигнала можно представить в виде:

$$P = \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}(L_0 + \vartheta \cdot t)\right), \quad (6)$$

учитывая, что  $\omega_0 = 2\pi \cdot c/\lambda_0$ , получаем:

$$P = \cos\left(\frac{4\pi \cdot \vartheta \cdot t}{\lambda_0} + \frac{4\pi \cdot L_0}{\lambda_0}\right). \quad (7)$$

Сопоставляя полученное выражение (6) для переменной нормированной составляющей автодинного сигнала с гармонической функцией косинуса в виде:

$$P = \cos(\Omega \cdot t + \varepsilon), \quad (8)$$

где  $\varepsilon$  – начальная фаза, и учитывая, что  $\Omega = 2\pi \cdot \nu$ , где  $\nu$  – частота изменения автодинного сигнала при поступательном движении отражателя, получаем:

$$\nu = \frac{2 \cdot \vartheta}{\lambda_0}, \quad \varepsilon = \frac{4\pi \cdot L_0}{\lambda_0},$$

откуда

$$\vartheta = \nu \cdot \lambda_0 / 2. \quad (9)$$

То есть скорость движения внешнего отражателя можно получить, определив частоту переменной нормированной составляющей спектра автодинного сигнала с использованием выражения (9).

Для определения ускорения используем разность частот в начале  $\nu_{in}$  и конце  $\nu_{out}$  интервала наблюдения:

$$a = \frac{(\nu_{out} - \nu_{in}) \cdot \lambda_0}{2} \cdot t. \quad (10)$$

При разложении автодинного сигнала в ряд Фурье, за счет ограниченности времени наблюдения сигнала, результирующий спектр будет представлять собой свертку спектра автодинного сигнала с Фурье-образом прямоугольного окна. В этом случае за значение частот низкой частотной составляющей  $\nu_{in}$  и высокочастотной составляющей  $\nu_{out}$  следует принимать частоты, соответствующие середине подъема и спада, огибающей спектра.

На рис. 2 приведен спектр автодинного сигнала при равноускоренном движении отражателя для случая ненулевой начальной скорости движения отражателя  $\vartheta = 0.5 \cdot 10^{-5}$  м/с.

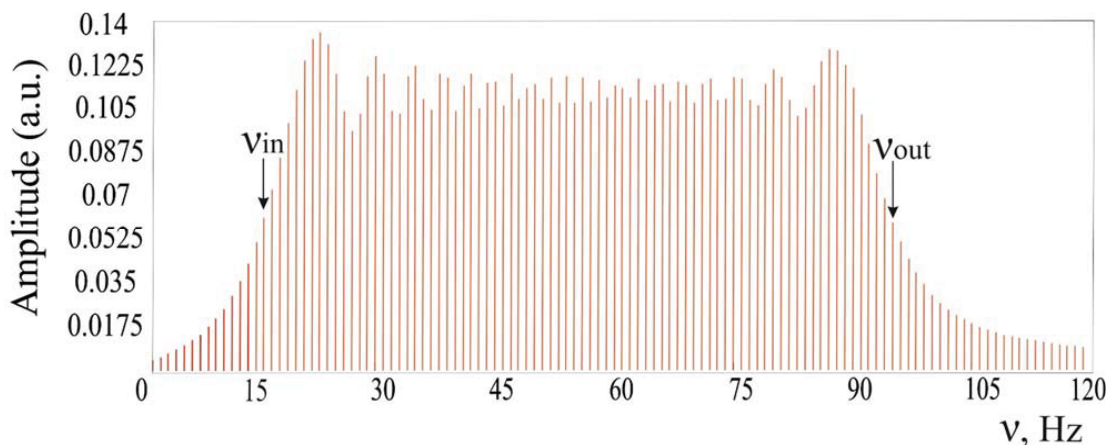


Рис. 2. Спектр автодинного сигнала при равноускоренном движении внешнего отражателя с параметрами:

$$\lambda_0 = 650 \text{ нм}, \vartheta = 0.5 \cdot 10^{-5}, a = 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2, t = 1 \text{ с}$$

Fig. 2. Spectrum of the self-mixing signal at uniformly accelerated movement of an external reflector with the parameters:  $\lambda_0 = 650 \text{ nm}, \vartheta = 0.5 \cdot 10^{-5}, a = 2.6 \cdot 10^{-5} \mu\text{m/s}^2, t = 1 \text{ s}$

Для случая движения отражателя с начальной скоростью  $V_0 = 0.5 \cdot 10^{-5}$  из спектра автодинного сигнала, приведенного на рис. 1, следует выбирать линии с частотами  $\nu_{out} = 96$  Гц и  $\nu_{in} = 15$  Гц. Разность в этом случае составляет  $\nu_{out} - \nu_{in} = 81$  Гц, а вычисленное из соотношения (10) значение составило величину  $a = 2.632 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>. При этом погрешность составила 1.2%.

На рис. 3 приведены результаты моделирования зависимости частоты  $\nu_{out}$  от величины ускорения при нулевой начальной скорости движения объекта.

Как видно из рис. 3, для распространенного случая движения объекта с нулевой начальной скоростью наблюдается линейная зависимость высокочастотной составляющей спектра автодинного сигнала  $\nu_{out}$  от величины ускорения.

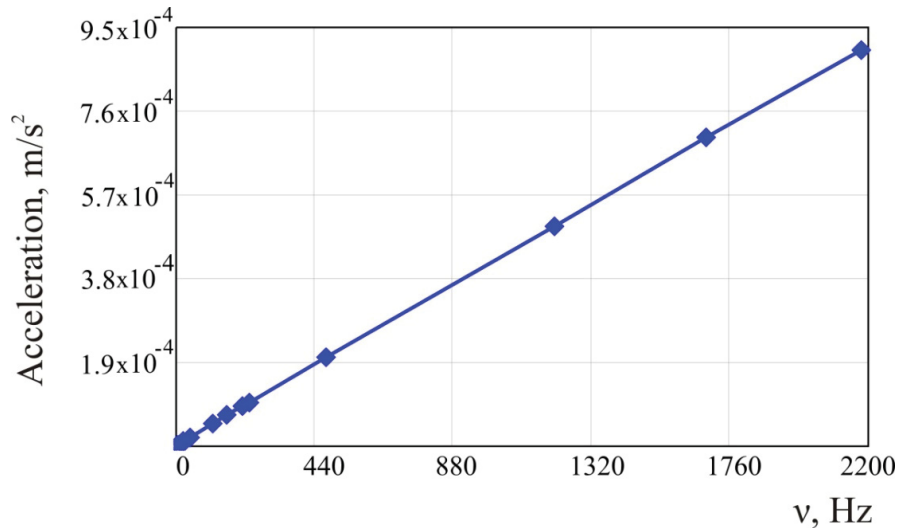


Рис. 3. Зависимость частоты  $v_{out}$  от величины ускорения при нулевой начальной скорости движения объекта

Fig. 3. Dependence of the frequency  $v_{out}$  on acceleration at zero initial velocity of the object

Компьютерное моделирование влияния 3%-ной шумовой составляющей, накладываемой с помощью *rnd* функции на автодинный сигнал при различных начальных скоростях, приводит к величине среднего квадратического отклонения ускорения, равного  $\sim 1\%$ . Разрешение предлагаемого метода оценивалось по измене-

нию частот соседних спектральных составляющих и составило  $500 \text{ nm}/c^2$ .

#### Экспериментальная часть

Измерения проводились на установке, блок-схема которой представлена на рис. 4. В состав установки входили полупроводниковый авто-

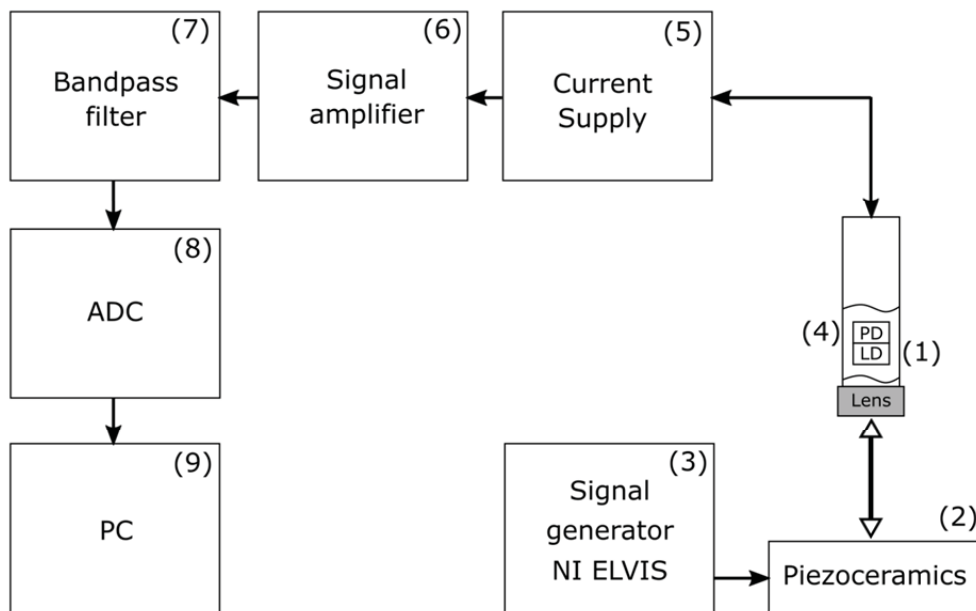


Рис. 4. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – лазерной автодин, 2 – пьезокерамика, 3 – генератор сигналов NIELVIS, 4 – фотоприемник, 5 – блок управления током питания, 6 – усилитель сигнала, 7 – полосовой фильтр, 8 – АЦП, 9 – компьютер

Fig. 4. Block-diagram of the experimental setup: 1 – self-mixing laser, 2 – piezoceramics, 3 – signal generator NIELVIS, 4 – photo detector, 5 – current supply control unit, 6 – signal amplifier, 7 – band-pass filter, 8 – analog-to-digital converter, 9 – computer





дин  $I$  на лазерном диоде HLDP 650a с длиной волны 654 нм. Излучение лазерного автодина фокусировалось на поверхность пьезокерамики 2, при этом диаметр пятна лазерного излучения на поверхности объекта составлял 1 мм. Ускоренное движение отражателя осуществлялось с помощью генератора сигналов, встроенного в лабораторную станцию виртуальных приборов NIELVIS 3. Рабочий режим тока питания лазерного диода задавался блоком управления током питания 5.

Отраженное от внешнего отражателя излучение направлялось в резонатор лазера, изменение мощности которого фиксировалось фотоприемником 4. Продетектированный с фотоприемника сигнал проходил через усилитель сигнала 6, фильтр переменного сигнала 7 и поступал на вход аналого-цифрового преобразователя 8 (с частотой дискретизации 100 кГц), соединенного с компьютером 9. Изменение ускорения задавалось изменением напряжения, прикладываемого к пьезокерамике.

Излучение лазерного диода фокусировалось линзой (Lens) с числовой апертурой  $NA=0.25$ . Отражатель располагался в плоскости фокусировки лазерного пучка. Как известно, максимальный

коэффициент автодинного усиления лежит вблизи пороговых значений тока питания полупроводникового лазера. В связи с этим ток питания лазерного автодина задавался на уровне 1.2 от значения порогового тока ( $I_{th} = 25$  мА), при этом мощность излучения лазерного диода уменьшалась до 2 мВт при рабочей мощности 5 мВт.

Для уменьшения уровня обратной связи использовалась регулируемая расфокусировка пучка лазера. Используя наборы различных спектральных составляющих автодинного сигнала, определяли уровень обратной связи, который во время измерений не превышал значений  $C < 0.15$ .

На рис. 5 приведены измеренный автодинный сигнал (а) и его спектр (б) для случая развертки напряжения по квадратичному закону в диапазоне от 0 до 1 В за время 50 мс. По достижению максимального ускорения развертка напряжения на пьезокерамике задавалась в сторону уменьшения опять по квадратичному закону до достижения нулевого значения. Для увеличения точности измерений циклы изменения развертки напряжения повторялись пять раз.

Измеренное значение частоты  $\nu_{out}$  составило 400 Гц, а вычисленное ускорение  $-a = 26 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2$ .

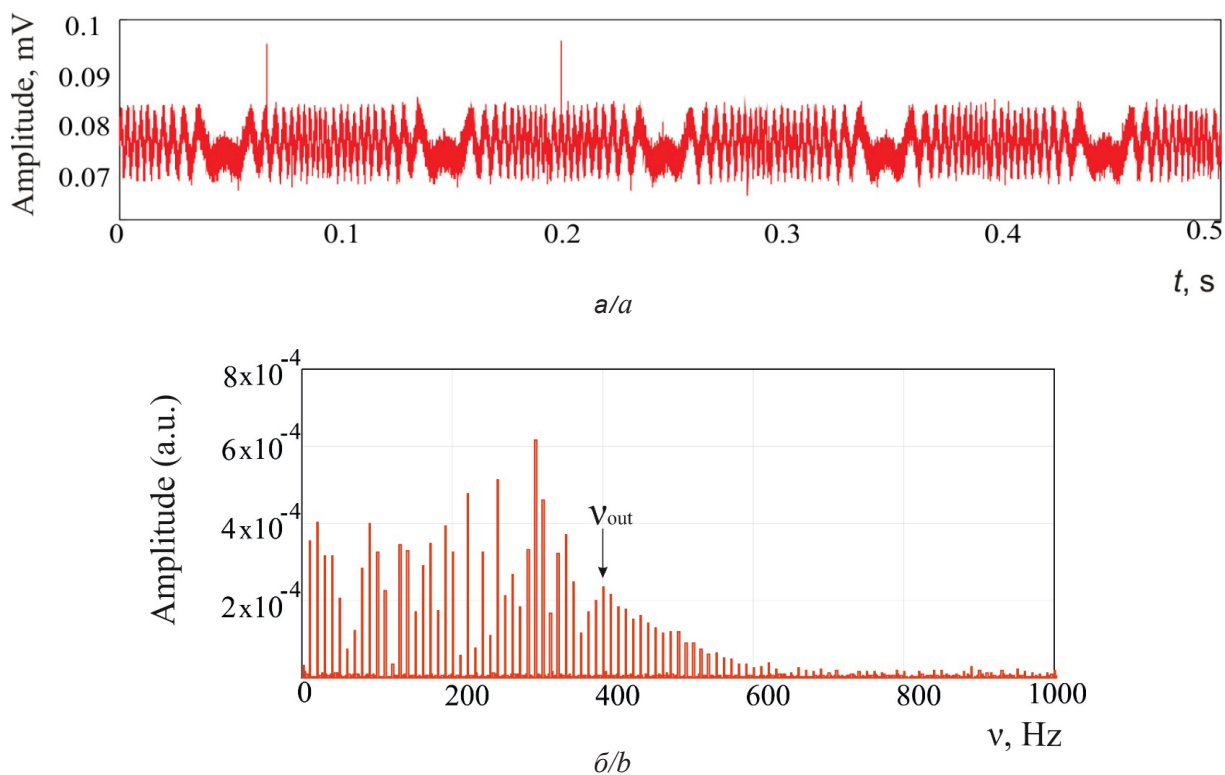


Рис. 5. Автодинный сигнал (а) и его спектр (б) для случая развертки напряжения в диапазоне от 0 до 1 В с пятикратным повторением

Fig. 5. The self-mixing signal (a) and its spectrum (b) in the case of a voltage sweep in the range from 0 to 1 V with fivefold repetition



### Заключение

При использовании лазерных автодинов предложенный метод измерения ускорения реализуется как фазовый метод, что позволяет избежать необходимости проведения калибровки при таких измерениях. В качестве калибровочной величины используется длина волны лазерного излучения, с которой и сравниваются величины смещений при движении объекта с ускорением.

Традиционные методы измерения ускорения по изменению положения экстремумов на временной оси, а также методы, основанные на использовании наименьших квадратов и вейвлет анализа, требуют значительных усилий по обработке сигнала: фильтрации и выделения экстремумов и, кроме того, значительного времени для обработки автодинного сигнала. В предлагаемом методе измерения ускорения по спектру автодинного сигнала используется хорошо зарекомендовавший себя алгоритм быстрого дискретного преобразования Фурье, который широко используется для обработки сигналов сложной формы.

Нами показано, что для наиболее распространенного случая движения объекта с нулевой начальной скоростью наблюдается линейная зависимость спектральной составляющей  $v_{out}$  в конце интервала наблюдения от величины ускорения. Предлагаемый метод при использовании в качестве источника излучения лазера с длиной волны 650 нм позволяет определять ускорения величиной свыше 1 мкм/с<sup>2</sup>.

Приведены результаты измерения движения пьезокерамики с ускорением, задаваемым квадратичным законом изменения напряжения на ней. Представлены результаты расчета ускорения по спектру автодинного сигнала для случая  $a = 26$  мкм/с<sup>2</sup>. Показана линейная зависимость ускорения отражателя от частоты измеряемой спектральной составляющей автодинного сигнала.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017) и Российского научного фонда (проект № 19-79-00122).

### Список литературы

1. *Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch T.* Laser diode self-mixing technique for sensing applications // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2002. Vol. 4, iss. 6. P. 283–294.
2. *Norgia M., Donati S.* A displacement-measuring instrument utilizing self-mixing interferometry // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2003. Vol. 52, iss. 6. P. 1765–1770.
3. *Wang Y., Xie F., Ma S., Dong L.* Review of surface profile measurement techniques based on optical interferometry // *Opt. Lasers Eng.* 2017. Vol. 93. P. 164–170.
4. *Gouaux F., Servagent N., Bosch T.* Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer // *Appl. Opt.* 1998. Vol. 37, iss. 28. P. 6684–6689. DOI: 10.1364/AO.37.006684
5. *Guo D., Wang M.* Self-mixing interferometry based on a double modulation technique for absolute distance measurement // *Appl. Opt.* 2007. Vol. 46, iss. 9. P. 1486–1491.
6. *Reza S. A., Khwaja T. S., Mazhar M. A., Niazi H. K., Nawab R.* Improved laser-based triangulation sensor with enhanced range and resolution through adaptive optics-based active beam control // *Appl. Opt.* 2017. Vol. 56, iss. 21. P. 5996–6006.
7. *Zhong J., Zhang X., Ju Z.* Absolute small-angle measurement based on optical feedback interferometry // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, iss. 6. P. 830–832.
8. *Yang B., Wang D., Zhou L., Wu S., Xiang R., Zhana W., Gui H., Liu J., Wang H., Benli Y.* An ultra-small-angle self-mixing sensor system with high detection resolution and wide measurement range // *Optics & Laser Technology.* 2017. Vol. 91. P. 92–97. DOI: 10.1016/j.optlastec.2016.11.024
9. *Donati S.* Developing self-mixing interferometry for instrumentation and measurements // *Laser Photonics Rev.* 2012. Vol. 6, iss. 3. P. 393–417. DOI: 10.1002/lpor.201100002
10. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В.* Измерение микро- и нановибраций и перемещений с использованием полупроводниковых лазерных автодинов // *Квант. электроника.* 2011. Т. 41, вып. 1. С. 86–94.
11. *Zhu W., Chen Q., Wang Y., Luo H., Wu H., Ma B.* Improvement on vibration measurement performance of laser self-mixing interference by using a pre-feedback mirror // *Opt. Lasers Eng.* 2018. Vol. 105. P. 150–158.
12. *Sels S., Ribbens B., Bogaerts B., Peeters J.* 3D model assisted fully automated scanning laser Doppler vibrometer measurements // *Opt. Lasers Eng.* 2017. Vol. 99. P. 22–30.
13. *Guo D., Shi L., Yu Y., Xia W., Wang M.* Micro-displacement reconstruction using a laser self-mixing grating interferometer with multiple-diffraction // *Optics Express.* 2017. Vol. 25, iss. 25. P. 31394–31406. DOI: 10.1364/OE.25.031394
14. *Xu J., Huang L., Yin S., Bingkun G., Chen P.* All-fiber self-mixing interferometer for displacement measurement based on the quadrature demodulation technique // *Opt. Rev.* 2018. Vol. 25, iss. 1. P. 40–45.
15. *Scalise L., Yu Y. G., Giuliani G., Plantier G., Bosch T.* Self-mixing laser diode velocimetry: Application to vibration and velocity measurement // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2004. Vol. 53, iss. 1. P. 223–232.
16. *Lin H., Chen J., Xia W., Hao H., Guo D., Wang M.* Enhanced self-mixing Doppler velocimetry by fiber Bragg grating // *Opt. Eng.* 2018. Vol. 57, iss. 5. P. 051504. DOI: 10.1117/1.OE.57.5.051504



17. Усанов Д. А., Скрипаль Ан. В., Добдин С. Ю. Определение ускорения при неравномерно ускоренных микро- и наносмещениях объекта по автодинному сигналу полупроводникового лазера // Нано- и микро-системная техника. 2010. № 10. С. 51–54.
18. Zabit U., Bernal O. D., Bosch T. Design and Analysis of an Embedded Accelerometer Coupled Self-Mixing Laser Displacement Sensor // IEEE Sensors Journal. 2013. Vol. 13, iss. 6. P. 2200–2207. DOI: 10.1109/jsen.2013.2251626
19. Yang Y., Li X., Kou K., Zhang L. Optical accelerometer design based on laser self-mixing interference // Proc. of SPIE. 2015. Vol. 9369. 93690R. DOI: 10.1117/12.2076463
20. Guo D., Jiang H., Shi L., Wang M. Lasere Self-Mixing Grating Interferometer for MEMS Accelerometer Testing // IEEE Photonics Journal. 2018. Vol. 10, iss. 1, № 6800609. DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2792447
21. Du Y. J., Yang T. T., Gong D. D., Wang Y. C., Sun X. Y., Qin F., Dai G. High Dynamic Micro Vibrator with Integrated Optical Displacement Detector for In-Situ Self-Calibration of MEMS Inertial Sensors // Sensors. 2018. Vol. 18, iss. 7. 2055. DOI: 10.3390/s18072055
22. Мокров Е. А., Папко А. А. Акселерометры НИИ Физических измерений – элементы микросистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2002. № 1. С. 3–9.
23. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Кащавцев Е. О., Добдин С. Ю. Определение ускорения при микро- и наносмещениях объекта по автодинному сигналу полупроводникового лазера с учетом влияния внешней оптической обратной связи // ЖТФ. 2013. Т. 83, вып. 7. С. 156–158.
24. Чанилов О. И., Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Камышанский А. С. Вейвлет-анализ лазерного интерференционного сигнала при ударном возбуждении отражателя // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 21. С. 9–16.
25. Усанов Д. А., Скрипаль А. В. Полупроводниковые лазерные автодины для измерения параметров движения при микро- и наносмещениях. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2014. 136 с.
26. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Камышанский А. С. Измерение скорости нанометровых перемещений по спектру автодинного сигнала лазера на квантово-размерных структурах // Письма в ЖТФ. 2004. № 7. С. 77–82.
27. Alexandrova A. S., Tzoganis V., Welsch C. P. Laser diode self-mixing interferometry for velocity measurements // Opt. Eng. 2015. Vol. 54, iss. 3. 034104. DOI: 10.1117/1.oe.54.3.034104
28. Li D., Huang Z., Mo W., Ling Y., Zhang Z., Huang Z. Equivalent wavelength self-mixing interference vibration measurements based on envelope extraction Fourier transform algorithm // Appl. Opt. 2017. Vol. 56, iss. 31. P. 8584–8591. DOI: 10.1364/AO.56.008584
29. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Астахов Е. И., Добдин С. Ю. Лазерная автодинная регистрация наноперемещений при модуляции длины волны лазерного излучения // Квант. электроника. 2018. Т. 48, вып. 6. С. 577–581. DOI: 10.1070/QEL16460
30. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Добдин С. Ю., Астахов Е. И., Костюченко И. Ю., Джафаров А. В. Методы автодинной интерферометрии расстояния при токовой частотной модуляции полупроводникового лазера // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2018. Т. 18, вып. 3. С. 189–201. DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-3-189-201
31. Lenstra D., Verbeek B. H., den Boef A. J. Coherence collapse in single-mode semiconductor laser due to optical feedback // IEEE J. Quantum Electronics. 1985. Vol. QE-21. P. 674–679.
32. Sigg J. Effects of optical feedback on the Light-Current characteristics of semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electronics. 1993. Vol. QE-29. P. 1262–1270.

#### Образец для цитирования:

Скрипаль Ан. В., Добдин С. Ю., Джафаров А. В., Садчикова К. А., Дубровская И. А. Интерферометрия ускорения по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 279–287. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-279-287>

#### Method for Measuring Acceleration by the Spectrum of Self-Mixing Signal of Semiconductor Laser

Ан. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, А. В. Джафаров, К. А. Садчикова, И. А. Дубровская

Anatoly V. Skripal, <https://orcid.org/0000-0002-9080-0057>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, skripalav@info.sgu.ru

Sergey Yu. Dobdin, <https://orcid.org/0000-0002-0801-4664>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, dobbinsy@info.sgu.ru

Aleksey V. Dzharafarov, <https://orcid.org/0000-0002-0588-3151>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, jafaralex@mail.ru

Karina A. Sadchikova, <https://orcid.org/0000-0002-3153-1301>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, karinam94@mail.ru

Irina A. Dubrovskaya, <https://orcid.org/0000-0001-6466-4592>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, irinadubrovskaya@mail.ru

**Background and Objectives:** Traditional methods for measuring the acceleration by changing the position of extremums on the time



axis, as well as methods based on the use of least squares and wavelet analysis, require significant signal processing efforts: filtering and allocating extremums or significant time for processing an autodyne signal. The proposed method for measuring the acceleration of the spectrum of the self-mixing signal uses a well-established machine method of Fourier analysis, which is widely used for processing complex waveforms. **Materials and Methods:** The self-mixing signal spectrum has been simulated at the uniformly accelerated movement of the reflector. The interconnections of the low-frequency and high-frequency components of the self-mixing signal spectrum have been shown. The cases of measuring the uniformly accelerated object motion along the spectrum of a self-mixing signal have been experimentally implemented. Accelerated movement of the reflector was carried out using signal generators embed into the laboratory station of virtual instruments NI ELVIS. The results of measuring the motion of piezoceramics with acceleration are given, which are specified by the quadratic law of the change in voltage. **Results:** For the most common case of moving an object at zero initial velocity, a linear dependence of the high-frequency spectral component at the end of the observation interval on the acceleration has been observed. The proposed method, when used as a laser radiation source with a wavelength of 650 nm, allows to determine accelerations exceeding  $1 \mu\text{m/s}^2$ . The results of calculating the acceleration from the self-mixing signal spectrum for the case of  $a = 26 \mu\text{m/s}^2$  have been shown. **Conclusion:** The method of acceleration measurement based on Fourier analysis of laser autodyne interference signal has been proposed. The resolution of the proposed method has been evaluated by changing the frequency of the spectral component per unit and amounted to  $500 \text{ nm/s}^2$ .

**Keywords:** laser interferometry, self-mixing laser, Fourier spectrum, acceleration measurement, self-mixing signal spectrum.

Received: 20.07.2019 / Accepted: 16.09.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project No. 8.7628.2017) and the Russian Science Foundation (project No. 19-79-00122).

## References

1. Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch T. Laser diode self-mixing technique for sensing applications. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2002, vol. 4, iss. 6, pp. 283–294.
2. Norgia M., Donati S. A displacement-measuring instrument utilizing self-mixing interferometry. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2003, vol. 52, iss. 6, pp. 1765–1770.
3. Wang Y., Xie F., Ma S., Dong L. Review of surface profile measurement techniques based on optical interferometry. *Opt. Lasers Eng.*, 2017, vol. 93, pp. 164–170.
4. Gouaux F., Servagent N., Bosch T. Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer. *Appl. Opt.*, 1998, vol. 37, iss. 28, pp. 6684–6689. DOI: 10.1364/AO.37.006684
5. Guo D., Wang M. Self-mixing interferometry based on a double modulation technique for absolute distance measurement. *Appl. Opt.*, 2007, vol. 46, iss. 9, pp. 1486–1491.
6. Reza S. A., Khwaja T. S., Mazhar M. A., Niazi H. K., Nawab R. Improved laser-based triangulation sensor with enhanced range and resolution through adaptive optics-based active beam control. *Appl. Opt.*, 2017, vol. 56, iss. 21, pp. 5996–6006.
7. Zhong J., Zhang X., Ju Z. Absolute small-angle measurement based on optical feedback interferometry. *Opt. Lett.*, 2008, vol. 6, pp. 830–832.
8. Yang B., Wang D., Zhou L., Wu S., Xiang R., Zhana W., Gui H., Liu J., Wang H., Benli Y. An ultra-small-angle self-mixing sensor system with high detection resolution and wide measurement range. *Optics & Laser Technology*, 2017, vol. 91, pp. 92–97. DOI: 10.1016/j.optlastec.2016.11.024
9. Donati S. Developing self-mixing interferometry for instrumentation and measurements. *Laser Photonics Rev.*, 2012, vol. 6, iss. 3, pp. 393–417. DOI: 10.1002/lpor.201100002
10. Usanov D. A., Skripal A. V. Measurement of micro- and nanovibrations and displacements using semiconductor laser autodynes. *Quantum Electronics*, 2011, vol. 41, iss. 1, pp. 86–94 (in Russian).
11. Zhu W., Chen Q., Wang Y., Luo H., Wu H., Ma B. Improvement on vibration measurement performance of laser self-mixing interference by using a pre-feedback mirror. *Opt. Lasers Eng.*, 2018, vol. 105, pp. 150–158.
12. Sels S., Ribbens B., Bogaerts B., Peeters J. 3D model assisted fully automated scanning laser Doppler vibrometer measurements. *Opt. Lasers Eng.*, 2017, vol. 99, pp. 22–30.
13. Guo D., Shi L., Yu Y., Xia W., Wang M. Micro-displacement reconstruction using a laser self-mixing grating interferometer with multiple-diffraction. *Optics Express*, 2017, vol. 25, iss. 25, pp. 31394–31406. DOI: 10.1364/OE.25.031394
14. Xu J., Huang L., Yin S., Bingkun G., Chen P. All-fiber self-mixing interferometer for displacement measurement based on the quadrature demodulation technique. *Opt. Rev.*, 2018, vol. 25, iss. 1, pp. 40–45.
15. Scalise L., Yu Y. G., Giuliani G., Plantier G., Bosch T. Self-mixing laser diode velocimetry: Application to vibration and velocity measurement. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2004, vol. 53, iss. 1, pp. 223–232.
16. Lin H., Chen J., Xia W., Hao H., Guo D., Wang M. Enhanced self-mixing Doppler velocimetry by fiber Bragg grating. *Opt. Eng.*, 2018, vol. 57, iss. 5, 051504. DOI: 10.1117/1.OE.57.5.051504
17. Usanov D. A., Skripal An. V., Dobdin S. Yu. The Acceleration Determination at Unevenly Accelerated at Microand Nanodisplacements by the Autodyne Signal of Semiconductor Laser. *Journal of Nano- and Microsystem Technique*, 2010, no. 10, pp. 51–54 (in Russian).
18. Zabit U., Bernal O. D., Bosch T. Design and Analysis of an Embedded Accelerometer Coupled Self-Mixing Laser Displacement Sensor. *IEEE Sensors Journal*, 2013, vol. 13, iss. 6, pp. 2200–2207. DOI: 10.1109/jsen.2013.2251626



19. Yang Y., Li X., Kou K., Zhang L. Optical accelerometer design based on laser self-mixing interference. *Proc. of SPIE*, 2015, vol. 9369, 93690R. DOI: 10.1117/12.2076463
20. Guo D., Jiang H., Shi L., Wang M. Laser Self-Mixing Grating Interferometer for MEMS Accelerometer Testing. *IEEE Photonics Journal*, 2018, vol. 10, iss. 1, no. 6800609. DOI: 10.1109/JPHOT.2018.2792447
21. Du Y. J., Yang T. T., Gong D. D., Wang Y. C., Sun X. Y., Qin F., Dai G. High Dynamic Micro Vibrator with Integrated Optical Displacement Detector for In-Situ Self-Calibration of MEMS Inertial Sensors. *Sensors*, 2018, vol. 18, iss. 7, 2055. DOI: 10.3390/s18072055
22. Mokrov E. A., Papko A. A. Accelerometers by Institute of Physical Measurements Devices of Microsystems Engineering. *Journal of Nano- and Microsystem Technique*, 2002, no. 1, pp. 3–9 (in Russian).
23. Usanov D. A., Skripal A. V., Kashchavtsev E. O., Dobdin S. Yu. Acceleration measurements upon micro- and nanodisplacements of an object using the autodyne signal of a semiconductor laser with allowance for the external optical feedback. *Tech. Phys.*, 2013, vol. 83, iss. 7, pp. 156–158 (in Russian).
24. Chanilov O. I., Usanov D. A., Skripal A. V., Kamyshansky A. S. Wavelet analysis of a laser interference signal measured upon impact excitation of the reflector. *Tech. Phys. Lett.*, 2005, vol. 31, no. 21, pp. 9–16 (in Russian).
25. Usanov D. A., Skripal A. V. *Poluprovodnikovye lazernye avtodiny dlia izmereniia parametrov dvizheniia primikro-i nano smeshcheniakh* [Semiconductor Laser Autodyne for Measuring Motion Parameters at Micro- and Nano-Displacements]. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 2014, 136 p. (in Russian).
26. Usanov D. A., Skripal A. V., Kamyshansky A. S. Velocities of nanometer-scale displacements determined using the autodyne signal spectrum of a quantum-confined semiconductor structure laser. *Tech. Phys. Lett.*, 2004, no. 7, pp. 77–82 (in Russian).
27. Alexandrova A. S., Tzoganis V., Welsch C. P. Laser diode self-mixing interferometry for velocity measurements. *Opt. Eng.*, 2015, vol. 54, iss. 3, 034104. DOI: 10.1117/1.oe.54.3.034104
28. Li D., Huang Z., Mo W., Ling Y., Zhang Z., Huang Z. Equivalent wavelength self-mixing interference vibration measurements based on envelope extraction Fourier transform algorithm. *Appl. Opt.*, 2017, vol. 56, iss. 31, pp. 8584–8591. DOI: 10.1364/AO.56.008584
29. Usanov D. A., Skripal A. V., Astakhov E. I., Dobdin S. Yu. Laser autodyne registration of nanodisplacements under laser wavelength modulation. *Quantum Electronics*, 2018, vol. 48, iss. 6, pp. 577–581 (in Russian). DOI: 10.1070/QEL16460
30. Usanov D. A., Skripal An. V., Dobdin S. Yu., Astakhov E. I., Kostuchenko I. S., Dzhafarov A. V. Methods of Autodyne Interferometry of the Distance by Injected Current Modulation of a Semiconductor Laser. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2018, vol. 18, iss. 3, pp. 189–201 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-3-189-201
31. Lenstra D., Verbeek B. H., den Boef A. J. Coherence collapse in single-mode semiconductor laser due to optical feedback. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1985, vol. QE-21, pp. 674–679.
32. Sigg J. Effects of optical feedback on the Light-Current characteristics of semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1993, vol. QE-29, pp. 1262–1270.

**Cite this article as:**

Skripal An. V., Dobdin S. Yu., Dzhafarov A. V., Sadchikova K. A., Dubrovskaya I. A. Method for Measuring Acceleration by the Spectrum of Self-Mixing Signal of Semiconductor Laser. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 279–287 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-279-287>



## ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 537.8+537.9+621.371

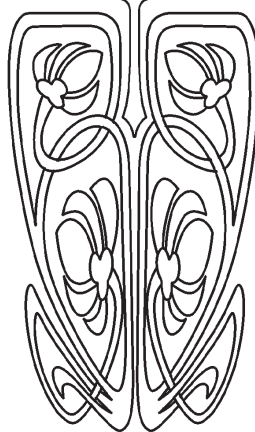
### Плазмон-поляритоны вдоль поверхности асимметричного гиперболического метаматериала

М. В. Давидович

Давидович Михаил Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиотехники и электродинамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, DavidovichMV@info.sgu.ru



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ



Рассмотрены плазмон-поляритоны вдоль поверхности гиперболического метаматериала и вдоль слоя из него, распространяющиеся в плоскости оси анизотропии (ось в плоскости поляризации составляет произвольный угол с направлением распространения). Использован строгий подход на основе уравнений Максвелла. Параметры гиперболического метаматериала в виде тензора эффективной диэлектрической проницаемости определены путем гомогенизации. Диэлектрическая проницаемость металлических слоев определена по модели Друде–Лоренца. Изменение оси производится с использованием матрицы поворота системы координат, при этом соответствующим образом преобразуется тензор эффективной диэлектрической проницаемости. Рассмотрена возможность использования графеновых слоев с проводимостью листа графена на основе модели Кубо. Найдены условия существования быстрых, медленных, втекающих, вытекающих, прямых и обратных плазмон-поляритонов. Обратным плазмонам соответствует волна, в которой фазовая скорость противоположна скорости переноса энергии. Классификация волн произведена как на основе вычисления вектора Пойнтинга, так и путем решения дисперсионного уравнения и определения знаков действительной и мнимой частей постоянной распространения. Получены формулы Френеля для дифракции плоской волны произвольной поляризации на такой структуре. Применены методы аналитического и численного решения дисперсионных уравнений. Получены частные аналитические решения дисперсионных уравнений. Найден новый тип обратных плазмон-поляритонов, распространяющийся вдоль плоской границы массивного образца гиперболического метаматериала с вакуумом, не существующий для сплошного металлического образца. Рассмотрена возможность управления дисперсией путем приложения внешнего магнитного поля, а также возможность усиления плазмон-поляритонов в волноводах из метаматериала с оптически накачанными листами графена, а также при дифракции на плоскостных структурах.

**Ключевые слова:** гиперболический метаматериал, гомогенизация, плазмон-поляритоны, дисперсионное уравнение, уравнение Френеля, формулы Френеля.

Поступила в редакцию: 07.08.2019 / Принята: 12.10.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-288-303>

#### Введение

В последнее время возрос интерес к метаматериалам или искусственным средам (ИС) с гиперболическим законом дисперсии [1–22], получившим название гиперболических метаматериалов (ГММ), включая ГММ в области, где одна из компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости (ДП) близка к нулю, или так



называемых ENZ (epsilon-near-zero) ИС [23]. ГММ есть ИС, обычно одноосный электромагнитный или фотонный кристалл (ФК), в которой гомогенизация дает различные по знаку реальные части двух главных диагональных компонент тензора эффективной ДП. Обычно он изготавливается из периодически внедренных в диэлектрическую основу тонких проводящих металлических, полупроводниковых или графеновых слоев (рис. 1). В таком одноосном электромагнитном кристалле ось направлена перпендикулярно слоям, и две поперечные к оси компоненты ДП  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon'_{\perp} - i\varepsilon''_{\perp}$  могут обладать свойством  $\varepsilon'_{\perp} < 0$ , тогда как для продольной компоненты выполнено  $\varepsilon'_{\parallel} > 0$  (ГММ второго типа). ГММ первого типа обычно изготавливают из проводящих наноцилиндров, периодически внедренных в диэлектрическую основу [1–6]. Для них возможно условие  $\varepsilon'_{\parallel} = \varepsilon'_{\perp} < 0$ , где ось ГММ направлена по оси цилиндров. Мы будем рассматривать ГММ второго типа в виде плоскостной периодической ИС, но покажем, что при некоторых условиях он ведет себя как ГММ первого типа. Пусть среда состоит из тонких металлических слоев наноразмерной толщины  $t_m$ , периодически внедренных с периодом  $t_p = t_m + t_d$  в недиссипативный диэлектрик с ДП  $\varepsilon_d > 1$ . Здесь  $t_d$  – расстояние между слоями металла или толщина слоя диэлектрика (см. рис. 1). ДП металла возьмем в форме ДрUDE–Лоренца  $\varepsilon_m = \varepsilon_L - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$  или  $\varepsilon_m = \varepsilon' - i\varepsilon''$ , в которой обозначена плазменная частота и частота столкновений. Реально ДП тонких слоев зависит от их толщины и определяется квантовыми эффектами. Мы будем использовать приближенные параметры для массивного серебряного образца  $\omega_p = 1.6 \cdot 10^{16}$  Гц,  $\omega_c = 4.5 \cdot 10^{13}$  Гц,  $\varepsilon_L = 9$ . Направим ось  $z$  перпендикулярно слоям. Величина  $\varepsilon' = \varepsilon_L - \omega_p^2 / (\omega^2 + \omega_c^2)$  будет отрицательной для частот  $\omega < \sqrt{\omega_p^2 / \varepsilon_L - \omega_c^2}$  или длин волн  $\lambda$  примерно больше 350 нм, при этом  $\varepsilon'' = \omega_p^2 \omega_c / (\omega^3 + \omega\omega_c^2)$  величина малая. Рассмотрим условия слабой диссипации. Очевидно, это  $\omega_c \ll \omega < \sqrt{\omega_p^2 / (\varepsilon_L + 1) - \omega_c^2} \approx \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$ . Это условие существования медленных ПП на границе металл–вакуум. В этом случае  $\varepsilon' < -1$ ,  $\varepsilon'' / |\varepsilon'| \ll 1$ .

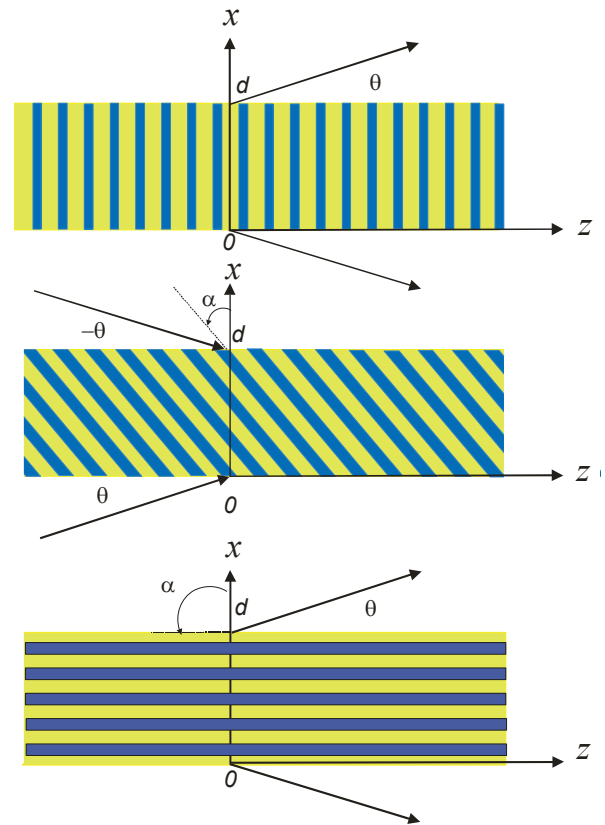


Рис. 1. Слой ГММ толщины  $d$  из проводящих листов металла или графена, периодически внедренных в диэлектрик сверху, и такие же слои, полученные разрезами ГММ под углом  $\alpha = \pi/4$  и  $\alpha = \pi/2$  к кристаллографической оси Fig. 1. HMM layer with thickness  $d$  of conductive metal or graphene sheets periodically embedded in the dielectric from above, and the same layers obtained by HMM sections at an angle  $\alpha = \pi/4$  and  $\alpha = \pi/2$  to the crystallographic axis

### 1. Метод исследования

Для рассматриваемой ИС в приближении отсутствия пространственной дисперсии (ПД) гомогенизация дается простыми формулами [13–16]

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = (t_m \varepsilon_m + t_d \varepsilon_d) / t_p,$$

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{zz} = \left( (t_m / t_p) \varepsilon_m^{-1} + (t_d / t_p) \varepsilon_d^{-1} \right)^{-1}.$$

Формулы с учетом ПД можно посмотреть в [16] и в ряде других работ. Далее считаем  $\varepsilon_d$  порядка 2–5. Найдем условие, когда  $\varepsilon'_{\perp} < 0$ . Обозначив коэффициент заполнения металлом  $K = t_m / t_p$ , получаем:

$$\omega < \sqrt{\frac{\omega_p^2}{(\varepsilon_L + (1/K - 1)\varepsilon_d)} - \omega_c^2}.$$

Если пренебречь диссипацией и взять  $K = 0.5$ , будем иметь  $\omega < \omega_p / \sqrt{12}$ , т.е. это длины волн



более 400 нм. Для выполнения гомогенизации в оптическом диапазоне вполне достаточно использовать структуры с периодом  $t < 40$  нм, т.е. с толщинами слоев порядка 20 нм и менее. Для простоты положим  $K = 0.5$  и получим параметры эффективной ДП при слабой диссипации. Рассмотрим несколько случаев. Пусть сначала  $\varepsilon' = -\varepsilon_d$ . В этой области  $\varepsilon_{xx} = -i\varepsilon''/2$ ,  $\varepsilon_{zz} = 2\varepsilon_d(1 - i\varepsilon_d/\varepsilon'')$ , т.е. поперечная компонента мала и мнимая, а продольная компонента сильно диссипативная. Пусть теперь  $\varepsilon' \ll -\varepsilon_d$ . Тогда

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= (\varepsilon' + \varepsilon_d - i\varepsilon'')/2, \\ \varepsilon'_{zz} &= \frac{2\varepsilon_d}{(\varepsilon' - \varepsilon_d)} \left( |\varepsilon'| + \varepsilon''^2 / (|\varepsilon'| - \varepsilon_d) \right), \\ \varepsilon''_{zz} &= \frac{2\varepsilon_d \varepsilon''}{(|\varepsilon'| - \varepsilon_d)} \left( |\varepsilon'| / (|\varepsilon'| - \varepsilon_d) - 1 \right). \end{aligned}$$

Если  $-\varepsilon_d < \varepsilon' < 0$  и  $\varepsilon_d - |\varepsilon'_m| \gg \varepsilon''$ , то  $\varepsilon'_{xx} = (\varepsilon_d - |\varepsilon'|)/2 > 0$ , и имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{zz} &= \frac{2\varepsilon_d}{(\varepsilon_d - |\varepsilon'|)} \left( -|\varepsilon'| + \varepsilon''^2 / (\varepsilon_d - |\varepsilon'|) \right), \\ \varepsilon''_{zz} &= \frac{2\varepsilon_d \varepsilon''}{(\varepsilon_d - |\varepsilon'|)} \left( 1 + |\varepsilon'| / (\varepsilon_d - |\varepsilon'|) \right). \end{aligned}$$

В этом случае при условии  $|\varepsilon'| > \varepsilon''^2 / (\varepsilon_d - |\varepsilon'|)$  получаем  $\varepsilon'_{xx} > 0$  и  $\varepsilon'_{zz} < 0$ , т.е. ИС становится ГММ первого рода. Пусть, наконец,  $\varepsilon' \approx 0$ . В этой области при конечной диссипации  $\varepsilon_{zz} = 2\varepsilon''(\varepsilon''/\varepsilon_d - i)$ ,  $\varepsilon_{xx} = (\varepsilon_d - i\varepsilon'')/2$ , т.е. продольная компонента мала и сильно диссипативная. Это так называемая область ENZ [23]. Нам далее будет интересен случай  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx}$ . Это уравнение легко решается. Если  $\varepsilon' \ll -\varepsilon_d$ , условие  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx}$  выполнено с точностью до малого члена  $\varepsilon''^2 / (2\varepsilon'^2)$ , если  $\varepsilon_d = (3 - \sqrt{8})|\varepsilon'|$  или  $\varepsilon' = -\varepsilon_d(3 + 2\sqrt{2})$ . В этом случае имеем  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx} + \varepsilon''^2 / (2\varepsilon'^2)$ ,  $\varepsilon''_{zz} = \varepsilon'' \left( 1/2 - \sqrt{3 - \sqrt{8}} \right) = 0.086\varepsilon''$ .

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha)\varepsilon_{xx} + \sin^2(\alpha)\varepsilon_{zz} & 0 & \sin(\alpha)\cos(\alpha)(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ \sin(\alpha)\cos(\alpha)(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) & 0 & \cos^2(\alpha)\varepsilon_{zz} + \sin^2(\alpha)\varepsilon_{xx} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Если  $-\varepsilon_d < \varepsilon' < 0$ , то условие  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx}$  приводит к решению  $\varepsilon_d = (3 + \sqrt{8})|\varepsilon'|$ . В этом случае опять  $\varepsilon'_{zz} = -|\varepsilon'_{xx}| + \varepsilon''^2 / (2\varepsilon'^2)$ , и  $\varepsilon''_{zz} = \varepsilon'' \left( \sqrt{3 + \sqrt{8}} + (3 + \sqrt{8})/2 \right) = 5.32\varepsilon''$ , т.е. диссипация здесь выше. Очевидно, при сдвиге частоты условие  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx}$  может быть выполнено точно, при этом несколько изменится диссипация.

В бесконечной среде из ГММ мы рассматриваем электромагнитную волну вида

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, z, t) &= \mathbf{E}_0 \exp(i(\omega t - k_x x - k_z z)), \\ \mathbf{H}(x, z, t) &= \mathbf{H}_0 \exp(i(\omega t - k_x x - k_z z)). \end{aligned}$$

Такая среда описывается гомогенизированным тензором эффективной диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

в котором для ГММ из периодических плосколоистых структур с проводящими пленками, нормаль к которым ориентирована по оси  $z$ , имеем  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon'_\perp - i\varepsilon''_\perp$ , причем величина  $\varepsilon'_\perp$  может быть отрицательной. Рассмотрим матрицу поворота структуры вокруг оси  $y$  на угол  $\alpha$ :

$$\hat{T}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & 0 & -\sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Действуя на вектор  $\mathbf{E}$ , она дает:

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x \cos(\alpha) - E_z \sin(\alpha), \quad E'_y = E_y, \\ E'_z &= E_x \sin(\alpha) + E_z \cos(\alpha), \end{aligned}$$

т.е. имеет место поворот против часовой стрелки. При этом матрица (1) примет вид  $\tilde{\varepsilon} = \hat{T}^{-1}(\alpha)\hat{\varepsilon}\hat{T}(\alpha) = \hat{T}(-\alpha)\hat{\varepsilon}\hat{T}(\alpha)$  или





Запишем однородные уравнения Максвелла в такой ИС:  $\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \mathbf{E}$ ,  $\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}$ .

Расписывая их по компонентам, имеем:

$$\begin{aligned} \partial_y H_z - \partial_z H_y &= -\partial_x H_y = i\omega \varepsilon_0 (\tilde{\varepsilon}_{xx} E_x + \tilde{\varepsilon}_{xz} E_z), \\ \partial_z H_x - \partial_x H_z &= i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_{xx} E_y, \\ \partial_x H_y - \partial_y H_x &= \partial_x H_y = i\omega \varepsilon_0 (\tilde{\varepsilon}_{xx} E_x + \tilde{\varepsilon}_{zz} E_z), \\ \partial_y E_z - \partial_z E_y &= -\partial_x E_y = -i\omega \mu_0 H_x, \\ \partial_z E_x - \partial_x E_z &= -i\omega \mu_0 H_y, \\ \partial_x E_y - \partial_y E_x &= \partial_x E_y = -i\omega \mu_0 H_z. \end{aligned}$$

В этих уравнениях мы учли, что поля не зависят от  $y$ . Эти уравнения разбиваются на две системы уравнений:  $E_y \neq 0$ ,  $H_y = 0$  и  $H_y \neq 0$ ,  $E_y = 0$ . Первая имеет вид:

$$\begin{aligned} Z_0(k_x H_z - k_z H_x) &= k_0 \tilde{\varepsilon}_{xx} E_y, \\ k_z E_y &= -Z_0 k_0 H_x, \\ k_x E_y &= Z_0 k_0 H_z, \\ H_y &= E_x = E_z = 0. \end{aligned}$$

Вторая, в которой  $E_y = H_x = H_z = 0$ , записывается как

$$\begin{aligned} Z_0 k_z H_y &= k_0 (\tilde{\varepsilon}_{xx} E_x + \tilde{\varepsilon}_{xz} E_z), \\ -Z_0 k_x H_y &= k_0 (\tilde{\varepsilon}_{xz} E_x + \tilde{\varepsilon}_{zz} E_z), \\ k_z E_x - k_x E_z &= Z_0 k_0 H_y. \end{aligned}$$

Здесь  $Z_0 = c\mu_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ . Первый тип уравнений дает Н-волну относительно оси  $z$ , а второй – Е-волну. Рассмотрим сначала последнюю. Равенство нулю ее определителя дает дисперсионное уравнение (ДУ) Френеля  $\tilde{\varepsilon}_{xx} k_x^2 + \tilde{\varepsilon}_{zz} k_z^2 + 2\tilde{\varepsilon}_{xz} k_x k_z = k_0^2 (\tilde{\varepsilon}_{xx} \tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2)$ . Из двух уравнений

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_{xx} E_x + \tilde{\varepsilon}_{xz} E_z &= Z_0 H_y k_z / k_0, \\ \tilde{\varepsilon}_{xz} E_x + \tilde{\varepsilon}_{zz} E_z &= -Z_0 H_y k_x / k_0 \end{aligned}$$

следуют соотношения

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{Z_0 H_y}{k_0} \frac{\tilde{\varepsilon}_{zz} k_z + \tilde{\varepsilon}_{xz} k_x}{\tilde{\varepsilon}_{xx} \tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2}, \\ E_z &= -\frac{Z_0 H_y}{k_0} \frac{\tilde{\varepsilon}_{xz} k_z + \tilde{\varepsilon}_{xx} k_x}{\tilde{\varepsilon}_{xx} \tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Подставляя их в третье, имеем это ДУ, которое запишем в форме

$$\frac{k_x^2}{\tilde{\varepsilon}_{zz}} + \frac{k_z^2}{\tilde{\varepsilon}_{xx}} + \frac{2\tilde{\varepsilon}_{xz}}{\tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz}} k_x k_z = k_0^2 \frac{\Delta}{\tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz}}. \quad (5)$$

Здесь обозначено  $\Delta = \tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2$ . Из этого уравнения Френеля для необыкновенной волны определяем два значения

$$k_x^\pm = -k_z \tilde{\varepsilon}_{xz} / \tilde{\varepsilon}_{xx} \pm \sqrt{(k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2) \Delta} / \tilde{\varepsilon}_{xx}. \quad (6)$$

Два значения соответствуют противоположным волнам вдоль  $\pm x$ . В симметричном ГММ  $k_x^- = -k_x^+$ . Второе уравнение в (4) позволяет найти импеданс:

$$\begin{aligned} Z^\pm &= -E_z / H_y = \frac{Z_0}{k_0} \frac{\tilde{\varepsilon}_{xz} k_z + \tilde{\varepsilon}_{xx} k_x^\pm}{\Delta} = \\ &= \pm Z_0 \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2 / k_0^2) / \Delta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Его знак зависит от направления:  $Z^\pm = \pm Z_0 \rho$ ,  $\rho = \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2 / k_0^2) / \Delta}$ . Приравняв  $Z_0 \rho$  импедансу Е-волны в вакууме  $Z_0 \rho_0 = Z_0 \sqrt{1 - k_z^2 / k_0^2}$ , распространяющейся вдоль оси  $x$ , получаем дисперсионное уравнение (ДУ) для Е-плазмон-поляритона (ЕПП) вдоль поверхности

$$\rho = \sqrt{1 - k_z^2 / k_0^2}. \quad (8)$$

Оно определяет две взаимно-противоположные волны вдоль каждого из направлений  $\pm z$ :  $k_z = \pm k_0 \sqrt{(\Delta - \tilde{\varepsilon}_{xx}) / (\Delta - 1)}$ . В случае симметрии  $\tilde{\varepsilon}_{xz} = 0$  имеем решение  $k_z = \pm k_0 \sqrt{\tilde{\varepsilon}_{xx}(\tilde{\varepsilon}_{zz} - 1) / (\tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz} - 1)}$ . Этот ПП очень медленный, если  $\tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz} \approx 1$  (рис. 2). В случае  $\tilde{\varepsilon}_{xx} = \tilde{\varepsilon}_{zz}$  это ДУ поляритона Ценнека [24–29]. В слоистой структуре это равенство не возможно. Такой слой должен быть однородным, либо диэлектрическим, либо металлическим. В последнем случае максимальное замедление будет при  $\varepsilon' = -1$ , т.е. на частоте плазмонного резонанса.

В случае волны в пластине решение имеет вид

$$H_y = \exp(-ik_z z) [A^+ \exp(-ik_x^+ x) + A^- \exp(-ik_x^- x)], \quad (9)$$

а компоненты электрического поля определяются по формулам (4). Нам потребуется компонента

$$E_z = \frac{\exp(-ik_z z)}{-c\varepsilon_0 k_0} [A^+ \rho \exp(-ik_x^+ x) - A^- \rho \exp(-ik_x^- x)] \quad (10)$$

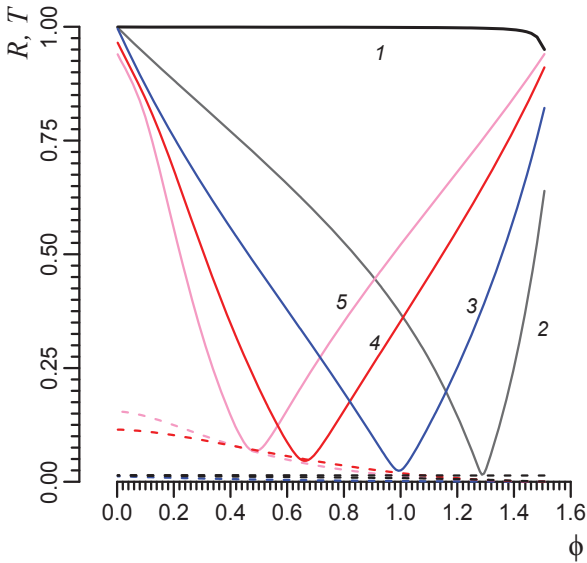


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения  $R$  (сплошные кривые) и прохождения  $T$  (штриховые кривые) от угла падения  $\phi$  для структуры ГММ с  $d = 420$  нм,  $t_m = t_d = 20$  нм,  $\epsilon_d = 3$  при различных значениях угла  $\alpha$ :  $\alpha = 0$  (кривая 1),  $\alpha = \pi/12$  (2),  $\alpha = \pi/8$  (3),  $\alpha = \pi/4$  (4),  $\alpha = \pi/3$  (5)  
 Fig. 2. Dependence of the reflectance  $R$  (solid curves) and transmission  $T$  (dashed curves) coefficients on the angle of incidence  $\phi$  for the HMM structure with  $d = 420$  nm,  $t_m = t_d = 20$  nm,  $\epsilon_d = 3$  at different values of angle  $\alpha$ :  $\alpha = 0$  (curve 1),  $\alpha = \pi/12$  (2),  $\alpha = \pi/8$  (3),  $\alpha = \pi/4$  (4),  $\alpha = \pi/3$  (5)

В вакууме нам также потребуются решения волнового уравнения в таком виде:

$$\begin{aligned} H_y &= B \exp(-ik_z z) \exp(-ik_{0x}(x-d)), \\ E_z &= -BZ_0(k_{0x}/k_0) \exp(-ik_z z) \exp(-ik_{0x}(x-d)), \\ H_y &= C \exp(-ik_z z) \exp(ik_{0x}x), \\ E_z &= CZ_0(k_{0x}/k_0) \exp(-ik_z z) \exp(ik_{0x}x). \end{aligned} \quad (11)$$

Они записаны для областей  $x > d$  и  $x < 0$ . Для них  $k_{0x}^2 + k_z^2 = k_0^2$ , причем направление движения энергии быстрой волны ( $\text{Re}(k_z^2) < k_0^2$ ) принято от пластины в вакуум (вытекание). Для симметричной структуры  $k_x^+ = -k_x^-$ . Поля на обеих сторонах имеют идентичные зависимости и могут иметь либо экспоненциальное убывание в сторону вакуума (поверхностная втекающая волна), либо экспоненциальное нарастание (антиповерхностная вытекающая волна). Поэтому достаточно ввести одну константу в (11) и считать поля на одной поверхности [24]. Втекание означает движение энергии из вакуума с обеих сторон и поглощение в пластине. При слабом втекании поверхностная волна может быть слабо диссипативной. Выте-

кание означает излучение запасенной энергии из пластины в вакуум. Сильное вытекание даже при слабой диссипации сопровождается большими радиационными потерями. Знаки в (11) выбраны согласно условиям излучения, т.е. вытекания. Вытекание может смениться втеканием при повышении частоты. Втекающие с одной стороны и вытекающие с другой стороны (или в другую сторону) моды для рассматриваемой структуры не возможны. Для симметричного случая доказательство простое. Ее ДУ получается приравнением входного импеданса с одной стороны импедансу волны в вакууме [24–29], т.е. наложением условия  $R = 0$ . Трансформируя импеданс волны в вакууме и приравнявая его такому же импедансу, получаем  $\tan(k_x d) = 0$ . Это не ДУ, а условие согласования, при котором коэффициент отражения  $R$  равен нулю. Для прозрачного слоя это условие баночного согласования в линии передачи при полуволновой толщине диэлектрика слоя (банки). Трансформация означает однонаправленную передачу энергии. ДУ получается, если изменить знак у одного из импедансов. Для несимметричного случая разные условия втекания-вытекания приводят к изменению знака импеданса и  $k_{0x}$  в одном из уравнений (11). Такая система уравнений не имеет решения.

Определяя  $k_{0x} = \pm \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$ , следует учесть, что знак надо выбирать так, чтобы медленная волна в диссипативную структуру ГММ из вакуума была втекающая ( $k'_{0x} < 0$ ), т.е. энергия из вакуума должна втекать в пластину [24–29]. В этом смысле, взяв  $k_{0x} = k'_{0x} - ik''_{0x}$ , следует потребовать выполнение  $k'_{0x} < 0$  и  $k''_{0x} > 0$  для втекающей волны и  $k'_{0x} > 0$ ,  $k''_{0x} < 0$  для вытекающей. Видим, что втекающая волна поверхностная (убывающая от поверхностей в сторону вакуума), а вытекающая волна антиповерхностная (экспоненциально нарастающая). Берем  $k_z = k'_z - ik''_z$ . При слабой диссипации в медленной волне  $k_z'^2 > k_0^2$  имеем

$$\begin{aligned} k_{0x} &= \mp i \sqrt{k_z'^2 - k_0^2} = \mp i \sqrt{k_z'^2 - k_z''^2 - k_0^2 - 2ik'_z k''_z} \approx \\ &\approx \mp i \sqrt{k_z'^2 - k_0^2 - 2ik'_z k''_z} \approx \mp i \sqrt{k_z'^2 - k_0^2} \left( 1 - \frac{ik'_z k''_z}{k_z'^2 - k_0^2} \right), \end{aligned}$$

поэтому  $k'_{0x} = -\sqrt{k_z'^2 - k_0^2}$ ,  $k''_{0x} = -k'_z k''_z / \sqrt{k_z'^2 - k_0^2}$ , т.е. взят знак минус, и волна действитель-



но втекающая. Сверху волна падает из вакуума под углом вытекания (см. рис. 1)  $\theta = \arctan(k'_{0x} / k'_z) = -\arctan(\sqrt{1 - k_0^2 / k_z'^2})$ , а снизу – под углом  $-\theta$ . В случае  $k_z'^2 < k_0^2$  волна быстрая. Для нее  $k_{0x} = \pm\sqrt{k_0^2 - k_z'^2 - k_z''^2 + 2ik'_z k_z''} \approx \pm\sqrt{k_0^2 - k_z'^2} (1 + ik'_z k_z'' / (k_0^2 - k_z'^2))$ . В этом случае следует взять знак «плюс»,  $k'_{0x} = \sqrt{k_0^2 - k_z'^2}$ ,  $k''_{0x} = k'_z k_z'' / \sqrt{k_0^2 - k_z'^2}$ , и волна вытекает (см. рис. 1) под углом вытекания  $\theta = \arctan(k'_x / k'_z) = \arctan(\sqrt{k_0^2 / k_z'^2 - 1})$ . Следует отметить, что направление волны вдоль  $z$  мы определяем по направлению движения энергии, т.е. за положительное берем такое, когда  $k_z'' > 0$  и имеет место зависимость  $\exp(-k_z'' z)$ . Следовательно, затухание в сторону движения энергии. Если при этом  $k'_z > 0$ , то такая волна прямая. Если же  $k'_z < 0$ , то волна обратная. В ней фаза и энергия движутся противоположно. Видим, что в обратной волне со слабой диссипацией втекание заменяется вытеканием и наоборот. Однако при сильной диссипации извлечение корня может не приводить к такому эффекту, т.е. возможны все режимы. Сшивая касательные компоненты, получаем:

$$\begin{aligned} B &= A^+ \exp(-ik_x^+ d) + A^- \exp(-ik_x^- d), \\ C &= A^+ + A^-, \\ B\rho_0 &= \rho [A^+ \exp(-ik_x^+ d) - A^- \exp(-ik_x^- d)], \\ -C\rho_0 / \rho &= A^+ - A^-. \end{aligned} \quad (12)$$

Имеем  $A^\pm = C(1 \mp \rho_0 / \rho)$ . Делим третье уравнение на первое и получаем ДУ в форме

$$\rho_0 = \rho \frac{(\rho - \rho_0) \exp(-ik_x^+ d) - (\rho + \rho_0) \exp(-ik_x^- d)}{(\rho - \rho_0) \exp(-ik_x^+ d) + (\rho + \rho_0) \exp(-ik_x^- d)}. \quad (13)$$

В случае симметрии оно принимает вид

$$\rho_0 = -\rho \frac{\rho_0 + i\rho \tan(k_x d)}{\rho + i\rho_0 \tan(k_x d)},$$

или  $2i\rho_0 \rho = (\rho^2 + \rho_0^2) \tan(k_x d)$ . Имеем решение  $\rho_0 = \rho [i \tan(k_x d / 2)]^{\pm 1}$ . Верхний знак соответствует электрической стенке в центре, а нижний – магнитной. В общем случае

$$2\rho\rho_0\alpha = \rho^2 + \rho_0^2, \quad \alpha = \frac{\exp(-ik_x^+ d) + \exp(-ik_x^- d)}{\exp(-ik_x^+ d) - \exp(-ik_x^- d)}$$

Имеем два ДУ:  $\rho_0 = \rho(\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 1})$ . Обозначим

$\beta_\pm = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 1}$ . Тогда для квадрата замедления найдем  $n^2 = (\tilde{\epsilon}_{xx} \tilde{\epsilon}_{zz} - \tilde{\epsilon}_{xz}^2 - \tilde{\epsilon}_{xx} \beta_\pm^2) / (\tilde{\epsilon}_{xx} \tilde{\epsilon}_{zz} - \tilde{\epsilon}_{xz}^2 - \beta_\pm^2)$ . Большое замедление возможно, если мал знаменатель или велик числитель.

Рассмотрим ДУ для Н-ПП. Подставляя компоненты магнитного поля в первое уравнение, имеем ДУ  $k_x^2 + k_z^2 = k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}$ . Это уравнение Френеля обыкновенной волны. Для нее импеданс вдоль оси  $x$  имеет вид  $Z = E_y / H_z = Z_0 k_0 / \sqrt{k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx} - k_z^2}$ . Он не может быть согласован с соответствующим импедансом в вакууме, поэтому Н-ПП вдоль плоскости с бесконечным образом ГММ не существует. Однако он имеет место, если имеется конечный слой ГММ. В этом случае, так же как и для одиночного металлического слоя [25–29], имеем два решения:

$$\sqrt{k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx} - k_z^2} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2} \left[ i \tan \left( d \sqrt{k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx} - k_z^2} / 2 \right) \right]^{\pm 1}. \quad (14)$$

Решение со знаком «плюс» соответствует электрической стенке, а со знаком «минус» – магнитной стенке в центре слоя. Эти уравнения такие же, как и для металлического слоя с заменой  $\tilde{\epsilon}_{xx} \rightarrow \epsilon_m$  [25, 26]. Поскольку возможны медленные ПП с  $k_z'^2 > k_0^2$ , ДУ (14) удобно преобразовать к виду

$$\sqrt{k_z^2 - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} = \sqrt{k_z^2 - k_0^2} \left[ \tanh \left( d \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} / 2 \right) \right]^{\pm 1}. \quad (15)$$

Обозначим гиперболический тангенс как  $T$ , возведем уравнение (15) в квадрат и будем считать, что плазмон достаточно медленный. Тогда  $k_z^2 = k_0^2 (1 - \tilde{\epsilon}_{xx} T^{\mp 2}) / (1 + T^{\mp 2})$ . Если диссипацией можно пренебречь,  $k_z^2 = k_0^2 (1 + |\tilde{\epsilon}'_{xx}| T^{\mp 2}) / (1 - T^{\mp 2})$ . В этом случае для медленного ПП величина  $T$  должна быть меньше единицы и близка к ней. Видим, что возможно решение  $k_z^- = k_0 \sqrt{(1 + |\tilde{\epsilon}'_{xx}| T^2) / (1 - T^2)}$  с медленным ПП, а плазмон  $k_z^+$  очень медленным и слабо диссипативным быть не может.

## 2. Исследование частных случаев

Рассмотрим частные случаи. Они возникают при разных углах оптической оси с осью  $z$  или между нормалью к поверхности и плоскостями слоев.



Угол  $\alpha = 0$ . Для него  $\tilde{\varepsilon}_{xz} = 0$  и  $k_x^\pm = \pm k_x = \pm \sqrt{\varepsilon_{zz}(k_0^2 - k_z^2 / \varepsilon_{xx})}$ . ДУ для слоя можно записать в виде

$$k_z^2 / k_0^2 = \varepsilon_{xx} \frac{\varepsilon_{zz} + \tan^2(k_x d / 2)}{\tan^2(k_x d / 2) + \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz}}$$

Пусть  $\varepsilon' = 0$ . Тогда  $\varepsilon_{xx} = (\varepsilon_d - i\varepsilon'')/2$ , а продольная компонента  $\varepsilon_{zz} = -2i\varepsilon''\varepsilon_d / (\varepsilon_d - i\varepsilon'') \approx -2i\varepsilon'' / \varepsilon_d$  мала и сильно диссипативная. Обыкновенная волна в таком ГММ ведет себя как в диэлектрике. Для необыкновенной волны при этих условиях из (8) следует приближенное решение для ПП вдоль поверхности полубесконечного образца

$$k_z = \pm k_0 \sqrt{\varepsilon_d (1 - i\varepsilon''(\varepsilon_d + 1/\varepsilon_d)/2)}. \quad (16)$$

Это медленный ПП вдоль поверхности бесконечно толстого образца. Для него из уравнения Френеля следует  $k_x = (1 - i)k_0 \sqrt{\varepsilon'' / \varepsilon_d} / 2$ , т.е. он затухает в глубь образца. Имеем также

$$k_{0x} = \sqrt{k_0^2 - k_0^2 \varepsilon_d (1 - \varepsilon''^2(\varepsilon_d + 1/\varepsilon_d)^2 / 4 - i\varepsilon''(\varepsilon_d + 1/\varepsilon_d)/2)} \approx -ik_0 \sqrt{\varepsilon_d - 1},$$

т.е. ПП затухает и в сторону вакуума. Рассмотрим теперь область  $\varepsilon' = -\varepsilon_d$ . Для нее  $\varepsilon_{xx} = -i\varepsilon''/2$ ,  $\varepsilon_{zz} = 2\varepsilon_d(1 - i\varepsilon_d / \varepsilon'')$ . Из ДУ (8) следует

$$k_z = \pm k_0 \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{1 + \varepsilon_d^2}} \left( 1 + i\varepsilon'' \frac{\varepsilon_d + (\varepsilon_d - 1)(1 + \varepsilon_d^2)}{4\varepsilon_d^2(1 + \varepsilon_d^2)} \right).$$

Это обратный быстрый слабо диссипативный ПП. ДУ (13) удобно анализировать в случае малой толщины слоя. В этом случае заменяем тангенс его аргументом

$$\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} (1 - k_z^2 / k_0^2) = (k_z^2 / k_0^2 - \varepsilon_{xx}) \left[ \varepsilon_{zz} (1 - k_z^2 / k_0^2 / \varepsilon_{xx}) (k_0 d / 2)^2 \right]^{\pm 1}. \quad (17)$$

Считаем квадратную скобку малой. Также считаем  $k_0 d \ll 1$ . В случае верхнего знака ПП быстрый. Его дисперсия определяется из квадратного уравнения. Заменяя в правой части  $k_z^2 / k_0^2$  единицей, приближенно в области малых частот получаем  $k_z^2 / k_0^2 = 1 + (1 - \varepsilon_{xx})^2 (k_0 d / (2\varepsilon_{xx}))^2$ . Здесь предположено, что величина  $|\varepsilon_{xx}|$  не мала. В случае нижнего знака (магнитной стенки) ПП более медленный, и на низких частотах  $k_z \approx k_0 \sqrt{\varepsilon_{xx}}$ . Обозначим

$T = i \tan(k_x d / 2) = \tanh(d \sqrt{\varepsilon_{zz}(k_z^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2)}) = 1 - \delta$ . Если  $|\varepsilon_{zz}| \neq 0$ , то в области больших замедлений тангенс гиперболический близок к единице, т.е.  $\delta$  – малая величина. Поэтому

$$k_z^2 / k_0^2 \approx \varepsilon_{xx} \frac{\varepsilon_{zz} - 1}{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - 1} \pm 2\delta \frac{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} - 1)}{(\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - 1)^2}.$$

Условие медленности здесь то же, что и для полуплоскости: это плазмонный резонанс  $\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} \rightarrow 1$ . Около него  $|\delta| < |\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - 1| \ll 1$ , поскольку гиперболический тангенс стремится к единице экспоненциально быстро.

Угол  $\alpha = \pm\pi/2$ . Этот случай соответствует нижнему рис. 1, т.е. структура превращается в плоскостойкий волновод. Возможен его строгий анализ без гомогенизации [16]. В области  $\varepsilon'_{xx} < 0$  возможны ПП, аналогичные ПП вдоль металлического слоя. Этот случай интересен в плане сравнения строгого решения для дисперсии с полученным на основе гомогенизации и будет рассмотрен ниже.

Угол  $\alpha = \pm\pi/4$ . В этом случае матрица (3) принимает вид

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) & 0 & \pm(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ \pm(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) & 0 & (\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx}) \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Он упрощается, если  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx} > 0$ , поскольку тогда  $\tilde{\varepsilon}_{xx} = \tilde{\varepsilon}_{zz} \approx -0.3i\varepsilon''$ ,  $\tilde{\varepsilon}_{xz} \approx \pm(\varepsilon'_{zz} + i\varepsilon''/4)$ . Другой режим  $\varepsilon'_{zz} = -\varepsilon'_{xx} < 0$  приводит к значениям  $\tilde{\varepsilon}_{xx} = \tilde{\varepsilon}_{zz} = -2.9li\varepsilon''$ ,  $\tilde{\varepsilon}_{xz} \approx \pm(-\varepsilon'_{xx} - i2.41\varepsilon'')$ . В этом случае тензор ДП (18) более диссипативный. В отсутствие диссипации ДУ (5) приобретает вид  $k_x k_z = \mp k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xz} / 2$  и определяет асимптоты гиперболического закона дисперсии. В таком приближении компоненты волнового вектора не ограничены. ДУ для ПП вдоль границы бесконечно толстого образца ГММ теперь примет вид

$$k_z^2 / k_0^2 = \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz} - 2\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz}}{2(1 - \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz})}. \quad (19)$$

В указанной выше области этот ПП быстрый:

$$k_z^2 / k_0^2 \approx \frac{\varepsilon_d^2 (3 + 2\sqrt{2})}{1 + \varepsilon_d^2 (3 + 2\sqrt{2})}.$$

Из уравнения Френеля (6) имеем

$$k_x^+ = -k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} / 2k_z, \quad k_x^- = -2k_z (1 - k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} / (4k_z^2)).$$



Рассмотрим ДУ (13) и ПП, распространяющийся вдоль слоя. В рассмотренной области  $\beta_{\pm}^2 \approx -[1 \pm \cos(k_z d)]^2 / \sin^2(k_z d)$ , поэтому ПП медленным быть не может. Быстрые волны при ненулевом угле связаны с ПП, идущими вдоль слоев металла под углом к оси. Поскольку  $\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} = \varepsilon_m\varepsilon_d$ , ПП при данном угле может быть медленным, если  $\varepsilon_m \approx 1/\varepsilon_d$ , т.е. выше частоты  $\omega_p / \sqrt{\varepsilon_L}$ . Это уже высокочастотный оптический поляритон. Решение вопроса о прямой или обратной волне получается вычислением  $k'_z = k_z - ik''_z$  и определением знака отношения  $k'_z/k''_z$  [24–29]. Величина  $k'_z$  определяет движение фазы, а  $k''_z$  – затухание или движение энергии в сторону затухания. Поэтому  $k'_z/k''_z > 0$  означает прямую волну, а  $k'_z/k''_z < 0$  – обратную. Другой способ определения – вычисление компоненты вектора Пойнтинга для необыкновенной волны

$$S_z = \text{Re}(E_x H_y^*)/2 = \frac{Z_0 |H_y|^2}{2k_0} \text{Re} \left( \frac{\tilde{\varepsilon}_{zz} k_z + \tilde{\varepsilon}_{xz} k_x}{\tilde{\varepsilon}_{xx} \tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2} \right) \quad (20)$$

и аналогичной компоненты для обыкновенной волны

$$S_z = \text{Re}(E_y H_x^*)/2 = Z_0^{-1} |E_y|^2 k'_z / (2k_0). \quad (21)$$

Заметим, что здесь

$$|H_y(x, z)|^2 = |H_y(x, 0)|^2 \exp(-2k''_z z),$$

$$|E_y(x, z)|^2 = |E_y(x, 0)|^2 \exp(-2k''_z z).$$

Сразу видим, что для обыкновенной волны и Н-ПП направление потока мощности дает величина  $k'_z$ . В вакууме обыкновенной волне соответствует  $s$ -поляризация и та же компонента (21) вектора Пойнтинга. Для  $p$ -поляризации в вакууме  $S_z = \text{Re}(E_x H_y^*)/2 = Z_0 |H_y|^2 k'_z / (2k_0)$ , поэтому определение направления движения энергии для Е-ПП требует решения ДУ и вычисления интеграла от  $S_z$  по бесконечному поперечному сечению, что является более сложной процедурой. Кроме того, формула (20) записана для бесконечного образца, и тогда в нее можно подставлять любое из двух значений  $k_x^{\pm}$  из (6). Для конечного образца следует учесть две волны в поперечном направлении и определить их амплитуды (см. далее), что еще более усложняет задачу. Поэтому

будем пользоваться методом на основе определения знака  $k'_z/k''_z$ . Его неудобство проявляется лишь в области перехода от быстрой волны к медленной, где  $k'_z \approx \pm k_0$ ,  $k''_z \approx 0$ . Для простых волноведущих структур типа металлической полоски эквивалентность обоих подходов доказана. Для решения вопроса о втекании или вытекании следует вычислять компоненту вектора Пойнтинга  $S_x$  в вакууме при полученном из ДУ значении  $k_z$ . Это более простая процедура. Для верхнего полупространства с Е-ПП имеем  $S_x = -\text{Re}(E_z H_y^*)/2 = Z_0 |H_y|^2 k'_x / (2k_0)$ , т.е. при  $k'_x > 0$  волна вытекает, а при  $k'_x < 0$  – втекает. Соотношения (11) записаны так, что имеет место одновременное втекание или вытекание в обоих полупространствах. Условия втекания и вытекания изменяются с изменением частоты. Можно рассмотреть случай, когда слой окружен полупространствами из разных материалов и эти условия противоположны в обоих полупространствах. В этом случае имеющаяся симметрия исчезает, и возможно втекание энергии их одного полупространства в слой и ее вытекание из слоя в другое полупространство. В случае слоя в вакууме это возможно, только если приложить внешнее постоянное магнитное поле, что будет рассмотрено далее. Для такого решения следует поменять знак у  $k_{0x}$  либо в первых двух, либо в последних двух уравнениях из системы (11). Соответствующее ДУ будет содержать уже четыре различных корня.

Пусть  $\alpha = \pi/2$ . Опять считаем диссипацию малой, а  $K = 0.5$ . Заметим, что при другом коэффициенте заполнения соотношения усложняются. Если же использовать гомогенизацию с учетом ПД, то все компоненты тензоров становятся сложными функциями  $k_x$  и  $k_z$ , поэтому аналитическое исследование становится крайне затруднительным. Теперь компоненты меняются местами, а тензор приобретает вид

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{zz} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx} \end{bmatrix}. \quad (22)$$

В нем  $\varepsilon_{zz} = (\varepsilon_m + \varepsilon_d)/2$ ,  $\varepsilon_{xx} = 2(\varepsilon_m \varepsilon_d)/(\varepsilon_m + \varepsilon_d)$ . Данный случай отличается от случая  $\alpha = 0$  про-



сто заменой компонент. Для него можно построить строгую модель без гомогенизации. Именно: вводим матрицу передачи диэлектрического слоя

$$\hat{a}_d = \begin{bmatrix} \cos(t_d \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2}) & i \rho_d \sin(t_d \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2}) \\ i \sin(t_d \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2}) / \rho_d & \cos(t_d \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2}) \end{bmatrix}$$

и аналогичную матрицу металлического слоя  $\hat{a}_m$  подстановкой  $d \rightarrow m$ ,  $\varepsilon_d \rightarrow \varepsilon_m$ . Здесь  $\rho_d = \sqrt{(\varepsilon_d - k_z^2 / k_0^2) / (1 - k_z^2 / k_0^2)} / \varepsilon_d$  – нормированный к импедансу вакуума импеданс Е-волны в диэлектрике. Будем рассматривать симметричные структуры, начинающиеся со слоя металла и заканчивающиеся им, или начинающиеся со слоя диэлектрика и заканчивающиеся им. В первом случае число металлических слоев на единицу больше, а во втором случае – число диэлектрических слоев на единицу больше. В первом случае матрица структуры имеет вид  $\hat{a} = (\hat{a}_m \hat{a}_d)^n \hat{a}_m$ , а во втором случае  $\hat{a} = \hat{a}_d (\hat{a}_m \hat{a}_d)^n$ , где  $n$  – число полных периодов. Если для такой структуры решать задачу Френеля, имеют место соотношения

$$1 + R = \hat{a}_{11} T + \hat{a}_{12} T, \quad (23)$$

$$(1 - R) / \rho_0 = (\hat{a}_{21} T + \hat{a}_{22} T) / \rho_0, \quad (24)$$

которые приводят к решению

$$T = 2 / (\hat{a}_{11} + \hat{a}_{22} + \hat{a}_{12} + \hat{a}_{21}),$$

$$R = (Z_{in} - 1) / (Z_{in} + 1),$$

$$Z_{in} = (\hat{a}_{11} + \hat{a}_{12}) / (\hat{a}_{21} + \hat{a}_{22}).$$

Очевидно, результат зависит от симметрии структуры, т.е. от того, оканчивается она металлическим или диэлектрическим слоем. Величина  $Z_{in}$  по смыслу есть входной импеданс структуры, когда на выходе волна излучается в вакуум. Для получения ДУ ПП следует учесть, что направление передачи энергии в (23), (24) взято слева – направо (в нашем случае снизу – вверх, т.е. волна падает вдоль оси  $x$ ). В симметричной структуре возможны либо втекающие, либо вытекающие волны. Они получаются путем согласования импедансов, т.е. отсутствия отражения  $R = 0$ . Поэтому в соотношении (24) либо слева, либо справа следует изменить знак у  $\rho_0$ . Это приводит к ДУ  $\hat{a}_{11} + \hat{a}_{12} + \hat{a}_{21} + \hat{a}_{22} = 0$ . В случае одного диэлектрического слоя оно имеет вид

$$1 + i(\rho_d + 1 / \rho_d) \tan(t_d \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2}) / 2 = 0.$$

Оно может быть разделено на два с учетом симметрии, используя формулу тангенса половинного аргумента и решая квадратное уравнение. Они имеют известный вид [24]. Это же уравнение получаем путем трансформации импеданса  $-\rho_0 = -\sqrt{1 - k_z^2 / k_0^2}$  слоем и приравниванием его импедансу  $\rho_0$ . В случае большого числа периодов структура приобретает свойства ФК. Для него уравнение Флоке–Блоха имеет вид

$$\cos(k_x(k_0, k_x)t) = X = (a_{11} + a_{22}) / 2. \quad (25)$$

Здесь взяты элементы матрицы одного периода, т.е. либо  $a = a_d a_m$ , либо  $a = a_m a_d$ . В результате находим  $k_x^\pm = \pm \arccos(X) + 2n\pi$ . Будем использовать  $n = 0$ . Заметим, что уравнение Френеля дает  $k_x^\pm = \pm \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_z^2 \varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}}$ . Взяв матрицу периода  $a = \hat{a}_d \hat{a}_m$  и учитывая малость периода по сравнению с длиной волны, имеем  $X = 1 - t_d t_m \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d - k_z^2} \sqrt{k_0^2 \varepsilon_m - k_z^2} (\rho_d / \rho_m + \rho_m / \rho_d) / 2$ . Полагая  $K = 0.5$ , получаем  $X = 1 - u$ , где  $u = (tk_0)^2 \sqrt{\varepsilon_d - k_z^2 / k_0^2} \sqrt{\varepsilon_m - k_z^2 / k_0^2} (\rho_d / \rho_m + \rho_m / \rho_d) / 8$ . В силу малости  $(tk_0)^2$  и  $u$  окончательно получаем  $k_x^\pm = \pm k_x$ , где  $k_x = k_0 \sqrt{u / 2}$ . Рассмотрим очень медленный ПП. Для него  $\rho_d = 1 / \varepsilon_d$ ,  $\rho_m = 1 / \varepsilon_m$ ,  $u = (tk_0)^2 k_z^2 / k_0^2 (|\rho_d| + |\rho_m| / \rho_d) / 8$ ,  $k_x^\pm = \pm tk_0 k_z \sqrt{\varepsilon_d / \varepsilon_m + |\varepsilon_m| / \varepsilon_d} / 4$ . Здесь мы учли, что ДП металла приблизительно отрицательная. Формулы справедливы, если  $|tk_z| \ll 1$ . Указанная гомогенизация более точно учитывает структуру. Теперь можно построить решение и найти дисперсионное уравнение. Внутри структуры его ищем также в форме (9), но с учетом соотношения  $k_x^\pm = \pm k_x$ . Это позволяет записать

$$H_y = A^\pm \begin{pmatrix} \cos(k_x x) \\ \sin(k_x x) \end{pmatrix} \exp(-ik_z z),$$

выразить остальные компоненты через  $H_y$  и построить четное по  $H_y(x)$  решение (с электрической стенкой в плоскости  $x = 0$ ) и нечетное по  $H_y(x)$  решение (с магнитной стенкой). Оно имеет форму (14) и может быть представлено в виде

$$\sqrt{k_0^2 - k_z^2} = \frac{k_x}{\varepsilon_{xx}} [i \tan(k_x d / 2)]^{\pm 1}, \quad (26)$$

где  $k_x = k_0 \sqrt{u / 2}$ . Если вместо уравнения Фло-



ке–Блоха использовать уравнение Френеля, то  $k_x = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_z^2 \varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}}$ , и тогда

$$k_z = \pm k_0 \sqrt{\frac{1 - T^{\pm 2} / \varepsilon_{xx}}{1 - T^{\pm 2} / (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz})}} = \pm k_0 \sqrt{\frac{1 + 2T^{\pm 2} / (|\varepsilon'| - \tilde{\varepsilon}_d)}{1 + T^{\pm 2} / (\varepsilon_d (|\varepsilon'| + i\varepsilon''))}}.$$

Этот ПП может быть медленным в области  $|\varepsilon'| \approx \varepsilon_d$ , но при этом он диссипативный. Аналогичное уравнение для случая  $\alpha = 0$  имеет вид

$$\sqrt{k_0^2 - k_z^2} = \frac{k_x}{\varepsilon_{zz}} [i \tan(k_x d / 2)]^{\text{th}}. \quad (27)$$

В нем  $k_x = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{zz} - k_z^2 \varepsilon_{zz} / \varepsilon_{xx}}$ . В этих двух случаях имеет место симметрия по  $x$ . Для (27)

$$k_z = \pm k_0 \sqrt{\frac{1 - T^{\pm 2} / \varepsilon_{zz}}{1 - T^{\pm 2} / (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz})}} = \pm k_0 \sqrt{\frac{1 - T^{\pm 2} (\tilde{\varepsilon}_d - |\varepsilon'|) / (2\varepsilon_m \varepsilon_d)}{1 - T^{\pm 2} / (\varepsilon_d \varepsilon_m)}}.$$

Этот ПП медленным будет в области  $\varepsilon' = 0$  значением в этой области  $k_z = \pm k_0 \sqrt{\varepsilon_d / 2}$ .

### 3. Формулы Френеля

Структура из ГММ эквивалентна набору плоскопараллельных волноводов или решеток, повернутых под углом и способна эффективно управлять дифракцией плоской волны, особенно если использовать оптически накапливаемые полупроводниковые слои или графеновые листы. Тензорная проводимость графена от ТГц до УФ диапазонов получена в ряде работ [30–33]. В первом приближении в модели Кубо–Гринвуда ее можно считать скалярной [30]. На низких частотах она индуктивная, но с учетом межзонных переходов может иметь емкостную область и даже стать отрицательной при внешней накачке [33]. Возможна гомогенизация как с учетом тензорного характера проводимости  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ , так и для скалярной проводимости [12–14, 34, 35]. Однако следует учесть, что при тензорной проводимости графена разделение на Е-волны и Н-волны не происходит, поэтому следует сшивать все четыре касательные к границам компоненты полей или использовать матрицы передачи 4×4. Это усложняет ДУ и формулы Френеля. Металлические ленты при малой толщине  $t_m$  можно рассматривать как поверхностные токи  $\mathbf{J} = i\omega\varepsilon_0(\varepsilon_m - 1)t_m \mathbf{E} = \sigma(\omega)\mathbf{E}$ . Р-поляризация возбуждает только токи  $J_x$  и  $J_z$  или Е-волну,

s-поляризация – ток  $J_y$  или Н-волну. Тензорная проводимость связывает все три компоненты тока с полем. При нормальном падении на платину с  $\alpha = 0$  волна с поляризацией электрического вектора нормально к слоям, проходит со значительно меньшими потерями, чем волна с ортогональной поляризацией. В несимметричном случае это работает для волн р-поляризации и s-поляризации, падающих под определенным углом.

Получим формулы Френеля при падении снизу на структуру с произвольным углом  $\alpha$  под углом  $\varphi$  волны р- и s-поляризации. Используем импедансный подход, рассматривая движение по оси  $x$ . Снизу имеем волну

$$E_q = \exp(-ik_{0x}x) + R_q \exp(ik_{0x}x),$$

$$Z_0 H_q = [\exp(-ik_{0x}x) - R_q \exp(ik_{0x}x)] / \rho_{0q}.$$

Сверху имеем

$$E_q = T_q \exp(-ik_{0x}(x-d)),$$

$$Z_0 H_q = T_q \exp(-ik_{0x}(x-d)) / \rho_{0q}.$$

В структуре пишем

$$E_q = A_q^+ \exp(-ik_x^+ x) + A_q^- \exp(-ik_x^- x),$$

$$Z_0 H_q = A_q^+ \exp(-ik_x^+ x) / \rho_q - A_q^- \exp(-ik_x^- x) / \rho_q.$$

Здесь при  $q = p$  имеем  $E_q = -E_z$ ,  $H_q = H_y$ ,  $\rho_{0p} = \sqrt{1 - k_z^2 / k_0^2}$ , а также  $\rho_q = \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2 / k_0^2) / \Delta}$ . При  $q = s$  имеем  $E_q = E_y$ ,  $H_q = H_z$ ,  $\rho_{0s} = 1 / \sqrt{1 - k_z^2 / k_0^2}$ ,  $\rho_s = k_0 / \sqrt{k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2}$ . Сшивая компоненты полей, получаем решение:

$$T_q = \frac{4\rho_q \rho_{0q}}{\exp(ik_x^+ d) (\rho_q + \rho_{0q})^2 + \exp(ik_x^- d) (\rho_q^2 - \rho_{0q}^2)},$$

$$A_q^+ = \exp(ik_x^+ d) T_q (1 + \rho_q / \rho_{0q}) / 2, \quad (28)$$

$$A_q^- = T_q \exp(ik_x^- d) (1 - \rho_q / \rho_{0q}) / 2.$$

Используя его, находим

$$Z_q = (1 + R_q) / (1 - R_q) = \frac{A_q^+ + A_q^-}{(\rho_{0q} / \rho_q) (A_q^+ - A_q^-)},$$

и коэффициент отражения  $R_q = (Z_q - 1) / (Z_q + 1)$  или  $R_q = A_q^+ + A_q^- - 1$ . Следует иметь в виду, что в этих соотношениях величина  $k_z < k_0$  и действительная, а угол падения определяется как



$\phi = \arctan(k_z / \sqrt{k_0^2 - k_z^2})$ . В случае симметрии уравнение упрощается и принимает вид

$$T_q = \frac{4\rho_q\rho_{0q}\exp(-ik_x d)}{(\rho_{0q} + \rho_q)^2 + \exp(-2ik_x d)(\rho_q^2 - \rho_{0q}^2)}. \quad (29)$$

#### 4. Слой во внешнем магнитном поле

Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  приводит к тому, что ДП металла становится тензорной величиной. Изменяя величину и направления магнитного поля, можно управлять дисперсией и волнами в слое из ГММ. Соответственно изменяется и тензор эффективной ДП (1). При произвольном угле  $\alpha$  и направлении магнитного поля соотношения становятся весьма сложными. Рассмотрим случай направления магнитного поля по оси  $x$ :  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{x}_0 H_0$  и  $\alpha = 0$ . В этом случае для металлического образца

$$\hat{\epsilon}_m = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^m & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{zz}^m & -ib \\ 0 & ib & \epsilon_{zz}^m \end{bmatrix},$$

где

$$\epsilon_{xx}^m = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c),$$

$$\epsilon_{zz}^m = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_M^2 - i\omega\omega_c),$$

$$b = \omega_M \omega_p^2 / (\omega^3 - \omega\omega_M^2 - i\omega^2\omega_c).$$

Теперь для тензора ДП слоя ГММ (1) имеем

$$\epsilon_{xx} = (\epsilon_{xx}^m + \epsilon_d) / 2, \quad \epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = -ib / 2,$$

$$\epsilon_{zz} = 2\epsilon_{zz}^m \epsilon_d / (\epsilon_{zz}^m + \epsilon_d),$$

при этом он перестает быть диагональным. Такая искусственная среда не подлежит формально под определению ГММ, однако, как и в последнем, в ней возможны большие значения компонент вектора  $\mathbf{k}$ . Магнитное поле приводит к возникновению вектора гирации и дополнительной пространственной дисперсии. Расписывая по координатам уравнения Максвелла, получим уравнение Френеля и связь полей через импедансы. Уравнение Френеля имеет вид  $\det[\hat{k}^2 - k_0^2 \hat{\epsilon}] = 0$ , где матрицы  $\hat{k}$  и  $\hat{k}^2$ , содержащие компоненты  $k_i$  и  $k_j k_m$ , определяют операторы «ротор» и «ротор от ротора», т.е. действуют на произвольную плоскую волну  $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k})$  как  $\nabla \times \mathbf{E} = \hat{k}\mathbf{E}$  и  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \hat{k}^2 \mathbf{E}$ . Матрица  $\hat{k}$  особенная, а матрица  $\hat{k}^2$  обратима. Отличие теперь состоит в том, что импедансы

разных направлений являются различными. Это приводит к тому, что в структуре возможны втекающие с одной стороны и вытекающие с другой стороны волны. Изменение направления магнитного поля изменяет условия втекания-вытекания. В этом смысле такая волноведущая структура обладает невзаимностью. Возбуждая, например, слой волноводом, можно создать антенну вытекающей волны, которая излучает в узком секторе под углом в сторону. Изменяя магнитное поле, можно изменять полуплоскость, в которую идет место излучение. Поскольку  $\omega_M = e\mu_0 H_0 / m_e$ , то для работы в оптическом диапазоне нужны весьма сильные магнитные поля. Если внешнее магнитное поле направить по оси  $z$ , то тензор ДП видоизменяется заменой  $x \leftrightarrow z$ . Для такого слоя волны разных направлений различны.

Для создания ламп бегущей волны ТГц диапазона перспективны замедляющие структуры с замедленными плазмонами [36]. Необходим коэффициент замедления порядка 3–4 и рабочая индукция магнитного поля порядка 1 Тл. Для этого удобно использовать рассмотренные структуры с  $\alpha = \pi/2$  и продольным магнитным полем. От направления магнитного поля зависят замедление и потери плазмона, поэтому расчет дисперсии с учетом магнитного поля весьма важен. В случае произвольно направленного поля и произвольной ориентации  $\alpha$  тензор ДП имеет все компоненты, а дисперсионные уравнения становятся весьма сложными.

#### 5. Численные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены результаты расчета  $R = R_e$  и  $T = T_e$  в зависимости от угла падения для  $\lambda = 500$  нм. Отметим, что в теории дифракции на решетках подобные задачи для бесконечно тонких идеально проводящих полосок сводятся к интегральным уравнениям и решались. Можно учесть и конечный импеданс металлических лент. Однако учет диэлектрического слоя в таком подходе сложен и требует введения комбинированных объемно-поверхностных интегральных уравнений. Результаты расчета дисперсии и потерь для ПП при  $\alpha = 0$  и  $\alpha = \pi/2$  приведены на рис. 3, 4. Часть кривых левее  $n' = 1$  соответствуют быстрым втекающим волнам, а правее – медленным. Волны в нижней плоскостной ИС ( $\alpha = \pi/2$ ) более медленные, а в области выше частоты плазмонного резонанса обратные. Это отличает плоскостную ИС от металлической, для которой обратных



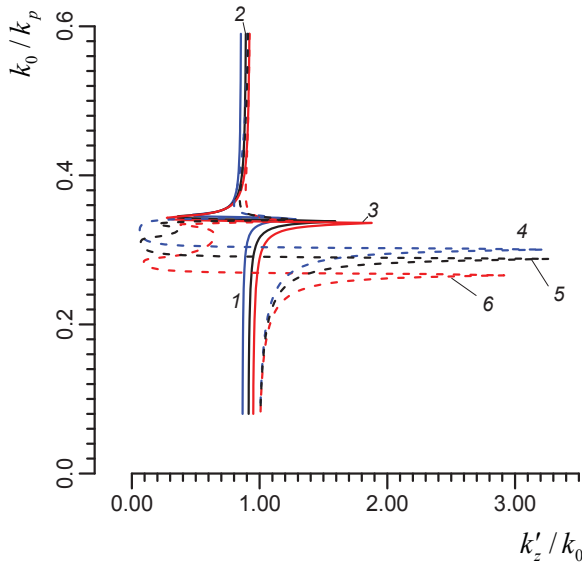


Рис. 3. Дисперсия Е-ПП вдоль полупространства ГММ со структурой, соответствующей рис. 2 для  $\alpha=0$  (кривые 1–3) и  $\alpha = \pi/2$  (кривые 4–6): зависимость нормированного волнового числа от замедления  $n' = k'_z/k_0$  при разных ДП  $\varepsilon_d$ : 2.0 (кривые 1–4), 3.0 (кривые 2–5) и 5.0 (кривые 3–6) Fig. 3. Dispersion of E-PP along the half-space of HMM with the structure corresponding to Fig. 2 for  $\alpha=0$  (curves 1–3) and  $\alpha = \pi/2$  (curves 4–6): dependence of the normalized wave number on deceleration  $n' = k'_z/k_0$  at different DP:  $\varepsilon_d$ : 2.0 (curves 1–4), 3.0 (curves 2–5), and 5.0 (curves 3–6)

волн нет. Для ГММ с  $\alpha = 0$  обратных волн нет, а максимальное замедление соответствует более высоким частотам, для которых  $\varepsilon' > 0$ . Кривые построены так, что  $k'_z > 0$ , поэтому обратным волнам соответствуют как бы отрицательные потери. В вакууме энергия всегда переносится вдоль движения фазы. Наличие обратных волн – это интегральный эффект, связанный с тем, что в металлических структурах компонента вектора Пойнтинга может менять знак при  $\varepsilon' < 0$ .

В области плазмонного резонанса  $k'_z \approx k'_z \sim 1/\sqrt{\varepsilon''}$ , т.е. для получения больших замедлений следует снижать диссипацию. Оценка для первой структуры дает в области резонанса  $k_z = k_0(1-i)\sqrt{(1+\varepsilon_d^{-2}-2/\varepsilon_d)/\varepsilon''}/2$ . Для второй структуры имеют место два резонанса:  $k_z = k_0(1-i)\varepsilon_d/\sqrt{(1+\varepsilon_d^2)\varepsilon''}$  – низкочастотный при  $\varepsilon_m \approx -\varepsilon_d$  и  $k_z = k_0(1+i)\sqrt{(1+\varepsilon_d^2-\varepsilon_d)/[(1+\varepsilon_d^2)2\varepsilon'']}$  – высокочастотный при  $\varepsilon_m \approx 1/\varepsilon_d$ . Непосредственно видно, что последний соответствует об-

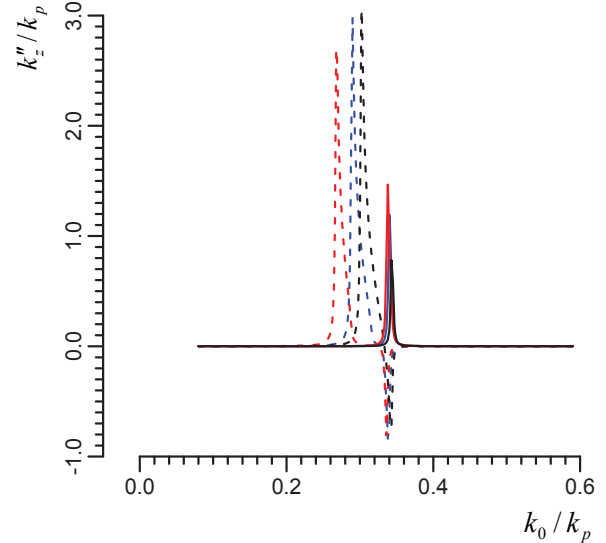


Рис. 4. Нормированные потери  $k''_z/k_p$  Е-ПП вдоль полупространства ГММ, соответствующие дисперсии рис. 2 для  $\alpha = 0$  (кривые 1–3) и  $\alpha = \pi/2$  (кривые 4–6) в зависимости от нормированного волнового числа  $k_0/k_p$  при разных ДП  $\varepsilon_d$ : 2.0 (кривые 1–4), 3.0 (кривые 2–5) и 5.0 (кривые 3–6)

Fig. 4. Normalized E-PP losses  $k''_z/k_p$  along the half-space of HMM corresponding to the dispersion of Fig. 2 for  $\alpha = 0$  (curves 1–3) and  $\alpha = \pi/2$  (curves 4–6) depending on the normalized wave number  $k_0/k_p$  at different DP:  $\varepsilon_d$ : 2.0 (curves 1–4), 3.0 (curves 2–5), and 5.0 (curves 3–6)

ратному ПП. Все исследованные ПП втекающие, поскольку вытекание из диссипативного полупространства невозможно.

### Заключение

В работе с использованием простейшей гомогенизации получены точные решения для плазмон-поляритонов вдоль поверхности в общем случае асимметричного гиперболического метаматериала в виде плоскостройной периодической металл-диэлектрической структуры. Дополнительную степень свободы в уравнения можно ввести, если варьировать коэффициент заполнения или использовать многослойные в периоде структуры. Учет пространственной дисперсии, т.е. зависимости  $\tilde{\varepsilon}(k_0, k_x, k_z)$ , приводит к сложным нелинейным дисперсионным уравнениям и уравнениям Френеля, анализировать которые возможно только численно. Как пространственная дисперсия, так и диссипация искажают гиперболический закон дисперсии и ограничивают по модулю компоненты волнового вектора, т.е. замыкают поверхность изочастот. Найдены условия



существования медленных и быстрых, втекающих и вытекающих, а также прямых и обратных поляритонов. Асимметричный слой гиперболического метаматериала интересен тем, что во внешнем магнитном поле поддерживает поляритоны, втекающие с одной стороны и вытекающие с другой. В плоскостной структуре найдены обратные поляритоны, отсутствующие вдоль металлического полупространства. Использование вместо металлических слоев графеновых листов позволяет при оптической накачке создавать активные структуры как дифракционные, так и волноведущие [35–38].

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10033).

### Список литературы

1. Guo Y., Newman W., Cortes C. L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates // *Advances in OptoElectronics*. 2012. Article ID 452502 (9 p.). DOI: 10.1155/2012/452502
2. Guo Y., Jakob Z. Thermal hyperbolic metamaterials // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21. P. 15014–15019.
3. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials // *Journal of Optics*. 2012. Vol. 14. 063001 (15 p.).
4. Guo Y., Cortes C., Molesky S., Jakob Z. Broadband super-Planckian thermal emission from hyperbolic metamaterials // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101. 131106 (5 p.).
5. Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Yu. Hyperbolic metamaterials // *Nat. Photonics*. 2013. Vol. 7 (12). P. 948–957.
6. Noginov M., Lapine M., Podolskiy V., Kivshar Yu. Focus issue : hyperbolic metamaterials // *Optics Express*. 2013. Vol. 21(12). P. 14895–14897.
7. Drachev V. P., Podolskiy V. A., Kildishev A. V. Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem // *Optics Express*. 2013. Vol. 21, iss. 12. P. 15048–15064.
8. Shekhar P., Atkinson J., Zubin J. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications // *Nano Convergence*. 2014. Vol. 1, № 1. P. 1–16.
9. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials : Strengths and limitations // *Phys. Rev. A*. 2012. Vol. 85. 053842 (11 p.).
10. Zhukovsky S. V., Kidwai O., Sipe J. E. Physical nature of volume plasmon polaritons in hyperbolic metamaterials // *Optics Express*. 2013. Vol. 21, iss. 12. P. 14982–14987.
11. Zapata-Rodriguez C. J., Miret J. J., Vukovic S., Belic M. R. Engineered surface waves in hyperbolic metamaterials // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, № 16. P. 19113–19127.
12. Nefedov I. S., Valagiannopoulos C. A., Hashemi S. M., Nefedov E. I. Total absorption in asymmetric hyperbolic media // *Scientific Reports*. 2013. Vol. 3. 2662 (4 p.).
13. Nefedov I. S., Melnikov L. A. Super-Planckian far-zone thermal emission from asymmetric hyperbolic metamaterials // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, № 16. 161902 (5 p.).
14. Давидович М. В., Неведов И. С. Пространственно-временная дисперсия и волноведущие свойства 2D-периодических стержневых металлических фотонных кристаллов // *ЖЭТФ*. 2014. Т. 145, № 5. С. 771–786.
15. Ferrari L., Wu C. H., Lepage D., Zhang X., Liu Z. W. Hyperbolic metamaterials and their applications // *Prog. Quantum Electron.* 2015. Vol. 40. P. 1–40. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2014.10.001
16. Давидович М. В. Анализ плазмонов и гомогенизация в плоскостных фотонных кристаллах и гиперболических метаматериалах // *ЖЭТФ*. 2016. Т. 160, вып. 6. С. 1069–1083.
17. Li T., Khurgin J. B. Hyperbolic metamaterials : beyond the effective medium theory // *Optica*. 2016. Vol. 3, iss. 12. P. 1388–1396.
18. Kristina K. H., Sreekanth K. V., Strangl G. Dye-embedded and nanopatterned hyperbolic metamaterials for spontaneous emission rate enhancement // *Journal of the Optical Society of America B*. 2016. Vol. 33, № 6. 1038 (6 p.).
19. Peragut F., Cerutti L., Baranov A., Hugonin J. P., Taliencio T., De Wilde Y., Greffet J. J. Hyperbolic metamaterials and surface plasmon polaritons // *Optica*. 2017. Vol. 4, iss. 11. P. 1409–1415.
20. Ferrari L., Smalley J. S. T., Fainman Y., Liu Z. Hyperbolic metamaterials for dispersion-assisted directional light emission // *Nanoscale*. 2017. Vol. 9, № 26. P. 9034–9048.
21. Давидович М. В. Гиперболическая среда из проводящих конечной длины // *ЖЭТФ*. 2018. Т. 154, вып. 1 (7). С. 5–25.
22. Boardman A. D., Alberucci A., Assanto G., Grimalsky V. V., Kibler B., McNiff J., Nefedov I. S., Rapoport Yu. G., Valagiannopoulos C. A. Waves in hyperbolic and double negative metamaterials including rogues and solitons // *Nanotechnology*. 2017. Vol. 28. 444001 (41 p.).
23. Alù A., Silveirinha M. G., Salandrino A., Engheta N. Epsilon-Near-Zero (ENZ) Metamaterials and Electromagnetic Sources : Tailoring the Radiation Phase Pattern // *Phys. Rev. B*. 2007. Vol. 75. 155410 (13 p.).
24. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М. : Радио и связь, 1988. 440 с.
25. Давидович М. В. Плазмоны в многослойных плоскостных структурах // *Квантовая электроника*. 2017. Т. 47, № 6. С. 567–579.
26. Davidovich M. V. Backward and forward plasmons in symmetric structures // *Proc. SPIE*. 2018. Vol. 10717. 1071714 (6 p.). DOI: 10.1117/12.2306067



27. Давидович М. В. Об условии перехода быстрой поверхностной волны в медленную // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63, № 6. С. 499–506.
28. Davidovich M. V. Backward plasmon-polaritons in multilayered dissipative structures // Proc. SPIE. 2019. Vol. 11066. 110660V (6 p.). DOI: 10.1117/12.2521632
29. Давидович М. В. Дисперсия поверхностных плазмонов в структурах с проводящей пленкой // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126, № 3. С. 360–369.
30. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. 064302 (8 p.).
31. Falkovsky L. A., Varlamov A. A. Space-time dispersion of graphene conductivity // Eur. Phys. J. 2007. Vol. B 56. P. 281–284.
32. Lovat G., Hanson G. W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. 115429 (11 p.).
33. Dubinov A. A., Aleshkin V. Y., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures // J. Phys. : Condens. Matter. 2011. Vol. 23. 145302 (8 p.).
34. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. 075416 (6 p.).
35. Козина О. Н., Мельников Л. А. Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 122–131. DOI: 10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131
36. Davidovich M. V. Amplification of optical and THz surface plasmon-polaritons by electron beams // Proc. SPIE. 2019. Vol. 11066. 1106614 (11 p.). DOI: 10.1117/12.2521234
37. Ляико Е. И., Маймистов А. И. Линейные направленные волны в гиперболическом планарном волноводе. Дисперсионные соотношения // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 11. С. 1050–1054.
38. Ляико Е. И., Маймистов А. И. Моды нелинейного планарного волновода с диэлектрическим слоем, погруженным в гиперболическую среду // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 11. С. 1053–1063.

#### Образец для цитирования:

Давидович М. В. Плазмон-поляритоны вдоль поверхности асимметричного гиперболического метаматериала // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 288–303. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-288-303>

#### Plasmon-polaritons Along the Asymmetric Hyperbolic Metamaterial

M. V. Davidovich

Michael V. Davidovich, <https://orcid.org/0000-0001-8706-8523>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, davidovichmv@yandex.ru

**Background and Objectives:** Plasmon-polaritons along a surface of bulk hyperbolic metamaterial and along a slab of such metamaterial with an arbitrary orientation of the crystallographic axis are considered (the axis in the polarization plane is an arbitrary angle with the direction of propagation). We use the rigorous approach based on Maxwell's equations. The parameters of the hyperbolic metamaterial in the form of the effective dielectric constant tensor are determined by homogenization. The dielectric permittivity of metal layers is determined by the Drude–Lorentz model. The axis change is made using the rotation matrix of the coordinate system, and the effective permittivity tensor is transformed accordingly. The possibility of using graphene layers with the conductivity of a graphene sheet based on the Kubo model is considered. The conditions of existence of fast, slow, flowing, forward and backward plasmon-polaritons are found. Backward plasmon-polaritons correspond to a wave in which the phase velocity is opposite to the energy transfer velocity. Classification of waves is made both on the basis of calculation of Poynting vector, and by the solution of the dispersion equation and definition of signs of real and imaginary

parts of a constant of propagation. The Fresnel formulas are also derived for the diffraction of a plane wave of arbitrary polarization on such a structure. Methods of analytical and numerical solution of dispersion equations are applied. Partial analytical solutions of dispersion equations are obtained. A new type of backward inverse plasmon-polaritons propagating along the flat boundary of a massive sample of a hyperbolic metamaterial with a vacuum, which does not exist for a solid metal sample, is found. The possibility of dispersion control by applying an external magnetic field is considered, as well as the possibility of plasmon-polariton amplification in waveguides from metamaterials with optically pumped graphene sheets, as well as in diffraction on plane-layered structures. **Methods:** We use the Maxwell equation, mode matching technique, the homogenization for hyperbolic metamaterials without spatial dispersion and construct the complex dispersion equation. We consider the asymmetric hyperbolic metamaterial with a rotated optical axis. The dispersion equation was solved analytically and numerically by the iterative method.

**Keywords:** hyperbolic metamaterial, homogenization, plasmon polaritons, dispersion equation, Fresnel equation, Fresnel formulas.

Received: 07.08.2019 / Accepted: 12.10.2019 / Published: 02.12.2019  
This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was supported by Russian Science Foundation (project No. 16-19-10033).



## References

1. Guo Y., Newman W., Cortes C. L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates. *Advances in OptoElectronics*, 2012, Article ID 452502 (9 p.). DOI: 10.1155/2012/452502
2. Guo Y., Jakob Z. Thermal hyperbolic metamaterials. *Opt. Express*, 2013, vol. 21, pp. 15014–15019.
3. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials. *Journal of Optics*, 2012, vol. 14, no. 15, 063001 (15 p.).
4. Guo Y., Cortes C., Molesky S., Jakob Z. Broadband super-Planckian thermal emission from hyperbolic metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, vol. 101, 131106 (15 p.).
5. Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Yu. Hyperbolic metamaterials. *Nat. Photonics*, 2013, vol. 7, no. 12, pp. 948–957.
6. Noginov M., Lapine M., Podolskiy V., Kivshar Yu. Focus issue: hyperbolic metamaterials. *Optics Express*, 2013, vol. 21, no. 12, pp. 14895–14897.
7. Drachev V. P., Podolskiy V. A., Kildishev A. V. Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem. *Optics Express*, 2013, vol. 21, iss. 12, pp. 15048–1564.
8. Shekhar P., Atkinson J., Zubin J. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. *Nano Convergence*, 2014, vol. 1, no. 1, pp. 1–16.
9. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Phys. Rev. A*, 2012, vol. 85, 053842 (11 p.).
10. Zhukovsky S. V., Kidwai O., Sipe J. E. Physical nature of volume plasmon polaritons in hyperbolic metamaterials. *Optics Express*, 2013, vol. 21, iss. 12, pp. 14982–14987.
11. Zapata-Rodriguez C. J., Miret J. J., Vukovic S., Belic M. R. Engineered surface waves in hyperbolic metamaterials. *Opt. Express*, 2013, vol. 21, no. 16, pp. 19113–19127.
12. Nefedov I. S., Valagiannopoulos C. A., Hashemi S. M., Nefedov E. I. Total absorption in asymmetric hyperbolic media. *Scientific Reports*, 2013, vol. 3, 2662 (4 p.).
13. Nefedov I. S., Melnikov L. A. Super-Planckian far-zone thermal emission from asymmetric hyperbolic metamaterials. *Appl. Phys. Lett.*, 2014, vol. 105, no. 16, 161902 (5 p.).
14. Davidovich M. V., Nefedov I. S. Spatiotemporal Dispersion and Waveguide Properties of 2D Periodic Metallic Rod Photonic Crystals. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2014, vol. 118, no. 5, pp. 673–686.
15. Ferrari L., Wu C. H., Lepage D., Zhang X., Liu Z. W. Hyperbolic metamaterials and their applications. *Prog. Quantum Electron.*, 2015, vol. 40, pp. 1–40. DOI: 10.1016/j.pquantelec.2014.10.001
16. Davidovich M. V. Plasmon Analysis and Homogenization in Plane Layered Photonic Crystals and Hyperbolic Metamaterials // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2016, vol. 123, no. 6, pp. 928–941.
17. Li T., Khurgin J. B. Hyperbolic metamaterials: beyond the effective medium theory. *Optica*, 2016, vol. 3, iss. 12, pp. 1388–1396.
18. Kristina K. H., Sreekanth K. V., Strangl G. Dye-embedded and nanopatterned hyperbolic metamaterials for spontaneous emission rate enhancement. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, vol. 33, no. 6, 1038 (6 p.).
19. Peragut F., Cerutti L., Baranov A., Hugonin J. P., Taliercio T., De Wilde Y., Greffet J. J. Hyperbolic metamaterials and surface plasmon polaritons. *Optica*, 2017, vol. 4, iss. 11, pp. 1409–1415.
20. Ferrari L., Smalley J. S. T., Fainman Y., Liu Z. Hyperbolic metamaterials for dispersion-assisted directional light emission. *Nanoscale*, 2017, vol. 9, no. 26, pp. 9034–9048.
21. Davidovich M. V. Hyperbolic Medium of Finite-Length Wires. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2018, vol. 127, no. 1, pp. 1–19. DOI: 10.1134/S1063776118070178
22. Boardman A. D., Alberucci A., Assanto G., Grimalsky V. V., Kibler B., McNiff J., Nefedov I. S., Rapoport Yu. G., Valagiannopoulos C. A. Waves in hyperbolic and double negative metamaterials including rogues and solitons. *Nanotechnology*, 2017, vol. 28, 444001 (41 p.).
23. Alù A., Silveirinha M. G., Salandrino A., Engheta N. Epsilon-Near-Zero (ENZ) Metamaterials and Electromagnetic Sources: Tailoring the Radiation Phase Pattern. *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 75, 155410 (13 p.).
24. Vainstein L. A. *Elektromagnitnye volny* [Electromagnetic waves]. Moscow, Radio i svyaz' Publ., 1988. 440 p. (in Russian).
25. Davidovich M. V. Plasmons in multilayered plan-layered structures. *Quantum Electronics*, 2017, vol. 47, no. 6, pp. 567–579. DOI: 10.1070/QEL16272
26. Davidovich M. V. Backward and forward plasmons in symmetric structures. *Proc. SPIE*, 2018, vol. 10717, 1071714 (6 p.).
27. Davidovich M. V. On the Condition for Transformation of a Fast Surface Wave into a Slow Surface Wave. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2018, vol. 63, no. 6, pp. 497–504. DOI: 10.1134/S106422691806005
28. Davidovich M. V. Backward plasmon-polaritons in multilayered dissipative structures. *Proc. SPIE*, 2019, vol. 11066, 110660V (6 p.).
29. Davidovich M. V. Dispersion of surface plasmons in structures with a conductive film. *Optics and Spectroscopy*, 2019, vol. 126, no. 3, pp. 279–289.
30. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *J. Appl. Phys.*, 2008, vol. 103, 064302 (8 p.).
31. Falkovsky L. A., Varlamov A. A. Space-time dispersion of graphene conductivity. *Eur. Phys. J.*, 2007, vol. B 56, pp. 281–284.
32. Lovat G., Hanson G. W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity



- tensor and quantum capacitance of graphene. *Phys. Rev. B*, 2013, vol. 87, 115429 (11 p.).
33. Dubinov A. A., Aleshkin V. Y., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 2011, vol. 23, 145302 (8 p.).
34. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures. *Phys. Rev. B*, 2013, vol. 87, 075416 (6 p.).
35. Kozina O. N., Melnikov L. A. Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 122–131 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>
36. Davidovich M. V. Amplification of optical and THZ surface plasmon-polaritons by electron beams. *Proc. SPIE*, 2019, vol. 11066, 1106614 (11 p.). DOI: 10.1117/12.2521234
37. Lyashko E. I., Maimistov A. I. Linear guided waves in a hyperbolic planar waveguide. Dispersion relations. *Quantum Electronics*, 2015, vol. 45, no. 11, pp. 1050–1054.
38. Lyashko E. I., Maimistov A. I. Modes of a nonlinear planar waveguide with a dielectric layer immersed in a hyperbolic medium. *Quantum Electronics*, 2017, vol. 47, no. 11, pp. 1053–1063.

---

**Cite this article as:**

Davidovich M. V. Plasmon-polaritons Along the Asymmetric Hyperbolic Metamaterial. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 288–303 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-288-303>

---



## БИОФИЗИКА И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

УДК 532.233+617-7

### Применение тепловизионной диагностики в оценке воспалительной реакции после склеротерапии у пациентов с варикозной болезнью нижних конечностей

Р. Г. Чаббаров, Н. В. Островский, Ан. В. Скрипаль,  
А. К. Санбаев, А. Д. Усанов, Д. И. Майсков

Чаббаров Рустям Гинятуллаевич, кандидат медицинских наук, врач хирург, ООО Омега клиник, г. Саратов, chabbarov@mail.ru

Островский Николай Владимирович, доктор медицинских наук, профессор кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского; главный врач, ГУЗ «Областной клинический центр комбустиологии», nvostrovsky@mail.ru

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, skripalav@info.sgu.ru

Санбаев Асхат Койшыбаевич, врач хирург, ООО Омега клиник, г. Саратов, askhatks@mail.ru

Усанов Андрей Дмитриевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, aka\_norton@mail.ru

Майсков Дмитрий Игоревич, аспирант кафедры медицинской физики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, dmayskov@gmail.com

Проведено исследование возможностей тепловизионной диагностики для дифференциации воспалительной реакции после склеротерапии у пациентов с варикозной болезнью нижних конечностей. Установлено, что у пациентов, у которых не наблюдалось патологической реакции после склерозирующей терапии, разница температур с окружающими тканями составляла  $1.4 \pm 0.7^\circ\text{C}$ , а размеры области гипертермии уменьшались на  $63 \pm 3\%$ . У пациентов, у которых диагностировался постинъекционный тромбофлебит, разница температур с окружающими тканями составляла  $2.4 \pm 0.8^\circ\text{C}$ , а размеры области гипертермии уменьшались только на  $25 \pm 6\%$ .

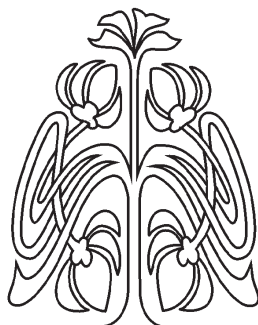
**Ключевые слова:** тепловизионная диагностика, инфракрасная термометрия, склеротерапия, варикозное расширение вен.

Поступила в редакцию: 17.09.2019 / Принята: 28.10.2019 / Опубликовано: 02.12.2019  
Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

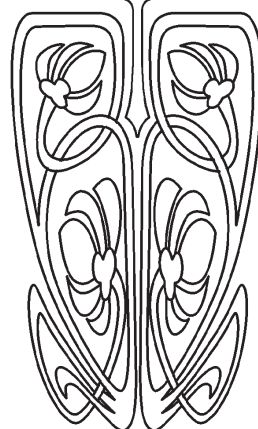
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-304-311>

#### Введение

Склеротерапия вен нижних конечностей относится к одному из перспективных методов лечения больных с варикозной болезнью [1, 2]. Однако в настоящее время при проведении склерозирующей те-



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





рапии отсутствуют эффективные методы оценки состояния склерозированной вены [3–5].

Известные инструментальные методы диагностики варикозных вен, основанные на ультразвуковом сканировании (УЗИ) [6–8], не могут быть применены для такой оценки, поскольку отсутствие кровотока и наличие внутрисосудистых включений в склерозированной вене больше напоминает картину тромбоза и не позволяет судить о степени успешности проведенной инъекционной терапии [9–12].

Более распространено применение клинических методов оценки развития постинъекционного тромбоза, проявляющееся покраснением, инфильтрацией и отеком мягких тканей над пораженной веной. Определяются местное повышение температуры, гиперестезия кожного покрова, что относят к воспалительной реакции участка нижней конечности, подвергнутого инъекционному лечению [13–16].

Несмотря на яркую клиническую картину воспалительного процесса, необходимо использование инструментальных методов исследования для подтверждения диагноза и проведения дифференциальной диагностики. В настоящее время «золотым стандартом» в обследовании пациентов с тромбозами является ультразвуковое ангиосканирование (УЗАС) [17]. Однако эффективность применения данного метода для оценки развития постинъекционного тромбоза не нашла своего подтверждения.

Поскольку важным признаком постинъекционного тромбоза является местное повышение температуры, представляет интерес исследование возможности применения тепловизионной диагностики [18, 19] для оценки состояния склерозированной вены.

Тепловизионная диагностика – метод обследования, который относится к бесконтактной диагностике и основан на получении данных температуры с поверхности тела пациента. Собственное излучение пациента в инфракрасном диапазоне улавливается с помощью тепловизора, создается тепловая картина, на которой диагностируются участки с различной температурой, отличающиеся цветовой гаммой [20, 21]. Исследование поверхностных вен нижних конечностей методом тепловизионной диагностики может свидетельствовать о наличии и степени выраженности осложнений после проведения склеротерапии вен и служить диагностическим методом оценки необходимости коррекции лечения.

Целью работы явилось исследование возможностей тепловизионной диагностики для дифференциации воспалительной реакции после склеротерапии у пациентов с варикозной болезнью нижних конечностей.

### Материалы и методы

В исследование было включено 75 пациентов (66 женщин и 9 мужчин, возраст от 27 до 58 лет) с варикозной болезнью нижних конечностей, С2 класса по СЕАР, у которых отсутствует обратный кровоток по магистральным подкожным венам. Объективное обследование включало: осмотр, пальпацию, специальные пробы. Всем пациентам было выполнено ультразвуковое ангиосканирование.

Этим пациентам была выполнена склеротерапия притоков магистральных вен на голенях и бедрах. Сразу после склеротерапии на ногу надевали компрессионный чулок 2-го класса компрессии на 1-е сутки непрерывно, затем на 5 дней дневного ношения. Применяли 1%-ный раствор этоксисклерола в жидкой форме. За один сеанс вводили 1–3 мл склерозанта. Осмотр пациентов проводился на 7-е сутки после склеротерапии.

Всем 75 пациентам была выполнена бесконтактная тепловизионная диагностика до и на 7-е сутки после склеротерапии. Тепловизионная диагностика проводилась в кабинете врача, при температуре 21–23°C, влажности 50–70%, в положении стоя, в 2–2.5 метрах от тепловизора. За 4–5 дней до операции пациентам исключались активные физические нагрузки, прием венотоников. В день обследования перед тепловизионной диагностикой компрессионный трикотаж не применялся. С целью адаптации к условиям помещения пациенты находились 15 минут с обнаженными нижними конечностями.

Для получения температурных данных использовалась камера ThermoCamSC 3000 (FlirSystems, Швеция) с чувствительностью 0.02°C и разрешением ИК-матрицы 320×240 пикселей. Анализ термограмм проводился с помощью программы ThermoCamResearcher и пакета Mathcad. Размеры области гипертермии оценивались по отношению количества пикселей, значение которых превышало среднее между максимальным и минимальным значением температуры в анализируемой области к общему числу пикселей в области анализа [22].



До проведения склеротерапии проводился качественный и количественный анализ тепловизионной картины нижних конечностей. Качественный анализ – визуализация распределение температуры в области варикозного расширения вен, симметричность распределения температурных полей, участки гипо- и гипертермии. Количественный анализ – расчет абсолютных значений температур и перепадов температур, построение температурной кривой, отражающей распределение температуры вдоль линии, выбранной для анализа.

Письменное информированное согласие было получено от всех участников. Исследование одобрено этическим комитетом Саратовского государственного медицинского университета имени В. И. Разумовского.

## Результаты

До проведения склеротерапии по результатам тепловизионной диагностики у больных отмечалась гипертермия в проекции варикозных вен. На рис. 1 показано распределение температуры пациента А. Термограммы представлены в двух цветовых палитрах. Красные (в RGB-палитре) и светлые участки (в серой палитре) являются областями с повышенной температурой. Для построения графика распределения температуры на термограмме выбиралась область гипертермии (с повышенными значениями температуры). Линия измерений проводилась через область с максимальной температурой. График пространственного распределения температуры на рис. 1 имеет выраженные максимумы и резкие перепады от минимального

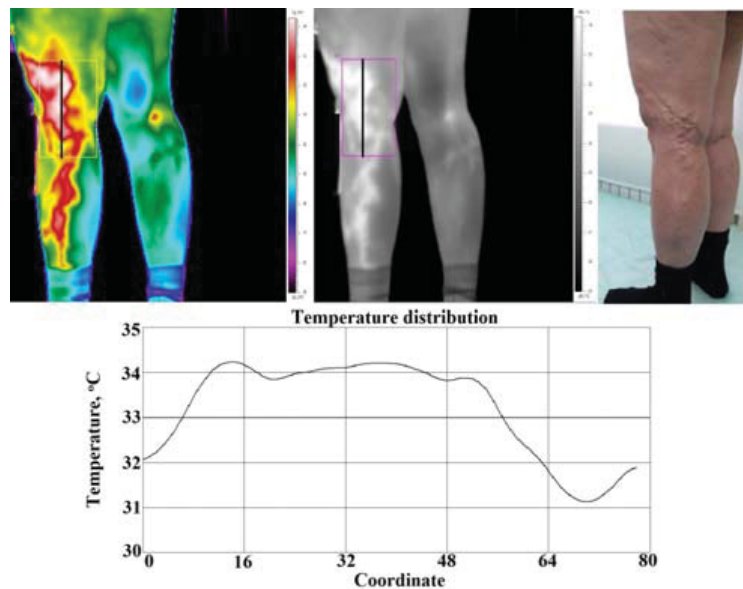


Рис. 1. Распределение температуры до проведения склеротерапии. Пациент А

Fig. 1. Temperature distribution before sclerotherapy. Patient A

до максимального значения температуры на выбранном отрезке. Эти наблюдения в соответствии с данными термограммы позволяют оценить размеры области гипертермии.

У 75 обследованных пациентов с варикозной болезнью максимальная температура на участках гипертермии в среднем составляла  $34.3 \pm 0.5^\circ\text{C}$ , разница по сравнению с окружающими тканями составляла  $3.4 \pm 0.8^\circ\text{C}$ .

После склеротерапии через 7 дней у всех 75 пациентов в проекции склерозированных вен отмечались участки уплотнений шнуровидной формы, различной степени болезненности. При

УЗАС в просвете вены определялись внутрисосудистые образования, кровоток в вене отсутствовал.

На 7-е сутки после проведения склерозирующей терапии у 68 пациентов по результатам тепловизионной диагностики на голени и на бедре отмечалось уменьшение температуры в проекции склерозированной вены по сравнению с началом лечения. Кроме того, у этих пациентов отмечалось уменьшение размеров области гипертермии на  $63 \pm 3\%$ , разница температур с окружающими тканями составила  $1.4 \pm 0.7^\circ\text{C}$ . Максимальная температура в среднем составила  $31.5 \pm 0.4^\circ\text{C}$ .





На рис. 2 у пациента А визуально отсутствуют участки с гипо- и гипертермией в области склерозированной вены. График пространствен-

ного распределения температуры на рис. 2 не имеет выраженных максимумов и свидетельствует об отсутствии воспаления.

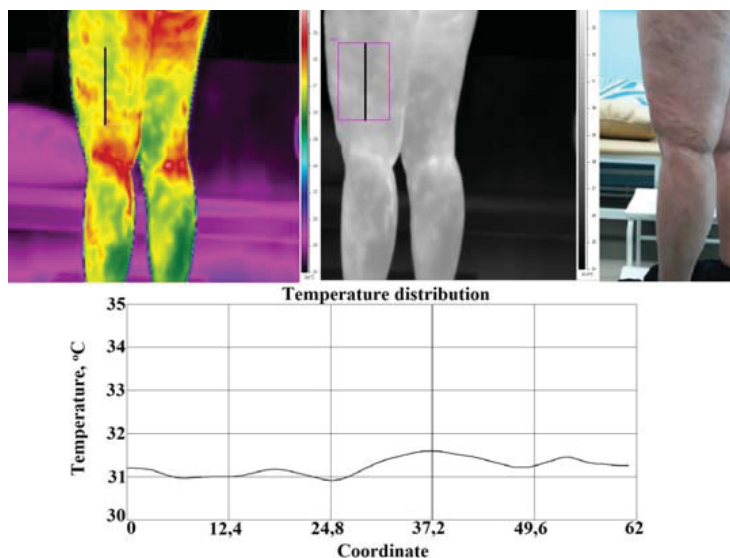


Рис. 2. Распределение температуры на 7-е сутки после проведения склеротерапии. Пациент А

Fig. 2. Temperature distribution on the 7th day after sclerotherapy. Patient A

У 7 пациентов по результатам тепловизионной диагностики на голени и на бедре уменьшение размеров области гипертермии отмечалось только на  $25 \pm 6\%$ , при этом разница температур с окружающими тканями составила  $2.4 \pm 0.8^\circ\text{C}$ . У этих пациентов наблюдались повышенные значения

кожной температуры  $32.2 \pm 0.4^\circ\text{C}$ . Клинически у этой группы пациентов пальпация выявляла шну- ровидный, плотный, болезненный участок, что расценивалось как постинъекционный тромбофлебит.

На рис. 3 визуально присутствуют участки с гипертермией в области склерозированной вены.

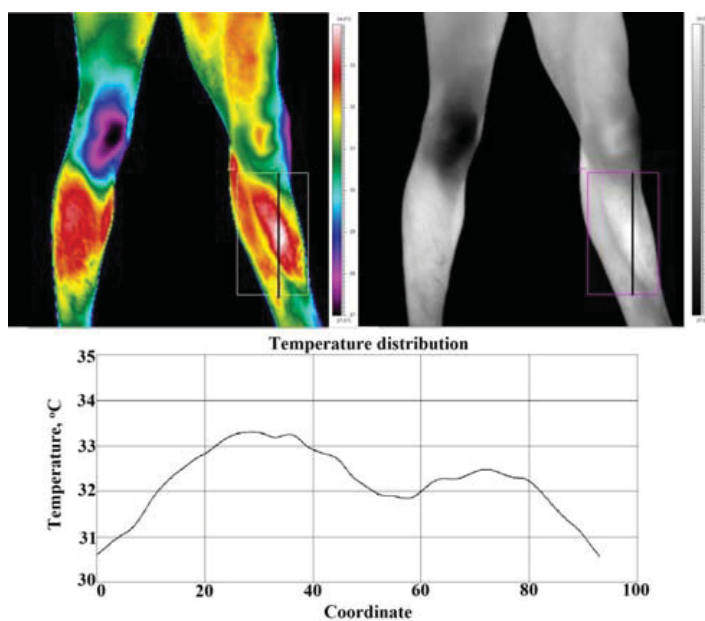


Рис. 3. Распределение температуры на 7-е сутки после проведения склеротерапии для левой ноги. Пациент С

Fig. 3. Temperature distribution on the 7th day after sclerotherapy for the left leg. Patient C



График пространственного распределения температуры имеет выраженную область высокой температуры, что свидетельствует о наличии воспалительного процесса.

Этой группе пациентов назначили консервативное лечение: местная противовоспалительная терапия и продленная эластическая компрессия на 7 дней. При контрольном осмотре еще через 7 дней после терапии участки гипертермии не определялись.

### Обсуждение

Склеротерапия – метод лечения варикозных вен, при котором происходит химическая деструкция эндотелия и субэндотелиальных структур, что приводит к перерождению вены в соединительнотканый тяж. Процесс перерождения вены в соединительную ткань небыстрый и может длиться от 2 до 8 месяцев. После склеротерапии вначале на месте обработанной склеропрепаратом варикозно-расширенной вены появляется плотный участок, который может быть при пальпации болезненным. Склеротерапия имеет самый короткий период реабилитации по сравнению с другими методами лечения [1, 2]. Однако вероятность развития постинъекционного тромбоза снижают ее привлекательность в глазах врачей-флебологов [23]. Трудности в определении эффективности проведения склеротерапии обусловили проведение качественного и количественного анализа тепловизионной картины нижних конечностей.

В нашем исследовании до выполнения склеротерапии у всех 75 пациентов на термограммах отмечались сегментарные и линейные участки гипертермии, которые располагались над варикозными венами медиальной или латеральной поверхности бедра и чаще всего на верхней трети голени.

При выполнении тепловизионной диагностики после склеротерапии в проекции склерозированных вен у 68 человек отмечалось снижение температуры кожи, хотя имелись болезненные уплотнения по ходу вен. Данная ситуация расценивалась как нормальное течение процесса склерозирования, которое не требует дополнительных манипуляций. У 7 пациентов через 7 дней после склеротерапии сохранялись зоны гипертермии на коже в проекции склерозированных вен, но разница температур по сравнению с окружающими тканями уменьшилась. Это состояние расценивалось как постинъекционный тромбоз, связанный с индивидуальной реакцией на склеротерапию варикозных вен. Этим пациентам назначались

дополнительные консервативные мероприятия (продленная эластическая компрессия и применение топических средств).

При контрольном осмотре еще через 7 дней после консервативной терапии участки гипертермии у этой группы пациентов также не определялись, что свидетельствовало о разрешении постинъекционной воспалительной реакции.

### Заключение

Таким образом, с помощью тепловизионной диагностики установлено, что у пациентов, у которых не наблюдалось воспалительной реакции после склерозирующей терапии, разница температур с окружающими тканями составляла  $1.4 \pm 0.7^\circ\text{C}$ , а размеры области гипертермии уменьшались на  $63 \pm 3\%$ . У пациентов, у которых диагностировался постинъекционный тромбоз, разница температур с окружающими тканями составляла  $2.4 \pm 0.8^\circ\text{C}$ , а размеры области гипертермии уменьшались только на  $25 \pm 6\%$ .

Следовательно, проведение тепловизионной диагностики после склеротерапии может служить диагностическим методом оценки необходимости проведения консервативного лечения области химической деструкции эндотелия варикозных вен.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-32-90072).

### Список литературы

1. Wright D., Gobin J. P., Bradbury A., Coleridge-Smith P., Spoelstra H., Berridge D., Wittens C. H. A., Sommer A., Nelzen O., Chanter D. Varisolve polydocalan microfoam compared with surgery or sclerotherapy in the management of varicose veins in the presence of trunk vein incompetence : European randomised controlled trial // *Phlebology*. 2006. Vol. 21, iss. 4. P. 180–190. DOI:10.1258/026835506779115807
2. Bauersachs R. Diagnosis and treatment of superficial vein thrombosis // *Hamostaseologie*. 2013. Vol. 33, iss. 3. P. 232–240. DOI: 10.5482/HAMO-13-04-0027
3. Jia X., Mowatt G., Burr J. M., Cassar K., Cooke J., Fraser C. Systematic review of foam sclerotherapy for varicose veins // *British Journal of Surgery*. 2007. Vol. 94, iss. 8. P. 925–936. DOI: 10.1002/bjs.5891
4. Rasmussen L. H., Lawaetz M., Bjoern L., Vennits B., Blemings A., Eklof B. Randomised clinical trial comparing endovenous laser ablation, radiofrequency ablation, foam sclerotherapy and surgical stripping for great saphenous varicose vein // *British Journal of Surgery*. 2011. Vol. 98, iss. 8. P. 1079–1087. DOI: <https://doi.org/10.1002/bjs.7555>



5. Lopez L., Dilley R. B., Henriquez J. A. Cutaneous hyperpigmentation following venous sclerotherapy treated with deferoxamine mesylate // *Dermatologic Surgery*. 2001. Vol. 27, iss. 9. P. 795–798.
6. Потапов М. П., Александров Ю. К. Ультразвуковая диагностика флебодинамических нарушений в бассейне большой подкожной вены при варикозной болезни // *Здоровье и образование в XXI веке*. 2017. Т. 19, № 4. С. 43–48.
7. Noppenev T., Noppenev J., Scheidt A., Kurth I. Indications and technique for sclerotherapy of varicose veins // *Zentralblatt für Chirurgie*. 2001. Vol. 126, iss. 7. P. 546–550. DOI: 10.1055/s-2001-16275
8. Blumenberg R. M., Barton E., Gelfand M. L., Skudder P., Brennan J. Occult deep venous thrombosis complicating superficial thrombophlebitis // *Journal of Vascular Surgery*. 1998. Vol. 27, iss. 2. P. 338–343. DOI: 10.1016/S0741-5214(98)70364-7
9. Guex J. J., Allaert F. A., Gillet J. L. Immediate and midterm complications of sclerotherapy : report of a prospective multicenter registry of 12,173 sclerotherapy sessions // *Dermatologic Surgery*. 2005. Vol. 31, iss. 2. P. 123–128. DOI: 10.1111/j.1524-4725.2005.31030
10. Куликова А. Н., Гафурова Д. Р. Эволюция хирургических и эндовасальных методов коррекции стволового венозного рефлюкса у больных с варикозной болезнью нижних конечностей // *Клиническая медицина*. 2013. № 7. С. 13–18.
11. Nasr H., Scriven J. Superficial thrombophlebitis (superficial venous thrombosis) // *British Journal of Surgery*. 2015. 350:h2039. DOI: 10.1136/bmj.h2039
12. Петухов В. И. Осложнения и неудачи склерозирующей терапии вен нижних конечностей // *Вестник Российской военно-медицинской академии*. 2007. Т. 1, № 17. С. 45–48.
13. Scultetus A. H., Villavicencio J. L., Kao T. C., Gillespie D. L., Ketron G. D., Iafrati M. D., Pikoulis E., Eifert S. Microthrombectomy reduces postsclerotherapy pigmentation : multicenter randomized trial // *Journal of Vascular Surgery*. 2003. Vol. 38, iss. 5. P. 896–903.
14. Bihari I. Injection sclerotherapy for varicosities of the lower limb : 25 years of experience with 115000 injections // *Orvosi Hetilap*. 2007. Vol. 148, iss. 2. P. 51–58. DOI: 10.1556/ОН.2007.27846
15. Cavezzi A., Parsi K. Complications of foam sclerotherapy // *Phlebology*. 2012. Vol. 27, iss. 1. P. 46–51.
16. Кириенко А. И., Матюшенко А. А., Андрияшкин В. В. Острый тромбофлебит. М. : Литтерра, 2006. 108 с.
17. Гафурова Д. Р., Куликова А. Н., Чаббаров Р. Г., Пятницкий А. Г. Склерохирургическое и хирургическое лечение больных варикозной болезнью нижних конечностей : анализ результатов в отдаленном периоде наблюдения // *Саратовский научно-медицинский журнал*. 2017. Т. 13, № 4. С. 839–845.
18. Яровенко Г. В. Термография как метод обследования пациентов с венозной патологией нижних конечностей // *Российский медицинский журнал*. 2018. № 6(II). С. 50–53.
19. Розенфельд Л. Г., Богдан Т. В., Тимофеев В. И., Венгер Е. Ф., Дунаевский В. И., Котовский В. И., Назарчук С. С. Ранняя диагностика заболеваний сосудов нижних конечностей с применением инфракрасной термографии // *Украинский медицинский часопис*. 2011. № 2. С. 28–30.
20. Зеновка Г. И. Термография в хирургии. М. : Медицина, 1998. 168 с.
21. Мекишина Л. А., Усынин В. А., Столяров В. В., Усынин А. Ф. Применение тепловидения в диагностике облитерирующих заболеваний артерий нижних конечностей // *Сибирский медицинский журнал*. 2012. Т. 27, № 2. С. 15–22.
22. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Потахин С. Н., Сагайдачный А. А., Фомин А. В., Самсонова А. А. Тепловизионный анализ характера реакции нижних конечностей на тепловую пробу при наличии сахарного диабета // *Регионарное кровообращение и микроциркуляция*. 2016. Т. 15, № 1. С. 42–49.
23. Букина О. В., Золотухин И. А., Трубина М. Б., Панкова Е. В. Развивается ли после введения склерозирующего препарата тромбоз вены // *Флебология*. 2010. Т. 4, вып. 1. С. 28–33.

#### Образец для цитирования:

Чаббаров Р. Г., Островский Н. В., Скрипаль Ан. В., Санбаев А. К., Усанов А. Д., Майсков Д. И. Применение тепловизионной диагностики в оценке воспалительной реакции после склеротерапии у пациентов с варикозной болезнью нижних конечностей // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 304–311. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-304-311>

#### Application of Thermal Imaging Diagnostics in Assessment of Inflammatory Response after Sclerotherapy in Patients with Lower Limb Varicose Disease

R. G. Chabbarov, N. V. Ostrovsky, An. V. Skripal, A. K. Sanbaev, A. D. Usanov, D. I. Mayskov

Rustyam G. Chabbarov, <https://orcid.org/0000-0002-4818-1256>, Omega clinic LLC, 46 Komsomolskaya St., Saratov 410031, Russia, [chabbarov@mail.ru](mailto:chabbarov@mail.ru)

Nikolay V. Ostrovsky, <https://orcid.org/0000-0002-8370-2299>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, [nvostrovsky@mail.ru](mailto:nvostrovsky@mail.ru)

Anatoly V. Skripal, <https://orcid.org/0000-0002-9080-0057>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, [skripalav@info.sgu.ru](mailto:skripalav@info.sgu.ru)

Askhat K. Sanbaev, <https://orcid.org/0000-0003-1116-437X>, Omega clinic LLC, 46 Komsomolskaya St., Saratov 410031, Russia, [askhatks@mail.ru](mailto:askhatks@mail.ru)



Andrey D. Usanov, <https://orcid.org/0000-0002-4004-875X>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, aka\_norton@mail.ru

Dmitriy I. Mayskov, <https://orcid.org/0000-0002-3487-2590>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, dmayskov@gmail.com

**Background and Objectives:** Sclerotherapy of the lower extremities veins refers to one of the promising methods of treating patients with varicose veins. However, at present, there are no effective methods for assessing the condition of sclerotic veins during sclerotherapy. Known instrumental methods for diagnosing varicose veins cannot be used for such an assessment, since the absence of blood flow and the presence of intravascular inclusions in a sclerotic vein more closely resembles the picture of thrombophlebitis and does not allow us to judge the degree of success of the surgery. Since an important sign of postinjection thrombophlebitis is a local increase in temperature, it is of interest to study the possibility of using thermal imaging diagnostics to assess the condition of a sclerosed vein. **Materials and Methods:** To obtain temperature data, the ThermoCamSC 3000 camera from FlirSystems company was used, with a sensitivity of 0.02°C and a resolution of the IR matrix of 320×240 pixels. The thermogram analysis was performed using ThemaCamResearcher software and Mathcad software. The dimensions of the hyperthermia area were estimated by the ratio of the number of pixels, the value of which exceeded the average between the maximum and minimum temperature in the analyzed area to the total number of pixels in the analysis area. **Results:** Using thermal imaging diagnostics, it was found that for the patients who did not suffer an inflammatory reaction after sclerotherapy, the temperature difference with the surrounding tissues was  $1.4 \pm 0.7^\circ\text{C}$ , and the size of the hyperthermia area decreased by  $63 \pm 3\%$ . For the patients who were diagnosed with post-injection thrombophlebitis, the temperature difference with the surrounding tissues was  $2.4 \pm 0.8^\circ\text{C}$ , and the size of the hyperthermia area decreased only by  $25 \pm 6\%$ . **Conclusion:** Thermal imaging diagnostics after sclerotherapy can serve as a diagnostic method for assessing the need for conservative treatment of the area of chemical destruction of varicose vein endothelium.

**Keywords:** thermal imaging diagnostics, infrared thermometry, sclerotherapy, varicose vein.

Received: 17.09.2019 / Accepted: 28.10.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 16-07-00642 A).

## Reference

1. Wright D., Gobin J. P., Bradbury A., Coleridge-Smith P., Spoelstra H., Berridge D., Wittens C. H. A., Sommer A., Nelzen O., Chanter D. Varisolve polidocanol microfoam compared with surgery or sclerotherapy in the management of varicose veins in the presence of trunk vein incompetence: European randomised controlled trial. *Phlebology*, 2006, vol. 21, iss. 4, pp. 180–190. DOI: 10.1258/026835506779115807
2. Bauersachs R. Diagnosis and treatment of superficial vein thrombosis. *Hamostaseologie*, 2013, vol. 33, iss. 3, pp. 232–240. DOI: 10.5482/HAMO-13-04-0027
3. Jia X., Mowatt G., Burr J. M., Cassar K., Cooke J., Fraser C. Systematic review of foam sclerotherapy for varicose veins. *British Journal of Surgery*, 2007, vol. 94, iss. 8, pp. 925–936. DOI: 10.1002/bjs.5891
4. Rasmussen L. H., Lawaetz M., Bjoern L., Vennits B., Blemings A., Eklof B. Randomised clinical trial comparing endovenous laser ablation, radiofrequency ablation, foam sclerotherapy and surgical stripping for great saphenous varicose vein. *British Journal of Surgery*, 2011, vol. 98, iss. 8, pp. 1079–1087. DOI: 10.1002/bjs.7555
5. Lopez L., Dilley R. B., Henriquez J. A. Cutaneous hyperpigmentation following venous sclerotherapy treated with deferoxamine mesylate. *Dermatologic Surgery*, 2001, vol. 27, iss. 9, pp. 795–798.
6. Potapov M. P., Aleksandrov Yu. K. Ultrasound diagnostics venous hemodynamics of great saphenous vein in patients with varicose disease. *Health and Education Millennium*, 2017, vol. 19, no. 4, pp. 43–48.
7. Noppeney T., Noppeney J., Scheidt A., Kurth I. Indications and technique for sclerotherapy of varicose veins. *Zentralblatt fur Chirurgie*, 2001, vol. 126, iss. 7, pp. 546–550. DOI: 10.1055/s-2001-16275
8. Blumenberg R. M., Barton E., Gelfand M. L., Skudder P., Brennan J. Occult deep venous thrombosis complicating superficial thrombophlebitis. *Journal of Vascular Surgery*, 1998, vol. 27, iss. 2, pp. 338–343. DOI: 10.1016/S0741-5214(98)70364-7
9. Guex J. J., Allaert F. A., Gillet J. L. Immediate and midterm complications of sclerotherapy: report of a prospective multicenter registry of 12,173 sclerotherapy sessions. *Dermatologic Surgery*, 2005, vol. 31, iss. 2, pp. 123–128. DOI: 10.1111/j.1524-4725.2005.31030
10. Kulikova A. N., Gafurova D. R. Evolution of surgical and endonasal methods for correction of main-stem venous reflux in patients with primary varicosity of the lower extremities. *Klinicheskaya Meditsina*, 2013, no. 7, pp. 13–18.
11. Nasr H., Scriven J. Superficial thrombophlebitis (superficial venous thrombosis). *British Medical Journal*, 2015, 350:h2039. DOI: 10.1136/bmj.h2039
12. Petuchov V. I. Complications and failures of sclerosis treatment in lower extremities veins diseases. *Vestnik Rossijskoj Voenno-meditsinskoj Akademii* [Bulletin of the Russian Military Medical Academy], 2007, vol. 1, no. 17, pp. 45–48.
13. Scultetus A. H., Villavicencio J. L., Kao T. C., Gillespie D. L., Ketron G. D., Iafrafi M. D., Pikoulis E., Eifert S. Microthrombectomy reduces postsclerotherapy pigmentation:



- multicenter randomized trial. *Journal of Vascular Surgery*, 2003, vol. 38, iss. 5, pp. 896–903. DOI: 10.1016/S0741-5214(03)00920-0
14. Bihari I. Injection sclerotherapy for varicosities of the lower limb: 25 years of experience with 115000 injections. *Orvosi Hetilap*, 2007, vol. 148, iss. 2, pp. 51–58. DOI: 10.1556/OH.2007.27846
15. Cavezzi A., Parsi K. Complications of foam sclerotherapy. *Phlebology*, 2012, vol. 27, iss. 1, pp. 46–51. DOI: 10.1258/phleb.2012.012s09
16. Kyrienko A. I., Matushenko A. A., Andriyashkin V. V. *Ostryi tromboflebit* [Acute thrombophlebitis]. Moscow, Litterra Publ., 2006. 108 p. (in Russian).
17. Gafurova D. R., Kulikova A. N., Chabbarov R. G., Pyatnitsky A. G. Sclerosurgical and surgical treatment of patients with lower extremity varicose vein disease: analysis of results in a long-term period of observation. *Saratov Journal of Medical Scientific Research*, 2017, vol. 13, no. 4, pp. 839–845.
18. Yarovenko G. V. Thermography as an examination method in patients with venous pathology of the lower extremities. *Russian Medical Journal*, 2018, no. 6(II), pp. 50–53.
19. Rozenfeld L. G., Bogdan T. V., Timofeev V. I., Vegner E. F., Dunaevsky V. I., Kotovsky V. I., Nazarchuk S. S. Early detection of lower extremity blood vessels diseases with infrared distance thermography. *Ukrainian Medical Journal*, 2011, no. 2, pp. 28–30 (in Russian).
20. Zenovko G. I. *Termografia v hirurgii* [Thermography in surgery]. Moscow, Meditsina Publ., 1998. 168 p.
21. Mekshina L. A., Usynin V. A., Stolyarov V. V., Usynin A. F. Thermal imaging in the diagnosis of obliterating diseases of lower limb arteries. *The Siberian Medical Journal*, 2012, vol. 27, no. 2, pp. 15–22.
22. Usanov D. A., Skripal A. V., Potakhin S. N., Sagaidachnyi A. A., Fomin A. V., Samsonova A. A. Thermography-based analysis of lower limb vascular response to thermal challenge in patients with diabetes mellitus. *Regional Blood Circulation and Microcirculation*, 2016, vol. 15, no. 1, pp. 42–49. DOI: 10.24884/1682-6655-2016-15-1-42-49
23. Bukina O. V., Zolotukhin I. A., Trubina M. B., Pankova E. V. Does a thrombus develop in a vein after sclerotherapy. "Flebologiya". *Journal of Venous Disorders*, 2010, vol. 4, iss. 1, pp. 28–33.

**Cite this article as:**

Chabbarov R. G., Ostrovsky N. V., Skripal An. V., Sanbaev A. K., Usanov A. D., Mayskov D. I. Application of Thermal Imaging Diagnostics in Assessment of Inflammatory Response after Sclerotherapy in Patients with Lower Limb Varicose Disease. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 304–311 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-304-311>

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### Nanostructured Porous Silicon Layers Formation at Low Doses of $\gamma$ -Radiation

O. Ya. Belobrovaya, V. V. Galushka, A. L. Karagaychev, E. A. Zharkova, V. P. Polyanskaya, V. I. Sidorov, D. V. Terin, A. A. Mantsurov

Olga Ya. Belobrovaya, <https://orcid.org/0000-0002-9160-8702>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, lab32@mail.ru

Victor V. Galushka, <https://orcid.org/0000-0002-0980-7826>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, gwiktor@mail.ru

Andrey L. Karagaychev, <https://orcid.org/0000-0002-3010-7648>, State Health Institution "Regional Clinical Oncology Dispensary", Saratov 410001, Russia, carandleo@gmail.com

Elvira A. Zharkova, <https://orcid.org/0000-0002-6501-5479>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012 Russia, lab32@mail.ru

Valentina P. Polyanskaya, <https://orcid.org/0000-0002-4773-527X>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, lab32@mail.ru

Vasily I. Sidorov, <https://orcid.org/0000-0002-8955-2105>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, lab32@mail.ru

Denis V. Terin, <https://orcid.org/0000-0003-2850-4406>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, lab32@mail.ru

Anton A. Mantsurov, <https://orcid.org/0000-0002-8416-682X>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, lab32@mail.ru

We present results of experimental study of nanoporous Si (SiNP) structure formation by using the method of metal-stimulated chemical etching upon irradiation with small doses of  $\gamma$ -radiation directly in the process of production (*in situ*). It is shown that the radiation leads to an increase of the crystallization of SiNP structures obtained on previously irradiated substrates. Apparently, this can be explained by a decrease in the initial defectiveness of the silicon substrate due to irradiation with small doses of  $\gamma$ -radiation.

**Keywords:** porous silicon, metal-stimulated chemical etching, nanostructures, X-ray diffractometry, morphology, *in situ*,  $\gamma$ -irradiation, radiation dose, microstresses, scanning electron microscope, pores, crystallite size, control.

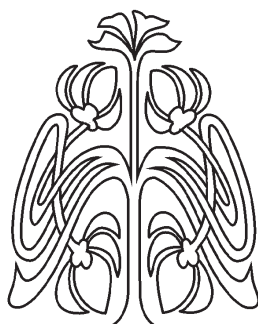
Received: 27.09.2019 / Accepted: 18.10.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

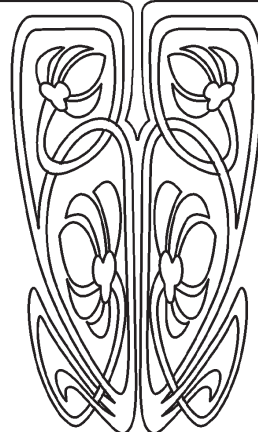
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-312-316>

Recently there has been an increase in interest in porous silicon (SiNP) nanowires which are obtained by the method of metal-stimulated chemical etching (EE method) [1–3]. This is due to the use of nanostructured porous silicon in modern electronics, optoelectronics, biomedicine as the materials for creating active substrates for giant Raman spectroscopy (SERS) [4–7], as well as for elaborating multifunctional resistive and capacitive devices [8, 9].

© Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Karagaychev A. L., Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Terin D. V., Mantsurov A. A., 2019



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ





The morphology of nanostructures and their sizes can be controlled by selecting technological parameters, modifying the initial silicon or the final structure. Studying the influence of gamma radiation on the properties of crystalline materials has shown that there is a so-called effect of small doses ( $D = 10^3\text{--}10^5$  R), in which, in contrast to large doses, the structure is ordered and, accordingly, the properties of the material are modified [10–12].

The explanation of this effect assumes the crucial influence of the initial crystal defect on the processes which are caused by radiation exposure. At the same time, it is supposed that at the first stage of exposure, point defect transformations prevail and result in a decrease in the initial defect. At the next stage of radiation exposure, the concentration of radiation defects grows and, as a result, they predominantly influence the semiconductor properties [9–18].

According to [11–18], the radiation treatment of the final nanostructures was carried out at the stage of substrate preparation and after the formation of a porous silicon layer. Taking into account that the substrate structure in SiNP is repeated for almost the entire formed layer, it is advisable to carry out a modification by irradiating both the substrate and the SiNP layer during its formation. This issue has not been considered in the literature known to us.

This work presents studies of the SiNP nanostructure formation upon irradiation with  $\gamma$ -radiation directly in the process of production (*in situ*).

P-type mono-crystal silicon with a resistivity of  $4.5 \Omega \text{ cm}$  and a crystallographic direction of  $\langle 111 \rangle$  was used to form porous silicon by the two-stage EE method on unirradiated and  $\gamma$ -irradiated substrates. The substrates were irradiated with bremsstrahlung-radiation of the electron accelerator of the SGU betatron at a maximum energy of  $E_{\gamma\text{max}} = 25 \text{ MeV}$ . Samples were placed in the beam center at the distance of 75 cm from the platinum inhibitory target. The exposure dose for substrate irradiation was 10, 20, 30, and 40 kR. SiNP structures were obtained by irradiating with bremsstrahlung-radiation from the Varian Unique medical linear electron accelerator of the Saratov Regional Oncology Center at an electron energy of 6 MeV. The radiation dose was 24 kR. The first stage of production consisted in the chemical deposition of silver on the surface of various substrates. The substrates were immersed in an aqueous solution of  $0.01 \text{ M AgNO}_3$  and 5 MHF (1 min). Cuvettes with several unirradiated and irradiated substrates were placed in the irradiation chamber.

At the second stage, the treated samples were placed in an etching aqueous solution of 5 MHF, 0.5

$\text{MH}_2\text{O}_2$  and were irradiated. After processing, the samples were etched in a concentrated nitric acid for an hour. The surface morphology and the cleavage of SiNP samples were studied. The SiNP structural properties were studied on the base of measurements performed on the analytical complex MIRA 2 LMU scanning electron microscope (SEM) and the DRON-4 diffractometer using an X-ray tube with a copper anode ( $\text{Cu-K}_\alpha$ ), and the corresponding results were presented.

The PCPDFWIN database (v. 2.02, 1999, International Center for -Diffraction Data (JCPDS)) was used to analyze the diffraction patterns. The X-ray diffractometry allows to track changes in the crystal structure of samples and evaluate the effectiveness of  $\gamma$ -radiation. Fig. 1 shows a typical surface morphology of a SiNP sample which is obtained using the EE method on an irradiated substrate with dose of 30 kR (the etching time is 60 minutes).

The increase in the etching time leads to a better identification of the surface structure of the studied samples. While the diameter of the SiNP in their array was varied from about 40 to 300 nm, the diameter for each individual SiNP did not change significantly along the nanowire. The SEM measurement data processing enabled us to obtain a dependence of the etching depth of the SiNP on the etching time (Fig. 2).

The etching depth of the SiNP depends on the etching time. For the etching time from 20 to 50 minutes, the layer thickness of the SiNP did not depend on the radiation dose within the measurement error. When the etching time increased, the height of the SiNP pillars was increased sharply with growing radiation dose. The X-ray diffraction analysis of the substrates and nanosilicon samples without exposure and after exposure with  $\gamma$ -rays at the angle range of  $2\theta \approx 28^\circ, 59^\circ, 95^\circ$  showed that the changes in the intensity for each angle were manifested individually. Diffraction patterns of irradiated with  $\gamma$ -radiation and unirradiated silicon substrates are shown in Fig. 3.

On the unirradiated substrate, a “bifurcation” of the diffraction peak is observed at  $2\theta \approx 28^\circ$  of the crystallographic direction Si  $\langle 111 \rangle$  (Fig. 3, *a*, curve 1) and thus indicates the presence of microstresses. If we assume that the splitting of the Si  $\langle 111 \rangle$  peak is due to a disturbance of the crystallinity of monosilicon, it is removed by irradiating the substrate (Fig. 3, *a*, curve 2). As a result of radiation treatment, the crystallization in the SiNP sample increases. Fig. 3 illustrates this situation.

The radiation treatment leads to an increase of the crystallization of SiNP structures which are obtained on previously irradiated substrates. The intensity of

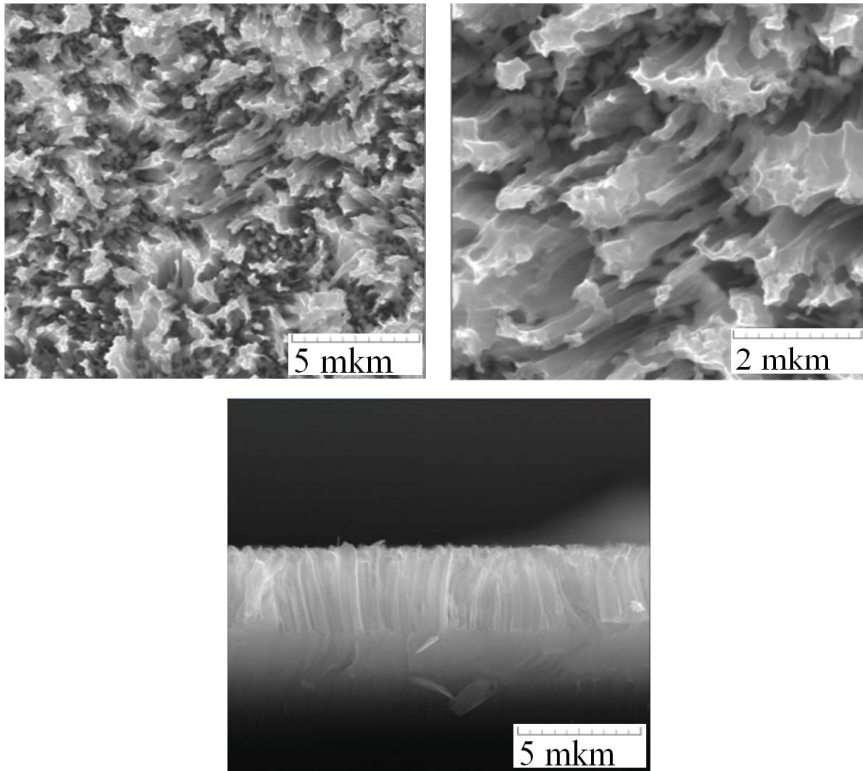


Fig. 1. Surface morphology and cleavage of a SiNP sample

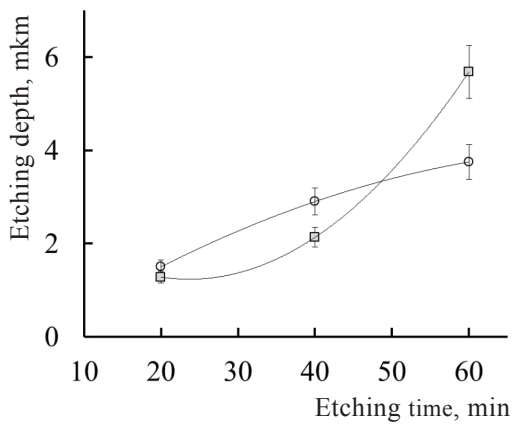


Fig. 2. Dependence of the etching depth of the SiNP on the etching time (irradiation of the substrate with  $\gamma$ -rays of 30 kR (circles) and 40 kR (squares))

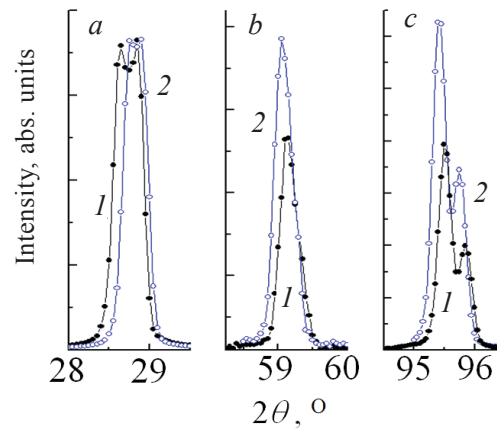


Fig. 3. X-ray diffraction patterns of SiNP samples of Si peaks  $\langle 111 \rangle$  (a),  $\langle 222 \rangle$  (b),  $\langle 511 \rangle$  (c) obtained *in situ* on unirradiated (1 – black circle) and irradiated (2 – blank circle) substrates

the diffraction pattern peaks increases. The broadening of the peaks remains almost unchanged. The interplanar spacings of the samples for each crystallographic plane shown in Fig. 3 also differ. Moreover, for the  $\langle 111 \rangle$  plane, the largest interplanar distance is observed in the sample which was not subjected to radiation treatment, while the smallest distance is evident for the sample obtained by irradiation on an irradiated substrate. The sizes of crystallites, which

were defined from the diffraction patterns, are large enough and increase for the samples obtained *in situ*. The largest sizes were determined for a SiNP sample on an irradiated substrate.

Thus, the studies of the Si nanostructures formation under irradiation with gamma radiation directly in the production process (*in situ*) are presented. The X-ray phase analysis of the studied substrates before and after irradiation and the SiNP samples obtained





*in situ* by the EE method revealed the removal of microstresses in the SiNP structure. Evidently, this is related to a decrease in the initial defectiveness of the silicon substrate due to irradiation with small doses of  $\gamma$ -radiation [12–18]. Due to the influence of  $\gamma$ -rays in the irradiation chamber and change *in situ* properties of the hydrofluoric acid aqueous solution, the rate of radiation-induced oxidation of samples also changed [10].

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-07-00752).

## References

- Huang Z., Geyer N., Werner P., Gösele U. Metal-Assisted Chemical Etching of Silicon: A Review. *Adv. Mater.*, 2011, no. 23, pp. 285–308.
- Meicheng Lia, Yingfeng Lia, Wenjian Liua, Luo Yueb, Ruike Lia, Younan Luoa, Mwenya Trevora, Bing Jianga, Fan Baia, Pengfei Fua, Yan Zhaoc, Chao Shenc, Joseph Michel Mbenguea. Metal-assisted chemical etching for designable monocrystalline silicon nanostructure. *Materials Research Bulletin*, 2016, vol. 76, pp. 436–449.
- Yuliang He, Chenzhong Yin, Guangxu Cheng, Luchun Wang, Xiangna Liu The structure and properties of nanosize crystalline silicon films. *J. Appl. Phys.*, 1994, vol. 75, no. 2, pp. 797–803.
- Cao G., Wang Y. *Nanostructures and Nanomaterials: Synthesis, Properties, and Applications*. 2<sup>nd</sup> ed. World Scientific Publishing Company, 2011, book 2, 596 p. (World Scientific Series in Nanoscience and Nanotechnology).
- Kotkovsky G. E., Kuzishchin Yu. A., Nabieva I. R., Martynov I. L., Chistyakova A. A. Photophysical properties of porous silicon and its application in engineering and biomedicine. *Yadernaya fizika i inzhiniring* [Nuclear Physics and Engineering], 2013, vol. 4, no. 2, pp. 174–192 (in Russian). DOI: 10.1134/S2079562913020073
- Gonchar K. A., Kitaeva V. Y., Zharik G. A., Eliseev A. A., Osminkina L. A. Structural and Optical Properties of Silicon Nanowire Arrays Fabricated by Metal Assisted Chemical Etching With Ammonium Fluoride. *Front. Chem.*, 2019, vol. 6, pp. 1–7. DOI: 10.3389/fchem.2018.00653
- Galushka V. V., Belobrovaya O. Ya., Bratashov D. N., Kondrateva O. Yu., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Yagudin I. T., Terin D. V. Gamma-Radiation Monitoring of Luminescent Porous Silicon for Tumor Imaging. *Bio-NanoScience*, 2018, vol. 8, no. 3, pp. 818–822.
- Bilenko D. I., Belobrovaya O. Ya., Terin D. V., Galushka V. V., Galushka I. V., Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Yagudin I. T. Effect of Low  $\gamma$ -Radiation Doses on the Optical Properties of Porous Silicon. *Semiconductors*, 2018, vol. 52, no. 3, pp. 331–334.
- Galushka V. V., Zharkova E. A., Terin D. V., Sidorov V. I., Khasina E. I. Mechanisms of frequency-dependent conductivity of mesoporous silicon at  $\gamma$ -irradiation with small doses. *Tech. Phys. Lett.*, 2019, vol. 45, pp. 533–536.
- Astrova E. V., Vitman R. F., Emtsev V. V. Effect of  $\gamma$ -radiation on the properties of porous silicon. *Semiconductors*, 1996, vol. 30, no. 3, pp. 279–286.
- Mamontov A. P., Chernov I. P. *Small Dose Ionizing Radiation Effect*. Tomsk, Del'taplan Publ., 2009. 286 p. (in Russian).
- Chernov I. P., Mamontov A. P., Korotchenko I. A. Radiation Ordering of the Structure of Imperfect Semiconductor Crystals. *Sov. Phys. Semicon.*, 1980, vol. 14, no. 11, pp. 1346–1348 (in Russian).
- Chernov I. P., Mamontov A. P., Cherdantsev P. A., Chakhlov B. V. Ordering the crystal structure by ionizing radiation. *Russ. Phys. J.*, 1994, vol. 37, no. 12, pp. 1161–1168 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.1007/BF00569797>
- Chernov I. P., Mamontov A. P. Ordering of the crystal structure by ionizing radiation (the effect of small doses of ionizing radiation.) *Izv. Tomsk. Politekh. Univers. Inzhiniring georesursov*, 2000, vol. 303, iss. 1, pp. 74–80 (in Russian).
- Ushakov V. V., Dravin V. A., Mel'nik N. N., Karavanskii V. A., Konstantinova E. A., Timoshenko V. Yu. Radiation Resistance of Porous Silicon. *Semiconductors*, 1997, vol. 31, no. 9, pp. 966–968.
- Chernov I. P., Mamontov A. P., Betaki A. L. Anomalous effect of small doses of gamma radiation on metals and alloys. *Atomic Energy*, 1984, vol. 57, iss. 1, pp. 56–58 (in Russian).
- Ismail Khalaf Abbas, Laith Ahmed Najam, Abd Ulkhalq Auobsulaiman. The Effect of Gamma Irradiation on the Structural Properties of Porous Silicon. *International Journal of Physics*, 2015, vol. 3, no. 1, pp. 1–7.
- Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Galushka I. V., Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Terin D. V., Yagudin I. T. Change in the parameters of porous silicon upon irradiation of the substrate. In: *Nanostructures in condensed matter: collection of scientific articles*. Minsk, A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of NAS of Belarus, 2018, pp. 291–294 (in Russian).

## Cite this article as:

Belobrovaya O. Ya., Galushka V. V., Karagaychev A. L., Zharkova E. A., Polyanskaya V. P., Sidorov V. I., Terin D. V., Manturov A. A. Nanostructured Porous Silicon Layers Formation at Low Doses of  $\gamma$ -Radiation. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 312–316. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-312-316>



УДК 535.375.5:537.533.35:539.23:54-7

**Формирование слоев наноструктурированного пористого кремния при облучении малыми дозами  $\gamma$ -радиации**

**О. Я. Белобровая, В. В. Галушка, А. Л. Карагайчев, Э. А. Жаркова, В. П. Полянская, В. И. Сидоров, Д. В. Терин, А. А. Манцуров**

Белобровая Ольга Яковлевна, ведущий инженер лаборатории микроэлектроники факультета нано- и биомедицинских технологий, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [olgabel50@yandex.ru](mailto:olgabel50@yandex.ru)

Галушка Виктор Владимирович, научный сотрудник ОНИНС и БС, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [gwiktor@mail.ru](mailto:gwiktor@mail.ru)

Карагайчев Андрей Леонидович, начальник отдела медицинской физики, ГУЗ «Областной клинический онкологический диспансер», г. Саратов, [carandleo@gmail.com](mailto:carandleo@gmail.com)

Жаркова Эльвира Александровна, старший научный сотрудник лаборатории микроэлектроники факультета нано- и биомедицинских технологий, кандидат физико-математических наук, Саратовский национальный исследовательский университет имени Н. Г. Чернышевского, [lab32@mail.ru](mailto:lab32@mail.ru)

Полянская Валентина Петровна, ведущий инженер лаборатории микроэлектроники факультета нано- и биомедицинских технологий, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [polvalpet@gmail.com](mailto:polvalpet@gmail.com)

Сидоров Василий Иванович, заведующий ЛЯФ и У, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [lab32@mail.ru](mailto:lab32@mail.ru)

Терин Денис Владимирович, доцент кафедры материаловедения, кандидат технических наук, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [lab32@mail.ru](mailto:lab32@mail.ru)

Манцуров Антон Андреевич, аспирант факультета нано- и биомедицинских технологий, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, [lab32@mail.ru](mailto:lab32@mail.ru)

Приводятся результаты экспериментального исследования формирования структур нанопористого Si (SiNP) методом металл стимулированного химического травления при облучении малыми дозами  $\gamma$ -радиации непосредственно в процессе получения (*in situ*). Показано, что радиационное излучение приводит к увеличению кристаллизации структур SiNP, полученных на предварительно облученных подложках, и может быть связано с понижением исходной дефектности подложки кремния.

**Ключевые слова:** пористый кремний, металлстимулированное химическое травление, наноструктуры, рентгеновская дифрактометрия, морфология, *in situ*, гамма радиация, доза облучения, микронапряжения, дефекты, сканирующий электронный микроскоп поры, размеры кристаллитов.

Поступила в редакцию: 27.09.2019 / Принята: 18.10.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

**Образец для цитирования:**

Белобровая О. Я., Галушка В. В., Карагайчев А. Л., Жаркова Э. А., Полянская В. П., Сидоров В. И., Терин Д. В., Манцуров А. А. Формирование слоев наноструктурированного пористого кремния при облучении малыми дозами  $\gamma$ -радиации // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 312–316. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-312-316>



## МЕТОДИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

УДК 383+37.013(082)+001.8(031)

### Диссертация как научный нарратив

В. М. Аникин, И. В. Измайлов, А. В. Лячин, Б. Н. Пойзнер

Аникин Валерий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, декан, заведующий кафедрой компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, AnikinVM@info.sgu.ru

Измайлов Игорь Валерьевич, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры квантовой электроники и фотоники, Национальный исследовательский Томский государственный университет, izmil@mail.ru

Лячин Александр Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры квантовой электроники и фотоники, Национальный исследовательский Томский государственный университет, lavp@sibmail.com

Пойзнер Борис Николаевич, кандидат физико-математических наук, профессор, профессор кафедры квантовой электроники и фотоники, Национальный исследовательский Томский государственный университет, pznrg@mail.tsu.ru

В статье обращается внимание авторов диссертаций (магистрантов, аспирантов, соискателей) на нарративный аспект диссертации. Признаки понятия «нарратив» (от англ. *narrative* – рассказ) в полной мере могут быть отнесены к диссертации (от лат. *dissertatio* – исследование). Об этом говорит уже исток термина: он происходит от латинского слова *narrare* («рассказывать»), которому родственны *gnarus* («знающий о чём-либо, сведущий») и *ignorantia* («невежество, неопытность, незнание»). Диссертация должна обладать качествами «объясняющего рассказа», раскрывающего с позиции автора историю знаний в рассматриваемой области исследований и историю собственного творческого роста автора, сопровождающуюся (на основе проведенного анализа) формулировкой причинно-следственных связей между описываемыми явлениями. Успех реализации такой ситуации в процессе написания диссертации связан с развитием у магистрантов и аспирантов способности рефлексировать над научным текстом и своими внутренними «трансформациями» – переходами от роли «слушателя» к роли «рассказчика» и наоборот, а также контролировать тип дискурса.

**Ключевые слова:** диссертация, нарратив, нарратор, наррататор, статусно-ориентированный дискурс.

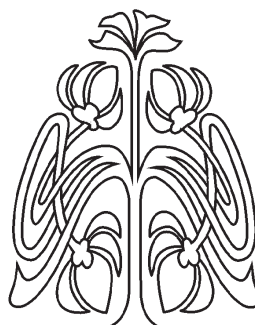
Поступила в редакцию: 04.10.2019 / Принята: 05.11.2019 / Опубликовано: 02.12.2019

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

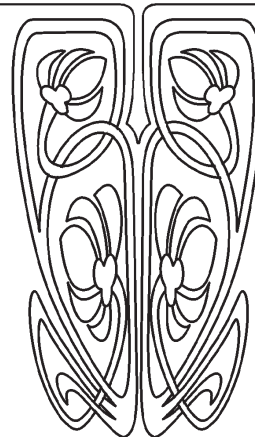
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-317-326>

#### Введение

Уровень когнитивных способностей магистрантов и аспирантов отражается, в частности, в способности чётко, связно, полно, логично рассказывать о *собственной* выпускной квалификационной работе (диссертации), рефлексировать над ее структурой и этапами научно-исследовательской работы (НИР), её целями, задачами, методами, над своей творческой тактикой, полученными результатами и их формулировками, давать своим достижениям адекватные оценки в контексте



МЕТОДИЧЕСКИЙ  
ОТДЕЛ





проводимой НИР. Необходимо при этом владеть понятиями и словесными клише, требуемыми для подготовки и защиты диссертации. Всё это подпадает под понятие лингво-дисциплинарной компетенции обучаемых и соискателей. Но не всегда эта компетенция проявляется у студентов и аспирантов в должной степени. Обвинять их научных руководителей в недостатке внимания к пробелам подопечных в этой области бывает не всегда справедливо. Но нередко руководители обучаемых просто не имеют привычки учить своих учеников рефлексировать над методами и плодами исследований. Обладая, возможно, навыками писать отчёты по НИР, руководители очень часто весьма смутно представляют себе жанровые особенности диссертации.

Из сказанного вытекает, что перед преподавателями университетов при обучении магистрантов и особенно аспирантов встают *когнитологические* задачи. Иначе говоря, преподавателю целесообразно практиковать приёмы, которые помогают магистрантам и аспирантам обрести когнитивную полноценность в плане выполнения НИР, подготовки методологически грамотной диссертации и умелой защиты нового знания, в ней излагаемого. Критерием такой полноценности логично полагать две тесно связанные компетенции, которые позволяют молодому (начинающему) учёному или инженеру:

- 1) осмысливать интеллектуальную деятельность,
- 2) вербализовать и формализовать её результаты и их оценки.

В статье рассматриваются категории «нарратив», «дискурс» и их производные, которые могут помочь соискателю осознавать (формировать) себя как творческую личность.

### Нарративный аспект диссертации

Диссертации и авторефераты в библиографии, источниковедении и истории науки иногда рассматривают как *sui generis*<sup>1</sup> исторические и историографические *нарративы* [1, 2]. «Нарратив» (от англ. *narrative* – рассказ < лат. *narratio*, *narratus* – рассказ < *narrare* – рассказывать, повествовать) – термин из словаря постмодернистского литературоведения 1970-х–1980-х гг. [3, с. 143–160]. В нём сфера словесности рассматривается физиком вполне привычным для него образом. А именно: литература трактуется как «специфическое средство для создания мо-

делей “экспериментального освоения мира”, моделей, предъявляемых в качестве примера для “руководства действиями”» [3, с. 144]. Оперировав понятием нарратива, обычно стремятся подчеркнуть, что осуществляется вербальное, словесное, речевое изложение – в противоположность представлению того же содержания (сообщения) посредством изображений, визуального ряда.

Иногда происхождение термина «нарратив» ведут от латинских слова *narrare* и *gnarus* («знающий о чём-либо» и «эксперт»). Различным этимологическим источникам отвечает единый смысл – донесение знания, рассказ. Но нарратив – не просто рассказ. Ему приписываются определенные характеристики, оправдывающие существование этого термина. Главный признак нарратива – это так называемый логически выстроенный «объясняющий рассказ», по терминологии американского философа и искусствоведа А. Данто [4, с. 194]. Далее, нарратив рассматривается как индивидуальное произведение и таким образом является субъективным повествованием, содержащим личные оценки автора. Кроме того, нарратив нацелен на достижение интереса к себе со стороны читателей и слушателей.

Названным свойствам призваны удовлетворять диссертации, которые, таким образом, с полным основанием могут быть включены в категорию нарратива. В самом деле, во-первых, диссертация является единолично написанным произведением. Во-вторых, она должна содержать исключительно актуальные верифицированные данные. В-третьих, квинтэссенцию диссертации составляют построенные по определенным канонам и обладающие теоретической и прикладной значимостью выносимые на защиту научные утверждения (положения). Защищаемые положения должны выражать *сущности*: причинно-следственные связи, обнаруженные закономерности, корреляцию, алгоритм, фундаментальное свойство математической модели, методику (набор операций), факты и т.д. Особое значение имеет заявленное автором содержание нового знания, принципы его представления, «упаковки», *sit venia verba*; базипетальность<sup>2</sup>. Придание знанию

<sup>2</sup> Базипетальность по М. П. Покровскому (от др.-греч. βάσις – основание + лат. *peto* – стараться достать; направляться, устремляться) – “направленность на предварительное выявление (а если необходимо и возможно – то и определение, формулировку) понятий и утверждений начальных, базовых для рассматриваемого или создаваемого построения, направленность к “основам” этих понятий и утверждений”.

<sup>1</sup> *Sui generis* (лат.) – особого рода.



должной формы облегчает его рецепцию, передачу, репликацию<sup>3</sup> в среде профессионалов и в более широком слое, способствует признанию его методологической, практической, социальной ценности, повышает его действенность и долговечность.

Заметим, что к середине 1990-х гг. сложилась особая литературоведческая дисциплина – нарратология, или теория повествования [5]. В ней исходят из коммуникативной природы литературы, стремясь выявить общие черты нарративов и различия между ними, систематизировать их принципы построения и развития [3, с. 164]. Успехи нарратологии побуждают гуманитариев строить концепции, которые представляют социальную и индивидуальную жизнь людей как нарратив [6]. Естественно, диссертация – научный рассказ автора о его «путешествиях» по неизведанным ранее наукой областям с преодолением различного рода сложностей на пути нахождения нового знания. Умение логически точно выстроить «маршрут» этого «путешествия» придает диссертации качество научного нарратива, что позитивно сказывается на восприятии научным сообществом диссертации и её оценке.

### Диссертант как нарратор

Рассмотрим несколько понятий нарратологии, полезных для осмысления соискателями учёных степеней. Соискателю целесообразно внимательнее присмотреться к собственной авторской функции: взглянуть на себя через призму понятия «нарратор» (от фр. *narrateur*, англ. *narrator* – рассказчик). В нарратологии так называют реальное либо вымышленное лицо, *от имени которого* идёт повествование в художественном или документальном произведении. При этом нарратор отнюдь не есть сам реальный автор [3, с. 168–169]. Действительно, художественному тексту нарратор необходим в силу принципиальной *условности* всякого произведения искусства, его отличия от объективной действительности.

В документальном повествовании, чтобы описать некоторый фрагмент бытия, тоже тре-

буется нарратор (реальный или фиктивный). В документальном произведении нарратор задаёт, определяет *модельную рамку* повествования: целевую, тематическую, хронологическую, мировоззренческую. Нарратор также задаёт позицию, с которой ведётся рассказ, уровень осведомлённости, глубину и широту толкования событий и т.п. В романе нарратор есть авторское творение – пропорционально степени художественного вымысла.

Диссертанта вполне можно рассматривать как фигуру из ряда нарраторов, но, естественно, с другими полномочиями, средствами аргументации *etc.* Диссертант – *автор* квалификационной работы (случай плагиата в этом контексте мы не рассматриваем). Вспомним, что слово «автор» происходит от латинского понятия *auctor* – тот, от кого что-нибудь получает начало или развитие. Например, *auctor* – виновник, изобретатель, зачинщик, устроитель, руководитель, правитель, авторитет (поручитель в суде, защитник), достоверный писатель, поручитель в вопросе о собственности [7, с. 62]. Значит, в той мере, в какой диссертация есть речевой акт, т.е. нарратив, резонно говорить о *нарративной стратегии* претендента на учёную степень. Хотя он свой труд над диссертацией в таких терминах едва ли осмысливает и потому затрудняет себе самоанализ работы над текстом. В частности, он затрудняет поиск рефлексивной позиции, с которой следует видеть диссертацию как повествование.

В чем же (вольно или невольно) проявляется нарративная стратегия автора диссертации? В обзорной главе (или в обзорных параграфах, предваряющих оригинальные главы), а также часто в оригинальных главах, пусть и мимоходом, диссертант кратко *пересказывает* достижения своих предшественников и научных конкурентов. К этому нарративу соискателя обязывает и этика учёного, и сложившиеся традиции диссертационных защит, и необходимость доказывать актуальность своего исследования, свой приоритет в науке и (или) технике. Диссертант как автор организует внутри диссертации – преимущественно в обзоре – краткие *рассказы реальных лиц* (учёных-предшественников, включая современников) о способах, трудностях, тонкостях получения ими научных данных. *De facto* – это рассказы о событиях в истории его научного направления, которые соискатель считает достойными упоминания.

Следовательно, читатель обзора в диссертации имеет дело с *кругом* нарраторов, привлечён-

<sup>3</sup> Репликацией (от лат. *replicatio* – развёртывание < *replicare* – отражать) в биологии называют спонтанное самовоспроизведение строения цепных молекул. Оно обеспечивает передачу наследственной информации. Синонимы: ауторепродукция, редупликация, т.е. удвоение молекулярных и субклеточных структур, лежащее в основе деления клеток, роста и размножения организмов. В широком смысле репликация есть создание себе подобной структуры, самовоспроизведение в подходящей среде, в том числе форм мышления, поведения, воображения.



ных в текст по воле и разумению диссертанта. Обычно их набирается с десятков, а то и больше. Часто соискатель объединяет группу цитируемых авторов в «коллективного нарратора»; порой же от отдельного «рассказчика» сохраняется одна фраза или формула и т.д. Отсюда диссертант вправе заключить, что в нарративной стратегии немало простора для выражения своей индивидуальности при *реконструкции* развития того научного направления, которое он стремится дополнить своим сочинением. В обзорной главе или в обзорных параграфах соискатель, по существу, представляет эволюцию этого направления «в лицах и датах», если перефразировать название книги Д. И. Трубецкого [8]. Очевидно, что делает это диссертант весьма сжато и по неизбежности и неполно: за недостатком места, из-за ограниченности эрудиции, необъективности критерия отбора чужих результатов, в силу личных предпочтений и прочих причин.

А чем примечательны те части диссертации, где собран оригинальный материал? При подготовке их соискатель не ошибётся, если и здесь *уподобит* себя нарратору. Ведь, будучи автором квалификационной работы, он берёт на себя сугубо повествовательную задачу: раскрыть читателю – местами конспективно, а местами весьма детально – эпопею обретения им научных истин и (или) технических решений. И в таком уподоблении образцом для подражания автору как «рассказчику», как нарратору могут и должны служить классические научные повествования, т.е. сочинения корифеев физики, химии, инженерного искусства и т.п.

### Диссертант как нарратор

Каждый диссертант должен понимать, что в самом его отношении к своему произведению заложена *двойственность*. Сначала он вводит круг нарраторов в свой текст, а далее берёт на себя труд такого же повествователя о собственной творческой экспедиции за истиной. Двойственностью этой отмечены также его задачи и мотивы. Соискателю желательно их осмыслить, чтобы продуктивнее рефлексировать над своим занятием.

1. Голосами своих нарраторов соискатель повествует о цепи *предшествующих* научных событий, приведших к формированию старого («известного» по В. М. Розину [9]) предмета исследования. Под ним подразумевается система накопленных знаний и способов получения новых знаний, т.е. система фактов, принципов, теорий,

законов, математических моделей всех родов, гипотез и т.п. Естественно, полноценная диссертация содержит также авторский отчёт (нарратив) о тех познавательных маршрутах и находках, которые привели в итоге к сумме защищаемых научных положений, *обновляющих* предмет исследования [10–12].

2. Диссертант должен понимать, что мотивы его в этих двух контекстах различны. Конструируя обзор, он выбирает круг нарраторов, в совокупности очерчивающих – более или менее точно – «известный», т.е. старый, предмет исследования. При составлении обзора диссертант ведёт себя преимущественно как внимательный и, по возможности, объективный *критик*. Этот критицизм оправдан, так как цель автора – построить более совершенный предмет исследования, дополнив его предлагаемой новацией – суммой защищаемых положений и других результатов [10–12]. Поэтому диссертант *должен* уметь грамотно анализировать, анатомировать, выявлять и чётко вербализировать слабые места, диагностировать органические пороки, методологические уязвимости в предшествующих теориях, моделях, подходах и т.п.

3. А кем призван быть соискатель по отношению к выдвигаемым им самим средствам решения проблемных ситуаций? Автору надлежит не забывать, что он должен быть *добросовестным апологетом* (от др.-гр. ἀπολογία – защита, оправдание). Эксперты ожидают от него умения активно, находчиво и корректно защищать свои взгляды, идеи, теории *etc.* Апология здесь предполагает совокупность рассуждений, позволяющих доказательно утверждать истинность и значимость новаций соискателя. Иначе он вряд ли способен *убедить* экспертов (и шире – профессиональное сообщество) в достоверности, оригинальности, научной и (или) прикладной ценности своих результатов. Такое убеждение входит в традицию защиты как полемического соревнования автора с оппонентами – ради бесконечного процесса обновления и совершенствования предмета исследования [10–12].

4. Автору диссертации полезно видеть двойственность своей функции ещё в одном существенном отношении. Допустим, что соискатель здраво сознаёт: приводимые в обзорной части материалы других исследователей есть рассказы нарраторов, «приглашённых» им в его текст. Тогда соискателю резонно задуматься: а имеется ли *внутри* диссертации «слушатель», «адресат» этих рассказчиков?



В этом контексте диссертант обретает еще и амплуа *наррататора* (литературоведческая терминология XX в.<sup>4</sup>). Термин «наррататор» (от фр. *narrataire*, англ. *narratee* – лицо или герой, к которому адресовано повествование) означает «разновидность внутреннего адресата, явного или подразумеваемого собеседника, к которому обращена речь рассказчика-наррататора; слушателя обращенного к нему рассказа, воспринимающего информацию, сообщаемой повествователем». Теоретические предпосылки необходимости ввести понятие наррататора (т.е. *особую повествовательную инстанцию*) детально обосновал философ культуры М. М. Бахтин (1895–1975) в статье «Проблема речевых жанров» (1952–1953 гг., опубликована в 1979 г.) [цит. по: 3, с. 141].

В нарратологии «реальные речевые субъекты (автор и читатель) делегируют ответственность за речевые акты (за их порождение и степень адекватности их восприятия) своим заместителям в тексте – нарратору и наррататору» [3, с. 141, 143]. В качестве примера наррататора можно назвать доктора Ватсона, персонаж рассказов А. Конан-Дойла, которому излагает свои безошибочные соображения Шерлок Холмс.

#### **Диссертация как коммуникативная конструкция**

Итак, содержание рефлексии соискателя над своей диссертацией углубляется и обогащается, если внести в него толкование текста как особого нарратива. Еще отметим его особенность: она заключается в том, что диссертация – не только отчет о проделанной работе, но и коммуникативная конструкция. В ней новое научное знание, полученное соискателем, вступает в *конкурентный диалог* со старым, «известным» (по В. М. Розину [9]) знанием. И соискатель способен увидеть: в тексте его диссертации подразумеваемым слушателем, адресатом, реципиентом информации, сообщаемой кругом привлеченных наррататоров в обзоре, оказывается он сам.

Ведь именно ему предстоит, во-первых, «выслушать» предшественников, т.е. быть *наррататором*. Во-вторых (и это самое главное!), он *обязан отвечать* им своими новациями, рассказывая об их истоках, сути, достоверности и т.п. Значит, в этом плане он призван действовать как нарратор, как рассказчик о собственном творчестве. Здесь

проявляется двойственность коммуникативной позиции диссертанта. Как аналитик-критик материалов обзора он – наррататор. Напротив, как апологет-летописец своих путей к творческим достижениям он – нарратор. Возможно, диссертант догадается, что столь же двойственна и его *познавательная* позиция. Как реципиент, восприниматель уже известной научной информации он – ученик («слушатель», «адресат»). А как открыватель новых фактов, создатель новых моделей, технических решений и т.п. он – учитель («рассказчик», «адресант») для своих коллег.

Похожую двойственность, диалектику прошлого и будущего диссертант легко припомнит (найдет) в мифологии. У древних римлян почитался двуликий Янус (лат. *Ianus* < *Ianua* – дверь). В его честь назван первый месяц – январий. Янус – божество дверей, входов, выходов, переходов, начала и конца, времени, т.е. динамизма, как сказал бы физик. Януса изображали с двумя лицами: молодым и старым, – глядящими в противоположные стороны.

А кто же оппонент с позиции нарратологии? Оппонент – будь то официально назначенный специалист, будь то любой желающий поспорить с диссертантом публично либо *tête-à-tête* – непременно внимает повествованию автора квалификационной работы о творческих трудностях, усилиях и их итогах. Значит, оппонент – наррататор? Формально, т.е. с позиций нарратологии, – нет. Ведь он действует в реальности, т.е. *вне текста* диссертации. Оппонент исполняет свою роль – перед соискателем и диссертационным советом – согласно сценарию защиты. А вот в числе наррататоров, повествующих в обзорной главе, оппонент может оказаться. Тогда, как правило, не возникает сомнений, компетентен ли он в проблемах, разрешаемых соискателем.

Как показано выше, исходя из представлений нарратологии, можно видеть, что диссертация в ряде аспектов сопоставима с текстами рефлексивного содержания. Ведь её автор более или менее полно, последовательно, связно создаёт *профессиональный самоотчёт*, описывая для экспертов и коллег своё «исследовательское приключение», свои пути к новому знанию. Если диссертант стремится развить рефлексивность над своим произведением, то ему предстоит задуматься над принятым в литературоведении тезисом: «Особый вид наррататора возникает при обращении рассказчика к самому себе..., порождая форму, часто встречающуюся в дневниковых жанрах, драматических монологах,

<sup>4</sup> Термин ввёл американский структуралист Дж. Принс (1971), а разрабатывали Ж. Женетт (1983), Ж. Жост (1977), Ф. Дюбуа (1977), Я. Линтвельт (1981), С. Чэтман (1978), М.-Л. Рьян (1981) и др.



“самооткровениях” внутреннего монолога и т.п.» [3, с. 142]. Примета доброкачественной диссертации – развёрнутый конкурентный диалог автора с другими исследователями. Поэтому соискателю полезно знать элементы диалогической концепции М. М. Бахтина. В частности, обратить внимание на его понятие «диалогические обертоны». Вспомним, что в сугубо акустическом значении обертоны (от нем. *ober* – высокий + *Ton* – звук) – призвуки, входящие в спектр музыкального звука; при этом высота **обертонов** выше, чем у основного тона. То есть Бахтин в своей метафоре имеет в виду дополнительный смысл («тон»), придающий повествованию («основному тону») особое значение и качество с ориентацией на «подразумеваемый образ адресата». По этому поводу литературовед И. П. Ильин пишет: «Для Бахтина как убеждённого сторонника принципиальной диалогичности литературы роль “других”, для которых строится высказывание, исключительно велика и заранее во многом предопределяет его форму, наполняя высказывание “диалогическими обертонами”». В современной теории повествования эти «другие» носят имя наррататора – фиктивного слушателя (фиктивного читателя) в системе внутритекстовой коммуникации [3, с. 141].

Чем сознательнее соискатель строит диалоги с «другими» (по Бахтину) внутри диссертации, чем сознательнее он переходит от роли наррататора к роли адресата и, наоборот, чем сознательнее он ориентируется на «образ адресата», тем плодотворнее профессиональное общение с экспертами и учёным сообществом. И тем точнее соискатель доказывает самому себе весомость своих результатов, не преувеличивая, но и не преуменьшая её.

### **Дискурс и языковое проявление личности диссертанта**

Из сказанного выше можно заключить, что диссертация – не только квалификационная работа (с её определенным бюрократическим шлейфом), но и диагностикум ключевых слагаемых личности автора: ментального, аналитического, критического, апологетического, лингвистического, нарративного, коммуникативного [13, 14]. Не исключено, что часто приемлема такая гипербола: «Дай почитать мне твою диссертацию, и я скажу, кто ты». Например, филолог В. И. Карасик доказывает, что типология личностей может строиться на основании различных критериев, включая тип общения, в котором личность выражается особен-

но ярко. «В таком случае мы говорим о дискурсивной личности» [15, с. 125]. И здесь возникает необходимость разъяснения понятия «дискурс» и его производных, чей смысл полезно понимать диссертанту.

Термин «дискурс» (фр. *discours* – речь, англ. *discourse* < позднелат. *discursus* – рассуждение < *discurro* – разбегаться в разные стороны) труден тем, что его даже переводят двояко: 1) «дискурсия», т.е. последовательность словесных знаков; 2) «речь». В тех европейских языках, где нет термина, равнозначного фр. *discours* либо англ. *discourse*, его заменяют термином «текст» [16, с. 115].

Согласно разъяснению Н. С. Автономовой [17], «дискурс» имеет два разных смысла, которые, тем не менее, обычно выражает одно и то же прилагательное «дискурсивный». Первый (и привычный физика) смысл: логико-лингвистическое развёртывание, т.е. «последовательное выражение мыслей посредством слов и предложений» (по А. Лаланду) [17, с. 379]. Отсюда – встречающееся в физико-математических работах прилагательное «дискурсивный», т.е. выводимый логически, дискретными шагами. Отсюда же – «дискурсивное мышление»: оно развёртывается в последовательности понятий и (или) суждений. В итоге получаем так называемое выводимое, или «дискурсивное», знание – в противоположность знанию, получаемому интуитивно, т.е. схватыванием целостной сути явления. Его, например, приносит озарение (*insight*).

Второй смысл «дискурса» – социально-регламентированное высказывание. (В этом плане оно не имеет отношения ни к логике, ни к лингвистике, которые задают правила вывода, скажем, «если *A*, то *B*».) В этом смысле дискурс – «совокупность социальных и идеологических ограничений, определяющих, кто, что, кому, каким образом и при каких обстоятельствах может или не может говорить» [17, с. 380]. Так, публицистический дискурс недопустим в годовом отчёте по НИР, а научный дискурс вряд ли желателен в беллетристике, рекламе, семейной беседе. Иначе говоря, дискурс выражает (бес)сознательный настрой автора высказываний на предполагаемого адресата; дискурс часто выражает методологические, идеологические, эстетические *etc.* ориентации автора, «пропитывающие» текст. Ведь он создаётся не в стерильном вакууме, а в изменчивом либо стабильном *контексте*: социально-психологическом, социокультурном, контексте научной школы с





её нормами, в том числе образцами дискурса. Согласно формулировке В. И. Карасика, «дискурс – это личностно, культурно и ситуативно детерминированная коммуникативная практика». Она успешна, если автор не только контролирует «текстопорождение» (например, как нарратор), но и стремится предвидеть «текстовосприятие», декодирование смыслов со стороны читателя, слушателя [15, с. 125].

Соискателю целесообразно критически смотреть на собственный текст, используя минимум два подхода.

*Тематический* подход к дискурсу отвечает на вопрос: «О чём идёт речь?», т.е., в случае диссертации, – «Каково содержание нового знания?». Разумеется, положения, выносимые на защиту, и другие результаты соискателя призваны ответить на него максимально полно и точно.

Однако диссертанту надо практиковать и *социолингвистический* (или социологический) подход. Он даёт ответ на вопрос: «Какова цель общения и кто его участники?». Цель обычно ясна: распространение нового знания и демонстрация достижений соискателя. Что касается участника-отправителя сообщения, то здесь выделяют два основных типа дискурса: личностно-ориентированный и статусно-ориентированный. Первый уместен для текстов, описывающих житейские дела либо раскрывающих состояние внутреннего мира (в письмах, дневниках, лирической поэзии и прозе). Диссертации же отвечает статусно-ориентированный дискурс, который «носит представительский характер» и предназначен для общения «незнакомых людей вне социальных институтов и внутри социальных институтов». Поэтому такое общение является не бытовым, но институциональным. Оно «строится по определённым жёстко заданным канонам, его участники действуют в соответствии с типизируемыми ожиданиями» [15, с. 126–127].

Очевидно, что написание текста корректной – в нарративном плане и в смысле дискурса – диссертации подчинено минимум двум задачам. Во-первых, это продуктивное общение учёных, идущее внутри социального института науки. Во-вторых, выполнение стандартных процедур внутри социального института экспертизы научной квалификации и присвоения учёных степеней (процедуры регламентированы документами Минобрнауки и Положением ВАК). Значит, от соискателя требуется знать каноны общения с читателями его диссертации и их типизируемые ожидания. Скажем, ожидание получить чёткие

формулировки результатов интеллектуальной деятельности соискателя и их оценок. В свою очередь, стиль его диссертации как научного нарратива должен отвечать критериям статусно-ориентированного дискурса и обладать его признаками. Тогда, положительно оценивая автора диссертации в контексте осуществляемого им профессионального общения, резонно говорить о нём как о дискурсивной личности (в смысле В. И. Карасика).

### **Заключение**

Критерием полноценности специалистов предложено считать их способности системно осмысливать свою интеллектуальную деятельность, чётко вербализировать и корректно формализовать её результаты и их оценки. Один из вариантов совершенствования обучения магистранта и аспиранта – фокусировка внимания на его творческом лице как автора диссертации, в связи с чем в статье приводятся ведущие понятия нарратологии и педагогические аргументы в пользу приобщения соискателя к её элементам.

Эта инициатива противостоит распространённому взгляду на «технику» изготовления диссертации как, главным образом, *компиляцию* чужих материалов и *монтаж* собственных статей, докладов *etc.* В противовес этой практике предлагается знакомство соискателя с категориями нарратологии как стимул его авторской рефлексии. Оно призвано сформировать у диссертанта компетенции организатора внутритекстовой коммуникации в своём квалификационном сочинении. А это повышает вероятность успешного исхода предстоящих ему научных полемик и заинтересованного внимания коллег к его продукции в многообразных контекстах общения. Поэтому в университетские курсы по методологии научных исследований целесообразно вводить элементы нарратологии. Естественно, следует адаптировать их изложение к жанровым особенностям диссертации как научно-квалификационного произведения.

Например, в учебном курсе по методологии научных исследований полезно предусмотреть цикл семинаров под условным названием «Умею ли я рефлексировать над моей диссертацией как нарративом?». В качестве ориентира укажем ряд тем, имеющих форму вопросов, на которые должны ответить докладчики и (или) авторы эссе.

1. В каких местах в моей диссертации я как автор превращаюсь в нарратора и наоборот?



2. Кто в моей диссертации нарраторы, кроме меня, и по каким критериям я их отбирал?

3. В каких местах в моей диссертации я как автор превращаюсь в нарратора и наоборот?

4. Как я интерпретирую тезис «диссертант – субъект и объект профессионального самоотчёта» и осуществляю его в квалификационной работе?

5. В каких аспектах я сознаю двойственность своей творческой позиции диссертанта? Чтобы раскрыть темы на материале собственной диссертации, обучаемые могут использовать текст данной статьи вкпе с указанной в ней литературой.

Для активизации ценностного сознания диссертантов полезно предложить им определить тип дискурса (личностно-ориентированный или статусно-ориентированный?), анализируя стиль старинной классификации обучаемых, а попутно – аргументировать своё отношение к её содержанию.

«Есть четыре типа людей, избегающих учения:

*Глупцы*, которые не могут учиться из-за недоразвитости, – их не следует замечать.

*Расточители*, которые не хотят учиться из-за порочной тяги к лёгкой жизни, – их нужно наказывать.

*Обыватели*, которые не хотят учиться из-за привязанности к быту, – их будут использовать.

*Путаники*, которые не могут учиться из-за недисциплинированного ума, – их следует поправлять.

Есть четыре типа людей, избравших учение:

*Исполнители*, которые учатся потому, что так положено, – их можно пожалеть.

*Честолюбцы*, которые учатся для того, чтобы добиться почёта, – их нужно контролировать.

*Ценители*, которые учатся для своего удовольствия, – они заслуживают поощрения.

*Избранники*, которые учатся потому, что в этом смысл их жизни, – им принадлежит мир» (цит. по: [18, с. 7]).

Сознательное осуществление соискателем нарративной стратегии и статусно-ориентированного дискурса в ходе подготовки диссертации повышает не только уровень его профессиональной рефлексии над своими действиями, но попутно и его методологический потенциал. Одновременно повышается и педагогическое мастерство аспиранта в руководстве НИР студента. Кроме того, обладание указанными компетенциями – согласно представлениям когни-

тивистики – раздвигает пространства авторского самовыражения исследователя и инженера. Оно также помогает строить релевантные процедуры самоотчёта, самоописания, самооценки, облегчая моделирование своего творческого будущего. Соискателей, не обладающих перечисленными умениями, вряд ли можно считать полноценным резервом научной элиты.

### Список литературы

1. *Табачников А. В.* Диссертации в России до 1917 года // Книжное знание в отечественной литературе XVIII–XX веков : сб. ст. М. : РГБ. Сектор истории книги, библиотечного дела и библиографии, 1994. С. 27–57.
2. *Кабанова Н. М.* Диссертациеведение : к характеристике научной дисциплины // Румянцевские чтения – 2013 : The Rumyantsev readings – 2013 : материалы междунар. науч. конф. (г. Москва, 16–17 апреля 2013 г.) : [в 2 ч.]. Ч. 1. М. : Рос. гос. библ. ; Пашков дом, 2013. С. 267–274.
3. *Ильин И. П.* Постмодернизм : словарь терминов. М. : ИНИОН РАН; *Intrada*, 2001. 384 с
4. *Данто А.* Аналитическая философия истории. М. : Идея-Пресс, 2002. 292 с.
5. *Шмид В.* Нарратология. М. : Языки славянской культуры, 2003. 312 с.
6. *Bruner J. S.* Life as Narrative // *Social Research*. 1987. Vol. 54, № 1. P. 11–32.
7. *Петрученко О.* Латинско-русский словарь. М. ; Пг. ; Харьков : Т-во «В. В. Думнов, Наследники Бр. Салаевых», 1918. 810 с.
8. *Трубецков Д. И.* Наука о сложностях в лицах, датах и судьбах. Как закладывались основы синергетики : Пиршество духа и драма идей. М. : ЛИБРОКОМ, 2013. 312 с.
9. *Розин В. М.* Понятия «предмет» и «объект» (методологический анализ) // *Вопр. философии*. 2012. № 11. С. 85–96.
10. *Аникин В. М., Измайлов И. В., Поизнер Б. Н., Соснин Э. А.* Защищаемое положение в диссертации как трансдисциплинарный научный жанр // *Изв. высших учебных заведений. Физика*. 2015. Т. 58, № 8/3. С. 300–303.
11. *Anikin V. M., Poizner B. N., Sosnin E. A.* Pythagoras μάθημα, Heraclitus λόγος, Plato's εἶδος and a statement proposed in thesis // *The influence of Hellenism on contemporary science, culture and education : Selected Reports of the International Multidisciplinary Conference (Tomsk, Russia, October, 5–8, 2016; Moscow, Russia, October, 20–24, 2016) / ed. by T. P. Minchenko*. London, Red Square Scientific, Ltd. 2017. P. 9–20.
12. *Аникин В. М., Поизнер Б. Н.* Защита диссертации : реквизит, действующие лица и исполнители. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2018. 100 с.



13. Аникин В. М., Измайлов И. В., Поизнер Б. Н. Диссертанту о воспринимаемости, числовой оценке и защите научных результатов // Известия вузов. ПНД. 2014. Т. 22, № 6. С. 25–34.
14. Аникин В. М., Поизнер Б. Н. Коммуникативная функция автореферата и уровень лингво-дисциплинарной компетенции диссертанта // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2013. Т. 13, вып. 1. С. 80–86.
15. Карасик В. И. Языковое проявление личности. М. : Гнозис, 2015. 384 с.
16. Махлина С. Т. Словарь по семиотике культуры. СПб. : Искусство-СПб, 2009. 752 с.
17. Автономова Н. С. Познание и перевод : Опыт философии языка. М. : РОССПЭН, 2008. 704 с.
18. Карасик В. И. Языковые ключи. М. : Гнозис, 2009. 406 с.

#### Образец для цитирования:

Аникин В. М., Измайлов И. В., Лячин А. В., Поизнер Б. Н. Диссертация как научный нарратив // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 4. С. 317–326. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-317-326>

#### Dissertation as a Scientific Narrative

**V. M. Anikin, I. V. Izmailov, A. V. Lyachin, B. N. Poizner**

Valery M. Anikin, <https://orcid.org/0000-0002-6506-6997>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, AnikinVM@info.sgu.ru

Igor V. Izmailov, <https://orcid.org/0000-0002-6772-9141>, Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russia, izmil@mail.ru

Alexander V. Lyachin, <https://orcid.org/0000-0001-6349-0017>, Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russia, lavp@sibmail.com

Boris N. Poizner, <https://orcid.org/0000-0003-4550-3587>, Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russia, pznr@mail.tsu.ru

The article draws the attention of the authors of dissertations (undergraduates, graduate students, applicants) to the narrative aspect of the dissertation. Signs of the concept of “narrative” (from the English “narrative” is “story”) can be fully attributed to the dissertation (from the Latin “dissertatio” is “research”). This is already indicated by the source of the term: it comes from the Latin word *narrare* (“tell”), which is related to *gnarus* (“knowing something, knowledgeable”) and *ignorantia* (“ignorance, inexperience”). The thesis should possess the qualities of an “explanatory story”, which reveals from the position of the author the history of knowledge in the field of research and the history of the author’s own creative growth, accompanied (on the basis of the analysis) by the formulation of causal relationships between the described phenomena. The success of this situation in the process of writing a dissertation is associated with the development of the ability of undergraduates and graduate students to reflect on the scientific text and their internal “transformations”, i.e. transitions from the role of “listener” to the role of “storyteller”, and vice versa, and also to control the type of discourse.

**Keywords:** dissertation, narrative, narrator, narrator, status-oriented discourse.

Received: 04.10.2019 / Accepted: 05.11.2019 / Published: 02.12.2019

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

#### References

1. Tabachnikov A. V. Theses in Russia until 1917. *Knizhnoye znaniye v otechestvennoy literature XVIII–XX vekov : Sbornik statey* [Book Knowledge in the Russian Literature of the 18th – 20th Centuries: Collection of articles]. Moscow, RGB. Sektor istorii knigi, bibliotchnogo dela i bibliografii, 1994, pp. 27–57 (in Russian).
2. Kabanova N. M. The Thesis as a disciplinary: on the characteristics of a scientific discipline. *Rumyantsevskiye chteniya – 2013: materialy mezhdunar. nauch. konf.* [Rumyantsev Readings – 2013: materials of the Intern. conf. (Moscow, April 16–17, 2013), in 2 parts. Part 1]. Moscow, Ros. gos. bibl.; Pashkov dom, 2013, pp. 267–274 (in Russian).
3. Ilyin I. P. *Postmodernizm: slovar' terminov* [Postmodernism: Glossary of Terms]. Moscow, INION RAN, Intrada, 2001. 384 p. (in Russian).
4. Danto A. C. *Analytical Philosophy of History*. Cambridge, Cambridge University Press, 1965. 292 p.
5. Schmid W. *Narratology: An Introduction*. Berlin, New York, De Gruyter GmbH & Co, 2010. 256 p.
6. Bruner J. S. Life as Narrative. *Social Research*, 1987, vol. 54, no. 1, pp. 11–32.
7. Petruchenko O. *Latinsko-russkiy slovar'* [Latin-Russian Dictionary]. Moscow, Petrograd, Kharkov, Association «V. V. Dumnov, Heirs of brothers Salayev», 1918. 810 p. (in Russian).
8. Trubetskov D. I. *Nauka o slozhnostyakh v litsakh, datak i sud'bakh. Kak zakladyvalis' osnovy sinergetiki: Pirshestvo dukha i drama idey* [The Science on Complexity in Persons, Dates and Destinies. How to Form the Foundations of Synergetics: The Feast of the Spirit and the Drama of Ideas]. Moscow, LIBROKOM Publ., 2013. 312 p. (in Russian).
9. Rozin V. M. The terms «subject» and «object». *Voprosy Filosofii* [Voprosy Filosofii], 2012, no. 11, pp. 85–96 (in Russian).
10. Anikin V. M., Izmailov I. V., Poizner B. N., Sosnin E. A. A defended statement in the ythesis as a transdisciplinary scientific genre. *Russ. Phys. J.*, 2015, vol. 58, no. 8/3, pp. 300–303 (in Russian).



11. Anikin V. M., Poizner B. N., Sosnin E. A. Pythagoras μάθημα, Heraclitus λόγος, Plato's εἶδος and a statement proposed in thesis. *The influence of Hellenism on contemporary science, culture and education: Selected Reports of the International Multidisciplinary Conference (Tomsk, Russia, October, 5–8, 2016, Moscow, Russia, October, 20–24, 2016)*. Ed. by T. P. Minchenko. London, Red Square Scientific, Ltd., 2017, pp. 9–20.
12. Anikin V. M., Poizner B. N. *Zashchita dissertatsii: rekvizit, deystvuyushchiye litsa i ispolniteli* [Defense of the dissertation: props, characters and performers]. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 2018. 100 p. (in Russian).
13. Anikin V. M., Izmailov I. V., Poizner B. N. About perception, numerical rating and protection of scientific results. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2014, vol. 22, no. 6, pp. 25–34 (in Russian).
14. Anikin V. M., Poizner B. N. Communicative Function of Thesis and Professional Grade of Dissertator. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2013, vol., 13, iss. 1, pp. 80–86 (in Russian).
15. Karasik V. I. *Yazykovoye proyavleniye lichnosti* [Linguistic manifestation of personality]. Moscow, Gnozis Publ., 2015. 384 pp. (in Russian).
16. Makhlina S. T. *Slovar' po semiotike kul'tury* [Dictionary on the Semiotics of Culture]. St. Petersburg, Iskusstvo-SPB Publ., 2009. 752 p. (in Russian).
17. Avtonomova N. S. *Poznanie i perevod: Opyty filosofii yazyka* [Cognition and Translation: Experiments of the Philosophy of Language]. Moscow, ROSSPEN Publ., 2008. 704 pp. (in Russian).
18. Karasik V. I. *Yazykovyye klyuchi* [Language Keys]. Moscow, Gnozis Publ., 2009. 406 p.

**Cite this article as:**

Anikin V. M., Izmailov I. V., Lyachin A. V., Poizner B. N. Dissertation as a Scientific Narrative. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 4, pp. 317–326 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-4-317-326>