

Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской академии наук  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского



# НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ – 2022

## XX научная школа

*7 – 13 ноября 2022 года, Нижний Новгород*

## ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Нижний Новгород

ИПФ РАН

2022

В сборник вошли краткие аннотации докладов лекторов, приглашенных на юбилейную XX научную школу «Нелинейные волны – 2022» (Нижний Новгород, 7 – 13 ноября 2022 г.), а также тезисы работ остальных участников, представленных на школе в виде устных или стендовых докладов. *Школа посвящается академику РАН А. В. Гапонову-Грехову – основателю и первому директору ИПФ РАН, организатору нижегородских (горьковских) школ по нелинейным волнам.*

Целями школы является обсуждение мировых достижений последних лет в области фундаментальной нелинейной физики и ее приложений, координация усилий российских ученых в наиболее актуальных направлениях физики нелинейных волновых процессов и ориентация научной молодежи на активное участие в исследованиях, ведущихся в научных центрах нашей страны. Тематика XX научной школы включает следующие направления исследований:

- современные проблемы теории нелинейных колебаний и волн;
- нелинейные процессы в геофизике;
- модели климата и экосистем;
- нелинейные явления в космологии и астрофизике;
- нелинейные явления в фотонике и физике плазмы;
- нелинейные процессы в биофизике и нейродинамике;
- нелинейная динамика квантовых систем.

В работе школы принимают участие более 200 человек. Запланировано 46 лекций приглашенных ученых, 90 устных докладов и более 90 стендовых выступлений других участников школы. В этом году ожидается приезд исследователей из Нижнего Новгорода (ИПФ РАН, ННГУ им. Н. И. Лобачевского, ИФМ РАН, ВШЭ, ПИМУ, ИПМ РАН, ВГУВТ), Москвы и Московской области (МГУ им. М. В. Ломоносова, МФТИ, ВНИИА, ИФТТ РАН, МИФИ, ИКИ РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, ОИВТ РАН, Сколтех, ИВМ РАН, ИО РАН, ИФА РАН, РКЦ, ФИАН, ИВНД и НФ РАН, ИОФ РАН, ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, МЭИ, МГСУ, НИЦ «Курчатовский институт», ВШЭ), Саратова (СГУ, СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, СГМУ), Новосибирска (НГУ, ИЯФ СО РАН, ИАиЭ СО РАН, ИГиЛ СО РАН, ИМ СО РАН, ИТ СО РАН), Санкт-Петербурга (ИТМО, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, СПбГУ), Владивостока (ТОИ ДВО РАН), Перми (ИМСС УрО РАН, ПГНИУ), Уфы (УГАТУ, ИФМК УФИЦ РАН), Ярославля (ЯрГУ), Калининграда (БФУ им. И. Канта), Сыктывкара (СГУ им. Питирима Сорокина), Сарова (НЦФМ).

В рамках школы пройдут симпозиум «Хаос и структуры», симпозиум «Геофизические процессы в атмосфере», симпозиум «Расчетно-теоретическое обоснование экспериментов на установке XCELS», школа молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц», школа молодых ученых «Мощные источники электромагнитного излучения терагерцового, оптического и рентгеновского диапазонов на основе фотоинжекторных комплексов», симпозиум «Нелинейные процессы в биофизике», симпозиум «Нелинейная динамика квантовых систем».

Дополнительная информация о школе размещена на сайте <https://nonlinearwaves.ipfran.ru/>.

Ответственный за выпуск д.ф.-м.н., проф. РАН **А. В. Слюняев**



## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

А. Г. Литвак, акад. РАН – председатель, ИПФ РАН, Н. Новгород  
А. В. Слюняев, д.ф.-м.н., проф. РАН – ученый секретарь, ИПФ РАН, Н. Новгород  
К. В. Анохин, акад. РАН, МГУ, Москва  
С. И. Блинников, д.ф.-м.н., проф., НИЦ «Курчатовский институт», Москва  
Н. С. Гинзбург, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
С. Н. Гурбатов, д.ф.-м.н., проф., ННГУ, Н. Новгород  
В. П. Дымников, акад. РАН, ИВМ РАН, Москва  
Е. В. Ерманюк, д.ф.-м.н., ИГиЛ СО РАН, Новосибирск  
В. Е. Захаров, акад. РАН, ФИАН, Москва  
Л. М. Зеленый, акад. РАН, ИКИ РАН, Москва  
М. В. Иванченко, д.ф.-м.н., проф., ННГУ, Н. Новгород  
И. Ю. Костюков, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
Вл. В. Кочаровский, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
Е. А. Кузнецов, акад. РАН, Сколтех, ФИАН, Москва  
В. В. Курин, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород  
Е. А. Мареев, акад. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
В. И. Некоркин, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
Р. И. Нигматулин, акад. РАН, ИО РАН, Москва  
М. А. Носов, д.ф.-м.н., проф. РАН, МГУ, Москва  
О. В. Руденко, акад. РАН, МГУ, Москва  
А. М. Сергеев, акад. РАН, НЦФМ, Саров  
М. В. Стародубцев, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород  
Ю. И. Троицкая, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород  
А. М. Фейгин, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород  
Е. А. Хазанов, акад. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород  
А. Е. Храмов, д.ф.-м.н., проф., БФУ им. И. Канта, Калининград

## ОРГАНИЗАЦИОННО-ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА

- Симпозиумы «Хаос и структуры» и «Нелинейные процессы в биофизике» проводятся при финансовой поддержке Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского.
- Симпозиум «Геофизические процессы в атмосфере» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы мегагрантов, соглашение 075-15-2019-1892 «Электромагнитное окружение Земли: формирование, изменчивость, влияние на биосферу».
- Симпозиум «Нелинейная динамика квантовых систем» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы мегагрантов, соглашение 075-15-2021-633 «Квантовые эффекты в сильно локализованных интенсивных лазерных полях», ведущий ученый – Герхард Лойхс.
- Симпозиум «Расчетно-теоретическое обоснование экспериментов на установке XCELS» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-03-2022-047/3).
- Школа молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения заряженных частиц» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-15-2021-1361).
- Школа молодых ученых «Мощные источники электромагнитного излучения терагерцового, оптического и рентгеновского диапазонов на основе фотоинжекторных комплексов» проводится при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-30027.

# **АННОТАЦИИ ЛЕКЦИЙ**

## CHALLENGES IN MODELING LIGHTNING IN WEATHER AND CLIMATE MODELS

*Colin Price*

Tel Aviv University, Israel

Lightning is a process that develops on very small spatial and time scales (micrometers and microseconds). Hence, it is very difficult to simulate these processes in models that have coarse spatial and time resolution. To overcome these problems, we need to look for proxies that can be empirically related to the development and observation of lightning discharges. In weather forecast models we can use cloud microphysical parameters to estimate the probability of lightning discharges at a particular time. However, in global climate models such microphysical parameters are not available, and hence other proxies need to be used to estimate spatial and temporal variations of global lightning. Obviously all these estimates have large uncertainties, but still allow us to assess changes in lightning activity under different climatic conditions.

## ВИХРЕВЫЕ ВОЛНЫ НА ВОДЕ: ОБОБЩЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ В РАМКАХ ЛАГРАНЖЕВА ПОДХОДА

*А. А. Абрашкин, Е. Н. Пелиновский*

НИУ «Высшая школа экономики», Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Традиционно волны на воде изучают в предположении их потенциальности. Но в натуральных условиях это приближение не всегда справедливо. Завихренность в жидкость привносят сдвиговые течения, повсеместно присутствующие в океане. Она также генерируется в приповерхностном слое жидкости в результате действия ветра. При учете этих факторов модели, разработанные для потенциальных волн, требуют уточнения и обобщения.

Данная лекция посвящена обзору достижений в области аналитического описания поверхностных волн на глубокой воде с учетом завихренности. За основу изложения выбран лагранжев подход. Он довольно редко используется исследователями, поэтому во вводной части лекции дается вывод уравнений гидродинамики в форме Лагранжа и подробно разбираются достоинства и недостатки данного метода. Специфические его особенности и «тонкие места» рассмотрены на примере классической волны Герстнера – нелинейной трохoidalной волны, бегущей вдоль свободной поверхности с постоянной скоростью без изменения формы профиля.

Рассказ построен как «переключки» новых результатов с известными классическими описаниями, полученными ранее в рамках потенциальных моделей. В числе обсуждаемых моделей:

- слабонелинейные стационарные волны,
- волновые пакеты,
- точные решения полной системы уравнений плоской гидродинамики.

В заключение обсуждаются перспективы развития лагранжева подхода для данного типа задач.

## ИНТЕНСИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Н. Е. Андреев*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

Интенсивные пучки фотонов и частиц в МэВ-диапазоне энергий являются эффективными инструментами во многих областях исследований, таких как создание и диагностика вещества в экстре-

мальных состояниях, ядерная физика и материаловедение, а также в медицинских и биофизических приложениях. В работе обсуждается концепция создания эффективных источников  $\gamma$ -излучения и нейтронов, основанная на генерации релятивистских электронов в режиме прямого лазерного ускорения при взаимодействиях лазерного импульса с протяженной плазмой, близкой к критической плотности. Лазерные системы ПВт-класса мощности, которые могут генерировать субпикосекундные и фемтосекундные импульсы, сфокусированные до ультрарелятивистской интенсивности, являются хорошими кандидатами для создания сильноточных пучков ультрарелятивистских электронов в протяженной плазме с плотностью, близкой к критической [1–3]. В экспериментах с использованием субпикосекундных лазерных импульсов была зарегистрирована генерация гамма-излучения и нейтронов с рекордными эффективностями преобразования энергии лазерного импульса в энергию вторичных источников [4].

Получены и проанализированы зависимости параметров лазерно-генерируемых ступков электронов и жесткого излучения от интенсивности лазерного излучения и плотности плазмы для субпикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов с учетом текущих и будущих экспериментов [5–7]. Разработанный подход указывает на возможность значительного увеличения эффективности существующих лазерных кДж-систем ПВт-класса, используемых для исследований в области термоядерного синтеза с инерционным удержанием, и может быть использован для повышения эффективности широкого класса вторичных лазерных источников, таких как источники электронов, бетатронного и тормозного излучения, протонов и нейтронов различного назначения.

1. *L.P. Pugachev, N.E. Andreev, P.R. Levashov, O.N. Rosmej.* Acceleration of electrons under the action of petawatt-class laser pulses onto foam targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2016. V. 829. P. 88–93.
2. *O.N. Rosmej, N.E. Andreev, S. Zaehner, N. Zahn, P. Christ, B. Borm, T. Radon, A. Sokolov, L.P. Pugachev, D. Khaghani, F. Horst, N.G. Borisenko, G. Sklizkov, V.G. Pimenov.* Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays. *New J. Phys.* 2019. V. 21. P. 043044.
3. *O.N. Rosmej, M. Gyrdymov, M. Günther, N.E. Andreev, P. Tavana, P. Neumayer, S. Zähler, N. Zahn, V.S. Popov, N.G. Borisenko, A. Kantsyrev, A. Skobliakov, V. Panyushkin, A. Bogdanov, F. Consoli, X.F. Shen, and A. Pukhov.* *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2020. V. 62, P. 115024.
4. *M.M. Günther, O.N. Rosmej, P. Tavana, M. Gyrdymov, A. Skobliakov, A. Kantsyrev, S. Zähler, N.G. Borisenko, A. Pukhov, and N.E. Andreev.* Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense  $\gamma$ -ray and neutron sources for nuclear application and science. *Nat Commun.* 2022. V. 13. P. 170.
5. *O.N. Rosmej, X.F. Shen, A. Pukhov, L. Antonelli, F. Barbato, M. Gyrdymov, M.M. Günther, S. Zähler, V.S. Popov, N.G. Borisenko, and N.E. Andreev.* Bright betatron radiation from direct-laser-accelerated electrons at moderate relativistic laser intensity. *Matter Radiat. Extremes.* 2021. V. 6, P. 048401.
6. *N.E. Andreev, V.S. Popov, O.N. Rosmej, A.A. Kuzmin, A.A. Shaykin, E.A. Khazanov, A.V. Kotov, N.G. Borisenko, M.V. Starodubtsev, A.A. Soloviev.* Efficiency improvement of the femtosecond laser source of superponderomotive electrons and X-ray radiation due to the use of near-critical density targets. *Quantum Electronics.* 2021. V. 51. P. 1019–1025.
7. *N.E. Andreev, I.R. Umarov, V.S. Popov.* Яркие источники ультрарелятивистских частиц и гамма-квантов для междисциплинарных исследований. *Quantum Electronics.* 2022. In press.

## НЕЙРОННЫЕ ГИПЕРСЕТИ: СТРУКТУРА И ДИНАМИКА

*К. В. Анохин*

Институт перспективных исследований мозга.

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

Нейронная гиперсеть представляет собой структуру, элементами которой являются группы вершин лежащей в ее основе нейронной сети, а связями – вершины нейронной сети, перекрывающиеся между элементами гиперсети. В отличие от теории сетей, описывающей попарные отношения между вершинами, теория гиперсетей описывает  $n$ -арные отношения. В отличие от теории гиперграфов, описывающей теоретико-множественные  $n$ -арные отношения, не имеющие ориентации, теория гиперсетей описывает эксплицитные  $n$ -арные отношения. Гиперсети не конкурируют с гиперграфами или сетями, они естественным образом обобщают и то, и другое. В силу возникающей в гиперсетях необычной топологии, они требуют описания на языке алгебраической топологии. Однако, в отличие от теории симплициальных комплексов, оперирующих понятием симплексов, теория гиперсетей ис-

пользует понятие реляционных симплексов, или гиперсимплексов. Гиперсимплекс – это упорядоченный набор вершин с явным  $n$ -арным отношением. За счет этого гиперсимплексы позволяют различать структуры, когда они имеют одни и те же составные части. Ключевым моментом при этом является то, что гиперсимплексы определяют многоуровневые структуры «часть-целое», где вершина гиперсимплекса принадлежит к более высокому уровню  $N + 1$ , по сравнению с составляющими ее элементами уровня  $N$ . Таким образом, отношения в реляционном симплексе лежат в основе образования высокопорядковых уровней в многоуровневых системах. Основное значение нейронных гиперсетей в нейронауке состоит в том, что они составляют высший уровень организации головного мозга, тождественный тому, что в обыденном и метафизическом языке определяется как разум (mind). В лекции будут рассмотрены закономерности динамики формирования и устройства таких структур, их уникальные эмерджентные свойства.

## **ФИЗИКА СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ**

*О. В. Астафьев*

Сколковский институт науки и технологий; Московский физико-технический институт, Москва;  
University of London; National Physical Laboratory, Великобритания

Достижения последних лет в области контроля и манипуляции единичными квантами открывают возможности исследования новых физических эффектов и создания новых устройств с ранее недостижимыми свойствами. Одной из наиболее перспективных платформ для квантовых технологий являются сверхпроводниковые квантовые системы. Такие системы представляют собой миниатюрные схемы, изготовленные на чипе с минимальными размерами от 10 до 100 нм. Они имеют набор уровней и поэтому также называются искусственными атомами. Искусственные атомы изготавливаются с наперед заданными рассчитанными параметрами и обладают рядом особенностей по сравнению с обычными атомами. Одно из таких отличий – легко реализуемая физически сильная связь с соседними и другими элементами схемы, например, резонаторами. Область применения таких систем варьируется от прототипов квантовых процессоров до объектов для исследования квантовой оптики. В докладе будут рассмотрены физические принципы построения таких систем, а также приведены примеры реализации устройств и демонстрация ряда фундаментальных эффектов квантовой оптики.

## **РЕЖИМЫ СЛИЯНИЯ И ОБДИРАНИЯ В ТЕСНЫХ ПАРАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗВЁЗД: ПЕРСПЕКТИВЫ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ КОРОТКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ**

*С. И. Блинников*

Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики, Москва

После исторического совместного обнаружения гравитационно-волнового события GW170817 и сопровождающего его гамма-всплеска GRB170817A была надёжно подтверждена связь между короткими гамма-всплесками и коалесценцией нейтронных звезд. Возможны два режима коалесценции: 1) динамическое слияние (merging) двух звезд за один-два орбитальных периода, либо 2) «вековое» перетекание массы с одной звезды на другую, обдирание (stripping) звезды меньшей массы за несколько сотен оборотов вокруг центра масс.

Рассмотрено текущее состояние модели обдирания для коротких гамма-всплесков. Многие свойства GRB170817A, которые оказались необычными по сравнению с другими короткими гамма-всплесками, естественным образом объясняются в модели обдирания, предложенной нами в 1984 г. Обсуждаются проблемы нелинейной физики, которые необходимо решить в контексте этой модели.

# **ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТРУДНОДОСТУПНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНАХ ВСЛЕДСТВИЕ ИОНИЗАЦИОННОГО МНОВОВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

*Н. В. Введенский*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Интерес к разработке эффективных лазерно-плазменных методов генерации когерентного электромагнитного излучения с возможностью перестройки по частоте в широком спектральном диапазоне неуклонно растет. Использование плазмы в качестве рабочей (преобразующей) среды допускает значительно большие интенсивности полей накачки и преобразование в значительно более широком диапазоне длин волн, чем это возможно при использовании других нелинейных сред. В данной лекции представлены результаты исследований возбуждения нелинейного тока свободных электронов в плазме, создаваемой при ионизации газа двухцветными или (в более общем случае) многоцветными фемтосекундными лазерными импульсами, и последующей генерации коротких (содержащих малое число периодов поля) импульсов когерентного электромагнитного излучения в различных труднодоступных и плохо освоенных спектральных диапазонах: от терагерцового и среднего инфракрасного до ультрафиолетового. Показано, что возбуждение нелинейного тока свободных электронов в плазме может быть охарактеризовано как волновое смешение (и генерация комбинационных частот) с большим числом смешивающихся волн, определяемым эффективным показателем степени в зависимости скорости ионизации от напряженности ионизирующего поля. При этом из-за очень резкой зависимости скорости ионизации от напряженности поля генерируемые импульсы на комбинационных частотах оказываются значительно короче ионизирующего импульса, и возможна генерация предельно коротких импульсов вплоть до длительностей порядка одного периода поля.

# **ГЕОСТРОФИЧЕСКИЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ВИХРИ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ**

*С. С. Вергелес*

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, Москва

Вращающаяся как целое жидкость способна поддерживать течение, представляющее собой набор вихрей, оси которых параллельны оси вращения. В таком течении скорость оказывается лежащей в плоскости, ортогональной оси вращения и не изменяющейся вдоль этой оси. Сила Кориолиса полностью компенсирована давлением жидкости, что называют геострофическим балансом, и потому сами течения – геострофическими. Их динамика определяется только нелинейным взаимодействием, аналогичным нелинейному взаимодействию течения в плоскости, поскольку сила Кориолиса является исключённой из уравнения течения. Всем известным примером подобного течения является торнадо, которое геометрически является трубкой именно благодаря собственному вращению. Численное моделирование течения в жидком ядре Земли, испытывающего суточное вращение, показывает, что и там существенным является геострофическое течение – ансамбль вихрей с поперечным размером, значительно меньшим диаметра ядра Земли.

Помимо геострофического течения, во вращающейся жидкости могут распространяться инерционные волны. В этих волнах скорость существенно зависит от координаты вдоль оси вращения, и сила Кориолиса является доминирующей в уравнении течения. Поэтому их динамика существенно быстрее динамики геострофического течения.

Полное турбулентное течение вращающейся как целое жидкости можно представить как суперпозицию геострофического течения и инерционных волн. Геострофическое течение, будучи по своей

ствам близким к двумерному течению, имеет тенденцию к образованию более крупных вихрей из более мелких и, таким образом, к формированию обратного каскада энергии. Также и инерционные волны могут передавать энергию геострофическому течению. При определённых условиях в течении формируется крупный геострофический вихрь, устойчивый во времени, который подпитывается мелкими турбулентными пульсациями. Мы обсуждаем характерные особенности таких вихрей.

## **ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ**

*Н. А. Винокуров*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск

Обсуждаются принцип действия, современное состояние и некоторые области применения лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Подробнее рассматривается установка «Новосибирский ЛСЭ» с тремя ЛСЭ и пользовательскими станциями, работающая в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН. Кратко обсуждаются некоторые перспективные разработки в области ЛСЭ.

## **МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗЕМЛИ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ**

*Е. М. Володин*

Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

Рассматривается современное состояние моделирования климатической системы, в том числе модели климата ИВМ РАН, и дальнейшее развитие этой модели. Приводятся некоторые результаты моделирования современного климата, палеоклиматов, оценки вероятных будущих изменений климата, сезонных и 5-летних прогнозов. Рассматривается проблема чувствительности климатических моделей к удвоению концентрации  $\text{CO}_2$  как основная проблема современного моделирования климата. Показан прогресс в улучшении качества моделирования современного климата. Рассматривается параметризация количества молниевых вспышек в модели климата на основе понятия конвективной кинетической энергии и показано, что такая параметризация позволяет успешно воспроизводить наблюдаемую климатологию гроз.

## **ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХМОЩНОГО КОГЕРЕНТНОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТОВ ЗАХВАТА И САМОСИНХРОНИЗАЦИИ**

*Н. С. Гинзбург, Г. Г. Денисов, И. В. Зотова*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Мощное и сверхмощное когерентное микроволновое излучение находит многочисленные приложения в установках УТС, плазмохимии, радиолокации, системах подавления.



В электронике СВЧ существуют две базовые концепции для генерации такого излучения, а именно:

- использование большого числа источников средней мощности, синхронизируемых излучением от одного задающего генератора;
- создание единого сверхмощного генератора, запитываемого сверхразмерным электронным пучком с характерными размерами на несколько порядков превосходящими длину волны, когда необходима внутренняя самосинхронизация излучения, например, за счет использования двумерной распределённой обратной связи.

С точки зрения нелинейной физики реализация указанных методов требует решения сложных многомерных динамических задач, таких как задачи захвата, конкуренции мод, поддержания стабильности режима генерации, и т. п. Лекция посвящена современному состоянию исследований в указанных направлениях применительно к гиротронным комплексам и релятивистским мазерам на свободных электронах.

## **ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС И ТЕОРИЯ БИФУРКАЦИЙ**

*С. В. Гонченко*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Теория динамического хаоса – междисциплинарная наука, изучающая различными методами (научными и порой не очень) сложные режимы, демонстрируемые физическими, биологическими, химическими и другими моделями естествознания и техники. Математическая теория динамического хаоса нацелена на объяснение этих явлений преимущественно математическим языком, а также на разработку всевозможных инструментов исследования хаоса. Одной из основных задач этой теории является объяснение механизмов возникновения хаоса, в частности, при переходе от простых режимов, стационарных, периодических, квазипериодических и т. п. И здесь большую роль играет теория бифуркаций – раздел качественной теории динамических систем, изучающий явления перестроек фазовых портретов динамических систем при изменении их параметров.

В этой лекции мы попытаемся дать некоторый обзор фундаментальных результатов в теории динамических систем, и в частности в теории бифуркаций, которые, по сути, привели к открытию динамического хаоса и его трех форм, двух классических – «консервативный хаос» и «диссипативный хаос = странный аттрактор», а также третьей, совсем новой – «смешанная динамика». Этот обзор будет включать небольшую историческую часть (как А. Пуанкаре «нечаянно» открыл консервативный хаос; как Ж. Адамар, Д. Биркгофф и др. придумали символическую и топологическую динамику для объяснения хаоса; как В. Ван дер Поль и Ван дер Марк «слушали» хаос в конце 20-х годов; как А. Андронов, А. Витт и Л. Понтрягин опередили науку лет на 50 со своей теорией статистического описания динамических систем; как метеоролог Э. Лоренц открыл знаменитый странный аттрактор, о котором долго никто не знал и который впоследствии был назван его именем...). Основная часть лекции будет посвящена вопросам современной математической теории динамического хаоса и обсуждению той роли, которую играет теория бифуркаций в этой теории. В частности, мы покажем, как с помощью теории бифуркаций были построены, в том числе в работах автора, новые сценарии возникновения странных аттракторов различных типов (в основном это так называемые «гомоклинические аттракторы») в случае многомерных отображений и потоков, будут приведены примеры реализации этих сценариев в конкретных моделях. На взгляд автора, совершенно неожиданным оказалось открытие смешанной динамики, сделанное в процессе рутинного изучения бифуркаций гомоклинических касаний – наверное, самого непонятного и неинтересного для физиков раздела теории бифуркаций, поскольку он выискивает хотя и весьма интересные эффекты динамики, но на исключительно малых масштабах. Однако поскольку «поиск интересного приводит к тому же, что и поиск полезного», изучение гомоклинических касаний привело к открытию того типа хаоса, при котором аттрактор пересекается с репеллером. Как последнее вообще возможно, будет также объяснено в лекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 19-11-00280.

## **ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ АСПЕКТЫ ОТКЛИКА КЛИМАТА НА ВНЕШНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ**

*А. В. Елисеев*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова;  
Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва;  
Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

На глобальном уровне вынужденный отклик Земной системы на достаточно малые внешние воздействия близок к линейному. В частности, он зависит лишь от магнитуды таких воздействий и лишь слабо зависит от их природы и пространственной локализации. Тем не менее указанная линейность отклика может быть следствием взаимной компенсации нелинейных процессов – одним из примеров этого является линейная зависимость уходящей тепловой радиации от приземной температуры. Более того, даже при относительно небольших по абсолютной величине внешних воздействиях отклик характеристик Земной системы может оказаться существенно нелинейным при достаточно длительном воздействии на систему. Наконец, нелинейность отклика с появлением критических точек может проявиться при достаточно большом отклонении климата от современного.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда (проект 20-62-46056).

## **ВОЛНОВЫЕ АТТРАКТОРЫ В ГЕО- И АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ**

*Е. В. Ерманюк*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

Вследствие специфической формы дисперсионного соотношения для внутренних и инерционных волн в замкнутых областях возможно формирование разнообразных режимов движения в виде нормальных мод и волновых аттракторов. Во многих гео- и астрофизических приложениях, а также в лабораторных экспериментах ситуация осложняется дополнительными эффектами, такими как дифференциальное вращение жидкости, волновая турбулентность, волны Россби, вихревые кластеры, неустойчивость слоя Стюартсона и т. д. В докладе обсуждаются характерные режимы движения, наблюдаемые в лабораторных и численных экспериментах в упрощенных модельных постановках, а также возможные приложения в гео- и астрофизической гидродинамике.

## **НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В МАТЕРИАЛАХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ И ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ**

*В. И. Ерофеев*

Институт проблем машиностроения РАН – филиал ФИЦ ИПФ РАН, Н. Новгород

Накопленные на сегодняшний день экспериментальные данные позволяют утверждать, что дислокации оказывают существенное влияние на закономерности распространения акустических волн в твердом теле. Особенно заметна роль дислокаций при распространении волн в деформируемом или циклически нагружаемом теле. Описание распространения акустической волны в твердом теле с изменяющейся плотностью дислокаций позволило бы приблизиться к проблеме оценки реального состояния материала и прогнозирования его остаточного ресурса.

В докладе представлены основные уравнения, описывающие распространение ультразвуковой волны в среде с дислокациями. Приведены дисперсионные зависимости для случая, когда дислокационная составляющая общей системы является консервативной. Исследована модуляционная неустойчивость волн методом Лайтхилла. Определены вид волновых пакетов, на которые разбивается квазигармоническая волна в результате самомодуляции, и зависимости их высоты и ширины от основных характеристик дислокационной структуры.

При воздействии на материал лазерного излучения или потока частиц (например, при ионной имплантации) в нем создаются точечные дефекты (вакансии, межузлия). Интенсивная продольная акустическая волна способствует изменению в областях растяжения и сжатия энергии активации образования точечных дефектов. Дефекты, мигрирующие по материалу, рекомбинируют на различных центрах, роль которых могут играть дислокации, примеси, внедрения.

Изучается распространение продольных волн в среде с точечными дефектами, находящейся в нестационарном неоднородном температурном поле. Рассматриваемая система уравнений сводится к нелинейному эволюционному уравнению, являющемуся обобщением уравнения Кортевега – де Вриза – Бюргерса. Его точное решение представляет собой стационарную ударную волну с монотонным убыванием. Оценено влияние начальной температуры и типа дефектов на основные параметры стационарной волны: скорость, амплитуду и ширину фронта.

## **ВОЗБУЖДЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ЖИДКОСТИ – НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ И КВАНТОВЫЕ ВИХРИ**

*В. Б. Ефимов*

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

Сверхтекучий гелий обладает уникальными свойствами. В частности, это единственное вещество, остающееся в жидком состоянии при температурах вплоть до абсолютного нуля (при давлениях ниже 25 атм.), когда количество возбуждений в среде и концентрация нормальной компоненты становятся пренебрежимо малыми. Описание и моделирование поведения вихрей в сверхтекучем гелии при температурах ниже 0,1 К существенно упрощаются из-за квантования течения сверхтекучей компоненты и отсутствия нормальной компоненты, и все гидродинамические свойства гелия, связанные с его вращательным движением, определяются квантовыми вихрями. Это позволяет использовать сверхтекучий гелий при сверхнизких температурах как модельную среду для изучения формирования и распада турбулентной системы квантовых вихрей.

Переход гелия в сверхтекучее состояние из нормального сопровождается нарушением симметрии из изотропного к состоянию со случайными фазами волновой функции в разных областях физического пространства, что позволяет моделировать процессы формирования Вселенной после Большого взрыва, сопровождающиеся также нарушением симметрии пространства и формированием, как предполагается, квантовых струн.

Еще одно уникальное свойство проявления квантовых свойств гелия, а именно – одновременное существование нормальной и сверхтекучей компонент, определяет возможность генерации звуков с разной физической природой. Так, для сверхтекучего гелия наряду с первым звуком – волной плотности – существует второй звук – волна температуры. Аномально сильная зависимость скорости волн второго звука в сверхтекучем гелии от амплитуды волны позволяет экспериментально изучать поведение нелинейных волн в среде с линейным законом дисперсии, процессы перекачки энергии из области гармонической накачки в область ее диссипации, динамику формирования прямых и обратных энергетических каскадов и их распада.

## **ВЫТЯГИВАНИЕ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ ОКЕАНА В СУБМЕЗОМАСШТАБНЫЕ ВИХРЕВЫЕ НИТИ КАК СПОСОБ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ПО КАСКАДУ РАЗМЕРОВ. ПРОЯВЛЕНИЕ СВОЙСТВ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ВЯЗКОСТИ ПРИ ВЫТЯГИВАНИИ ВИХРЕЙ**

*В. В. Жмур<sup>1</sup>, Т. В. Белоненко<sup>2</sup>, Н. В. Новоселова<sup>2</sup>, Б. С. Суетин<sup>3</sup>, Д. А. Арутюнян<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН; Московский физико-технический институт, Москва

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт

Один из вариантов «перекачки» энергии от мезомасштабных на субмезомасштабные процессы связан с удлинением вихрей при воздействии растягивающих неоднородных горизонтальных течений на эти вихри. При этом в некотором горизонтальном направлении вихрь сильно вытягивается, а в поперечном направлении значительно уменьшается. В плане такой вихрь становится похожим на вихревую нить. Иногда такое образование называют филаментом. При значительном удлинении вихря его энергия перераспределяется от исходного горизонтального размера вихря (мезомасштаба) на поперечный размер вихревой нити (субмезомасштаб).

Цель данной работы на основе теории поведения эллипсоидальных вихрей в неоднородных горизонтальных течениях определить физические условия неограниченного вытягивания вихрей, оценить выполнимость физических условий растяжения вихрей в течениях для реальных регионов Мирового океана, выяснить энергетические последствия и реакцию основных физических характеристик вихря на такое вытягивание. В частности, обсудить возможность проявления отрицательной вязкости в системе «ансамбль мезомасштабных вихрей на фоне деформирующего фонового течения».

## **КВАНТОВЫЙ ХАОС: НЕЛИНЕЙНАЯ ЛИНЕЙНОСТЬ**

*М. В. Иванченко*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Нерегулярная, хаотическая динамика нелинейных систем – явление глубоко изученное, хорошо понятое. Динамический хаос возникает и в детерминистических уравнениях для квантовых систем, в классическом приближении. В то же время квантовые системы могут либо находиться в существенно неклассическом режиме, либо вовсе не допускать классического описания. Здесь лежит *terra incognita* современной физики сложных систем: могут ли линейные (по определению) математические модели диссипативных квантовых систем проявлять свойства нелинейных хаотических систем (вероятно да – как подсказывает боровский принцип соответствия)? Каковы «отпечатки» классического детерминированного хаоса в этих системах? Как «увидеть» квантовые бифуркации и измерить диссипативный квантовый хаос? Ответы на эти вопросы имеют не только фундаментальный интерес, но и крайне важны в области квантовых вычислений для решения задачи устойчивой обработки квантовой информации на длительных временных масштабах.

## **НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ НЕЙТРИНО**

*А. В. Иванчик*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Являясь одной из самых загадочных частиц Стандартной Модели физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий, нейтрино открыло и новые возможности в астрофизических исследованиях. Новый взгляд на Вселенную, благодаря высокой проникающей способности нейтри-

но, позволяет увидеть недра звезд, исследовать механизмы возникновения космических лучей сверхвысоких энергий в активных ядрах галактик, при взрыве звезды нейтринная вспышка сообщает нам об этом событии на несколько часов раньше электромагнитного излучения. Одну из ключевых ролей нейтрино играет и в космологии, являясь второй по распространенности из известных частиц во Вселенной. Нейтрино на радиационно-доминированной стадии вместе с фотонами определяет динамику расширения Вселенной. Позднее став нерелятивистским, увеличивает вклад нерелятивистской материи  $\Omega_m$ , который до этого состоял из вкладов холодной темной материи и барионной материи. То, что нейтрино оказывает влияние на ход эволюции Вселенной, приводит к необходимости учитывать этот факт при определении космологических параметров из анализа анизотропии реликтового излучения. В настоящее время осталось мало сомнений в существовании космологических нейтрино, но, к сожалению, из-за малости их энергий зарегистрировать их напрямую до сих пор не удавалось. Однако существуют проекты подобных экспериментов, и если удастся в будущем зарегистрировать космологические нейтрино, то напрямую увидим первые минуты и часы эволюции Вселенной после ее рождения.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 18-12-00301.

## **ТЕМНАЯ ВСЕЛЕННАЯ. СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ПРОБЛЕМЫ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ**

*А. В. Иванчик*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Развитие наблюдательной и теоретической космологии привело к построению современной модели устройства Вселенной, параметры которой определены с беспрецедентной точностью для этого направления науки, что позволяет говорить об эре «прецизионной космологии». Сегодня мы способны восстановить картину эволюции Вселенной практически с первых секунд ее рождения до настоящего момента, т. е. на протяжении 13.8 млрд. лет. Однако, несмотря на грандиозные успехи космологии, в ней остаются все еще нерешенные, а также появляются и новые, интересные проблемы. К одной из таких относится проблема темной материи. Термин «темная материя», возникший в 1933 г. с подачи Фрица Цвикки, сегодня подразумевает под собой множество феноменологических, астрофизических явлений, проявляющихся лишь гравитационным образом, фундаментальная природа которых до сих пор остается не понятой. В представленном докладе обсуждается современный статус этой проблемы и возможные пути ее решения.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 18-12-00301.

## **ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В РЕЗОНАНСНОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЕ**

*Е. Л. Ивченко*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Тема лекции – электромагнитные волны, распространяющиеся в периодической конденсированной среде, в которой выполняется условие Брэгга на частоте резонанса, возбуждаемого в этой среде. Проводится общее рассмотрение таких систем, получивших название резонансных брэгговских систем, или резонансных фотонных кристаллов, и с единых позиций описывается распространение, отражение, пропускание и дифракция электромагнитного излучения в различных объектах: 1) периодических структурах с квантовыми ямами вблизи экситонного резонанса [1], 2) оптических решетках из атомов, охлажденных в лазерном поле, и 3) объемных кристаллах и мультислоях с резонансными внутриядерными переходами для гамма-лучей, см. обзор [2].

Работы по резонансным брэгговским структурам с квантовыми ямами стимулировали поиск и создание их аналога в плазменных периодических структурах; предложены периодические цепочки резонансных полостей или кольцевых оптических резонаторов, связанных между собой волноводной модой.

Экспериментально резонансные брэгговские структуры с квантовыми ямами изучены для гетеропар CdTe/CdMgTe, CdTe/CdZnTe, GaAs/InGaAs, GaAs/AlGaAs и InGaN/GaN [3]. Исследовано влияние постоянного электрического поля на их оптические свойства с целью создания эффективных электрооптических модуляторов.

Изучены нелинейные свойства резонансных брэгговских систем, в частности, а) временная кинетика четырехволнового смешивания и б) формирование солитонов с ростом интенсивности излучения [4]. Проанализировано распространение солитонных импульсов в резонансной брэгговской структуре с квантовыми ямами, период которой близок к половине длины волны света на частоте экситонного резонанса. Учтены различные виды экситонной нелинейности, характерные для квантовой ямы: нелинейности типа  $P^3$  и  $EP^2$ , а также биекситонная нелинейность. Изучены характерные особенности солитона в каждом из указанных случаев.

1. Е.Л. Ивченко, С. Йорда, А.И. Несвижский // ФТТ. 1994. Т. 36. С. 2118–2129.
2. Е.Л. Ивченко, А.И. Поддубный // ФТТ. 2013. Т. 55. С. 833–849.
3. А.А. Иванов, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин и др. // ФТП. 2021. Т. 55. С. 733–737.
4. М.М. Воронов, Е.Л. Ивченко // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 1327–1332.

## **ПРОСТАЯ ФИЗИКА МАГНИТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ: УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ, ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ**

*Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>, М. А. Гарасев<sup>1</sup>, Н. А. Емельянов<sup>1</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1</sup>,  
А. А. Нечаев<sup>1</sup>, В. В. Кочаровский<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

<sup>2</sup>Texas A&M University, США

Во многих ситуациях в неравновесной разреженной плазме – космической, магнитосферной, лабораторной, где несущественны межчастичные кулоновские столкновения, кинетика частиц и динамика их токов определяются самосогласованными электромагнитными полями, включая квазистатистические, но зачастую имеющие турбулентный характер. Примерами служат различного типа ударные волны в астрофизической плазме, корональные вспышечные процессы на звездах, деформирующиеся токовые структуры и плазменные потоки в магнитосферных и лабораторных условиях. В частности, подобные переходные явления, связанные с согласованной эволюцией крупномасштабных регулярных и мелкомасштабных турбулентных магнитных полей, широко исследуются в лазерной плазме.

Важную роль в происходящих здесь процессах играет анизотропия распределения частиц по скоростям, обуславливающая развитие так называемой неустойчивости вейбелевского типа и стратификацию токов неравновесных электронов и ионов. Возникающие нелинейные турбулентные структуры, в том числе токовые слои и филаменты разного масштаба, являются нестационарными и неоднородными в пространстве. Закономерности их поведения, включая эволюцию пространственных спектров токов и магнитных полей, до сих пор остаются интригующими и мало изученными.

Лекция посвящена анализу физики указанных явлений и их общих свойств, недавно установленных с использованием приближенных аналитических подходов и на основе компьютерного моделирования типичных процессов в анизотропной бесстолкновительной плазме, включая процессы распада разрывов и инжекции высокоэнергичных частиц при наличии неоднородной фоновой плазмы и внешнего магнитного поля. Будут рассмотрены как производящие модельные задачи, так и характерные примеры астрофизических ударных волн, солнечных вспышек и разлета лазерной плазмы. При этом внимание будет уделено не только уже понятым, но и ещё не объясненным явлениям, которые наблюдаются экспериментально и/или ожидаются теоретически в тех или иных реальных ситуациях.

## СКОЛЬЗЯЩИЕ ТЕЧЕНИЯ И ИХ ОПРОКИДЫВАНИЕ

*Е. А. Кузнецов*

Сколковский институт науки и технологий, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Исследуется процесс опрокидывания невязких несжимаемых течений вдоль твердого тела со скользящими граничными условиями. Такие скользящие течения являются сжимаемыми, что является основной причиной формирования особенности на жесткой границе для градиента параллельной компоненты скорости. Проанализированы аналитически проскальзывающие течения в рамках двух- и трехмерных невязких уравнений Прандтля. Найдены критерии градиентной катастрофы в обоих случаях. Для 2D-уравнений Прандтля опрокидывание имеет место как для параллельной скорости вдоль границы, так и для градиента завихренности. Для трехмерных течений Прандтля опрокидывание (формирование складки за конечное время) возникает для симметричной части тензора градиента скорости, а также для антисимметричной части – завихренности. Численно исследована задача о формировании градиентов скорости для течений между двумя параллельными пластинами в рамках двумерных уравнений Эйлера. Показано, что максимальный градиент скорости экспоненциально растет во времени на жесткой границе при одновременном росте градиента завихренности по дважды экспоненциальному закону. Тщательный анализ показал, что этот процесс есть не что иное, как формирование складки со степенной зависимостью между максимальными градиентом скорости и его шириной:  $\max |u_x| \propto \ell^{-2/3}$ .

## КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ: ЧТО ПРОИСХОДИТ В РОССИИ И В МИРЕ

*С. П. Кулик*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

В докладе обсуждаются проблемы сквозной технологии «Квантовые технологии». Будут рассмотрены три основные субтехнологии:

1. *Квантовые вычисления* – создание вычислительных устройств, в основе работы которых лежат свойства квантовых систем, такие как суперпозиция, квантовая интерференция и перепутывание. Сегодня в мире в основном развиваются четыре направления по разработке физических систем для реализации алгоритмов квантовых вычислений: 1) нейтральные атомы в микродипольных ловушках, 2) фотоны в линейно-оптических системах, 3) сверхпроводниковые системы и 4) ионы в линейных ловушках. Степень развитости этих разработок в России различается. В целом отечественный уровень разработок на сегодняшний день уступает общемировому. Перспективной стратегией представляется разработка квантовых вычислительных устройств среднего масштаба (до 100 кубитов) на всех четырех платформах. На этих устройствах может быть отработано системное ПО и определены перспективные прикладные алгоритмы. Одновременно с этим следует развивать интегрально-оптические технологии, с особым вниманием к интеграции источников одиночных фотонов и многофотонных состояний на оптические чипы.

2. *Квантовые коммуникации* – это область знаний и техники, в которой для передачи информации используются неклассические (квантовые) состояния. На сегодняшний день основные разработки сосредоточены в области создания шифраппаратуры на основе квантового распределения ключей типа «точка-точка», а также сетевых топологий – как при использовании оптоволоконных, так и атмосферных каналов связи (между стационарными и мобильными объектами). Одним из направлений квантовых коммуникаций является создание устройств квантовой памяти и квантовых интерфейсов.

3. Под *квантовой сенсорикой* понимается создание измерительных приборов, основанных на квантовых эффектах. Ожидается, что квантовые сенсоры будут иметь высокое пространственное и временное разрешение, что позволит повысить точность измерений в сравнении с существующими классическими сенсорами, а использование свойств суперпозиции, запутанности, сжатия квантовых состояний, в свою очередь, обеспечит в перспективе максимально возможную чувствительность измерения. Развитие рынка квантовых сенсоров предполагает создание основного количества иннова-

ционных продуктов, технологий и отдельных отраслевых решений в рамках трёх основных видов: 1) часы, гравиметры, гироскопы; 2) сенсоры электрического и магнитного поля; 3) квантовая метрология.

## **ПОИСК ВОДЫ НА ЛУНЕ И МАРСЕ. ОСВОЕНИЕ ЛУННЫХ РЕСУРСОВ**

*М. Л. Литвак*

Институт космических исследований РАН, Москва

Луна и Марс являются наиболее изученными объектами Солнечной системы. К ним были отправлены многочисленные научные миссии, и почти все они занимались поиском воды/водяного льда. Считается, что, «следуя за водой», можно найти следы внеземной жизни, понять, как зародилась жизнь на Земле, использовать обнаруженную воду как ресурс для пилотируемых миссий.

Марс на ранней стадии своей эволюции был теплым и влажным, а на его поверхности, возможно, существовали океаны. Современный Марс холодный и сухой, но на его высоких широтах и в некоторых экваториальных районах обнаружены большие залежи подповерхностного водяного льда и связанной воды. Существенный вклад в эти исследования внесла российская наука: с орбиты было проведено картографирование распределения воды/водяного льда (приборы «ХЕНД» и «ФРЕНД»), а на борту марсохода НАСА «Curiosity» работает первый в мире активный нейтронный детектор «ДАН» для поиска подповерхностной воды вдоль трассы движения марсохода.

Луна долгое время считалась «сухим» небесным телом. В середине и конце 1990-х годов лунными миссиями НАСА были получены данные, указывающие на то, что в лунных полярных областях может находиться водяной лед. Это не только дало огромный толчок дальнейшим научным изысканиям (откуда этот лед мог возникнуть, и как он распределен по поверхности Луны), но и запустило новую лунную гонку, теперь уже со многими странами-участниками, по освоению Луны, лунных ресурсов и строительству постоянных лунных баз. Россия принимает активное участие и в лунных исследованиях, и в разработке своей собственной лунной программы.

## **ЭМПИРИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОГНОЗ ДИНАМИКИ СОЦИАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В УСЛОВИЯХ ПАНДЕМИИ**

*Е. М. Лоскутов*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

Вспыхнувшая в ноябре 2019 года эпидемия заболевания COVID-19 поставила серьезную задачу: прогноз эпидемической ситуации в целях составления плана превентивных мероприятий, препятствующих реализации наиболее неблагоприятных сценариев. Прогностическое моделирование динамики социальной активности в условиях меняющегося внешнего фона (вводимых властями ограничений и изменения эпидемической ситуации) является важным элементом при прогнозировании течения эпидемии: именно социальная активность определяет интенсивность передачи инфекции между людьми в местах их взаимодействия. Обширная информация о социальной активности содержится, в частности, во временных рядах индексов потребительской активности в ее различных категориях.

В лекции представлена оригинальная методология построения статистически оптимальных моделей потребительской активности общества в период с 1 января 2019 года на основе данных для различных городов и регионов России. Метод сочетает в себе анализ главных компонент, позволяющий выделять из многомерных временных рядов данных наборы динамических переменных и форсингов (переменных, описывающих внешние воздействия, потенциально значимые для моделируемой системы), и вероятностный (байесов) подход к построению оптимальных эмпирических моделей оператора эволюции.



## **НЕЛИНЕЙНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ AWAKE В ЦЕРНЕ**

*К. В. Лотов*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск

Плазменное кильватерное ускорение, в принципе, позволяет поднять энергию электронных и позитронных пучков на два порядка по сравнению с современным рекордом, если для раскачки плазменной волны использовать протонные пучки из синхротронов. Но, чтобы протонный пучок смог возбудить кильватерную волну, его нужно превратить в последовательность коротких микросгустков. Это возможно сделать при помощи поперечной двухпотоковой неустойчивости, нелинейная стадия которой как раз и приводит к образованию микросгустков. При этом плазма работает как усилитель сигнала: малое возмущение на линейной стадии нетривиальным образом отражается на итоговой форме пучка. Методика контролируемой самомодуляции была продемонстрирована в эксперименте AWAKE в ЦЕРНе, подтвердив правильность теоретических предсказаний.

## **ЭКСТРЕМАЛЬНАЯ ВСЕЛЕННАЯ С ОБСЕРВАТОРИЕЙ СПЕКТР-РГ**

*А. А. Лутовинов*

Институт космических исследований РАН, Москва

Обсерватория Спектр-РГ, в состав которой входит первый российский зеркальный рентгеновский телескоп ART-XC им. М. Н. Павлинского, успешно работает на орбите с июля 2019 года. За это время она провела несколько полных обзоров всего неба, а также значительное количество наблюдений наиболее интересных областей и объектов Вселенной. В лекции будет представлен обзор полученных обсерваторией результатов. Особое внимание будет уделено проводимому в настоящее время телескопом ART-XC глубокому обзору нашей Галактики, открытию и исследованию природы новых объектов, определению физических параметров вещества, находящегося в экстремальных условиях, по результатам многоволновых наблюдений совместно с другими наземными и космическими инструментами.

## **МОРСКИЕ ВОЛНЫ, СОЗДАВАЕМЫЕ БЕГУЩИМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ В АТМОСФЕРЕ И ЛИТОСФЕРЕ**

*М. А. Носов*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Под бегущими возмущениями в атмосфере мы будем понимать вариации атмосферного давления, распространяющиеся с определенной скоростью вдоль поверхности раздела «вода-воздух», а в литосфере – поверхностные сейсмические волны, распространяющиеся вдоль поверхности дна. Задача о возбуждении морских гравитационных поверхностных волн бегущими возмущениями будет рассмотрена в рамках теории мелкой воды. Будут описаны особенности процесса генерации волн, следующие из существующих аналитических решений, обсуждена роль резонанса Праудмена и неоднородностей рельефа дна в формировании гравитационных волн. В качестве первого конкретного геофизического примера в лекции предполагается рассмотреть вулканогенное цунами 15 января 2022 г., которое в значительной степени было сформировано волной Лэмба, возникшей в атмосфере

в результате взрывного извержения вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай. В качестве второго примера – формирование «предвестников цунами» поверхностными сейсмическими волнами, порожденными катастрофическим землетрясением Тохоку у побережья Японии 11 марта 2011 г.

## **МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОЦЕССАХ ФОТОСИНТЕЗА**

*Г. Ю. Ризниченко*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Рассматриваются модели переноса электронов на основе аппарата дифференциальных уравнений, методы фитирования экспериментальных кривых флуоресценции хлорофилла. Прямые многочастичные модели описывают движение и взаимодействие индивидуальных белков-переносчиков и роль электростатических взаимодействий в реакционных комплексах.

## **ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СОЛИТОНЫ**

*Н. Н. Розанов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Диссипативные солитоны, первая публикация о которых появилась, по-видимому, в 1831 г. [1], представляют собой локализованные структуры, формирующиеся в нелинейных системах в условиях динамического баланса притока и оттока энергии (и/или материи). В отличие от консервативных солитонов в нелинейных средах без диссипации, такие солитоны являются аттракторами, они калиброваны и характеризуются жестким характером возбуждения и повышенной устойчивостью. В последнее время диссипативные солитоны наиболее интенсивно исследуются в нелинейнооптических и лазерных системах, что вызвано доступностью и удобством таких систем, их сравнительной простотой и потенциалом для информационных и иных приложений [2].

Новый и важный аспект приобретают диссипативные оптические солитоны с топологическими сингулярностями, сохраняющимися при плавных деформациях структуры поля и могущими служить для кодирования информации [3]. Для скалярных солитонов квазимонохроматического излучения с доминирующей единственной поляризационной составляющей поля изолированные сингулярности означают неопределенность фазы излучения, что имеет место при его нулевой интенсивности. В поперечном сечении системы это точки, характеризующиеся целым топологическим индексом (набег фазы при обходе сингулярности по замкнутому контуру, деленный на  $2\pi$ ); в объемной среде – вихревые линии с различной топологией. Для лазерных солитонов – солитонов в широкоапертурном лазере с насыщающимся поглощением – мы представляем обширный набор вариантов с замкнутыми и незамкнутыми, зацепленными и незацепленными, узловыми и безузловыми вихревыми линиями [2, 4].

Еще более разнообразна топология векторных диссипативных солитонов. Здесь в поперечном сечении системы к сингулярностям, отвечающим нулевой интенсивности излучения, добавляются С-точки с чисто круговой поляризацией (для них не определено направление главной оси эллипса поляризации) и L-линии с линейной поляризацией (не определено, право- или левосторонней является поляризация). При пересечении L-линии правосторонняя поляризация превращается в левостороннюю и наоборот. В объемной среде С-точки образуют линии, а L-линии – поверхности. Мы приводим примеры лазерных солитонов с различными типами поляризационных сингулярностей, характеризующихся полуцелыми или целыми индексами Пуанкаре – числом оборотов главной оси поляризационного эллипса при обходе точки сингулярности по замкнутому контуру в поперечном сечении

схемы. Заслуживает внимания повышенная устойчивость векторных солитонов по сравнению со скалярными: они сохраняются даже в условиях неустойчивости скалярных структур.

Интересна механика «твердотельных» солитонных структур, для которых форма распределений интенсивности и поперечного потока энергии (вектора Пойнтинга) при эволюции только сдвигается или поворачивается как целое. Характер движения определяется симметрией указанных распределений, и источником движения служит их асимметрия. Для эффективно двумерных скалярных солитонных структур имеется два элемента симметрии: отражение от оси симметрии и поворот на угол  $2\pi/N$  ( $N$  – целое число). В зависимости от наличия или отсутствия этих элементов «эйлерова механика» допускает 4 сценария движения: неподвижность, равномерное движение вдоль оси симметрии, вращение относительно неподвижного центра и «лунное движение» (энергетический центр движется по окружности, а сама структура разворачивается с тем же периодом); во всех случаях речь идет о поперечном движении. Для векторных (поляризационных) солитонных структур в изотропных средах возникает еще один элемент симметрии: перестановка поляризационных компонент между собой. Мы демонстрируем различные сценарии движения скалярных и векторных солитонных структур. В заключение обсуждается направление текущих и перспективных исследований лазерных солитонов.

Исследование векторных лазерных солитонов поддержано грантом РФФ 18-12-00075.

1. Faraday M. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces / M. Faraday // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1831. V. 121. P. 299–340.

2. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические и родственные солитоны / Н.Н. Розанов. М. : Физматгиз, 2021. 664 с.

3. Simon D.S. Topology in Optics: Tying Light in Knots / D.S. Simon. Bristol : IOP Publishing, 2021. 170 p.

4. Веретеннов Н.А. Лазерные солитоны: топологические и квантовые эффекты / Н.А. Веретеннов, Н.Н. Розанов, С.В. Федоров // УФН. 2022. Т. 192. С. 143–176.

## **ДОСТИЖЕНИЯ И НЕКОТОРЫЕ НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ БИОФИЗИКИ: КВАНТОВАЯ БИОЛОГИЯ, ПЕРВИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ ФОТОСИНТЕЗА**

*А. Б. Рубин*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Обсуждаются механизмы пико- и наносекундных реакций переноса электронов, их температурная зависимость, механизмы защитных реакций в условиях избыточного освещения, взаимодействие белков-переносчиков в гетерогенной внутриклеточной среде фотосинтезирующих организмов.

## **ВВЕДЕНИЕ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНУЮ ФИЗИКУ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ**

*С. Г. Рыкованов*

Сколковский институт науки и технологий, Москва

Изучение взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным излучением является одной из наиболее фундаментальных задач физики. Оказывается, что мы не до конца умеем описывать даже такой, казалось бы, элементарный процесс, как столкновение одного электрона с электромагнитной волной (фотонами). Большинство задач физики сверхсильных световых полей (пока) не поддается аналитическому решению, и повсеместно используется численное моделирование.

В этой лекции будет дано введение в вычислительную физику экстремальных световых полей. Будет рассмотрено моделирование классического релятивистского взаимодействия электрона со световой волной, а также расчет излучения движущегося электрона. Будет дан краткий обзор существующих методов и численных кодов, а также некоторые интересные применения в генерации рентгеновского и гамма-излучения.

В лекции будет использован язык Python (Jupyter notebook).

## ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ ДЛЯ ЗАДАЧ ЯДЕРНОЙ ФОТОНИКИ

*А. Б. Савельев-Трофимов*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Рассмотрены ключевые подходы к генерации лазерных оптических импульсов, обеспечивающих формирование электромагнитного поля с интенсивностью свыше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. С точки зрения задач ядерной фотоники обсуждаются механизмы ускорения электронов и ионов в лазерной плазме и характеристики источников корпускулярного и электромагнитного излучения для решения этих задач. Дан обзор современного развития ядерной фотоники – как новой области исследований на стыке физики ядра, физики плазмы, лазерной физики, квантовой электродинамики.

## ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В МАГНОННЫХ СТРУКТУРАХ И СЕТЯХ

*А. В. Садовников<sup>1</sup>, Е. Н. Бегинин<sup>1</sup>, С. А. Никитов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники, управляемых электрическим полем, лазерным излучением, локальным нагревом магнитной структуры и вариацией направления поля подмагничивания. Магнонные структуры при этом могут быть аналогом фотонных и плазмонных систем, дополнительно обеспечивая возможность перестройки длин волн и частот в широком диапазоне. Так, длины волн магнонов составляют величины от единиц нанометров до единиц миллиметров, а их характерные частоты зависят от величины внешних магнитных полей и могут находиться в диапазоне вплоть до терагерцевого (в случае использования антиферромагнитных (АФМ) материалов).

Объединяя магнонные структуры для расширения функциональности в задачах обработки сигналов, мы приходим к рассмотрению магнонных сетей, являющихся не просто блоками, соединенными последовательно или параллельно, а демонстрирующими коллективную динамику спиновых волн, основанную на методах и подходах нелинейной физики волновых явлений в гиротропных средах. При этом в магнонике проявляются такие интересные эффекты из физики мира нелинейных явлений, как, например, формирование темных и светлых дискретных солитонов, нелинейный резонанс Фано. Важно отметить, что в последнее время была разработана технология наблюдения или фотографии спин-волновых возбуждений в микронном и субмикронном масштабах, основанная на мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС) света. Основным феноменом данного метода заключается в явлении неупругого рассеяния фотона магноном, квантом спиновой волны. При этом метод позволяет

исследовать СВ с частотами от 100 МГц до 1500 ГГц, что и явилось значительным преимуществом при использовании данного метода для визуализации динамики СВ в магнонных сетях. В докладе будут рассмотрены методы исследования СВ и показано, как МБС применяется для исследования линейных и нелинейных режимов распространения СВ в магнонных структурах. На основе экспериментальных исследований эффектов дискретной дифракции СВ в решетке спиновых волноводов будут показаны возможные модели для описания нелинейной спин-волновой динамики на основе уравнений связанных волн и численных расчетов уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта совместно с системой уравнений Максвелла.

Во второй части лекции будут рассмотрены процессы распространения СВ в многомерных топологиях магнонной сети. При этом переход от двухмерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники. Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнонных структур меандрового типа. При этом волна, распространяясь по такой структуре, может менять пространственные профили распределения амплитуд СВ с поверхностного на объемное и наоборот. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демultipлексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов. В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магноника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу СВ, что не сопровождается нагревом. Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала. При этом свойства распространяющихся СВ определяются как дипольным, так и обменным взаимодействием, что позволяет разделить область управления свойствами СВ как электрическим, так и магнитным полем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№20-79-10191).

## **МИЛЛИМЕТРОВЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ**

*О. А. Сапожников*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Мягкие биологические ткани человека и животных являются средой, благоприятной для распространения акустических волн с длинами волн от долей миллиметра и более. Типичное расстояние, на которое распространяются такие волны, составляет около ста длин волн. Благодаря такой акустической прозрачности человеческого тела упругие волны миллиметрового диапазона нашли широкое применение в медицинской диагностике и терапии. Соответствующий частотный диапазон работы практических приборов является ультразвуковым и лежит в диапазоне от долей до десятков мегагерц. В последние годы активно разрабатываются методы, связанные с использованием волн высокой интенсивности, особенно фокусированных, для которых сильно выражены нелинейные эффекты – генерация гармоник, искажение профиля и образование ударных профилей, повышенное тепловыделение, кавитация, фрагментация конкрементов и другие.

Лекция посвящена обзору соответствующих нелинейных акустических явлений – как уже используемых в медицинской практике, так и находящихся в стадии активных исследований.

## **МОРСКИЕ ВОЛНЫ-УБИЙЦЫ: НАБЛЮДЕНИЯ, ФИЗИКА И МАТЕМАТИКА**

*А. В. Слюняев*

Институт прикладной физики РАН; НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород;  
Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Волны-убийцы – неожиданно возникающие аномально высокие волны на морской поверхности – привлекли внимание исследователей от океанографов до математиков на рубеже XX–XXI вв. В настоящем обзоре обсуждаются результаты исследования этого явления: физические механизмы возникновения аномально высоких волн и соответствующие математические модели, имеющиеся натурные данные, результаты прямого численного моделирования и лабораторных экспериментов, новые подходы к моделированию и прогнозу экстремальных морских волн.

Лекция подготовлена на основе обзора, принятого к публикации в журнале «Успехи физических наук» (<https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039038>). Обзор проблемы в более популярном изложении можно найти в журнале «Природа» (№ 10 за 2021 г., <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=47144166>).

Исследования поддержаны проектом Российского научного фонда № 22-17-00153.

## **ЭМПИРИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОГНОЗ ЭВОЛЮЦИИ ОТКРЫТЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ: ОБЩИЙ ПОДХОД И ПРИМЕРЫ ИЗ КЛИМАТА**

*А. М. Фейгин*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

В лекции излагается новый подход к моделированию и прогнозу процессов, протекающих в сложных (нелинейных, высокоразмерных, мультимасштабных, пространственно распределенных) динамических системах, и его обобщению на случай открытых (подверженных внешним воздействиям различного типа) систем. К этому классу относятся многие природные (климатические, экологические, живые) системы. Созданные к настоящему времени на основе первых принципов математические модели, описывающие эволюцию некоторых из них (например, климатических), являются одними из самых сложных среди используемых сегодня в научных исследованиях. Сложность данных моделей позволяет, казалось бы, рассчитывать на адекватное описание с их помощью взаимосвязанных процессов, характеризующихся существенно различными временными масштабами, в том числе – их отклика на внешние воздействия. Тем не менее, адекватное воспроизведение одной и той же (без перенастройки параметров) моделью разномасштабных климатических процессов, чья взаимосвязь и взаимное влияние не вызывает сомнений, до сих пор остается нерешенной проблемой.

Подход основан на реконструкции оператора эволюции исследуемой системы путем прямого анализа имеющихся данных измерений, отражающих ее пространственно-временную изменчивость. Он включает в себя, во-первых, метод построения редуцированных моделей в форме случайных неавтономных динамических систем, обладающих известной информацией о физически допустимых внешних воздействиях на изучаемую систему. Во-вторых, используется вероятностный (основанный на теоремах Байеса) метод оптимизации как структуры, так и параметров модели, что позволяет реконструировать статистически обоснованные законы, лежащие в основе наблюдаемой динамики.

В лекции приводятся результаты применения подхода к моделированию трех климатических систем, эволюционирующих на различных временных масштабах: климат плейстоцена, характеризующийся ледниковыми циклами с масштабами в десятки и сотни тысяч лет, климат тропической части Тихого океана на столетних масштабах и Эль-Ниньо – Южное колебание в современном климате – явление с масштабом в несколько лет. Представленные результаты дают основание заключить, что описываемый подход к построению оптимальных моделей сложных открытых динамических систем является полезным инструментом для верификации механизмов, лежащих в основе их наблюдаемой изменчивости, включая анализ отклика системы на внешние воздействия.

## **АКТИВНОСТЬ МОЗГА ПРИ СОВЕРШЕНИИ ДВИЖЕНИЙ ЧЕЛОВЕКОМ: ВЗГЛЯД С ПОЗИЦИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ**

*А. Е. Храмов*

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград

Одна из основных функций центральной нервной системы – это управление и координация тела для совершения движений. В детстве мы учимся управлять своим телом, в молодости находимся на пике физической формы, а в пожилом возрасте эффективность нашей моторной функции снижается. Поэтому изучение различных аспектов функционирования моторной системы человека, в том числе и в контексте старения, привлекает большое внимание исследователей. Эти вопросы имеют не только фундаментальный интерес. Нарушения функционирования моторной системы человека, затрагивающие помимо опорно-двигательного аппарата также кровеносную, центральную и периферийную нервную системы, могут выполнять роль биомаркеров прогрессирующих нарушений, вызванных старением, например, нейродегенеративных заболеваний. Травмы мозга, например, в результате инсульта, часто сопровождаются частичной или даже полной утратой моторных функций, что требует разработки эффективных стратегий их восстановления. Такие исследования, как, в общем-то, и любые изыскания в нейронауке, обычно переходят в междисциплинарную область с активным использованием разнообразных концепций и методов нелинейной динамики, теории сложных сетей, биофизики и биомеханики.

В данной лекции планируется рассмотреть результаты междисциплинарных исследований в области изучения активности мозга при выполнении и воображении выполнения движений. Мы остановимся на том, как методы нелинейной динамики, в первую очередь методы оценки сложности сигналов, а также методы машинного обучения позволяют создать более полную и систематизированную картину активности человеческого мозга во время совершения различных типов движений. Рассмотрим, как подходы, основанные на восстановлении функциональных сетей мозга по данным нейровизуализации и дальнейшего их анализа методами теории сетей, позволяют исследовать возрастные изменения стратегий планирования и выполнения движений.

Наконец, остановимся на вопросе: можно ли повлиять на моторную функцию человека, непосредственно воздействуя на мозг? Для этого рассмотрим эксперименты по использованию транскраниальной магнитной стимуляции мозга для активации тех или иных функциональных сетей мозга в целях управления воображением движений.

## **НА ПУТИ К ОСВОЕНИЮ ЭНЕРГИИ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В СИСТЕМАХ С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ: НОВЫЕ ПРОЕКТЫ И ИДЕИ**

*А. Г. Шалашов*

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

В настоящее время наблюдается стремительный рост интереса и инвестиций, в том числе со стороны крупных негосударственных компаний, к проектам, ориентированным на создание энергетического термоядерного реактора, использующего магнитное удержание высокотемпературной плазмы. Наиболее проработанной является концепция токамака, работающего в режиме с улучшенным удержанием плазмы, в котором турбулентность плазмы используется для оптимизации профиля и дополнительной изоляции плазменного столба от стенок реактора. Итогом развития этой линии является проект международного экспериментального токамака-реактора ITER: установка начала строиться в 2013 году, ожидаемая дата завершения 2025 год.

Следующим шагом должна стать установка DEMO – прототипа коммерческого реактора для выработки электроэнергии. Для поддержки этого направления проводится большинство исследований по физике плазмы на современных действующих токамаках. Тем не менее в технологически развитых странах был запущен ряд крупных альтернативных проектов, направленных на создание прототипа термоядерного реактора в ближне- или среднесрочной перспективе (до 2050 года), существенно выходящих за рамки линии ITER-DEMO.

В докладе дан обзор наиболее важных, с точки зрения автора, современных термоядерных проектов; обсуждаются заложенные в них новые и старые физические идеи и принципы.



# **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

# СТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА С НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ЭНЕРГОВКЛАДА

*И. С. Абрамов, Е. Д. Господчиков, А. Г. Шалашов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Разряд в потоке газа, поддерживаемый мощным электромагнитным излучением, используется в широком спектре приложений: от оптических плазмотронов и плазмохимических реакторов на их основе [1, 2], до источников экстремального ультрафиолетового излучения многозарядных ионов высокой кратности, получаемых в разряде, поддерживаемом субтерагерцевым излучением [3, 4]. Как в случае оптических, так и в случае субтерагерцевых разрядов речь идет об их поддержании длительным импульсом излучения вплоть до стационарной генерации, что в первом случае обеспечивается использованием непрерывных лазеров, а во втором – современных гиротронов. Все это позволяет рассчитывать на реализацию стационарных разрядов и, соответственно, разработку стационарных источников частиц и излучения. Таким образом, важной задачей теоретического описания разряда, поддерживаемого электромагнитным излучением в потоке газа, является установление возможности реализации стационарного течения плазмы в зависимости от внешних управляющих параметров.

Вариант решения данной задачи предлагает теория непрерывного оптического разряда в газовом потоке, развитая Ю. П. Райзером и С. Т. Суржиковым в 1980-х гг. [5, 6]. Теория опирается на уравнения одножидкостной гидродинамики плазмы и хотя разработана для описания структуры течения частично ионизированной плазмы в лазерном плазмотроне, в целом допускает обобщение на случай поддержания плазмы излучением субтерагерцевого диапазона частот. Для этого необходимо ввести в рассмотрение адекватное ситуации уравнение состояния среды, например учитывающее последовательную многократную ионизацию электронным ударом, и описание используемого при поддержании плазмы механизма поглощения субтерагерцевого излучения. Однако даже в простейшей одномерной постановке теория предполагает решение нелинейной задачи о стационарном течении плазмы методом установления. Когда интерес представляют параметры установившегося течения и условия необходимые для его реализации, такое описание представляется избыточным.

В настоящей работе рассмотрено одномерное течение, обладающее свойствами, характерными для течения плазмы, поддерживаемого электромагнитным излучением на частотах близких либо превышающих 1 ТГц:

1. характерные размеры области энерговклада малы по сравнению с масштабами разряда в целом, что в реальных разрядах обеспечивается фокусировкой пучка поддерживающего излучения и/или наличием различного рода резонансов;

2. существенную роль в балансе энергии играют потери из-за неупругих соударений, в частности потери на излучение атомов и ионов;

3. среда достаточно плотная и допускает гидродинамическое описание, что в реальных разрядах обеспечивается возможностью поддержания плазмы высокой плотности электромагнитным излучением субтерагерцевого и более высокочастотных диапазонов;

4. теплопроводность среды нелинейна, что в реальных разрядах обеспечивается в случае частично ионизированной плазмы теплопроводностью газа, нагретого до высоких температур, либо теплопроводностью Спитцера – Брагинского для полностью ионизированной плазмы.

Предложен подход, позволяющий описать стационарное течение и найти необходимые для его реализации значения внешних параметров на основе анализа стационарных уравнений гидродинамики.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема № 0030-2021-0002).

1. Герасименко М. В. Лазерный плазмотрон / М. В. Герасименко [и др.] // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 709–717.
2. Большаков А. В. Лазерный плазмотрон для бескамерного осаждения алмазных пленок / А. В. Большаков [и др.] // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 385–389.
3. Glyavin M. Yu. A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band / M. Yu. Glyavin [et al.] // APL. 2014. V. 105. P. 174101.
4. Shalashov A. G. Observation of extreme ultraviolet light emission from an expanding plasma jet with multiply charged argon or xenon ions / Shalashov A. G. [et al.] // APL. 2018. V. 113. P. 153502.
5. Райзер Ю. П. Исследование процесса в оптическом плазмотроне на основе численных расчетов / Ю. П. Райзер, С. Т. Суржиков // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 2301–2310.
6. Райзер Ю. П. Численное исследование непрерывного оптического разряда в атмосферном воздухе в рамках одномерной модели / Ю. П. Райзер, С. Т. Суржиков // ТВТ. 1985. Т. 23. С. 29–35.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

*И. Е. Абрамовский<sup>1</sup>, В. С. Власов<sup>1</sup>, Л. Н. Котов<sup>1</sup>, Д. А. Плешев<sup>2</sup>, Ф. Ф. Асадулин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

<sup>2</sup>Сыктывкарский лесной институт

Моделирование нелинейной магнитной динамики в тонкоплёночных структурах, имеющих различные составы, привлекает внимание исследователей из-за возможности применения структур в области вычислительной техники. Сугубо электронные устройства уже давно отодвигаются на второй план, уступая место устройствам новых типов, таких как магнитно-резистивная память, спиновые процессоры, спиновые вентили и др. [1]. Основой работы данных устройств являются нелинейные магнитные эффекты, в которых устанавливается особая спиновая динамика магнитных структур. Часто работа таких устройств связана также со спин-ориентационными фазовыми переходами в планарных структурах [2, 3].

Двухслойная плёнка, рассмотренная в работе, может использоваться в качестве элементной базы для построения новых приборов для физических экспериментов, таких как:

- 1) датчики постоянных и переменных полей с высокой разрешающей способностью;
- 2) высокоточные устройства измерения постоянных и переменных магнитных полей;
- 3) точные приборы для стабилизации амплитуд полей [4].

Наша работа посвящена анализу нелинейной динамики в двухслойной структуре с обменным типом связи между слоями. Анализ проводится на основе численных методов с помощью математического вычислительного пакета Scilab. Нами было проведено моделирование различных режимов магнитной динамики в условиях ориентационного перехода в намагниченной по нормали структуре, с различными намагниченностями насыщения слоёв. Слои имеют монокристаллическую структуру и обладают кубической анизотропией. Данные режимы были описаны ранее в работах [5, 6] применительно к случаю одного ферритового слоя.

Для описания динамики векторов намагниченности использовалось решение векторного уравнения Ландау – Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта. Данное уравнение решалось в пакете Scilab численно. Были смоделированы нелинейные режимы динамики намагниченности слоёв структуры. Под действием переменного магнитного поля вектор намагниченности движется в потенциале, возникающем под действием внутренних и внешних магнитных полей, причём потенциал имеет неоднородный характер с максимумами, минимумами и образованием потенциальных барьеров. На прецессионном портрете взаимодействие намагниченности с потенциальными барьерами проявляется как возникновение сгущений-разряжений в определённых областях графика. Области разряжений линий проекций траекторий показывают, что вектор намагниченности скатывается в потенциальную яму. Область сгущения, напротив, демонстрирует преодоление намагниченностью потенциального барьера. Особый интерес данной работы заключается в том, что расположение потенциальных ям на прецессионном портрете может быть изменено с помощью действия внешних постоянных магнитных полей и поля обменного взаимодействия слоёв.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

1. *Claas A. Micromagnetics and spintronics: models and numerical methods / Claas A. // The European Physical Journal B. 2019. V. 92. Art. 120.*
2. *Власов В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе / Власов В. С., Шавров В. Г., Щеглов В. И. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 5. С. 482.*
3. *Власов В. С. Несимметричное возбуждение прецессии намагниченности второго порядка в условиях ориентационного перехода / Власов В. С., Котов Л. Н., Шавров В. Г. [и др.] // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57, № 5. С. 516.*
4. *Власов В. С. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. II. Кубическая анизотропия / Власов В. С., Кирушев М. С., Котов Л. Н. [и др.] // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 9. С. 857.*
5. *Besse V. Generation of exchange magnons in thin ferromagnetic films by ultrashort acoustic pulses / Besse V., Golov A. V., Vlasov V. S. [et al.] // JMMM. 2020. V. 502. Art. 166320.*
6. *Семенов Д. И. Высокоамплитудная прецессия и динамическая невосприимчивость магнитных моментов двухслойной плёнки / Семенов Д. И., Шутый А. М. // ФТТ. 2003. Т. 45, № 5. С. 877.*

# ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ НА КОНКУРЕНЦИЮ МОД В ДВУХ ГИРОТРОНАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В КАНАЛЕ СВЯЗИ

*А. Б. Адилова<sup>1,2</sup>, А. Г. Рожнев<sup>1,2</sup>, Н. М. Рыскин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Одной из основных тенденций развития современной сверхвысокочастотной электроники является получение сверхвысоких уровней мощности путем сложения сигналов нескольких мощных генераторов. В частности, в настоящее время одной из ключевых проблем СВЧ-электроники является создание комплексов из большого числа когерентно излучающих гиротронов для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза [1]. Для этих проектов предполагается использовать десятки гиротронов мегаваттного уровня мощности в короткой части миллиметрового диапазона, работающих в квазинепрерывном режиме. Обсуждаются и другие сферы применения подобных комплексов, например ускорительная техника, передача энергии к двигателям космических аппаратов с помощью пучков излучения диапазона миллиметровых волн [2]. Предлагаются различные способы решения этой проблемы, в том числе использование взаимной синхронизации генераторов, однако возникает ряд фундаментальных вопросов. Прежде всего, на сверхвысоких частотах необходимо учитывать запаздывание сигнала, распространяющегося между связанными генераторами. Картина синхронизации в системах с запаздыванием имеет ряд нетривиальных особенностей по сравнению с системами с малым числом степеней свободы.

Как правило, исследование процессов синхронизации гиротронов и других микроволновых генераторов проводят путем вычислительного эксперимента. Анализ проводится на основе тех или иных математических моделей, хорошо зарекомендовавших себя в микроволновой электронике. В основном используются модели нестационарной теории с фиксированной или нефиксированной структурой высокочастотного поля [3].

Исследование процессов синхронизации с помощью традиционных подходов СВЧ-электроники затруднительно, поскольку их использование требует значительного времени и значительных вычислительных мощностей. Существует подход, позволяющий провести приближенное аналитическое исследование автоколебаний в СВЧ-генераторе. В рамках данного подхода разрабатывается упрощенная модель, которая строится путем аналитической аппроксимации функции электронной восприимчивости.

Подобные модели позволяют провести исчерпывающий бифуркационный анализ, определить число устойчивых состояний и их собственные частоты, хорошо описывают структуры областей синхронизации на плоскости параметров «расстройка собственных частот – коэффициент связи», а также позволяют определить основные количественные характеристики, как КПД и частота, в том числе как зависимости от расстройки собственных частот в режиме синхронизации, с той же точностью, что и нестационарная теория гиротрона с фиксированной структурой ВЧ-поля. Развита упрощенная модель системы связанных генераторов в виде системы дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом позволяет исследовать режимы синхронизации аналитически, используя методы теории колебаний и представления, выработанные в нелинейной динамике, в том числе провести бифуркационный анализ, используя автоматизированные пакеты, например ХРРАУТО [4] и DDEBifTool [5].

Модифицированная квазилинейная модель гиротрона была подробно описана в работах [6, 7]:

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

Здесь  $\Delta$  – безразмерная расстройка собственных частот,  $\rho = \sqrt{P_{in}/P_{out}}$  – коэффициент связи, который определяется отношением входной и выходной мощностей,  $\tau = \omega_0 t / (2Q)$  – безразмерное время,  $\tau_d = \omega_0 t_d / (2Q)$  – нормированное время задержки  $t_d$ ,  $Q$  – добротность резонатора,  $I_s$  – безразмерный параметр тока,  $\Phi(A_{1,2})$  – функции электронной восприимчивости, которые можно найти, решая из-

вестные уравнения нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля.

Она позволяет добиться не только качественного, но и количественного соответствия с нестационарной теорией гиротрона с фиксированной структурой поля. Запаздывающий характер связи играет принципиальную роль и существенно влияет на картину синхронизации. В приближении, когда время запаздывания мало по сравнению с временем установления колебаний, проведен бифуркационный анализ режимов синхронизации. Результаты достаточно хорошо согласуются с теорией, развитой в [8] для упрощенной модели связанных автоколебательных систем с кубичной нелинейностью. Переход к синхронному режиму при малых расстройках осуществляется в результате взаимного захвата частот, а при достаточно больших – в результате подавления собственных колебаний одного из гиротронов. В зависимости от набега фазы в канале связи доминирует либо диссипативная, либо инерционная связь. При диссипативной связи устанавливается синфазная синхронизация. При инерционной связи синхронизация возможна как на синфазной, так и на противофазной модах, т. е. возникает бистабильность синхронных режимов. В целом структура областей синхронизации на плоскости параметров «частотная расстройка – связь» существенно отличается от хорошо изученной картины в отсутствие запаздывания.

Поскольку в современных гиротронах, как правило, используются сверхразмерные колебательные системы (поперечные размеры резонатора значительно превышают длину волны) [9], особое значение приобретает влияние конкуренции мод на процессы генерации. Максимальный КПД в одномодовой модели гиротрона, как известно, достигается в режиме жесткого возбуждения. Обычно существуют соседние (паразитные) моды, которые находятся в режиме мягкого самовозбуждения. Таким образом, возникает серьезная проблема, когда режим с максимальным КПД оказывается неустойчивым [9, 10]. Синхронизация гиротронов может способствовать подавлению паразитных мод. Однако прямое численное моделирование многомодовых гиротронов с большим числом взаимодействующих мод является сложной задачей, для решения которой требуется большой объем расчетов.

Хотя квазилинейная теория не позволяет непосредственно исследовать многомодовые процессы, существует простой подход, позволяющий исследовать устойчивость рабочей моды. Данный подход, развитый, например, в [11, 12], позволяет построить границы устойчивости рабочей моды, которые определяются ее амплитудой и частотой, а также частотными расстройками рабочей и паразитных мод. В докладе этот подход будет обобщен на случай взаимодействия двух гиротронов, связанных с задержкой. Представлены результаты исследования влияния синхронизации на границы зоны устойчивости рабочей моды при различной плотности спектра мод.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-72-00109.

1. *Sakamoto K.* Progress of high-power-gyrotron development for fusion research / K. Sakamoto // *Fusion Sci. Tech.* 2007. V. 52. P. 145–153.
2. *Benford J.* Space applications of high-power microwaves / J. Benford // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008. V. 36, № 3. P. 569–581.
3. *Nusinovich G. S.* The gyrotron at 50: historical overview / G. S. Nusinovich, M. Thumm, M. I. Petelin // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves.* 2014. V. 35. P. 325–381.
4. <http://www.math.pitt.edu/~bard/xpp/xpp.html>.
5. *Engelborghs K.* Numerical bifurcation analysis of delay differential equations using DDE-BIFTOOL / K. Engelborghs, T. Luzyanina, D. Roose // *ACM Trans. Math. Software.* 2002. V. 28, № 1. P. 1–21.
6. *Адилова А. Б.* Исследование синхронизации в системе двух гиротронов с запаздыванием в канале связи на основе модифицированной квазилинейной модели / Адилова А. Б., Рыскин Н. М. // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2018. Т. 26, № 6. С. 68–81.
7. *Adilova A. B.* Theory of peer-to-peer locking of high-power gyrotron oscillators coupled with delay / A. B. Adilova, N. M. Ryskin // *Electronics.* 2022. V. 11. P. 811.
8. *Adilova A. B.* Bifurcation analysis of multistability of synchronous states in the system of two delay-coupled oscillators / A. B. Adilova, S. A. Gerasimova, M. I. Balakin, N. M. Ryskin // *Chaos.* 2021. V. 31, № 11. Art. 113103.
9. *Bakunin V. L.* Investigation of mode interaction for a gyrotron with dense mode spectrum / V. L. Bakunin, M. Yu. Glyavin, G. G. Denisov, Yu. V. Novozhilova // *J. Electromag. Waves Appl.* 2021. V. 35. P. 19–26.
10. *Melnikova M. M.* Influence of reflections on mode competition processes in a high-power multimode gyrotron / M. M. Melnikova, N. M. Ryskin // *Phys. Plasmas.* 2022. V. 29. Art. 013104.
11. *Нусинович Г. С.* Автоподмодуляционная неустойчивость излучения гиротронов / Г. С. Нусинович, В. Е. Запелалов // *Радиотехника и электроника.* 1985. Т. 30, № 3. С. 563.
12. *Глявин М. Ю.* Устойчивость одномодовых колебаний в гиротроне / М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович // *Радиотехника и электроника.* 1991. Т. 36. С. 512–520.

# НЕМАРКОВСКАЯ ДИНАМИКА ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОГО КОНДЕНСАТА БОЗЕ – ЭЙНШТЕЙНА

*А. Д. Аллилуев<sup>1</sup>, Д. В. Макаров<sup>1</sup>, Н. А. Асриян<sup>2</sup>, А. А. Елистратов<sup>2</sup>, Ю. Е. Лозовик<sup>3,4</sup>*

<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

<sup>2</sup>Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>3</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк

<sup>4</sup>Институт электроники и математики им. А. Н. Тихонова ВШЭ, Москва

Экситон-поляритон представляет собой бозонную квазичастицу, соответствующую связанному состоянию экситона и фотона в микрорезонаторе. Сильное взаимодействие экситонов между собой, а также исключительная малая эффективная масса делают экситон-поляритоны кандидатами на создание высокотемпературного конденсата Бозе – Эйнштейна. Исследование особенностей эволюции конденсата поляритонов также актуально в связи с возросшим интересом к их использованию в квантовых технологиях. Гибкость в управлении свойствами поляритонных ансамблей посредством изменения профиля накачки, геометрии микрорезонатора делает их привлекательными для симуляции многочастичных квантовых систем и создания квантовых логических элементов [1]. В этих приложениях особенно важны понимание динамических особенностей эволюции, оценки характерных времен процессов.

Вместе с тем экситон-поляритоны подвержены сильным процессам распада, главным образом, из-за поглощения фотонов в микрорезонаторе. Относительно долгоживущий конденсат, порядка сотни пикосекунд, удастся создать только при наличии лазерной подкачки резервуара надконденсатных экситонов. Таким образом, экситон-поляритонный конденсат является существенно открытой и неравновесной квантовой системой [2]. Сравнительно высоких времен жизни конденсата удастся добиться только при низких температурах, порядка десятков кельвинов. Это подразумевает, что резервуар характеризуется узким энергетическим спектром, а его связь с конденсатом проявляет сильные немарковские свойства.

Немарковость означает зависимость поведения динамической системы от ее предыстории, что, с одной стороны, осложняет анализ ее поведения, а с другой – существенно обогащает спектр наблюдаемых свойств. По нашим оценкам, существенные отклонения от марковского режима возникают при температурах экситонного резервуара ниже 30 К. Это вполне соответствует условиям современных экспериментов.

В настоящем докладе основное внимание уделяется процессам зарождения конденсата, изучению особенностей динамики, связанных с эффектами памяти, а также рассмотрено формирование различных пространственных структур. Будут рассматриваться как структуры, создаваемые искусственно за счет специфической конфигурации поля лазерной накачки, так и спонтанные пространственные образования, примером которых могут служить квантовые вихри.

1. *Berloff N., Silva M., Kalinin K. et al. // Nature Mater. 2017. V. 16. P. 1120–1126.*
2. *Deng H., Haug H., Yamamoto Y. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1489–1537.*

## ПОДАВЛЕНИЕ ФОТОДЕГРАДАЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ, СИЛЬНО СВЯЗАННЫХ С ПЛАЗМОННЫМИ НАНОРЕЗОНАТОРАМИ

*И. В. Доронин<sup>1,2</sup>, А. А. Зябловский<sup>1,2</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2</sup>, А. С. Калмыков<sup>3</sup>, Б. Н. Хлебцов<sup>4</sup>,  
П. Н. Мелентьев<sup>3</sup>, В. И. Балыкин<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>3</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк

<sup>4</sup>Институт биохимии и физиологии растений и микроорганизмов РАН, Саратов

Взаимодействие между светом и веществом является краеугольным камнем современной квантовой оптики [1]. Управление этим взаимодействием, когда атомы или молекулы помещаются в резонатор, открывает новые возможности для таких приложений, как сенсорика, микроскопия высокого разрешения и обработка информации [2]. Существуют два основных режима взаимодействия между атомом и полем резонатора, а именно слабая и сильная связь [1]. В режиме слабой связи, когда скорость диссипации резонатора больше константы Раби взаимодействия, энергия первоначально возбужденного атома экспоненциально затухает во времени. Скорость излучения отличается от скорости излучения атома в свободном пространстве на фактор Парселла. Режим сильной связи соответствует случаю, когда скорость диссипации резонатора меньше константы Раби взаимодействия. В этом случае у первоначально возбужденного атома наблюдаются затухающие осцилляции Раби. Сильная связь проявляется в экспериментах в виде двух расщепленных пиков в спектрах рассеяния вместо одного пика в режиме слабой связи.

Одним из наиболее интригующих и не до конца изученных эффектов является значительное изменение скорости химической реакции молекул, сильно связанных с плазмонными резонаторами. Это явление недавно наблюдалось в работе [3], где авторы изучали скорость фотообесцвечивания, т. е. скорость деградации молекул из-за взаимодействия с кислородом окружающей среды, в системе J-агрегированных молекул вблизи плазмонной наночастицы. Было продемонстрировано, что сильная связь между молекулами и плазмонной модой наночастицы значительно подавляет реакцию фотообесцвечивания (т. е. стабильность молекул повышается по сравнению со свободными молекулами). Однако качественного объяснения роли плазмон-молекулярного взаимодействия представлено не было.

В данной работе исследован механизм подавления фотообесцвечивания в режиме сильной связи между экситоном в J-агрегате и ближним полем наночастицы. Экситонные состояния в J-агрегате обычно можно разделить на светлые состояния с большим электрическим дипольным моментом и темные состояния с малым электрическим дипольным моментом. Светлые состояния взаимодействуют с электрическим полем резонатора и образуют коллективные состояния, называемые поляритонами. Чтобы прояснить роль сильной связи между электрическим полем плазмонного резонатора и молекулярным дипольным моментом, колебательные степени свободы ядер молекул были рассмотрены как резервуар в приближении Борна – Маркова. В этом приближении фотообесцвечивание является следствием индуцированных колебательным резервуаром переходов от темных состояний к триплетным состояниям, которые взаимодействуют с кислородом окружающей среды. Подавление фотообесцвечивания возникает тогда, когда вероятность заселенности темных состояний и, как следствие, триплетных состояний уменьшается при взаимодействии молекулы с плазмонной структурой. Показано [4], что подавление фотообесцвечивания сильно зависит от соотношения энергии взаимодействия,  $\hbar\Omega_R$ , и энергии тепловых флуктуаций,  $kT$ , и возникает при выполнении условия  $\hbar\Omega_R \gg kT$ . В этом случае переход от более низких поляритонных состояний к темным состояниям подавляется фактором Гиббса,  $\exp(-\hbar\Omega_R / kT)$ . При этом эволюция системы происходит в подпространстве состояний, которое содержит верхнее поляритонное состояние, нижнее поляритонное состояние, темное поляритонное состояние, триплетное состояние и основное состояние. Также показано [4], что максимальная устойчивость J-агрегированных молекул к фотообесцвечиванию проявляется при оптимальной «красной» расстройке, т. е. когда частота экситона больше частоты плазмонной моды, и при определенной частоте Раби. Величина этой оптимальной расстройки определяется энергией взаимодействия между модой резонатора и дипольным моментом экситонного перехода из светлого состояния в основное состояние.

На основе построенной теории было экспериментально продемонстрировано управление фотохимической реакцией в органических молекулах с помощью плазмонных наноструктур [5]. Показано, что сильная связь между наночастицами и молекулами красителя может использоваться для управления заполнением триплетных состояний молекул красителя. Величина сильной связи контролируется количеством молекул красителя, связанных с наноструктурами. Поскольку заселение триплетных состояний является необходимым условием для фотохимической реакции, соответствующая реализация сильной связи является ключевым фактором для минимизации фотообесцвечивания молекул. Было установлено как экспериментально, так и теоретически, что скорость фотообесцвечивания имеет явное резонансное поведение в зависимости от концентрации молекул красителя. При оптимальных условиях реализовано 30-кратное подавление фотодеградации молекул красителя [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-72-10057).

1. *Скалли М. О.* Квантовая оптика / М. О. Скалли, М. С. Зубайри. М. : Физматлит, 2003. 512 с.
2. *Torma P.* Strong coupling between surface plasmon polariton and emitters: a review / P. Torma, W. L. Barnes // *Rep. Prog. Phys.* 2015. V. 78. P. 013901.
3. *Munkhbat B.* Suppression of photo-oxidation of organic chromophores by strong coupling to plasmonic nanoantennas / B. Munkhbat, M. Wersäll, D. G. Baranov, T. J. Antosiewicz, T. Shegai // *Sci. Adv.* 2018. V. 4. Art. eaas9552.
4. *Nefedkin N.* The role of strong coupling in the process of photobleaching suppression / N. Nefedkin, E. Andrianov, A. Vinogradov // *J. Phys. Chem. C* 2020. V. 124. P. 18234–18242.
5. *Doronin I. V.* Resonant concentration-driven control of dye molecule photodegradation via strong optical coupling to plasmonic nanoparticles / I. V. Doronin, A. S. Kalmykov, A. A. Zyablovsky, E. S. Andrianov, B. N. Khlebtsov, P. N. Mementiev, V. I. Balykin // *Nano Letters* 2021. V. 22. P. 105–110.



## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭМ-ПОЛЯМИ

*И. И. Артеменко, И. Ю. Костюков, Е. Н. Неруш*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Исследование взаимодействия лазерного излучения высокой мощности с веществом не только имеет практическую ценность, но и представляет интерес для фундаментальной физики. При взаимодействии частиц с достаточно большим полем необходимо учитывать эффекты квантовой природы, такие как эффект отдачи, рождение пар, и наличие у частиц спиновой степени свободы.

Развитие лазерных технологий привлекает все большее внимание к исследованию спиновых эффектов. Интерес представляет как получение пучков электронов с высокой степенью поляризации при столкновении с лазером высокой интенсивности, так и появление поляризации у пучка при его распространении в электромагнитном поле определенной конфигурации. Последний эффект частично исследован, и носит название эффекта Соколова – Тернова [1, 2], и заключается в том, что при движении электрона в магнитном поле его вероятность излучения зависит от положения начального спина. Таким образом, вероятность перехода в состояние со спином против магнитного поля вследствие синхротронного излучения немного больше, чем в состояние со спином вдоль магнитного поля. Тем самым пучок электронов, если он был полностью не поляризован в начале, приобретает некую поляризацию.

В данной работе разработана модель для описания спиновых эффектов и рассматривается ее применение в задаче о взаимодействии лазерного излучения с веществом и в задаче о взаимодействии электронов с сильным электромагнитным полем.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 20-12-00077).

1. *Sokolov A. A., Ternov I. M.* On Polarization and Spin Effects in Synchrotron Radiation Theory // *Sov. Phys. Dokl.* 1964. V. 8. P. 1203.
2. *Байер В. Н.* Радиационная поляризация электронов в накопителях // *УФН.* 1971. Т. 105. С. 441.

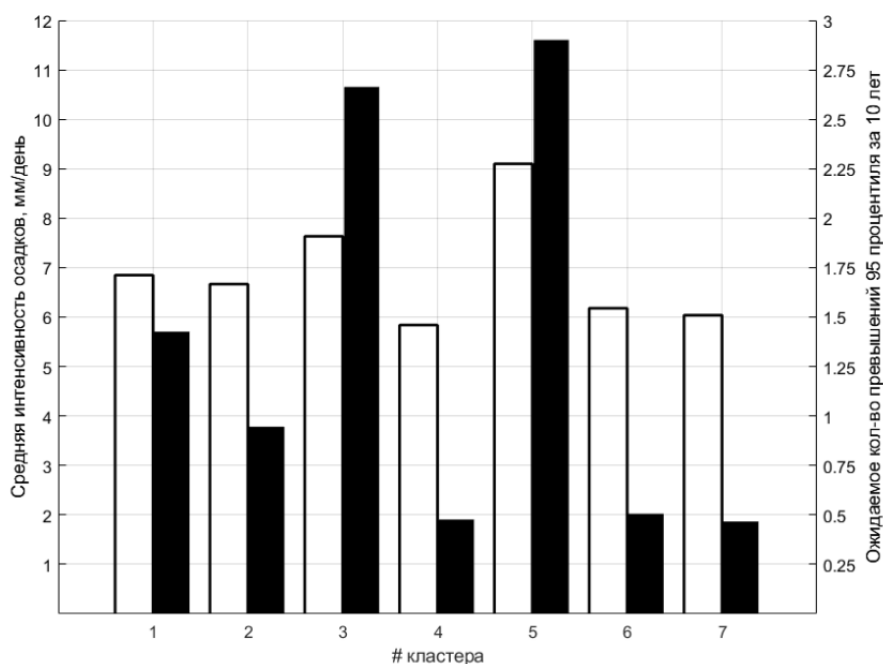
## СВЯЗЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ОСАДКОВ ЛЕТОМ НА ЮЖНОМ БЕРЕГУ КРЫМА С ПОГОДНЫМИ РЕЖИМАМИ В ЕВРО-АТЛАНТИЧЕСКОМ СЕКТОРЕ

*Б. А. Бабанов<sup>1</sup>, В. А. Семенов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва

<sup>2</sup>Институт географии РАН, Москва

Последние годы в южной части Крымского полуострова в летние месяцы происходили экстремальные осадки, часто сопровождавшиеся наводнениями. Механизмы формирования сильных осадков на побережье Черного моря и их связь с глобальным потеплением являются предметом значительного интереса. В данной работе при исследовании связи экстремальных осадков с крупномасштабной атмосферной циркуляцией используется подход с выделением погодных режимов и анализа их статистических характеристик.



Распределение интенсивности (левая шкала, белые столбцы, мм/день) и частоты ожидаемых экстремальных осадков (правая шкала, черные столбцы, событий за 10 лет) по кластерам (режимам)

Для летних месяцев с помощью метода кластеризации k-means были выделены 7 режимов циркуляции атмосферы в Евро-Атлантическом секторе (40 з.д. – 60 в.д., 30 с.ш. – 80 с.ш.). Проанализирована связь осадков с каждым из режимов. Получено, что во время режимов, представляющих антициклонические аномалии циркуляции на территории Европы, часто связанные с блокирующими антициклонами, наблюдается повышенная интенсивность осадков в Крыму, а частота экстремальных осадков намного выше, чем для других режимов (рисунок). Также проанализирована повторяемость режимов и их многолетние тренды. Отмечено, что совокупная повторяемость режимов с повышенными осадками в последние десятилетия имеет статистически значимый линейный тренд, что может объяснять более частое формирование экстремальных осадков в последние годы.

# РИТМОГЕНЕЗ В СРЕДНЕПОЛЕВОЙ МОДЕЛИ НЕЙРОН-ГЛИАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

*Н. В. Барабаш<sup>1,2</sup>, Т. А. Леванова<sup>1</sup>, С. В. Стасенко<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород

Феномен пачечной активности живых нейронных сетей известен достаточно давно, но до сих пор точно не известны механизмы его происхождения. В докладе рассматривается новая феноменологическая модель формирования пачечной активности [1], основанная на кратковременной синаптической пластичности, рекуррентных связях и нейрон-глиальных взаимодействиях. Показано, что нейрон-глиальные взаимодействия могут вызывать пачечную активность и важны для понимания сложной динамики ансамблей нейронов. Предложенная модель получена из среднеполевой модели кратковременной синаптической пластичности [2] и задана в виде четырехмерной системы ОДУ:

$$\begin{aligned} \tau \dot{E} &= -E + \alpha \ln \left( 1 + e^{\frac{J\alpha E + I_0}{\alpha}} \right), \\ \dot{x} &= \frac{1-x}{\tau_D} - uEx, \\ \dot{u} &= \frac{U(y)-u}{\tau_F} + U(y)(1-u)E, \\ \dot{y} &= -\frac{y}{\tau_y} + \sigma(x), \end{aligned} \tag{1}$$

где  $E(t)$  – средняя нейронная активность (в Гц) возбуждающей популяции,  $x(t)$  – доля доступного нейротрансмиттера,  $u(t)$  – вероятность его высвобождения из пресинаптической терминали,  $y(t)$  – концентрация глиатрансмиттера, высвобождаемого при нейрон-глиальном взаимодействии. Параметр  $\alpha$  определяет порог увеличения активности  $E(t)$ ,  $J$  – средняя сила рекуррентных связей,  $I_0$  – тормозной вход, полученный от рекуррентной сети. Постоянные времена  $\tau$ ,  $\tau_D$ ,  $\tau_F$  и  $\tau_y$  задают характерные времена активности, депрессии и потенциации синаптической передачи, а также релаксации глиатрансмиттера соответственно. Влияние глиатрансмиттера на вероятность  $u(t)$  задано функцией

$$U(y) = U_0 + \frac{\Delta U_0}{1 + e^{-50(y-y_r)}},$$

где  $U_0$  – вероятность высвобождения нейротрансмиттера в отсутствие астроцитарного влияния,  $\Delta U_0$  – изменение вероятности высвобождения из-за воздействия глиатрансмиттера на пресинаптическую терминаль, а  $y_r$  – пороговое значение, определяющее изменение вероятности высвобождения из-за воздействия глиатрансмиттера на пресинаптическую терминаль. Высвобождение глиатрансмиттера  $y(t)$  зависит от нейротрансмиттера  $x(t)$  и моделируется функцией

$$\sigma(x) = \frac{\beta}{1 + e^{-20(x-x_r)}},$$

где  $x_r$  – пороговое значение активации астроцита и  $\beta$  – вероятность высвобождения.

Модель (1) имеет богатый набор режимов нейрональной активности – от тривиальных (устойчивое равновесие и однообходный предельный цикл), соответствующих состоянию покоя и тоническим спайкам, до многообходных периодических орбит и нерегулярных сложных движений, соответствующих регулярной и нерегулярной пачечной динамике. На рис. 1 построены осциллограммы активности  $E(t)$  в зависимости от параметра  $I_0$ , который в настоящей работе был выбран в качестве управляющего при фиксированных параметрах  $\tau = 0,013$ ,  $\tau_D = 0,15$ ,  $\alpha = 1,15$ ,  $\tau_F = 1$ ,  $J = 3,07$ ,  $U_0 = 0,23$ ,  $\Delta U_0 = 0,305$ ,  $\tau_y = 1,8$ ,  $\beta = 0,4375$ ,  $x_r = 0,9$  и  $y_r = 0,9$ .

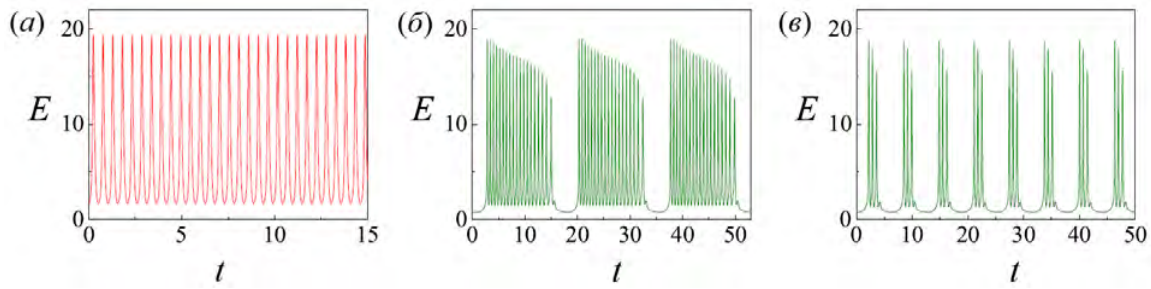


Рис. 1

При  $I_0 = -1,42$  модель (1) демонстрирует регулярную осцилляторную динамику (рис. 1, *a*), которой соответствует однообходный устойчивый предельный цикл (красная траектория на рис. 2, *б*). При  $I_0 = -1,45$  наблюдается пачечная активность (рис. 1, *б*). При этом уменьшение значения  $I_0$  приводит к уменьшению количества спайков в пачке ( $I_0 = -1,45$  на рис. 1, *в*). Пачечной активности соответствует многообходный устойчивый предельный цикл (график на рис. 1, *в* есть осциллограмма предельного цикла с рис. 2, *в*).

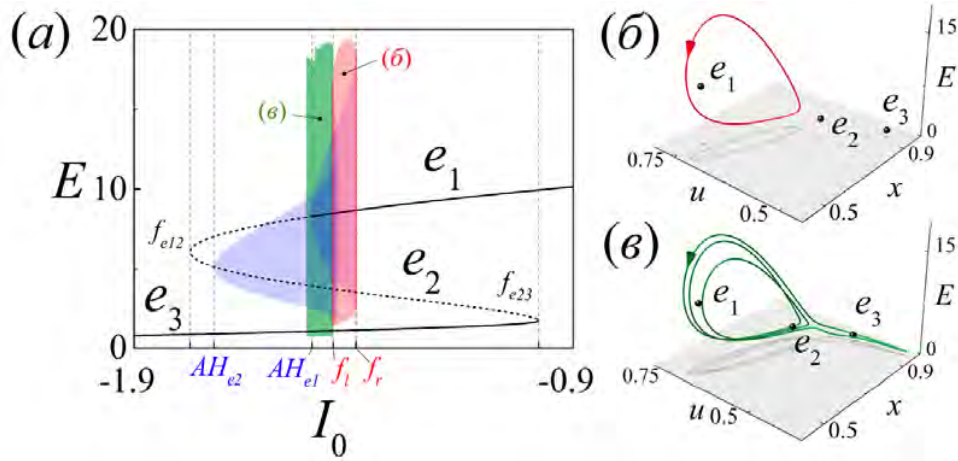


Рис. 2

Смену режимов активности в модели (1) определяют бифуркации ее состояний равновесия и предельных циклов. На рис. 2, *a* представлена численно построенная расширенная бифуркационная диаграмма при изменяемом параметре  $I_0$  и фиксированных значениях остальных параметров. Черной S-образной кривой отмечена зависимость координаты  $E$  состояний равновесия от  $I_0$ . Сплошные и штриховые участки кривой означают устойчивость и неустойчивость соответственно. Цветными областями отмечены интервалы существования предельных циклов. Их трехмерные проекции соответствующими цветами изображены на рис. 2, *б* ( $I_0 = -1,42$ ) и рис. 2, *в*.  $AH_{e1}$  и  $AH_{e2}$  – бифуркации Андронова – Хопфа. Однообходный устойчивый предельный цикл рождается вместе с седловым в результате седло-узловых бифуркаций  $f_l$ ,  $I_0 = -1,447$ , и  $f_r$ ,  $I_0 = -1,396$  (см. рис. 2, *a*). Переход от осцилляторного режима к пачечному происходит через бифуркацию  $f_l$ . При этом рождается устойчивый многообходный предельный цикл большого периода, что соответствует пачечному режиму с пачкой большой длительности.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00348.

1. Barabash N. STSP model with neuron-glia interaction produced bursting activity / N. V. Barabash, T. A. Levanova, S. V. Stasenko // 2021 Third International Conference Neurotechnologies and Neurointerfaces (CNN). 2021. P. 12–15.
2. Mongillo G. Synaptic theory of working memory / G. Mongillo, O. Barak, M. Tsodyks // Science. 2008. V. 319. P. 1543–1546.

# ДИССИПАТИВНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА И ГЕНЕРАЦИЯ ЗАПУТАННОСТИ ДВУХ СВЯЗАННЫХ КУБИТОВ

*М. В. Бастракова*<sup>1,2</sup>, *В. О. Муняев*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Москва

В основе квантовых вычислений, проведения процедур коррекции квантовых ошибок и протоколов квантовой криптографии лежат принципы по генерации и высокоточному контролю запутанных состояний кубитов. При этом резонансное возбуждение в сочетании с управлением скоростями релаксаций стало гибким инструментом для создания сильно запутанного устойчивого состояния [1, 2] с обширными практическими приложениями (например, квантовый транспорт, генерация гармоник и т. д.). Подобное формирование запутанных состояний, их перенос и стабилизация за счет шума окружающей среды было уже ранее продемонстрировано во многих физических системах, таких как атомные ансамбли, ионы в ловушках, квантовые точки и сверхпроводящие кубиты. Кроме этого, недавно был разработан протокол по созданию диссипативно-стационарной запутанности в двух связанных сверхпроводниковых кубитах на базе нерезонансного периодического сигнала большой амплитуды [3, 4], что, в свою очередь, позволило изучать интересные непертурбативные квантовые эффекты, такие как интерференция Ландау – Зенера – Штюкельберга – Майораны (ЛЗШМ) и многофотонные резонансы [5].

В настоящей работе мы анализируем условия появления и разрушения запутанности в двух связанных потоковых сверхпроводниковых кубитах при формировании областей многофотонных переходов при интерференции ЛЗШМ. При этом учитывается связь системы с бозонным резервуаром и изучается диссипативная нелинейная динамика с использованием уравнения Флоке – Маркова [6]. Мы фокусируемся на режиме сильного возбуждения (нерезонансное поле большой амплитуды) и аналитически изучаем генерацию запутанности в рамках теории возмущений Флоке вплоть до второго порядка малости по туннельным энергиям кубитов. Был подробно изучен нерезонансный случай и получены аналитические выражения для усредненной меры перепутанности (*concurrence*) в зависимости от параметров поля. Далее, на основе резонансной теории возмущения были определены условия возникновения многофотонных переходов из основного состояния в вышележащие возбужденные состояния и получены явные выражения для их форм при условии связи с бозонным термостатом, а также области генерации или подавления запутанности на основе *concurrence*.

Уравнение Флоке – Маркова [6] имеет вид

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = -i[\hat{H}(t), \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\hat{\rho} \quad (1)$$

для двух связанных потоковых сверхпроводниковых кубитов с гамильтонианом

$$\hat{H}(t) = -\hat{H}_1(t) \otimes I - I \otimes \hat{H}_2(t) - g\sigma_z^{(1)} \otimes \sigma_z^{(2)}, \quad (2)$$

где  $\hat{H}_i = \varepsilon_i(t)\sigma_z^{(i)} + \Delta_i\sigma_x^{(i)}$  – гамильтониан  $i$ -го кубита,  $\Delta_i$  – туннельные энергии кубитов,  $I$  – единичная матрица,  $g$  – это сила связи между кубитами,  $\sigma_x^{(i)}$ ,  $\sigma_z^{(i)}$  – матрицы Паули, а функция  $\varepsilon_i(t) = \varepsilon_i + A\cos(\omega t + \varphi)$  – управляющее воздействие. А диссипативный оператор в (1) определен как

$$\hat{\Gamma} = \sum_{q=1}^2 \left( \Gamma_{\varphi_q} \hat{D}[\hat{\sigma}_z^{(q)}] + \Gamma_q \hat{D}[\hat{\sigma}_-^{(q)}] + \Gamma'_q \hat{D}[\hat{\sigma}_+^{(q)}] \right), \quad (3)$$

где  $\Gamma_{\varphi_q}$ ,  $\Gamma_q$ ,  $\Gamma'_q$  – скорости дефазирования, релаксации и термического возбуждения соответственно;

$\hat{D}[\hat{A}] = \hat{A}\hat{\rho}\hat{A}^\dagger - \frac{1}{2}\{\hat{A}^\dagger\hat{A}, \hat{\rho}\}$  и  $\hat{\sigma}_z^{(q)}$ ,  $\hat{\sigma}_-^{(q)}$ ,  $\hat{\sigma}_+^{(q)}$  – операторы Линдблада, определенные в вычислительных базисах кубитов. При этом мы полагаем, что каждый кубит взаимодействует со своим собственным бозонным резервуаром, а спектральная плотность шума считается гладкой, что позволило использовать приближение Борна – Маркова.

В нашей предыдущей работе [7] подробно были изучены многофотонные переходы в бездиссипативной системе двух связанных кубитов с гамильтонианом (2) для случая малых туннельных энергий  $\Delta_i \ll A$ ,  $\varepsilon_q$ . Согласно теореме Флоке [8], благодаря периодичности,  $\hat{H}(t) = \hat{H}(t + T)$ , решение со-

ответствующего уравнения Шредингера может быть перенесено в базис Флоке. При этом общее решение уравнения Шредингера для произвольной фазы  $\varphi_0$  может быть выражено через функции Флоке  $|u_\alpha(t)\rangle$  и квазиэнергии  $\gamma_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3, 4$ ) следующим образом:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{\alpha} c_{\alpha} e^{-i\gamma_{\alpha} t} |u_{\alpha}(t - \varphi_0/\omega)\rangle. \quad (4)$$

В пределах малых скоростей декогеренции  $\Gamma_{\varphi_q}$ ,  $\Gamma_q$ ,  $\Gamma'_q$  можно использовать факторизирующее приближение  $\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$ , где состояние  $|\psi\rangle$  определяется (4). Для учета диссипативных эффектов мы рассматриваем простой случай нулевой температуры,  $\Gamma'_q = 0$ . Можно показать, что любое решение  $\hat{\rho}$  из (1) в наименьшем порядке теории возмущений, то есть для  $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$  стремится к  $\hat{\rho} \rightarrow |\downarrow\downarrow\rangle\langle\downarrow\downarrow|$ , следовательно в (4) коэффициенты  $c_2 = c_3 = c_4 = 0$ . Таким образом, при малых скоростях термического возбуждения мы получаем  $\hat{\rho}(t) \approx |u_1(t - \varphi_0/\omega)\rangle\langle u_1(t - \varphi_0/\omega)|$ .

Мы вычисляем среднюю меру запутанности как *concurrence* [9]:  $C(\rho) = \max\{0, \lambda_4 - \lambda_3 - \lambda_2 - \lambda_1\}$ , где  $\lambda_i$  – это собственные значения матрицы  $R = \sqrt{\sqrt{\rho}\tilde{\rho}\sqrt{\rho}}$  в порядке убывания с  $\tilde{\rho} = \sigma_y^{(1)} \otimes \sigma_y^{(2)} \rho^* \sigma_y^{(1)} \otimes \sigma_y^{(2)}$ . При этом в случае предположения малости  $\Delta_q$  в рамках теории возмущения из (1) можно получить явное выражение для запутанности:

$$C(t) = 2\Delta_1\Delta_2 \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_k e^{ik(\omega t - \varphi_0)} \right|, \quad C_k = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_k \left[ (\lambda_{1n} + \lambda_{2n}) \frac{J_{k-n}(A/\omega)}{2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + k\omega)} - \lambda_{1n}\lambda_{2,k-n} \right], \quad \lambda_{qk} = \frac{J_k(A/\omega)}{2(\varepsilon_q + g + k\omega)}, \quad (5)$$

где  $J_n$  – функция Бесселя. Выражение (5) показывает, что резонансное поведение  $C(t)$  (*concurrence*) в найденном приближении наблюдается при выполнении одного из трех следующих условий:

$$\varepsilon_{1,2} + g + k\omega \approx 0, \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + k\omega \approx 0, \quad (6)$$

которые совпадают с резонансными условиями переходов  $1 \rightarrow 2$ ,  $1 \rightarrow 3$  и  $1 \rightarrow 4$ , найденными ранее в [7]. Усредненная по длительности импульса и случайным фазам мера запутанности имеет вид

$$\bar{C} = \frac{\Delta_1\Delta_2}{\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_k e^{ik\alpha} \right|. \quad (7)$$

Таким образом, в работе изучена нелинейная диссипативная динамика и принципы формирования многофотонных резонансов в системе двух связанных кубитов под действие нерезонансного периодического воздействия произвольной амплитуды. В рамках теории возмущений по туннельным константам кубитов найдены явные выражения для положений резонансов и степени запутанности (*concurrence*). Это позволит на практике управлять (генерировать/разрушать) запутанностью в системе за счет комбинирования внешних управляющих полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-2740.2021.1.2.

1. *Krauter, H.* Entanglement generated by dissipation and steady state entanglement of two macroscopic objects / H. Krauter, C. A. Muschik, K. Jensen [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 080503.
2. *Reiter, F.* Steady-state entanglement of two superconducting qubits engineered by dissipation / F. Reiter, L. Tornberg, G. Johansson [et al.] // Phys. Rev. A. 2013. V. 88. P. 032317.
3. *Gramajo, A. L.* Amplitude tuning of steady-state entanglement in strongly driven coupled qubits / A. L. Gramajo, D. Domínguez, M. J. Sánchez // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 042337.
4. *Gramajo, A. L.* Efficient steady-state-entanglement generation in strongly driven coupled qubits / A. L. Gramajo, D. Domínguez, M. J. Sánchez // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 032410.
5. *Shevchenko, S. N.* Landau-Zener-Stückelberg interferometry / S. N. Shevchenko, S. Ashhab, F. Nori // Phys. Rep. 2010. V. 492, № 1. P. 1.
6. *Kohler, S.* Floquet-Markovian description of the parametrically driven, dissipative harmonic quantum oscillator / S. Kohler, T. Dittrich, P. Hänggi // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 300.
7. *Munyaev, V. O.* Control of spectroscopic features of multiphoton transitions in two coupled qubits by driving fields / V. O. Munyaev, M. V. Bastrakova // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 012613.
8. *Shirley, J. H.* Solution of the Schrödinger equation with a Hamiltonian periodic in time / J. H. Shirley // Phys. Rev. 1965. V. 138. P. B979.
9. *Wootters, W. K.* Entanglement of formation and concurrence / W. K. Wootters // Quantum Inf. Comput. 2001. V. 1. P. 27.

# О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ КВАНТОВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В РЕЖИМЕ АНОМАЛЬНОГО РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА В ПЕТАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ МНОГОПУЧКОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ

*А. В. Башинов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Проблема учета радиационных эффектов при движении заряженной частицы в электромагнитных полях имеет более чем вековую историю, но разработанные для описания этих эффектов теоретические подходы и модели до сих пор в полной мере экспериментально не протестированы. Разработанные подходы и модели можно разбить на две подгруппы. Первая подгруппа включает классические модели, которые подразумевают добавление силы радиационного трения в уравнения движения заряженной частицы. Наиболее известной и широко используемой является сила радиационного трения в форме Ландау – Лифшица [1]. Однако классические модели обладают рядом недостатков: могут завышать мощность излучения; не учитывать, что энергия фотона ограничена энергией излучающей его частицы; также не учитывать, что излучение происходит в виде случайных актов испускания фотона. Для учета этих факторов разработаны квантовые или квазиклассические подходы [2], составляющие вторую подгруппу. В рамках таких подходов движение ультррелятивистской частицы в сверхсильных полях между актами излучения может описываться уравнением движения, учитывающим только силу Лоренца, а излучение фотона происходит случайным образом в соответствии с квантовой вероятностью излучения фотона в единицу времени и квантовой спектральной плотностью вероятности.

Основная трудность практического тестирования этих моделей заключается в сложности постановки эксперимента, в котором необходимо обеспечить взаимодействие ультррелятивистских частиц со сверхсильными полями и инициировать радиационно-доминантный режим. В этом режиме радиационные эффекты существенно влияют на динамику частиц. Значительное продвижение в решении данной проблемы может быть достигнуто благодаря успехам последних десятилетий в развитии петаваттных и мультипетаваттных лазеров. Экспериментально показано, что с помощью таких лазерных систем электроны могут быть ускорены до гига-электрон-вольтных энергий и могут испытывать заметные радиационные потери при взаимодействии со встречным (ультра)релятивистским лазерным импульсом [3, 4].

Следует отметить важную особенность. Граница применимости классических моделей в радиационно-доминантном режиме соответствует оптическим частотам [5], поэтому сверхмощные лазерные системы могут позволить не только детектировать радиационные потери, но и выявить влияние квантовых эффектов на динамику частиц.

На данный момент проведено крайне мало экспериментов по тестированию различных моделей радиационных потерь [3, 4, 6], чтобы достоверно определить их точность и границы применимости. Ввиду этого уточнение проведенных экспериментов, равно как и новые экспериментальные схемы остаются крайне востребованными.

В данной работе для детектирования радиационных эффектов мы предлагаем к рассмотрению экспериментальную схему, основанную на использовании нескольких сильнофокусированных лазерных импульсов. Одной из наиболее перспективных и подходящих лазерных систем для этой схемы эксперимента может стать установка XCELS [7], имеющая 12 лазерных каналов. Среди преимуществ многопучковых систем можно отметить возможность достижения большей интенсивности лазерного излучения, что способствует усилению радиационных эффектов при заданной мощности. Кроме того, с помощью нескольких лазерных пучков можно создавать уникальные структуры полей, в которых радиационные эффекты могут оказать наибольшее влияние на динамику частиц. Одна из таких уникальных структур поля соответствует магнитной дипольной волне [8], которая максимизирует магнитное поле и может быть сформирована с помощью нескольких сильнофокусированных лазерных пучков. В отличие от конфигураций полей, в которых электрическое поле максимизируется в фокусе, в случае магнитодипольной конфигурации меньшее количество частиц быстро покидает фокальную область под действием ультррелятивистского сильнонеоднородного поля. Оставшиеся в фокусе частицы осциллируют вокруг пучности магнитного поля в режиме пондеромоторного захвата и постепенно уходят из фокальной области, дрейфуя вдоль оси симметрии поля. В результате за вре-

мя захвата влияние радиационных эффектов может накапливаться и качественно изменить динамику частиц.

Как показывают наши недавние исследования [9], в идеальной магнитной дипольной волне благодаря особой структуре поля радиационные эффекты проявляются уже при субпетаваттной мощности и приводят к появлению режима радиального аномального радиационного захвата, который значительно меняет угловое распределение и энергетические спектры электронов и гамма-фотонов, покидающих фокальную область.

Данная работа с помощью численного моделирования демонстрирует возможность использования многопучковой магнитодипольной конфигурации поля для исследования радиационных эффектов. Показано, что при облучении твердотельной мишени в форме нанопровода несколькими лазерными импульсами суммарной мощностью на уровне нескольких петаватт, фокусируемыми в форме магнитодипольной волны, характеристики вылетающих из фокуса электронов и гамма-фотонов зависят от способов описания радиационных потерь и позволяют определить влияние квантовых радиационных эффектов. В частности, при использовании 12 лазерных пучков получено, что за счет радиационных эффектов энергетический спектр генерируемых фотонов заметно уширяется, причем при классическом описании радиационных потерь это уширение существенно больше. Угловое распределение испускаемых фотонов становится заметно уже по сравнению с соответствующим распределением, полученным без учета радиационных потерь: примерно в 1,5 раза уже при квантовом подходе и примерно в 3,3 раза уже при классическом подходе. Для электронов, наоборот, радиационные потери делают угловое распределение примерно в 1,5 раза шире, а энергетический спектр смещается в область меньших энергий, причем это смещение заметно сильнее при классическом описании радиационных потерь.

В заключение отметим, что результаты, полученные в данной работе, демонстрируют принципиальную возможность продвижения в решении одной из многолетних фундаментальных физических проблем – описание динамики частиц в электромагнитных полях с учетом радиационных потерь. Помимо фундаментальной значимости, решение данной проблемы будет крайне востребованным для практических исследований с помощью разрабатываемых сверхмощных лазерных систем, поскольку радиационные эффекты в этих исследованиях могут играть определяющую роль.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00095.

1. Ландау Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М. : Наука, 1988. 512 с.
2. Байер В. Н. Излучение релятивистских электронов / В. Н. Байер, В. М. Катков, В. С. Фадин. М. : Атомиздат, 1973. 376 с.
3. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron beam / J. M. Cole [et al.] // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 011020.
4. Experimental signatures of the quantum nature of radiation reaction in the field of an ultraintense laser / K. Poder [et al.] // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 031004.
5. Attractors and chaos of electron dynamics in electromagnetic standing waves / T. Zh. Esirkepov [et al.] // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. P. 2044–2054.
6. Wistisen T. N. Experimental evidence of quantum radiation reaction in aligned crystals / T. N. Wistisen, A. Di Piazza, H. V. Knudsen, U. I. Uggerhøj // Nat. Commun. 2018. V. 9. P. 795.
7. New horizons for extreme light physics with mega-science project XCELS / A. V. Bashinov [et al.] // Eur. Phys. J.: Spec. Top. 2014. V. 223. P. 1105.
8. Gonoskov I. Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from  $4\pi$  focused laser pulses / I. Gonoskov, A. Aiello, S. Heugel, G. Leuchs // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 053836.
9. Particle trajectories, gamma-ray emission, and anomalous radiative trapping effects in magnetic dipole wave / A. V. Bashinov [et al.] // Phys. Rev. E. 2022. V. 105. P. 065202.



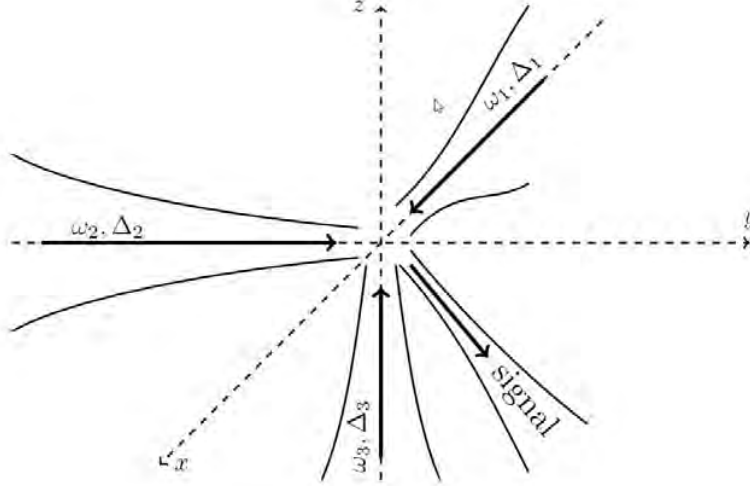
# РАСЧЕТ И АНАЛИЗ СИГНАЛА ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА В ТРЕХПУЧКОВОЙ СХЕМЕ

*А. В. Березин, А. М. Федотов*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Согласно существующим теоретическим представлениям сильные поля меняют свойства вакуумных квантовых флуктуаций. Этот эффект называется поляризацией вакуума и может быть описан нелинейными радиационными поправками к уравнениям Максвелла. В полях, меняющихся слабо на комптоновской длине и медленно на комптоновских временах, а также слабых по сравнению с критическим полем  $E_c = m^2 c^3 / e \hbar = 1,3 \cdot 10^{16}$  В/с, где  $m$  – масса и  $e$  – абсолютная величина заряда электрона, соответствующая модификация уравнений описывается эффективным действием Гейзенберга – Эйлера [1, 2]. Главные радиационные поправки к действию приведены для КЭД и описывают четырехволновое взаимодействие, совместимое с принципом относительности. На квантовом языке оно соответствует упругому фотон-фотонному рассеянию.

Непосредственную и наиболее прямую демонстрацию фотон-фотонного рассеяния и других эффектов поляризации вакуума естественно проводить на мультитераваттных лазерных установках. В частности, эксперименты по наблюдению двойного лучепреломления при столкновении рентгеновских (XFEL) и оптических лазерных импульсов в вакууме запланированы на строящейся установке Station of Extreme Light (SEL, КНР). В нашей работе анализируется принципиальная возможность детектирования упругого фотон-фотонного рассеяния  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  в трехпучковой схеме [3, 4] в рамках российского проекта XCELS [5]. Три лазерных импульса сталкиваются когерентно в вакуумной камере (рис. 1). При этом фотоны из разных импульсов попарно рассеиваются друг на друге так, что один из рассеянных фотонов попадает в третий импульс, а другой (сигнальный) может детектироваться высокочувствительным ПЗС-детектором. Такое рассеяние носит характер вынужденного, что усиливает эффект настолько, что уже при (мульти)петаваттном уровне мощности сталкивающихся импульсов излучается заметное число сигнальных фотонов за выстрел.



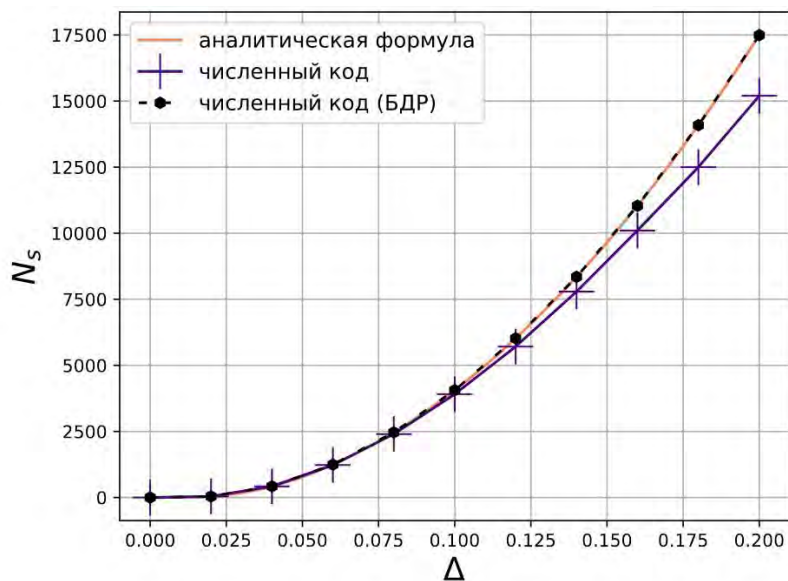
**Рис. 1.** Трехпучковая схема детектирования поляризации вакуума

Нами разработан эффективный метод расчета полного числа

$$N = \int \frac{d\Omega_n}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{(\omega'c)^3 d\omega'}{\pi\hbar} \left| \int d^4x (n \times \mathbf{P} + n \times (n \times \mathbf{M})) e^{ikx} \right|^2, \quad (1)$$

а также угловых и спектральных распределений фотонов, излучаемых вакуумом, поляризованным перекрывающимися фокусированными лазерными импульсами.  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{M}$  в (1) – соответственно поляризованность и намагниченность вакуума, генерируемые суперпозицией полей импульсов. Современные мультитераваттные лазеры соответствуют модели слабофокусированного импульса, что делает подынтегральное выражение в формуле (1) быстроосциллирующим. Нами проведен анализ подынтегральных слагаемых в (1) и изложен результативный способ их выделения. На его основе и с исполь-

зованием гауссовой модели импульса написан код численного интегрирования на языке C++ для нахождения числа сигнальных фотонов в рассматриваемой схеме столкновения, а также получена аналитическая формула для сигнала в приближении бесконечной длины Рэлея (БДР). С их помощью исследована зависимость сигнала от параметров импульсов, в частности от безразмерного параметра фокусировки  $\Delta$  (рис. 2), и проведена оценка границ применимости используемых приближений.



**Рис. 2.** Зависимость числа сигнальных фотонов в трехпучковой схеме от параметра фокусировки  $\Delta$  при совпадающих ширинах фокусировки импульсов

Авторы благодарны И. Ю. Костюкову и Е. Н. Нерушу за обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Росатома и НИЯУ МИФИ в рамках программы «Приоритет-2030» Минобрнауки РФ.

1. *Dunne G. V.* The Heisenberg-Euler effective action: 75 years on // International Journal of Modern Physics: Conference Series / World Scientific. 2012. V. 14. P. 42–56.
2. *Heisenberg W., Euler H.* Consequences of Dirac theory of the positron // arXiv preprint physics/0605038. 2006.
3. Using high-power lasers for detection of elastic photon-photon scattering / Lundström E., Brodin G., Lundin J. [et al.] // Physical review letters. 2006. V. 96, № 8. P. 083602.
4. *King B., Hu H., Shen B.* Three-pulse photon-photon scattering // Physical Review A. 2018. V. 98, № 2. P. 023817.
5. Design of the front-end system for a subexawatt laser of the XCELS facility / Mukhin I. B., Soloviev A. A., Perevezentsev E. A. [et al.] // Quantum Electronics. 2021. V. 51, № 9. P. 759.

# ХИМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ ДВИЖУЩИХСЯ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

*М. И. Болотов<sup>1</sup>, Л. А. Смирнов<sup>1,2</sup>, Г. В. Осипов<sup>1</sup>, А. С. Пиковский<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>3</sup>Потсдамский университет, Германия

Химерные режимы, впервые описанные Курамото и Баттогтохом (КБ) почти 20 лет назад [1], продолжают оставаться в центре внимания теоретических и экспериментальных исследований. В осцилляторных средах под химерами понимают пространственно-временные структуры, где некоторое подмножество осцилляторов ведет себя синхронно и образует когерентный кластер, а другие осцилляторы при этом асинхронны. В классической системе КБ нелокально связанных осцилляторов на кольце имеет место бистабильность: химерный режим сосуществует с полностью синхронным пространственно однородным состоянием. В этой бистабильной ситуации различные начальные условия эволюционируют к существенно отличающимся по своей сути режимам поведения, поскольку бассейн притяжения синхронного состояния относительно велик. Более того, в конечной популяции (т. е. для сравнительно небольшого числа частиц) полностью синхронное состояние оказывается глобально притягивающим множеством, а химерный режим является только переходным, слабохаотическим состоянием, время наблюдения которого экспоненциально растет с ростом числа осцилляторов [2]. В данной работе показано, что беспорядок в расположении осцилляторов в модели КБ способствует обратному: синхронное состояние исчезает или перестает быть аттрактором, а химеры остаются устойчивыми режимами.

Определим исследуемую модель как обобщение модели КБ [1] нелокально связанных фазовых осцилляторов, распределенных на кольце:

$$\dot{\phi}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N G(x_j - x_i) \sin(\phi_j - \phi_i - \alpha). \quad (1)$$

В отличие от работы [1], где предполагалось эквидистантное расположение осцилляторов, мы рассматриваем ситуацию, когда расстояния между соседними элементами могут быть случайными, а координаты  $0 < x_i < 1$   $N$  фазовых осцилляторов на кольце либо произвольны и фиксированы, либо изменяются под действием внешних флуктуаций. При этом предполагается, что сила связи между элементами зависит от расстояния между элементами в соответствии с законом

$$G(x) = \frac{\kappa \cosh(\kappa(|x| - 0,5))}{2 \sinh(\kappa/2)}, \quad (2)$$

который является обобщением экспоненциального ядра, принятого в [3] для учета периодических граничных условий на кольце. Параметр  $\kappa$  определяет эффективный диапазон связи, параметр  $\alpha$  – фазовый сдвиг связи. Примем данные параметры равными следующим значениям:  $\kappa = 4$ ,  $\alpha = 1,457$ .

В качестве способов расположения частиц  $x_i$  рассмотрим два следующих варианта: i) статистический беспорядок, когда координаты частиц  $x_i$  фиксированы и определяются как независимые реализации случайной величины с равномерным распределением на кольце; ii) случайно блуждающие по кольцу осцилляторы, пространственные координаты которых определяются из соотношения

$$\dot{x}_i = \sigma \xi_i(t), \quad \langle \xi_i(t) \rangle = 0, \quad \langle \xi_i(t) \xi_j(t') \rangle = \delta_{ij} \delta(t - t'), \quad (3)$$

совпадающего с уравнением для броуновской частицы, находящейся под воздействием гауссовского белого шума.

В системе КБ с конечным числом элементов  $N$  полностью синхронный режим является устойчивым, а химерный – хаотическим переходным. Однако при конечном числе элементов  $N$  в случае статистического беспорядка возможно обратное: синхронное состояние может стать неустойчивым, в то время как химерное состояние будет устойчивым. В результате статистического анализа показано, что вероятность наблюдения полностью синхронных режимов очень мала для относительно малых  $N < 1024$ , однако для  $N \geq 8192$  она становится вновь достаточно высокой [4]. Это подтверждает качественную картину локальной устойчивости синхронного состояния при  $N \rightarrow \infty$ . Подчеркнем здесь, что мы не рассматриваем очень маленькие системы с количеством частиц  $N < 128$ .

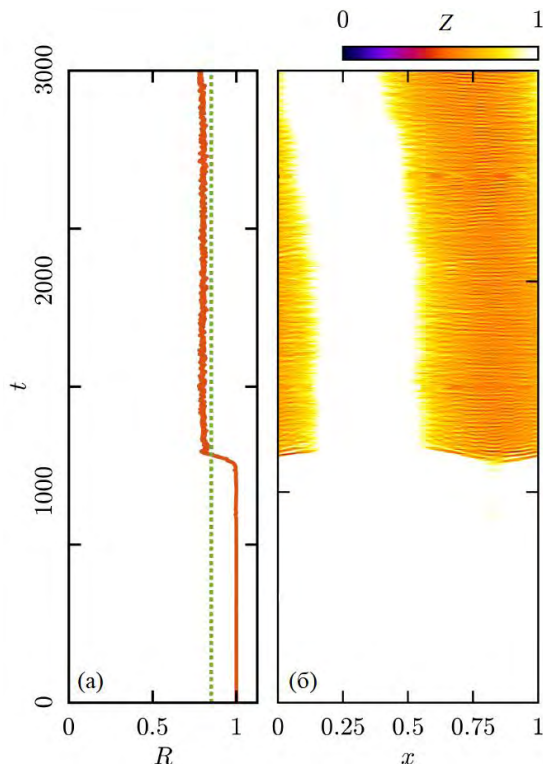


Рис. 1

порядка остается близким к единице, пока достаточно большая часть осцилляторов не становится асинхронной. Тогда величина параметра порядка падает; мы приняли момент пересечения порогового значения  $R^* = 0,85$  в качестве критерия перехода к химерному режиму (рис. 1, а). Дополнительно определялся локальный параметр порядка  $Z(x_i, t)$ . Во всех проведенных расчетах оказалось, что после перехода максимальное (по решетке) значение локального параметра порядка очень близко к единице, что свидетельствует о наличии синхронного кластера, а минимальное значение локального параметра порядка колеблется в районе значения 0,3, что свидетельствует о наличии некогерентного домена (рис. 1, б).

Ключевой результат работы состоит в том, что даже слабый беспорядок в расположении активных осцилляторных элементов способствует устойчивости химерного режима, а при численности популяций ниже некоторого порогового уровня устойчивый синхронный режим в системе со статическим беспорядком практически невозможно наблюдать. Для случайно блуждающих частиц наблюдается переход от изначальной синхронной конфигурации к химере во всех рассмотренных реализациях. Даже когда синхронный режим имеет конечную вероятность существования в случае статической конфигурации координат, медленные изменения положения частиц под воздействием внешних флуктуаций в конечном итоге приводят к реализации конфигурации координат, при которой устойчивое полностью синхронное состояние не существует, что влечет за собой возникновение химеры. Проведен статистический анализ описанных процессов и для них выявлены основные универсальные закономерности, в том числе связанные с масштабными преобразованиями [4].

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 22-12-00348).

1. Kuramoto, Y. Coexistence of coherence and incoherence in nonlocally coupled phase oscillators / Y. Kuramoto, D. Battogtokh // Nonlinear Phenom. Complex Syst. 2002. V. 5. P. 380.
2. Wolfrum, M. Chimera states are chaotic transients / M. Wolfrum, O. E. Omel'chenko // Phys. Rev. E. 2011. V. 84. P. 015201(R).
3. Smirnov, L. Chimera patterns in the Kuramoto-Battogtokh model / L. Smirnov, G. Osipov, A. Pikovsky // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. 2017. V. 50. P. 08LT01.
4. Smirnov, L. A. Disorder fosters chimera in an array of motile particles / L. A. Smirnov, M. I. Bolotov, G. V. Osipov, A. Pikovsky // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 034205.

В случае случайно блуждающих частиц положение элементов в начальный момент времени считается эквидистантным, а значения фаз равными, что соответствует полностью синхронному режиму. Далее из-за неравномерного движения частиц возникает беспорядок в их положениях. На достаточно больших временных интервалах частицы можно считать некоррелированными, поэтому их положение на кольце совершенно случайно. Это способствует переходу системы в химерный режим. Более того, поскольку в ходе временной эволюции реализуются различные случайные конфигурации фаз, в конечном итоге та, которая приводит к разрушению синхронного режима, определяет переход к химере. Таким образом, в отличие от случая статического беспорядка, переход от синхронного режима к химере будет наблюдаться даже при размерах системы  $N = 8192$  и более. В наших численных экспериментах ( $\sigma = 10^{-3}$ ) мы использовали критерий перехода к химере, основанный на глобальном параметре порядка

$$R = \left| \sum_{i=1}^N \exp(i\varphi_i) \right| / N.$$

Начиная с  $R = 1$ , в ходе

длительного переходного периода параметр порядка

# ЭЛЕКТРОННЫЙ НЕЙРОМОРФНЫЙ ГЕНЕРАТОР С ВОЗБУДИМОЙ И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКОЙ

*Д. И. Большаков<sup>1</sup>, М. А. Мищенко<sup>1</sup>, В. В. Матросов<sup>1</sup>, И. В. Сысоев<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

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

На сегодняшний день одной из наиболее актуальных задач междисциплинарной науки является проектирование и исследование нейроморфных устройств [1]. Разработка такой нейроморфной электроники позволит строить вычислительные устройства и системы обработки информации по новым принципам и с высоким уровнем параллелизма [2]. Нейроморфные устройства требуют разработки электронных компонентов: нейронов и синапсов. В работе [3] была предложена система фазовой автоподстройки частоты (ФАП) с полосовым фильтром в цепи управления. Наблюдаемые в такой системе автоколебания переменной, описывающей напряжение на выходе фильтра в цепи управления, качественно похожи на спайковые и бёрстовые колебания мембранного потенциала нейрона [4]. Показано количественное и качественное соответствие динамики электронного генератора и соответствующей математической модели путем реконструкции параметров по экспериментальным временным рядам [5].

Фундаментальным недостатком разработанного в [6] нейроноподобного генератора на базе системы фазовой автоподстройки частоты является отсутствие возбудимого режима, когда генерация импульсов имела бы место только в ответ на внешнее воздействие. Подавляющее большинство нейронов мозга находятся в возбудимом подпороговом режиме, и генерация потенциалов действия обусловлена, в первую очередь, наличием большого числа связей.

Для устранения указанного недостатка и добавления возбудимого режима в схему нейроноподобного генератора между низкочастотной и высокочастотной частями полосового фильтра добавлен переключатель, активируемый при превышении сигналом порога, подробно описанный в [7]. После замыкания ключа сигнал с выхода низкочастотного фильтра проходит не только через фильтр верхних частот, но и в обход, пропуская низкочастотную и постоянную составляющую. За счет этого формируется система фазовой автоподстройки частоты с фильтром нижних частот, которая способна обеспечить режим синхронизации, тем самым формируя постоянный сигнал на выходе фильтра в цепи управления. Сигнал на выходе фильтра верхних частот интерпретируется в качестве мембранного потенциала нейрона. Таким образом, в нейроморфном генераторе на основе системы ФАП формируется неавтоколебательный возбудимый режим.

Экспериментальное исследование электронного модифицированного генератора показало наличие как известных автоколебательных режимов, так и нового возбудимого режима в желаемой области параметров.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента МД-3006.2021.1.2 и в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

1. *Zhu J.* A comprehensive review on emerging artificial neuromorphic devices / J. Zhu, T. Zhang, Y. Yang, R. Huang // *Appl. Phys. Rev.* 2020. V. 7. I. 1. P. 011312.
2. *Wunderlich T.* Demonstrating advantages of neuromorphic computation: a pilot study / T. Wunderlich, A. F. Kungl, E. Müller [et al.] // *Front. Neurosci.* 2019. V. 13. P. 260.
3. *Shalfeev V. D.* Investigation of the dynamics of a system of automatic phase control of frequency with a coupling capacitor in the control loop // *Radiophys. Quantum Electron.* 1968. V. 11. I. 3. P. 221–226.
4. *Мищенко М. А.* Нейроноподобная динамика в системе фазовой синхронизации / М. А. Мищенко, В. Д. Шалфеев, В. В. Матросов // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2012. Т. 20, № 4. С. 122–130.
5. *Mishchenko M. A.* Identification of phase-locked loop system from its experimental time series / M. A. Mishchenko, D. I. Bolshakov, A. S. Vasin [et al.] // *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs.* 2022. V. 69, № 3. P. 854–858.
6. *Мищенко М. А.* Аппаратная реализация нейроноподобного генератора с импульсной и пачечной динамикой на основе системы фазовой синхронизации / М. А. Мищенко, Д. И. Большаков, В. В. Матросов // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43, № 13. С. 10.
7. *Большаков Д. И.* Электронный нейроноподобный генератор с возбудимым и автоколебательным режимом на основе системы фазовой автоподстройки частоты / Д. И. Большаков, М. А. Мищенко, В. В. Матросов, И. В. Сысоев // *Письма в ЖТФ.* 2022. Т. 48, № 9. С. 23.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОГО ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

*В. А. Брызгалов<sup>1</sup>, С. В. Дмитриев<sup>2</sup>, Е. А. Корзникова<sup>1</sup>*

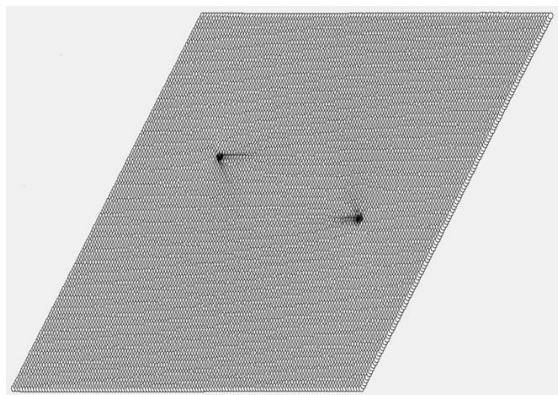
<sup>1</sup>Уфимский государственный авиационный технический университет

<sup>2</sup>Институт физики молекул и кристаллов РАН, Уфа

Электропластический эффект является одним из эффективных методов улучшения технологических свойств электропроводящих материалов. Данный эффект позволяет повышать пластичность металлов, управлять процессами зарождения и развития дислокационной структуры, снижать усилия, необходимые для обработки материала [1, 2].

В монокристаллах преобладает дислокационный электропластический эффект, описанный в ходе эксперимента в работе [3] для монокристалла никеля.

В настоящей работе изучено движение дислокаций в двумерной модели монокристалла под воздействием электрического тока (рис. 1) и проанализирован эффект дислокационной электропластичности. Новизна работы заключается в том, что дислокационная электропластичность исследуется в модели двумерного монокристалла, наглядность которой позволяет легко визуализировать исследуемые процессы. Для моделирования применялся метод молекулярной динамики с использованием потенциала Морзе, так как он наиболее пригоден для небольших моделей атомов на коротком интервале времени.



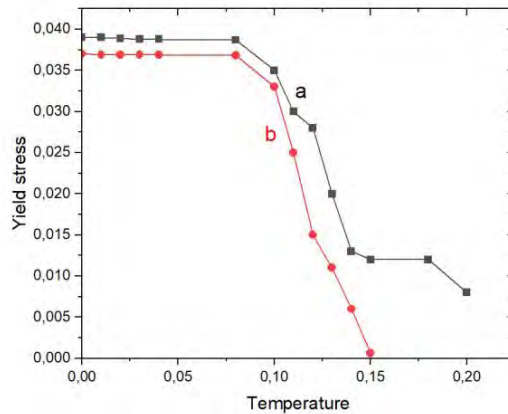
**Рис. 1.** Модель двумерного монокристалла с введенными в него двумя дислокациями (атомы окрашены в соответствии с величиной потенциальной энергии; черным цветом показаны атомы с максимальной энергией, они располагаются вблизи ядер дислокаций)

Предложена модель, реализующая электропластический эффект посредством увеличения общей кинетической энергии системы не равномерно по всему объему кристалла, а в зависимости от потенциальной энергии атомов:

$$dK_n = pK \left( \frac{P_n - P_{\min}}{P_{\max} - P_{\min}} \right)^3,$$

где  $p$  – параметр, определяющий мощность тока,  $P_n$  – потенциальная энергия  $n$ -го атома,  $K$  – кинетическая энергия всей системы (пропорциональна температуре кристалла),  $P_{\min}$  и  $P_{\max}$  – минимальная и максимальная потенциальная энергия атомов в системе соответственно.

Считается, что в результате прохождения импульса электрического тока возрастает кинетическая энергия атомов пропорционально кубу их потенциальной энергии. Более высокую потенциальную энергию имеют атомы вблизи дефектов, поэтому температура будет повышаться в области дефектов сильнее, увеличивая их подвижность. Проведено моделирование движения дислокаций под воздействием сдвигающих напряжений и температуры с учетом влияния импульсов электрического тока на систему. Описаны зависимости предела текучести от температуры без учета электропластического эффекта, а затем – с его учетом.



**Рис. 2.** Зависимость предела текучести от температуры: *a* – модель атомов без применения импульсов тока; *b* – модель атомов с учетом электропластического эффекта

Анализ графиков зависимости предела текучести от температуры без применения тока и с применением импульсного тока показал, что электропластический эффект существенно облегчает движение дислокаций только при достаточно высокой температуре кристалла (рис. 2). Это связано с наличием потенциала Пайерлса – Набарро, который легче преодолевается дислокациями при повышенных температурах.

1. Столяров В. В. Электропластический эффект в титановых сплавах // Вестник научно-технического развития. 2013. № 3. С. 35–39.
2. Троцкий О. А., Баранов Ю. В., Авраамов Ю. С., Шляпин А. Д. Физические основы и технологии обработки современных материалов. Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2004. Т. 1–2.
3. Li X., Turner J., Bustillo K., Minor A.M. In situ transmission electron microscopy investigation of electroplasticity in single crystal nickel // Acta Materialia. 2022. V. 223. Art. 117461.

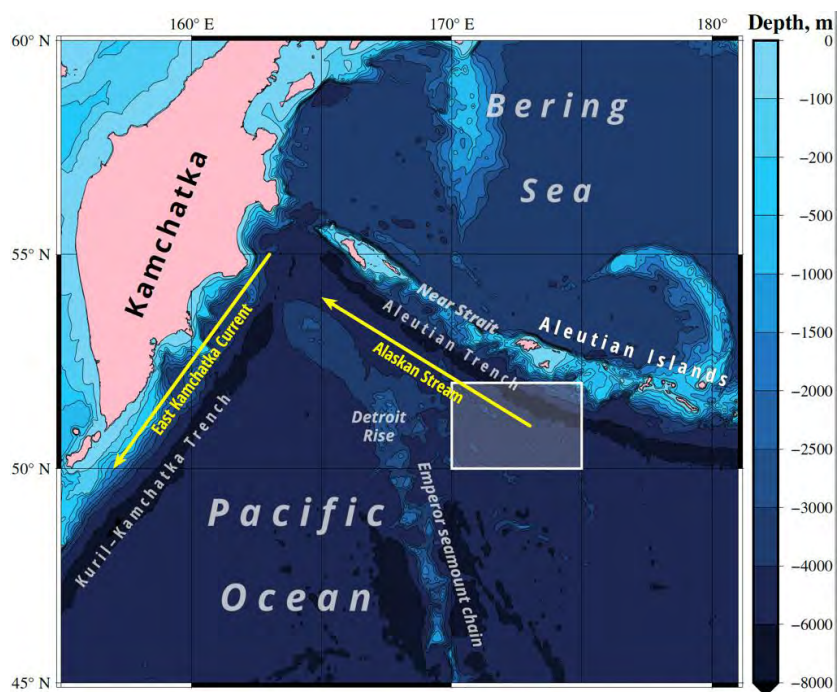


# ОДИССЕЯ АЛЕУТСКИХ ВИХРЕЙ В АЛЬТИМЕТРИЧЕСКУЮ ЭРУ

*М. В. Будянский, М. Ю. Улейский, С. В. Пранц*

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Долгоживущие (существующие в течение нескольких лет) и крупномасштабные (достигающие в диаметре до 300 км) антициклонические Алеутские вихри – Aleutian Eddies (AEs), отделяющиеся от Аляскинского течения к западу от 180° в. д. и распространяющиеся на юго-запад в Западном Субарктическом круговороте – Western Subarctic Gyre – были исследованы в период 1993–2019 годов с помощью лагранжева анализа данных альтиметрии на основе спутниковых наблюдений и гидрографических данных профилей буев Argo (см. рис. 1).



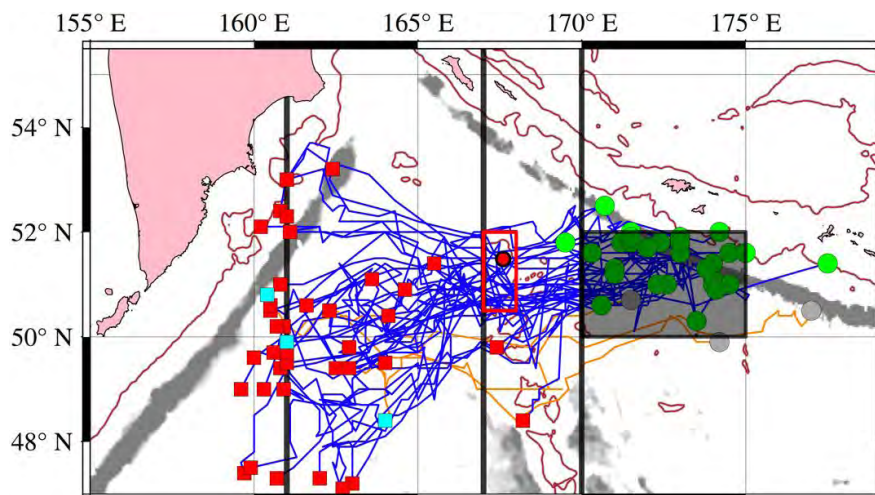
**Рис. 1.** Батиметрия исследуемого региона со схематическим изображением течений. Восточно-Камчатское течение – East Kamchatka Current (ЕКС). Область образования Алеутских вихрей – Aleutian Eddies (AEs) – обозначена прямоугольником

Лагранжева диагностика позволила задокументировать все события жизненного цикла каждого вихря, включая взаимодействие с рельефом дна и другими вихрями, деформацию, расщепление, слияние, эрозию и распад. Сразу после образования АЕс в течение некоторого времени стационарируют над Алеутским желобом перед отделением от основного течения. АЕс испытывают сильную деформацию при пересечении подводной горы Детройт – Detroit Rise, а некоторые из них делятся при прохождении над горой. Кинематика и вертикальная структура некоторых АЕс, исследованных *in situ* в работе Saito [1], были подробно рассмотрены с использованием лагранжевых карт на основе альтиметрии и данных буев Argo. Наблюдения показали типичную субарктическую вертикальную структуру вихрей со специфической теплой и соленой мезотермальной водой в промежуточном слое. АЕс обеспечивают холодные Курило-Камчатское течение и течение Ойясио теплой и соленой водой субтропического происхождения. Эти воды после долгого путешествия по северной части Тихого океана возвращаются к своему источнику к востоку от Японских островов.

Аляскинское течение – Alaskan Stream (AS) – это интенсивное западное пограничное течение в северной части Тихого океана, которое соединяет аляскинский круговорот – Alaskan Gyre, Западный Субарктический круговорот – Western Subarctic Gyre – и круговорот Берингова моря – Bering Sea Gyre. Оно течет на запад вдоль континентального склона и Алеутского желоба – Aleutian Trench, простираясь в северной части Тихого океана от залива Аляска до полуострова Камчатка. В этой области известны два класса мезомасштабных антициклонических вихрей. Аляскинские вихри образуются в восточной части течения к югу от полуострова Аляска – Alaska Peninsula – и Алеутских островов –



Aleutian Islands – и распространяются вниз по течению на запад вдоль островов [2–4]. Такие вихри разрушаются, не достигнув 180° в. д. [5, 6]. Второй класс мезомасштабных антициклонических вихрей, называемый Алеутскими вихрями – Aleutian Eddies (AEs), регулярно образуются в западной области AS между 175° в. д. и 170° в. д. к югу от Алеутских островов (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Траектории всех крупномасштабных и долгоживущих антициклонов (синий цвет) и циклонов (оранжевый цвет), образовавшихся в районе 50–52° с. ш., 170–175° в. д. (затемненная область) в период 1993–2020 гг. Зеленые и серые закрашенные кружки – места рождения AEs и циклонов. Красные и лазурные квадраты – места распада антициклонов и циклонов. Красный прямоугольник и красный кружок внутри схематически показывают расположение горы Детройт и гайота Детройт. Черные полосы – расположение изобат глубже 6 км

AEs образуются над Алеутским желобом и стационарируют там некоторое время. После отделения от AS большинство AEs перемещаются либо на юго-запад, либо на северо-запад к Камчатке, пересекая северную часть цепи Императорских гор – Emperor seamount chain [1, 7–9]. Эти вихри являются одними из крупнейших (достигающих 300 км в одном из направлений) и энергичных вихрей в океане, которые регулярно образуются в районе 50–52° с. ш., 170–175° в. д. [1, 9]. В представленной работе рассматривается несколько вихрей, которые были ранее изучены в работах [1, 9]. Комплексного исследования такого класса вихрей от этапа их образования до распада, основанного на многолетних данных, не проводилось. Обладая высокой скоростью появления, высокой интенсивностью, большим масштабом и длительным сроком существования, AEs образуют базовую структуру мезомасштабного вихревого поля в Западном Субарктическом круговороте – Western Subarctic Gyre.

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ 19-17-00006.

1. Saito R., Yasuda I., Komatsu K., Ishiyama H., Ueno H., Onishi H., Setou T., Shimizu M. Subsurface hydrographic structures and the temporal variations of Aleutian eddies // *Ocean Dynamics*. 2016. V. 66. P. 605–621.
2. Crawford W. R., Cherniawsky J. Y., Foreman Michael G. G. Multiyear meanders and eddies in the Alaskan Stream as observed by TOPEX/Poseidon altimeter // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27, № 7. P. 1025–1028.
3. Ladd C., Stabeno P., Cokelet E. D. A note on cross-shelf exchange in the northern Gulf of Alaska // *Deep Sea Research. Part II : Topical Studies in Oceanography*. 2005. V. 52, № 5/6. P. 667–679.
4. Ladd C., Mordy C. W., Kachel N. B., Stabeno P. J. Northern Gulf of Alaska eddies and associated anomalies // *Deep Sea Research. Part I : Oceanographic Research Papers*. 2007. V. 54, № 4. P. 487–509.
5. Okkonen S. R. The shedding of an anticyclonic eddy from the Alaskan Stream as observed by the GEOSAT altimeter // *Geophysical Research Letters*. 1992. V. 19, № 24. P. 2397–2400.
6. Ueno H., Sato K., Freeland H. J. et al. Anticyclonic eddies in the Alaskan Stream // *Journal of Physical Oceanography*. 2009. V. 39, № 4. P. 934–951.
7. Rogachev K. A., Shlyk N. V. Recent changes of the halocline characteristics and warming of the intermediate water in the Kamchatka current and the Oyashio // *Oceanology*. 2009. V. 49, № 6. P. 753–758.
8. Ueno H., Crawford W. R., Onishi H. Impact of Alaskan Stream eddies on chlorophyll distribution in the North Pacific // *Journal of Oceanography*. 2010. V. 66, № 3. P. 319–328.
9. Rogachev K. A., Shlyk N. V., Carmack E. C. The shedding of mesoscale anticyclonic eddies from the Alaskan Stream and westward transport of warm water // *Deep Sea Research. Part II : Topical Studies in Oceanography*. 2007. V. 54, № 23/26. P. 2643–2656.

## ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ПРОТОНОВ НА ПЕТАВАТТНОМ ЛАЗЕРНОМ КОМПЛЕКСЕ «АПОЛЛОН»

*К. Бурдонов<sup>1</sup>, А. Фаццини<sup>2</sup>, В. Лелассо<sup>2</sup>, Т. Цецотти<sup>3</sup>, Е. Филиппов<sup>1</sup>, П. Форестье-Коллеони<sup>2</sup>,  
Л. Ланция<sup>2</sup>, А. Леблан<sup>4</sup>, Ф. Перес<sup>2</sup>, С. Пикуз<sup>1</sup>, Ф. Кере<sup>3</sup>, Ж. Фукс<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

<sup>2</sup>Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Палезо, Франция

<sup>3</sup>Commissariat à l'Énergie Atomique, Саклэ, Франция

<sup>4</sup>Laboratoire d'Optique Appliquée, Палезо, Франция

В данной работе представлены результаты экспериментов по вводу в эксплуатацию «короткофокусного» зала мультиметтаваттного лазерного комплекса «Аполлон» (Сакле, Франция). Оптический импульс, доставляемый в мишенную камеру взаимодействия, имел среднюю энергию 10 Дж и длительность импульса 25 фс, что при острой фокусировке ( $f/2$ ) соответствовало интенсивности порядка  $2 \cdot 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> на мишени.

Для оценки работы лазерной установки на петтаваттном уровне мощности был использован ряд диагностических методик, включающий магнитные детекторы заряженных частиц, детекторы электромагнитного излучения в оптическом и рентгеновском диапазонах и др.

Фокусное пятно на мишени и его пространственная стабильность, временной профиль интенсивности излучения перед основным импульсом и результирующий градиент плотности, формирующийся на облучаемой лазером стороне твердотельных мишеней, были тщательно охарактеризованы с целью помочь пользователям планировать будущие эксперименты.

В ходе экспериментов были зарегистрированы выбросы горячих электронов и ионов, а также электромагнитное излучение высокой энергии, что свидетельствует об эффективном взаимодействии лазерного импульса с мишенью. Общие характеристики вторичного излучения полностью соответствуют типичным значениям, регистрируемым на лазерных комплексах с аналогичными параметрами по всему миру.

Следующий этап экспериментов, запланированный на конец 2022 года, будет проходить с использованием лазерного излучения на уровне нескольких петтаватт.

1. *Burdonov K. F.* Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level / K. F. Burdonov [et al.] // *Matter and Radiation at Extremes*. 2021. V. 6. P. 064402-1–14.

# ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗИРОВАННОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

*И. М. Вершинин, М. Е. Гуцин, И. Ю. Зудин, С. В. Коробков, А. С. Николенко, А. В. Стриковский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Задача генерации и распространения сверхкоротких электромагнитных импульсов (ЭМИ) большой амплитуды в газах и плазме очень важна для создания систем импульсной радиолокации и связи, функционирующих в верхней атмосфере и ионосфере Земли, а также новых средств радиофизической диагностики околоземного пространства [1, 2].

В докладе представлены результаты экспериментального исследования распространения мощных ЭМИ в различных газах при пониженном давлении. Такое распространение сопровождается ионизацией газа. Эксперименты проводились на стенде «Спрайт» (ИПФ РАН, г. Н. Новгород) при давлениях от  $10^{-2}$  до 100 Торр, в качестве газовой среды использовались воздух, инертные газы – аргон и гелий, пары воды. Для создания условий, приближающих режим лабораторного моделирования к режиму распространения ЭМИ в верхней атмосфере и ионосфере используются передающие полосковые линии, в которых мощные ЭМИ с амплитудой напряжения до нескольких десятков киловольт распространяются в ТЕМ-моде.

Для проведения экспериментов было изготовлено несколько передающих линий, имеющих различные волновые сопротивления и различные зазоры между проводниками, что позволило проводить эксперименты при существенно различных напряженностях электрического поля в газе. ЭМИ формировались высоковольтными генераторами импульсов амплитудой от нескольких единиц до нескольких десятков киловольт с длительностью порядка и меньше 1 нс. Исследован эффект ионизации газа в поле ЭМИ в зависимости от сорта газа и давления, а также связанное с ним явление трансформации формы и амплитуды прошедшего импульса. Возникающие разрядные явления исследованы с помощью фотоэлектронного умножителя и пикосекундной высокоскоростной фотокамеры. Измерения проводились как в режиме одиночных ЭМИ, так и в режиме пачек ЭМИ с частотой повторения до 100 Гц. В случае режима пачек импульсов пробой облегчен. Установлено, что изменение формы прошедшего импульса соответствует условиям пробоя – возникновению свечения газа в линии. Для имитации условий в атмосфере предложена и реализована методика введения в газы примесей в форме водяных паров за счет сублимации льда.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект № 075-15-2020-790).

1. *Golubev A. I. Kinetic Model of the Propagation of Intense Subnanosecond Electromagnetic Pulse Through the Lower Atmosphere / Alexander I. Golubev, Tatyana G. Sysoeva, Vladimir A. Terekhin, Vladimir T. Tikhonchuk, and Larry L. Altgilbers // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 303–311.*
2. *Солдатов А. В. Распространение сверхширокополосного электромагнитного сигнала в ионосферной плазме / А. В. Солдатов, В. А. Терехин // Физика плазмы. 2016. Т. 42, № 10. С. 927–935.*

## СИНХРОНИЗАЦИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИГРАХ

*О. С. Вершинина, М. В. Иванченко*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Синхронизация колебаний – фундаментальное нелинейное явление, хорошо изученное как в случае сложной индивидуальной динамики, в том числе стохастической и хаотической, так и в случае ансамблей со сложной топологией связи [1]. В то же время синхронизация переходных нелинейных стохастических колебаний с конечным временем жизни – метастабильных колебаний, характерных, например, для эволюционных игр, остается менее исследованной.

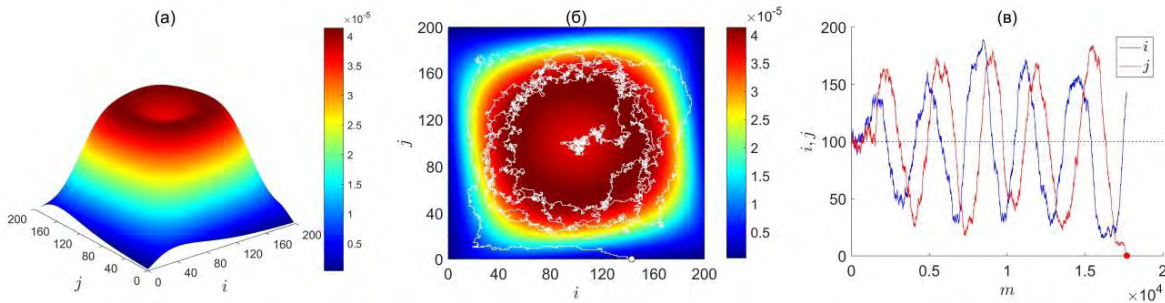
В качестве модельной системы, демонстрирующей метастабильные колебания, рассматривается известная в эволюционной теории игр  $2 \times 2$  игра «Битва полов» [2], описывающая конкуренцию стратегий выбора партнера и воспитания потомства в популяциях самцов и самок. В рассматриваемой игре две особи популяций противоположного пола играют друг против друга и каждый игрок может придерживаться двух поведенческих стратегий. Целью как самцов, так и самок является передача своих генов как можно большему количеству потомков. Однако производство потомства влечет за собой определенные затраты, поэтому каждая особь пытается переложить эти затраты на своего партнера, что приводит к конфликтной ситуации, которая представляется в виде игровой модели. В зависимости от стратегии игрока и стратегии, выбранной его оппонентом, игрок получает некоторый платеж, отражающий совокупные затраты и выгоды игрока. После каждого игрового раунда игроки отслеживают выплаты, полученные другими членами популяции, и пытаются адаптировать свою стратегию к стратегии наиболее успешных игроков.

Подходом, который формализует процесс адаптации стратегий, является стохастический процесс рождения-смерти Морана, обеспечивающий сохранение размера популяций  $N$  постоянным на всем протяжении игры. В случае двух популяций динамика процесса Морана в каждом раунде игры состоит из трех шагов: а) выбор игрока для размножения с учетом приспособленности; б) рождение потомка с такой же стратегией, как у родителя; в) смерть случайного игрока. Описанный эволюционный механизм действует в обеих популяциях одновременно. С течением времени популяции меняют свой состав, а динамика системы рассматривается до тех пор, пока одна из популяций не достигнет поглощения (вырождения), то есть когда в ней останутся игроки только с одной стратегией. Поглощающие состояния являются аттракторами эволюционной динамики для системы с популяциями конечных размеров, и флуктуации неизбежно приводят систему к одному из них. Состояние рассматриваемой игры описывается двумя величинами  $i$  и  $j$ , характеризующими число игроков с первой стратегией в мужской и женской популяциях соответственно. Под траекторией системы будем понимать последовательность величин  $i$  и  $j$  в течение  $M$  раундов игры:  $(i_m, j_m)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots, M$ .

Ранее для этой системы нами было показано [3], что поглощающие состояния, а именно полное доминирование одной из стратегий поведения, достигаются только на больших временах и не отражают важных свойств эволюционной динамики. В связи с этим изучались метастабильные состояния, в которых система может существовать длительное время, прежде чем перейти в состояние поглощения. Было обнаружено, что метастабильное распределение вероятностей, определенное на множестве состояний двух взаимодействующих популяций, имеет форму замкнутого кратера с максимумом плотности вероятности вокруг состояния равновесия по Нэшу рассматриваемой игры. Стохастическая эволюция траектории, запущенной вдалеке от поглощающих границ, может быть разделена на две стадии. На первой стадии траектория быстро сходится к метастабильному состоянию. На второй стадии траектория осциллирует в окрестности метастабильного состояния до тех пор, пока флуктуации не выбивают ее на поглощающую границу (рисунок). Этот временной масштаб задает среднее время жизни метастабильной динамики. Было также показано, что свойства наблюдаемых в игре «Битва полов» метастабильных колебаний числа игроков с первой/второй стратегией, а именно амплитуда и время жизни, зависят от числа особей в популяциях.

В данной работе выдвигается предположение о возможности синхронизации обнаруженных метастабильных колебаний внешним периодическим сигналом и о том, что амплитудой и временем жизни таких колебаний можно управлять с помощью выбора параметров внешнего воздействия. В качестве внешнего воздействия могут выступать периодические изменения условий окружающей среды и времени года, которые, как известно, могут влиять на стратегии выбора партнера у животных

особей [4]. В рамках игры «Битва полов» внешнее периодическое воздействие было смоделировано путем введения периодически изменяющихся платежей.



Метаустойчивая динамика двух популяций размером  $N = 200$  в игре «Битва полов». Метаустойчивое распределение на плоскости возможных состояний популяций (а, б). Цветовая шкала обозначает величину вероятности. Белая линия соответствует некоторой траектории системы до поглощения. Изменение количества игроков с первой стратегией в мужской,  $i$ , и женской,  $j$ , популяциях в зависимости от раунда игры  $m$  (в). Точками на графиках обозначен выход системы на поглощающую границу

Для определения синхронизации были использованы следующие подходы: построение области синхронизации (языка Арнольда) на плоскости параметров внешнего воздействия, вычисление эффективной константы диффузии, наблюдение фазы колебаний в стробоскопические моменты времени. Было показано, что в определенном диапазоне частот метаустойчивые колебания синхронизируются внешним периодическим сигналом, при этом область захвата частоты (область синхронизации) изменяется в зависимости от размера популяций  $N$ . В полученном окне наблюдается также фазовая синхронизация, которая характеризуется уменьшением почти до нуля константы диффузии и появлением пика на распределении циклической разности фаз. В режиме синхронизации при увеличении амплитуды внешнего воздействия увеличивается амплитуда метаустойчивых колебаний, а время жизни метаустойчивой динамики уменьшается.

Было также показано, что можно управлять амплитудой и временем жизни метаустойчивых колебаний с помощью внешнего сигнала, в том числе вне режима синхронизации. Если расстройка частот велика, то увеличение амплитуды внешнего воздействия влечет за собой качественное изменение метаустойчивой динамики: метаустойчивое распределение становится унимодальным, а вынужденные колебания теряют выделенную амплитуду.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90202.

1. Пиковский, А. Синхронизация : фундаментальное нелинейное явление / А. Пиковский, М. Розенблум, Ю. Куртс – М. : Техносфера, 2003. – 496 с.
2. Dawkins, R. The Selfish Gene / R. Dawkins. – Oxford : Oxford University Press, 1976.
3. Denisov, S. Quasi-stationary states of game-driven systems : a dynamical approach / S. Denisov, O. Vershinina, J. Thingna, P. Hänggi, M. Ivanchenko // Chaos. 2020. V. 30, № 12. P. 123145.
4. Crews, D. Psychobiology of reptilian reproduction : environment, hormones, and behavior interact to regulate different phases of the lizard reproductive cycle / D. Crews // Science. 1975. V. 189, № 4208. P. 1059–1065.

# НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА КОРОТКОИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

*М. Н. Вилков, Н. С. Гинзбург, Е. Р. Кочаровская, А. С. Сергеев, С. Е. Фильченков*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации периодических последовательностей ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на синхронизации мод рабочего резонатора в процессе периодической модуляции его добротности [1, 2]. При этом используются механизмы как активной, так и пассивной модуляции. В первом случае параметры резонатора модулируются внешним воздействием с периодом, кратным времени прохождения светового импульса по резонатору. Во втором случае этот же эффект достигается с помощью просветляющегося поглотителя, устанавливаемого внутрь резонатора.

Реализация подобных механизмов генерации последовательностей УКИ представляет интерес в микроволновой электронике. Метод активной синхронизации мод (АСМ) был реализован экспериментально в схеме ЛСЭ с PIN-диодом в цепи обратной связи [3, 4], на который подавалось периодически меняющееся напряжение. В [5] теоретически исследовалась АСМ в лампе обратной волны с дополнительным отражателем в виде полупроводниковой пластины, проводимость которой модулируется излучением лазера. Метод пассивной синхронизации мод (ПСМ) был исследован и реализован экспериментально на базе гиролБВ с циклотронным поглотителем в цепи обратной связи в работах [6, 7].

В этой связи представляет интерес сопоставление динамики генераторов и параметров УКИ излучения, получаемого в режиме АСМ и ПСМ при одинаковых параметрах усилителя. Указанное сопоставление произведено в рамках модели генератора УКИ с высокодобротным резонатором (рис. 1), когда процесс электронно-волнового взаимодействия может быть описан системой уравнений [8]

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + a + \sigma a + i\varepsilon \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} = \int_0^L \left( \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \right) dZ, \quad (1)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right) u = \text{Re} \left( a(\xi, \tau) e^{i\theta} \right), \quad \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \theta = u,$$

с граничными условиями

$$a(\xi, \tau) = a(\xi + T, \tau), \quad \theta(\xi, Z = 0) = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad u(\xi, Z = 0) = 0, \quad (2)$$

где  $a$  – медленно меняющаяся амплитуда поля,  $\theta$  – фаза электрона в поле синхронной волны,  $u$  – относительное изменение его энергии,  $\tau$  – «медленное» время [1],  $\xi$  – циклическая волновая переменная,  $Z$  – продольная координата,  $\varepsilon$  – параметр дисперсии,  $L$  – нормированная длина усилителя, характеризующая превышения над порогом,  $T$  – период обращения импульса по резонатору.

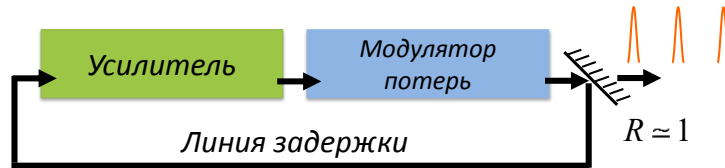
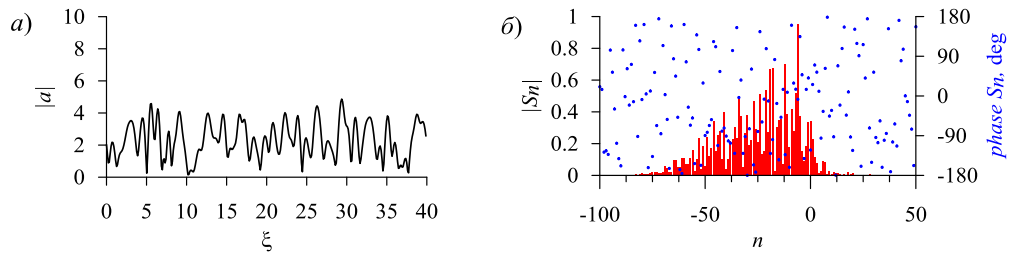


Рис. 1. Принципиальная схема генератора УКИ

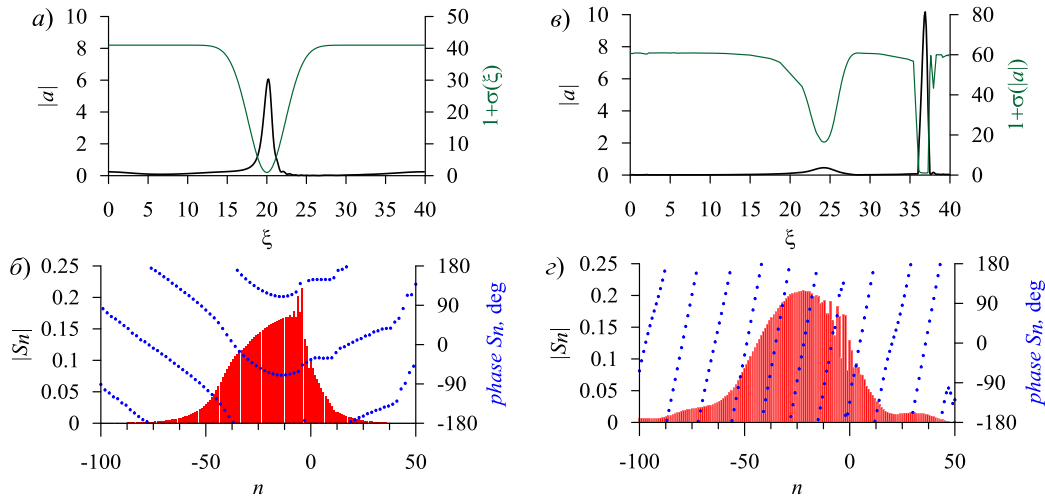
В случае АСМ модуляция потерь имеет вид  $\sigma = \sigma_A(1 - |\sin(\pi\xi/T)|^m)$ . В режиме ПСМ в цепь обратной связи помещается насыщающийся поглотитель с нелинейным коэффициентом поглощения  $\sigma = \sigma_P/(1 + \nu|a|^2)$ .

В отсутствие модулятора ( $\sigma = 0$ ) при достаточно большом превышении над порогом реализуется режим хаотической генерации (рис. 2). Спектр сигнала дискретный, спектральные компоненты ( $n$  – номер)  $S_n = 1/T \int a(\xi) e^{-2in\xi/T} d\xi$  соответствуют собственным модам резонатора со случайными фазами.



**Рис. 2.** Хаотический режим генерации в отсутствие модуляции потерь при большом превышении над порогом  $L = 10$ ,  $T = 40$ ,  $\varepsilon = 0$ :  $a$  – амплитуда сигнала,  $b$  – спектр излучения (показаны амплитуда и фаза спектральных компонент)

Рисунок 3 иллюстрирует режим генерации УКИ в случае активной и пассивной синхронизации при установке модулятора потерь. Важно подчеркнуть, что режимы короткоимпульсной генерации развиваются в условиях, когда при свободной генерации реализуется режим динамического хаоса.



**Рис. 3.** Режим генерации УКИ в случае АСМ:  $a$  – профиль импульса и профиль потерь,  $b$  – спектр излучения при  $m = 30$ ,  $\sigma_A = 40$ ;  $c, d$  – те же зависимости в случае ПСМ при  $\sigma_P = 60$ ,  $\nu = 14$

Спектр излучения как при активной, так и при пассивной синхронизации линейчатый, но фазы спектральных компонент имеют регулярный характер. В случае АСМ импульс неподвижен относительно волновой переменной  $\xi$ , его положение определяется моментом просветления аттенюатора. В случае ПСМ импульс смещается по указанной циклической координате в масштабе медленного времени [8]. При одинаковых параметрах усилителя и цепи обратной связи ПСМ обеспечивает формирование несколько более интенсивных и более коротких по длительности импульсов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания по теме № 0030-2021-0001 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 20-08-00308 А.

1. Haus H. A. Mode-locking of lasers // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. V. 6. № 6. P. 1173–1185.
2. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 2. С. 95–119.
3. Jerby E. Mode-locked free-electron laser oscillator / Jerby E., Bekefi G., Hara T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. 1992. V. 318, № 1–3. P. 114–116.
4. Jerby E. AM Mode-Locking of a Free-Electron Laser Oscillator / Jerby E., Bekefi G. // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29, № 11. P. 2845–2851.
5. Denisov G. Q-switching in the electron backward-wave oscillator / Denisov G., Kuzikov S., Savilov A. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. № 103102.
6. Nonlinear Cyclotron Resonance Absorber for a Microwave Subnanosecond Pulse Generator Powered by a Helical-Waveguide Gyrotron Traveling-Wave Tube / N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, M. N. Vilkov [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13, № 4. P. 044033.
7. Ka-Band 100-kW Subnanosecond Pulse Generator Mode-Locked by a Nonlinear Cyclotron Resonance Absorber / N. S. Ginzburg, S. V. Samsonov, G. G. Denisov [et al.] // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 16, № 5. P. 054045.
8. Пассивная синхронизация мод и формирование диссипативных солитонов в электронных генераторах с просветляющим поглотителем в цепи обратной связи / Гинзбург Н. С., Кочаровская Е. Р., Вилков М. Н., Сергеев А. С. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151, № 1. С. 50–58.



## МОДЕЛЬ ЧАСТИЧНО-СЕКУЛЯРНОЙ АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИССИПАЦИИ В СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ

*И. В. Вовченко<sup>1,3</sup>, Т. Т. Сергеев<sup>1,2,4</sup>, В. Ю. Шишков<sup>1,2,4</sup>, А. А. Зябловский<sup>1,2,4</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2,4</sup>*

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

<sup>4</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

В последнее время большой теоретический интерес представляет описание открытых квантовых систем, которые взаимодействуют с внешним окружением. Этот интерес связан с развитием квантовых технологий, в которых влияние процессов диссипации и декогеренции оказывает существенное влияние на эффективность работы квантовых устройств.

На сегодняшний день существуют три основных марковских подхода к описанию диссипации в квантовых системах: локальный, глобальный и частично-секулярный. В локальном подходе диссипация взаимодействующих подсистем общей системы в различные резервуары описывается в предположении, что взаимодействие между подсистемами не влияет на вид релаксационных операторов. В глобальном подходе система трактуется как единое целое и вид релаксационных операторов существенно зависит от собственных состояний взаимодействующих подсистем. Локальный подход верен, если скорости диссипации энергии подсистем в резервуары много больше констант связи между подсистемами. Глобальный подход верен, если константы связи между подсистемами много больше скоростей диссипации энергии подсистем в их резервуары. Недавно был предложен ещё один подход – частично-секулярный. Он не имеет ограничений на соотношения констант связи между подсистемами и скоростями диссипации в каждый из резервуаров.

Особый интерес представляют неэрмитовы системы с диссипацией, в которых есть так называемая особая точка (exceptional point) – точка в пространстве параметров системы, где совпадают и собственные значения, и собственные векторы системы. Можно показать, что вблизи особой точки в системе происходит фазовый переход [1]. В окрестности особой точки наблюдается корневое расщепление собственных значений, что находит приложение в сенсорике, фотонике и лазерной технике благодаря избирательному по частоте усилению или поглощению [2]. С теоретической точки зрения описание таких систем представляет большой интерес, так как в локальном подходе особая точка явно выражена, а в глобальном подходе особая точка полностью отсутствует. При этом в особой точке, когда константы связи между подсистемами и скорости диссипации энергии подсистем в резервуары сравнимы, оба подхода не применимы. Таким образом, частично-секулярный подход является главным кандидатом на описание систем с особой точкой, так как применим при любых соотношениях констант связи и скоростей диссипации [3, 4].

В докладе на примере системы двух связанных осцилляторов будет показано, что при малых константах связи частично-секулярный подход асимптотически переходит в локальный подход, а при больших константах связи – в глобальный подход [3].

На рисунке 1 представлены числа заполнения антисимметричной и симметричной мод связанных осцилляторов в частично-секулярном (синяя и чёрная штрихпунктирные линии), локальном (салатовая пунктирная линия и красная линия) и глобальном (оранжевая и зелёная линии) подходах. Видно, что при малых константах связи частично-секулярный подход асимптотически стремится к локальному подходу, а при больших константах связи – к глобальному. (Рисунок взят из работы [3].)

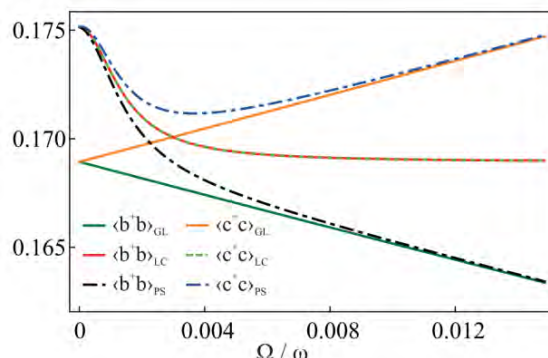


Рис. 1



Также будет показано, что в модели частично-секулярной аппроксимации собственные значения системы на амплитудах всегда расщеплены, однако присутствует проявление особой точки и существует предельная константа связи между подсистемами, выше которой система находится в режиме сильной связи (environment-assisted strong coupling regime) [5].

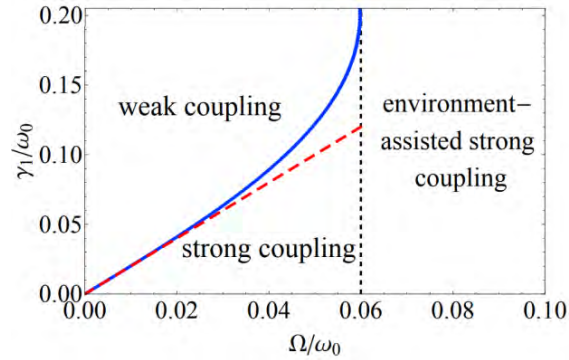


Рис. 2

На рисунке 2 представлен минимум расстояний между собственными значениями системы на амплитудах связанных осцилляторов в частично-секулярном (синяя линия) и локальном (красная пунктирная линия) подходах в зависимости от константы связи и скорости диссипации. Видно, что после значения константы связи 0,06 собственной частоты осциллятора минимума расстояний нет, что означает, что собственные значения всегда расщеплены, а система находится в режиме сильной связи. (Рисунок взят из работы [5].)

1. *Sergeev T. T., Zyablovsky A. A., Andrianov E. S., Pukhov A. A., Lozovik Y. E., Vinogradov A. P.* A new type of non-Hermitian phase transition in open systems far from thermal equilibrium // *Scientific reports*, 2021, 11(1): 1–11.
2. *Miri M.-A., Alu A.* Exceptional points in optics and photonics // *Science*, 2019, 363(6422): eaar7709.
3. *Вовченко И. В., Шишков В. Ю., Зябловский А. А., Андрианов Е. С.* Модель для описания релаксации квантово-механических систем с близко лежащими уровнями энергий // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 2021, 114(1): 43–49.
4. *Cattaneo M., Giorgi G. L., Maniscalco S., Zambrini, R.* Local versus global master equation with common and separate baths: superiority of the global approach in partial secular approximation // *New Journal of Physics*, 2019, 21(11): 113045.
5. *Sergeev T. T., Vovchenko I. V., Zyablovsky A. A., Andrianov E. S.* Environment-assisted strong coupling regime // *Quantum*, 2022, 6: 684.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СИГНАЛЫ РАСТЕНИЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ АБИОТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

*В. А. Воденев*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского  
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Растения существуют в изменяющихся условиях окружающей среды. В силу прикрепленного образа жизни растения не имеют возможности избежать действия неблагоприятных факторов, что требует формирования адаптации. Важная роль в формировании адаптации принадлежит внутриклеточным и межклеточным сигнальным системам растений. Дальнюю (межклеточную) сигнализацию обеспечивают химические, гидравлические и электрические сигналы. Потенциал действия в нервном волокне является классическим примером передачи информации при участии электрических сигналов у живых организмов. Наряду с потенциалом действия (ПД), у растений выделяют также такие электрические сигналы, как переменный потенциал (ВП) и системный потенциал (СП).

Возникновение дистанционных электрических сигналов в растениях происходит при действии стрессоров различной природы, таких как изменение температуры, изменение освещенности, механическое раздражение и др. Сегодня уже можно говорить о наличии у растений специализированных рецепторных систем, активация которых внешними стимулами ведет к возникновению электрической реакции в зоне локального раздражения. Предложены гипотезы, описывающие механизмы преобразования энергии внешнего стимула в изменения электрического потенциала клеток растений. При этом важно отметить отсутствие линейной зависимости между энергией стимула и вероятностью возникновения электрической реакции. Так, например, в случае охлаждения электрический сигнал возникает при изменении температуры всего на несколько градусов, в то время как в случае нагрева требуется изменение на величину около десяти градусов для индукции сигнала.

Тип возникающего в зоне раздражения электрического сигнала – ПД, ВП, СП – зависит от природы стимула, который его индуцирует. Также можно констатировать наличие стимул-специфических черт для определенных электрических сигналов растений. Поскольку у растений, в отличие от животных, типичным является распространение не серии электрических импульсов, а одиночного сигнала, это обеспечивает возможность кодирования информации о природе и/или интенсивности раздражителя.

Расшифровка механизмов декодирования информации, передаваемой электрическими сигналами, требует изучения. Однако можно предполагать, что важную роль в индукции ответа в нераздраженных частях растений играют изменения концентраций ионов  $Ca^{2+}$  и  $H^+$ , а также сдвиги в содержании гормонов. Параметры индуцированного электрическим сигналом функционального ответа определяются не только характеристиками распространяющейся электрической реакции, но также и исходным состоянием и уровнем активности физиологических процессов в нераздраженных частях растения. В совокупности это дает общую картину формирования адаптивных реакций растений как результат сложного взаимодействия на этапах рецепции стимула, передачи электрических сигналов и индукции сигналами функциональных изменений.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов № 075-15-2019-1892 и НЦФМ-10-ИПФ-2022.

# ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТОНКИМИ МИШЕНЯМИ С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ КОМПТОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА

*Д. А. Войтович<sup>1,2</sup>, А. В. Коржиманов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В данной работе рассматривается лазерно-плазменный источник яркого излучения рентгеновского диапазона. Такие источники могут стать альтернативой классическому способу генерации в этом диапазоне на основе синхротронных ускорителей. Их появление обусловлено современными достижениями в области лазерных фемтосекундных технологий [1–3]. Одна из возможных схем реализации лазерно-плазменного рентгеновского источника основана на эффекте обратного комптоновского рассеяния. В работе проводится численное моделирование данного источника методом частиц в ячейках с помощью программного комплекса PICADOR с целью его оптимизации.

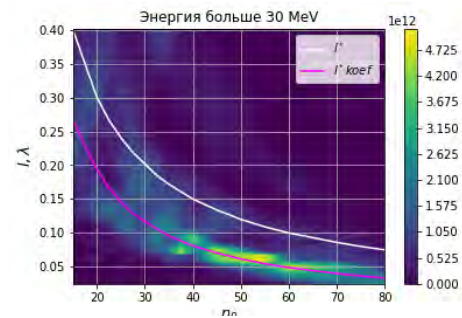
Обратный эффект Комптона заключается в рассеянии фотона с повышением частоты на электроне с большой энергией. При этом при энергии электрона порядка 10–100 МэВ и интенсивности излучения порядка  $10^{20}$ – $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> возможна генерация фотонов с энергиями до 1000 кэВ. Для увеличения яркости источника требуется увеличить количество энергичных электронов. Ультрарелятивистские ( $\gamma \gg 1$ ) электроны можно получить при облучении тонкой мишени сверхинтенсивным лазерным импульсом (с интенсивностью порядка  $10^{20}$ – $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>). Для генерации большого количества электронов необходимо использовать как можно более плотную плазму, поэтому в работе рассматривается плазма за критической плотности (параметр за критичности плазмы  $n_0 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} > 1$ ). Для определенности нами были зафиксированы параметры лазерного импульса. Он имел циркулярную поляризацию, гауссов профиль по всем координатам, длительность 11 фс, диаметр в фокусе 5 мкм, длина волны  $\lambda = 0,9$  мкм, что соответствует рекордным значениям установки PEARL [4]. Амплитуда была выбрана ниже рекордной интенсивности установки ( $a_0 = 59$ ),  $a_0 = \frac{eA}{m_e c^2} = 19$ , из-за большей вероятности проведения эксперимента.

В качестве источника рассеиваемых фотонов в нашей схеме выступал тот же импульс, что воздействует на мишень, ускоряя электроны. В связи с этим важно было обеспечить прохождение импульса сквозь изначально непрозрачную мишень. Это достигалось выбором толщины мишени так, чтобы максимальная величина поля разделения зарядов в слое оказывалась меньше давления света. Из баланса сил давления можно получить, что просветление слоя должно наблюдаться в случае, когда толщина мишени меньше критического значения:

$$l^* = \frac{2a_0}{n_0 k}, k - \text{волновое число.}$$

В ходе моделирования взаимодействия лазерного излучения с мишенью конечной толщины были получены пучки ускоренных ультрарелятивистских электронов с энергией 30–70 МэВ. На рисунке 1 показана карта электронов на плоскости параметров  $(n_0, l)$ , где  $l$  – толщина мишени,  $l^*$  – критическая толщина. Цветом указано количество электронов с энергией больше 30 МэВ. Из графика видно, что максимальное количество электронов с наибольшей энергией генерируется при толщине мишени примерно в два раза меньше критического значения, соответствующего просветлению мишени.

Для реализации комптоновского источника в схему генерации электронов было добавлено непрозрачное зеркало на расстоянии примерно 10 мкм позади мишени. На рисунках 2, 3 мы видим моментальный снимок плоскости  $xu$  в момент времени, когда импульс уже прошел сквозь мишень, ускорив электроны, и происходит его отражение от зеркала. На рисунке 2 розовым цветом приведена плотность электронов, оранжево-зелёным – распределение поля в импульсе. На рисунке 3 показана плотность фотонов.



**Рис. 1**

Первые электроны, ускоренные фронтом лазерного импульса, пролетают сквозь зеркало, не взаимодействуя с отраженным импульсом, поскольку их скорости близки к скорости света. Рассеяние фотонов с повышением частоты происходит на втором сгустке релятивистских электронов, находящемся изначально позади фронта импульса. Это подтверждается анализом рис. 4, на котором приведено сравнение фазовых плоскостей для электронов и фотонов. Градиентом розового цвета показаны электроны, градиентом синего – фотоны. Видно, что максимум количества фотонов приходится на координаты, где происходит взаимодействие отраженного импульса с более поздним пучком электронов. Важно отметить, что при обратном эффекте Комптона генерируемые фотоны летят в сторону распространения электронов, то есть в данном случае по оси  $x$ .

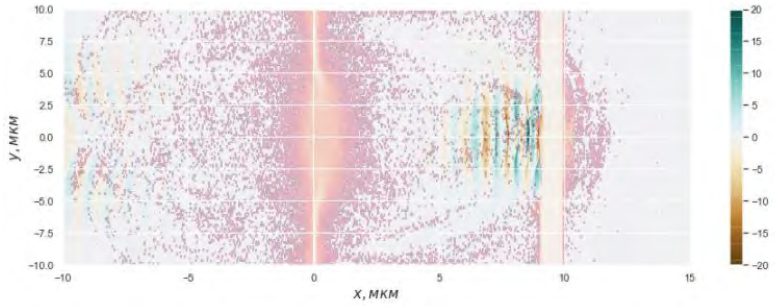


Рис. 2

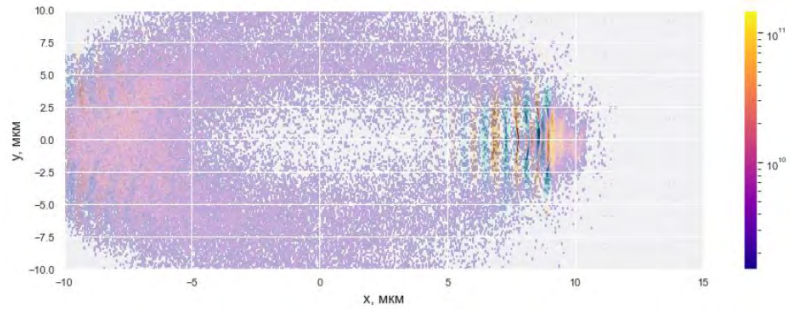


Рис. 3

Из рисунка 4 можно также оценить энергетические характеристики фотонов. Наиболее высокоэнергетичные фотоны появляются в результате рассеяния на сгустках электронов, энергия которых достигает 100 МэВ для данных параметров. Энергия отдельных фотонов достигает величин 1000–2000 кэВ, но большинство из них имеет энергию порядка 100 кэВ.

Из рисунка 4 можно также оценить энергетические характеристики фотонов. Наиболее высокоэнергетичные фотоны появляются в результате рассеяния на сгустках электронов, энергия которых достигает 100 МэВ для данных параметров. Энергия отдельных фотонов достигает величин 1000–2000 кэВ, но большинство из них имеет энергию порядка 100 кэВ.

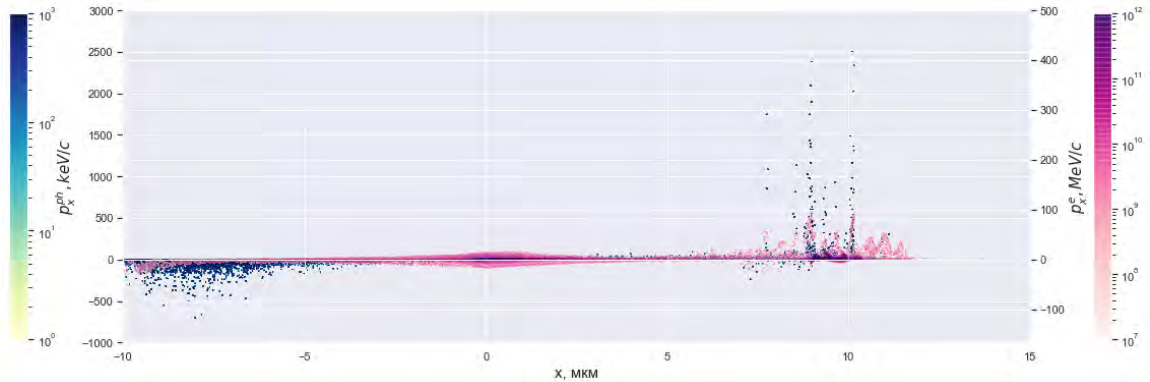


Рис. 4

В заключение отметим, что полученный источник рентгена может иметь яркость, превосходящую современные синхротронные источники, а также лазерно-плазменные бетатронные источники, имеющие яркость порядка  $10^{5-6} \frac{\text{photons}}{\text{s} \cdot 0.1 \% \text{BW}}$ . При частоте следования импульсов в 1 Гц количество фотонов с энергией больше 10 кэВ в рассмотренной нами схеме составляет величину  $10^8 \frac{\text{photons}}{\text{s} \cdot 0.1 \% \text{BW}}$ .

1. Corde S. Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators / S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse // RMP. 2013. V. 85. P. 1.
2. Umstadter, Donald P. All-laser-driven Thomson X-ray sources // Contemporary Physics. 2015. V. 56. P. 1–15.
3. Albert F. Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements / A. G. R. Thomas, S. P. D. Mangles, S. Banerjee, S. Corde, A. Flacco, M. Litos, D. Neely, J. Vieira, Z. Najmudin, R. Bingham, C. Joshi and T. Katsouleas // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. Art. 084015.
4. Ginzburg V. 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression / I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, A. Shaykin, E. Khazanov // Optics Express. 2021. V. 29. Art. 28297.

# БИСТАБИЛЬНОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ, ПОМЕЩЕННОМ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

*С. Н. Гаверлин*

Московский государственный строительный университет

Построение теории прохождения электромагнитной волны (ЭМВ) при циркулярной поляризации последней через слой легкоосного двухподрешеточного антиферромагнетика (АФМ) является весьма важной задачей, поскольку взаимодействие волны со спиновой системой АФМ может приводить к нестабильным состояниям системы АФМ – ЭМВ и проявлению бистабильного и мультистабильного характера распространения ЭМВ через магнитный кристалл. Важным параметром такого распространения может служить внешнее постоянное магнитное поле, от величины и направления которого зависит проявление подобных эффектов.

Исследование нелинейного характера взаимодействия двухподрешеточного АФМ с падающей плоскополяризованной ЭМВ в отсутствие внешнего магнитного поля впервые проведено в [1]. В [2, 3] теоретически изучалось распространение ЭМВ через пластину АФМ при условии параллельности падающей ЭМВ и внешнего магнитного поля. Были найдены условия возникновения бистабильности и мультистабильности ЭМВ, а также зависимость эффекта от коллинеарного, совпадающего с направлением распространения ЭМВ внешнего магнитного поля.

В теоретических работах по взаимодействию ЭМВ со слоем АФМ, помещенным во внешнее магнитное поле, чаще всего используется двухподрешеточная модель АФМ. Постоянное внешнее магнитное поле считается направленным вдоль оси легкого намагничивания образца и перпендикулярно его поверхности. Примем ЭМВ циркулярно-поляризованной, поскольку волны такого типа являются «собственными» электромагнитными волнами магнитного кристалла в указанных условиях, а именно являются решениями уравнений Максвелла в нулевом приближении. Тип поляризации волны (правая или левая) является существенным фактором, от которого зависит характер распространения и поглощения ЭМВ. В расчете нелинейной магнитной проницаемости двухподрешеточного АФМ используется уравнение Ландау – Лифшица. При решении данной задачи были получены нелинейные коэффициенты, которые появляются при учете квадратичных членов в уравнении Ландау – Лифшица. Эффект Зеемана приводит к появлению двух частот антиферромагнитного резонанса в присутствии внешнего магнитного поля. Характеристики распространения право- и лево-циркулярно-поляризованных волн вблизи двух частот существенно различаются. В используемой модели один тип волн испытывает сильное отражение от поверхности АФМ (в реальном кристалле – сильное поглощение), волна же другого типа существенно нелинейным образом взаимодействует с магнитными подрешетками образца, проявляя нелинейное по сути бистабильное и мультистабильное поведение. Таким образом, вблизи от одной из резонансных частот можно рассматривать распространение лишь одной из двух поляризованных волн, пренебрегая присутствием волны второй поляризации. Учитывая нелинейные коэффициенты магнитной проницаемости кристалла, из уравнений Максвелла получаем следующее соотношение для определения зависимости амплитуды волны выбранной поляризации от координаты  $z$ , ось которой нормальна к поверхности слоя АФМ и параллельна внешнему магнитному полю:

$$d^2h/dz^2 + k^2n^2(1 + \epsilon h^2)h = 0, \quad (1)$$

где  $h$  – амплитуда волны,  $k = \omega/c$ ,  $\omega$  – круговая частота волны,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\epsilon$  – нелинейный коэффициент, полученный из уравнения Ландау – Лифшица,  $n$  – оптическая плотность среды.

Учет граничных условий для уравнения (1) приводит к уравнению с эллиптическими функциями Якоби с параметром [1, 2]. Численное решение такого уравнения позволяет определить коэффициент пропускания циркулярно-поляризованной волны через слой АФМ в зависимости от частоты и амплитуды, величины внешнего магнитного поля, геометрических характеристик слоя АФМ. При достижении пороговой амплитуды падающей волны наступает бистабильный режим пропускания, при дальнейшем увеличении амплитуды – мультистабильный режим пропускания слоя АФМ.

В работе были получены и проанализированы явные выражения нелинейных коэффициентов магнитной проницаемости АФМ для случая циркулярно-поляризованной ЭМВ в присутствии посто-

янного внешнего магнитного поля, что дает возможность проводить анализ распространения волн иных поляризаций, сводя их к суперпозиции циркулярно-поляризованных волн.

1. *Almeida N. S., Mills D. L.* Nonlinear infrared response of antiferromagnets // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. P. 2015–2023.
2. *Вукович С., Гаврилин С. Н., Никитов С. А.* Нелинейные электромагнитные волны в антиферромагнитной пластине, помещенной во внешнее магнитное поле // *ЖЭТФ.* 1990. Т. 98, № 5(11). С. 1718–1725.
3. *Вукович С., Гаврилин С. Н., Никитов С. А.* Бистабильность электромагнитных волн в легкоосном антиферромагнетике, помещенном в постоянное магнитное поле // *ФТТ.* 1992. Т. 34, № 11. С. 3412–3416.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ С УЧЕТОМ РОЛИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

*Д. С. Гладских<sup>1,2,3</sup>, И. А. Соустова<sup>1</sup>, Ю. И. Троицкая<sup>1</sup>, Е. В. Мортиков<sup>2,3,4</sup>, Л. А. Островский<sup>1,5</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>3</sup>Научно-исследовательский Московский центр фундаментальной и прикладной математики

<sup>4</sup>Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

<sup>5</sup>University of Colorado Boulder, USA

Корректное описание процессов турбулентного перемешивания является критически важной задачей как при теоретических исследованиях взаимодействия атмосферы с океаном и водоемами суши, так и при численном моделировании пограничных слоев Земли. При рассмотрении подобных взаимодействий следует учитывать, что на мелкомасштабные турбулентные процессы влияют обрушение и сдвиговая неустойчивость крупномасштабных течений, поверхностных и внутренних волн, а турбулентное перемешивание может приводить к формированию тонкой структуры с областями резких градиентов гидрофизических величин.

Как известно, из уравнения баланса кинетической энергии турбулентности следует критерий поддержания турбулентности, связанный со значением числа Прандтля (отношения коэффициента турбулентной вязкости к коэффициенту турбулентной теплопроводности). Согласно этому критерию, градиентное число Ричардсона, характеризующее отношение частоты сдвига и частоты плавучести, не должно превосходить турбулентного числа Прандтля. При этом измерения показывают, что и при  $Ri > Pr_T$  в пикноклине существует турбулентность, имеющая перемежающий характер (в виде отдельных беспорядочно расположенных пятен) [1, 2]. Она реализует эффективный перенос тепла, соли, питательных и загрязняющих веществ через скачок плотности, и перенос этот иногда во много раз более существенный, чем за счет молекулярной теплопроводности и диффузии. В целом проблема учета зависимости уровня мелкомасштабной турбулентности от сдвига и стратификации при больших значениях градиентного числа Ричардсона остается актуальной и активно развивающейся областью океанологии и лимнологии.

В настоящей работе используется модель нестационарных турбулентных течений в стратифицированной жидкости Л. А. Островского и Ю. И. Троицкой [3], построенная на решении уравнения для функции распределения вероятности значений гидрофизических полей. Модель описывает двустороннее преобразование кинетической и потенциальной энергий турбулентных пульсаций, что приводит к ряду отличий от традиционной полуэмпирической теории. Показано, что изотропная турбулентность может поддерживаться сдвигом средней скорости (включая мелкомасштабные внутренние волны) при любых значениях  $Ri$ . В частности, отсутствует явление «срыва» турбулентности, при котором в определенных фазах волны сдвиг скорости не может поддерживать ненулевой уровень турбулентной энергии.

В рамках этой модели получена зависимость турбулентного числа Прандтля от градиентного числа Ричардсона, позволяющая дополнительно учесть вклад волновой турбулентности в обменные коэффициенты [4].

Для оценки влияния предложенной параметризации на описание процессов перемешивания во внутренних водоемах использовалась трехмерная численная модель термогидродинамики, основой которой является осредненная по Рейнольдсу система уравнений в приближении Буссинеска и гидростатики [5, 6]. Были использованы две конфигурации модели: идеализированная постановка (водоем с прямоугольным сечением, постоянной скоростью и направлением ветра, пренебрежение эффектами коротковолновой радиации) и конфигурация модели для финского озера Куйваярви. В обоих случаях сравнивались результаты, полученные при использовании стандартного замыкания и с применением параметризации. Значение турбулентного числа Прандтля в стандартном замыкании полагалось равным  $Pr_{T_0} = 1,25$ . Такое значение согласуется с оценками  $Pr_{T_0}$  при  $Ri \approx 0$  по данным лабораторных исследований и прямого численного моделирования и, как правило, используется в расчетах циркуляции во внутренних водоемах с нейтральной (или близкой к ней) стратификацией.

Результаты расчетов с применением модифицированной модели показывают чувствительность перемешивания к параметризации  $Pr_T(Ri)$ . В процессе численного эксперимента число Ричардсона значительно меняется в диапазоне от  $\sim 0,001$  до  $\sim 100-1000$ , достигая больших значений уже на небольшой глубине. При этом кинетическая энергия плавно меняется по всей области перемешивания. Важно подчеркнуть, что учет параметризации приводит к сглаживанию всех резких изменений в вертикальных распределениях турбулентной кинетической энергии, градиента температуры и толщины слоя скачка. Полученные результаты связаны с особенностями данной параметризации, из которой следует существование турбулентности при значениях  $Ri \gg 1$ .

Следует отметить, что чувствительность численной схемы к используемой параметризации  $Pr_T(Ri)$  (особенно в области больших градиентов) представляется важной в задачах воспроизведения концентраций пассивных примесей во внутренних водоемах и описания газообмена с атмосферой. На примере озера Куйвьярви показана принципиальная роль параметризации при расчете термодинамики водоема в условиях сформировавшегося термоклина. Показано, что за счет увеличения коэффициента турбулентной диффузии происходит значительное проникновение мелкомасштабной турбулентности ниже термоклина.

Полученные результаты интересны как с точки зрения получения параметризации на основе моделей, учитывающих двустороннюю трансформацию турбулентной энергии и модификацию турбулентного замыкания, так и с точки зрения необходимости использования модифицированной схемы в численных моделях внутренних водоемов, в частности при расчете сезонной и межгодовой динамики.

Уточненный подход к описанию мелкомасштабной турбулентности может быть также применен к задачам, связанным с исследованиями турбулентности в океане и атмосфере.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (20-05-00776, 20-05-00322).

1. *Kondo B.* Heat and momentum transfer under strong stability in the atmospheric surface layer / Kondo B., Curry J. A. // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. P. 1417–1423.
2. *Strang E. J.* Vertical mixing and transports through a stratified shear layer / Strang E. J., Fernando H. J. // *J. Phys. Oceanogr.* 2001. V. 31. P. 2026–2048.
3. *Островский Л. А.* Модель турбулентного переноса и динамика турбулентности в стратифицированном сдвиговом потоке / Островский Л. А., Троицкая Ю. И. // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1987. № 3. С. 1031–1040.
4. *Соустова И. А.* Простое описание турбулентного переноса в стратифицированном сдвиговом потоке применительно к описанию термогидродинамики внутренних водоемов / Соустова И. А., Троицкая Ю. И., Гладских Д. С., Мортиков Е. В., Сергеев Д. А. // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана.* 2020. Т. 56, № 6. С. 689–699.
5. *Mortikov E. V.* Numerical simulation of the motion of an ice keel in stratified flow // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2016. V. 52. P. 108–115.
6. *Гладских Д. С.* Численное моделирование вертикального переноса биохимических примесей во внутренних водоемах / Гладских Д. С., Мортиков Е. В., Степаненко В. М. // *Процессы в геосредах.* 2020. Т. 26, № 4. С. 885–891.



# ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОЙ ИТТЕРБИЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ В ИМПУЛЬСЫ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

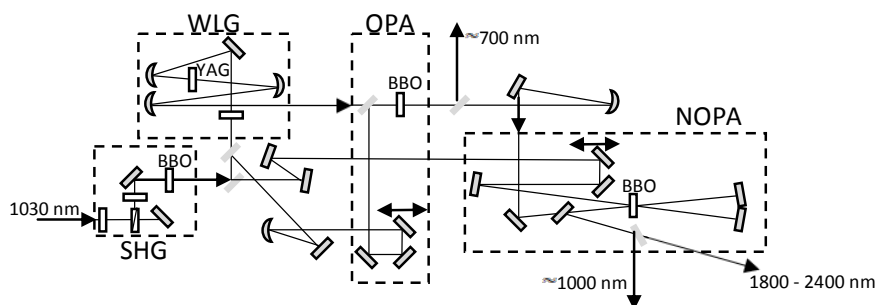
*К. А. Глушков, И. Б. Мухин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Фемтосекундные лазеры, иначе их еще называют лазерами ультракоротких импульсов, интересны своим широким спектром применения. Эти системы обладают высокой пиковой мощностью при относительно небольших размерах. Благодаря своим характеристикам подобные установки, кроме чисто научных исследований, например генерация терагерцового излучения или создание экстремальных состояний материи, нашли применение почти во всех областях деятельности человека – от медицины до космических технологий.

Помимо продвижения по временной шкале длительностей и увеличения интенсивности лазеров, развиваются методы генерации ультракоротких импульсов. На сегодняшний день большинство мультитераваттных установок используют высокоинтенсивный титан-сапфировый лазер. Однако аналогичным образом для накачки параметрического усилителя можно использовать пикосекундный иттербиевый лазер [1]. Такой подход (генерация фемтосекундного сигнала напрямую из лазера накачки) позволяет получить излучение, обладающее стабилизированной фазой электромагнитного поля относительно огибающей [2]. Полученный сигнал открывает новые возможности в аттосекундной физике, так как CEP-стабилизация – одно из необходимых условий для генерации сверхкоротких импульсов.

В данной работе представлены результаты разработки лазерной системы, основанной на генерации фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны  $\sim 2$  мкм с последующим параметрическим усилением пикосекундными импульсами иттербиевого лазера (рис. 1).

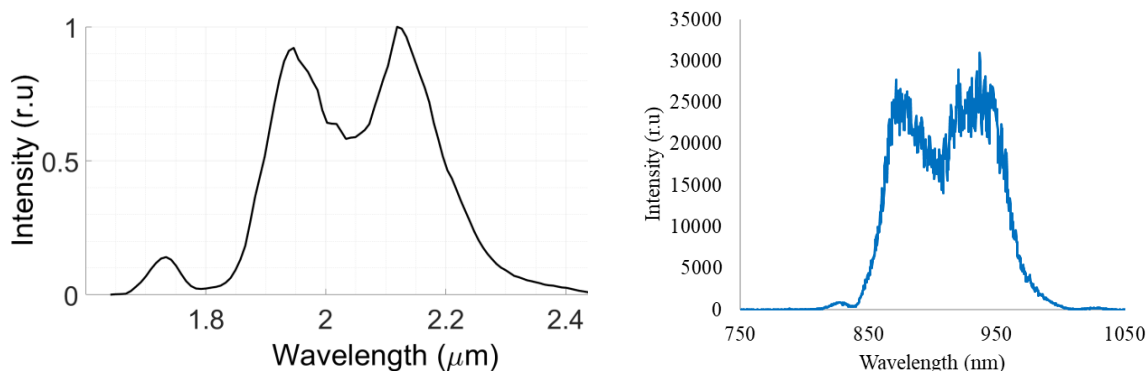


**Рис. 1.** Оптическая схема фемтосекундного преобразователя и параметрического усилителя импульсов в области 2 мкм

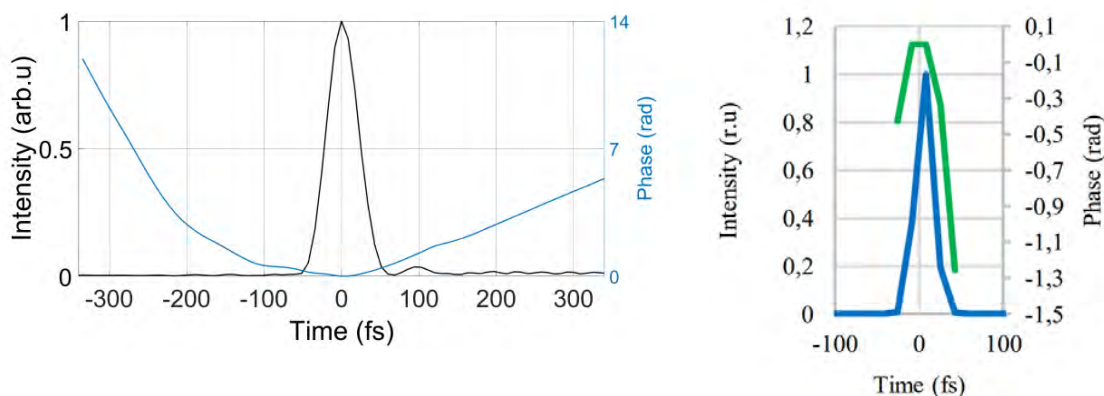
Сигнал с энергией в импульсе более 0,3 мДж и длительностью 250 фс направляется в кристалл ВВО, где часть сигнала преобразовывается во 2-ю гармонику. Далее, дихроичное зеркало разделяет сигнал с длинами волн 1030 и 515 нм, второе дихроичное зеркало дополнительно разделяет сигнал 2-й гармоники в соотношении 1:3. Малая часть сигнала фокусируется в кристалл YAG для генерации суперконтинуума в диапазоне от 400 до 800 нм. Длинноволновая часть данного излучения коллимируется сферическим зеркалом, селектируется еще одним дихроичным зеркалом и направляется в нелинейный кристалл ВВО. Большая часть сигнала 2-й гармоники направляется через линию задержки в этот же кристалл ВВО для коллинеарного параметрического усиления длинноволновой части спектра суперконтинуума в диапазоне длин волн 650–720 нм. В результате генерируется «холодное» излучение на разностной длине волны ( $\sim 2$  мкм), обладающее свойством стабилизации фазы э/м поля относительно огибающей (СЕР). Полученный сигнал дополнительно параметрически усиливается с использованием исходного излучения в качестве накачки. В результате в системе достигнуто 20 мкДж энергии в импульсе с излучением в диапазоне 1,8–2,4 мкм (рис. 2).

Разработка нового дизайна фемтосекундного лазера, основанного на генерации белого света и параметрическом преобразовании суб-пс-импульсов лазера, легированного иттербием, позволила ис-

пользовать систему в качестве стартовой части петаваттного комплекса. Таким образом, была реализована аналогичная фс-система с излучением в ближнем ИК-диапазоне. В этой установке в качестве альтернативы излучение разностной частоты преобразуется во 2-ю гармонику и также усиливается 2-й гармоникой исходного излучения. Полученный таким образом фемтосекундный преобразователь обеспечивает энергию более 15 мкДж с излучением в диапазоне 850–1000 нм (рис. 2). Это усиленное широкополосное излучение компрессируется средами с аномальной дисперсией до длительностей близких к спектрально ограниченным (рис. 3).



**Рис. 2.** Спектры излучений фемтосекундных импульсов (*слева* – установка среднего ИК-диапазона, *справа* – установка ближнего ИК-диапазона)



**Рис. 3.** Временные зависимости интенсивности и фазы (*слева* – установка среднего ИК-диапазона, *справа* – установка ближнего ИК-диапазона)

В качестве следующего шага разрабатывается второй каскад параметрического усиления с накачкой излучением дискового усилителя. В результате энергия фемтосекундных импульсов может быть усилена до единиц мДж, что при компрессии в спектрально ограниченную длительность будет соответствовать 0,1 ТВт пиковой мощности с частотой повторения импульсов 3 кГц. Такие параметры оптимальны в приложениях аттосекундной физики. Установка с излучением в ближнем инфракрасном диапазоне будет внедрена в петаваттный лазерный комплекс PEARL [<https://pearl.iapras.ru>] в качестве новой стартовой части.

Работа выполнена при поддержке государственного научного задания Института прикладной физики Российской академии наук (проект 0030-2021-0029).

1. Ytterbium laser system for parametric research reduction of femtosecond pulses with increasing wavelength  $\sim 2 \mu\text{m}$  / Mukhin I., Volkov M., Vikulov I., Perevezentsev E., Palashov O. // Quantum Electronics. 2020. V. 50, № 4. P. 321–326.
2. Fuest H. High repetition rate, phase-stable, infrared OPCPA for strong-field experiments / H. Fuest. München, 2017. S. 136.

# МАЛОМОДОВАЯ МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМ С НЕЛОРЕНЦЕВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ СОСТОЯНИЙ

*Д. С. Голдобин<sup>1,2</sup>, Л. С. Клименко<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

<sup>2</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет

Известно, что в ряде важных моделей ансамблей квадратичных нейронов – пороговых интеграторов (quadratic integrate-and-fire neurons, QIF) формируется и поддерживается лоренцево распределение состояний (например, см. [2, 3]). Можно показать, что данные состояния в терминах угловых переменных эквивалентны состояниям Отта – Антонсена [4]. Для нестационарного распределения Лоренца может быть строго получена малоразмерная система уравнений динамики параметров распределения, которые оказываются средним мембранным потенциалом и частотой генерации импульсов. Однако в ряде практически важных постановок задачи лоренцева форма распределения (в угловых переменных, условия применимости теории Отта – Антонсена) оказывается возмущена и оригинальная малоразмерная модель становится неприменимой [3, 5].

В работе представлен подход, основанный на представлении характеристических функций распределения плотности вероятности, отклоняющегося от распределения Лоренца. Для таких функций традиционные кумулянты расходятся, но могут быть введены альтернативные объекты – «псевдокумулянты» («pseudocumulants» [1]). Вещественная и мнимая части первого псевдокумулянта – это частота генерации импульсов и средний по ансамблю мембранный потенциал; старшие псевдокумулянты дают малые поправки к динамике этих макроскопических переменных. Формализм псевдокумулянтов не эквивалентен формализму «круговых кумулянтов» [6, 7]: поправки, даваемые вторым круговым кумулянт, совпадают с поправками, которые дает второй псевдокумулянт, только с точностью до первого порядка малого параметра разложения. Вместе с тем конкретно для QIF-ансамблей системы псевдокумулянтных уравнений имеют гораздо более простой вид, чем системы уравнений для круговых кумулянтов, и, что даже более важно, физические наблюдаемые – средний потенциал и частота генерации импульсов – имеют простое и естественное представление в терминах псевдокумулянтов (см. [5, 7]).

Работы выполнены в рамках бюджетной темы № 121112200078-7.

1. *Goldobin D. S.* Reduction methodology for fluctuation driven population dynamics / D. S. Goldobin, M. di Volo, A. Torcini // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 127. P. 038301.
2. *Montbrio E.* Macroscopic description for networks of spiking neurons / E. Montbrio, D. Pazo, A. Roxin // *Phys. Rev. X.* 2015. V. 5. P. 021028.
3. *Di Volo M.* Transition from asynchronous to oscillatory dynamics in balanced spiking networks with instantaneous synapses / M. Di Volo, A. Torcini // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 128301.
4. *Ott E.* Low dimensional behavior of large systems of globally coupled oscillators / E. Ott, T. M. Antonsen // *Chaos.* 2008. V. 18. P. 037113.
5. *Ratas I.* Noise-induced macroscopic oscillations in a network of synaptically coupled quadratic integrate-and-fire neurons / I. Ratas, K. Pyragas // *Phys. Rev. E.* 2019. V. 100. P. 052211.
6. *Tyulkina I. V.* Dynamics of noisy oscillator populations beyond the Ott-Antonsen ansatz / I. V. Tyulkina, D. S. Goldobin, L. S. Klimenko, A. Pikovsky // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 264101.
7. *Goldobin D. S.* Ott-Antonsen ansatz truncation of a circular cumulant / D. S. Goldobin, A. V. Dolmatova // *Phys. Rev. Research.* 2019. V. 1. P. 033139.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБЪЕМНЫХ ЧИРПИРУЮЩИХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ, ЗАПИСАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*А. И. Горохов, Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин, М. Р. Волков*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Ставшие в последние годы доступными объемные чирпирующие брэгговские решетки (ОЧБР) [1] стали заменять традиционно используемые объемные дифракционные решетки в стретчере и компрессоре лазерных систем усиления чирпированных импульсов. Как правило, ОЧБР изготовлены из специального фототерморефрактивного стекла, которое ограничивает область применимости по следующим параметрам: увеличение длительности лазерных импульсов, допустимые уровни средней и пиковой мощности, рабочий диапазон длин волн.

Метод записи при помощи сверхкоротких лазерных импульсов является многообещающей альтернативой для изготовления ОЧБР из других материалов, таких как кварцевое стекло и кристаллы. В данной работе представлены исследования, главной целью которых было выявление основных параметров и особенностей объемных чирпирующих брэгговских решеток из кварца, записанных с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Несколько идентичных решеток были записаны командой из Института прикладной физики Университета Фридриха Шиллера в Германии [2] в рамках совместного проекта и присланы в ИПФ РАН для исследования их характеристик. Сами решетки представляют собой кусок кварца в форме прямоугольного параллелепипеда длиной около 12 мм и апертурой 6×6 мм с записанной внутри частью той же формы с поперечным сечением 3×3 мм (рис. 1).

Первым этапом исследования данных ОЧБР стало измерение оптических характеристик, в частности степени деполяризации. Она появляется из-за возникающих внутри решетки напряжений во время ее записи. Это связано с тем, что в самой решетке под действием фемтосекундных импульсов в результате нелинейных процессов меняется плотность кварца, тогда как в области вокруг нее плотность остается неизменной. Для данного эксперимента была собрана установка, основанная на методе скрещенных поляризаторов. Для обработки изображений была написана программа, которая позволяла получать числовые значения интегральной деполяризации. В качестве области для подсчета была взята окружность с диаметром 3 мм, так как именно эта область будет являться рабочей. Таким образом, изначальная интегральная деполяризация решетки составила колоссальные 39 % (рис. 2, а). Были замечены многократные изменения фазы в углах записанной области. Для уменьшения деполяризации и устранения дефектов по углам было принято решение отжечь решетку. Было проведено 5 отжигов при различных температурах. В итоге интегральная деполяризация сильно уменьшилась до значения 10 %. После отжига произошло столь многочисленное изменение фазы по углам. Далее данная решетка была обрезана таким образом, чтобы осталась только записанная часть, у которой были отпилены углы так, что квадратная форма на срезе превратилась в восьмиугольник. В конечном счете это привело к уменьшению деполяризации до 0,01 % (рис. 2, б). Предположительно, это можно связать с уменьшением напряженности внутри материала, так как после вырезания кварц, окружавший решетку, перестает препятствовать ее деформации, которая происходит вследствие изменения плотности внутри самой решетки.

Еще одним важным моментом в исследовании оптических характеристик было измерение линейного коэффициента поглощения. С помощью метода [3] было получено значение  $\sim 10^{-4}$  1/см как в записанной, так и в нетронутых областях, что примерно на порядок меньше, чем в стандартных ОЧБР из фототерморефрактивного стекла.

Вторым пунктом в исследовании ОЧБР, записанных с помощью фемтосекундных импульсов, стало измерение спектральных характеристик отраженного сигнала. Изначально были сняты спектральные характеристики у решетки, которая прошла обжиг, но еще не была обрезана. Центральная длина отраженного пучка составила 1030,5 нм при ширине спектра 0,5 нм, что совпадает со значениями, заявленными изготовителем. Далее, после вырезания у нее снова были сняты спектральные характеристики и было обнаружено, что центральная длина волны сместилась примерно на 0,3 нм, до



**Рис. 1.** Фотография решетки с апертурой 3×3 мм, записанной в куске плавленого кварца размером 6×6×12 мм

1030,2 нм (рис. 3). Этот факт можно связать с уменьшением напряженности в записанной части, что сопровождается небольшой физической деформацией решетки, что, вероятно, и приводит к сдвигу центральной длины волны. Была написана программа, которая моделирует деформацию решетки. Результат моделирования сошелся с аналитическими оценками. Продольный размер решетки вследствие вырезания изменяется примерно на 5 мкм. Физически померить такое небольшое изменение длины для подтверждения оценок весьма трудно, поэтому в данном направлении продолжается активная работа. Как говорилось ранее, в наличии имелось несколько идентичных решеток. Поэтому была взята и обрезана вторая, еще не тронутая решетка. У нее также были сняты спектральные характеристики, и было обнаружено, что значения центральной длины волны до и после вырезания совпадают со значениями предыдущей решетки. Из этого можно сделать вывод, что отжиг не влияет на спектральные характеристики.

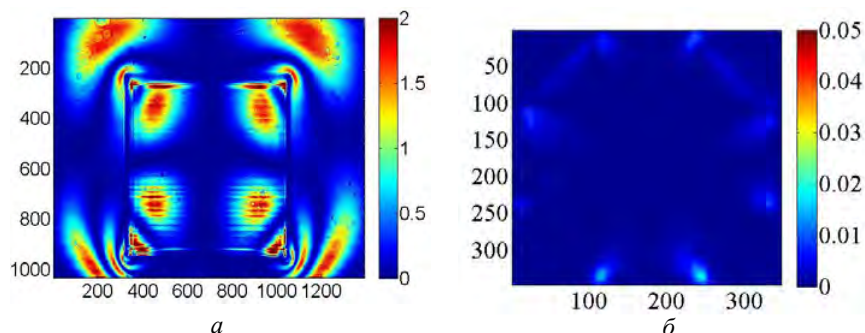


Рис. 2. Распределение локальной деполаризации решетки до вырезания и отжига (а) и после (б)

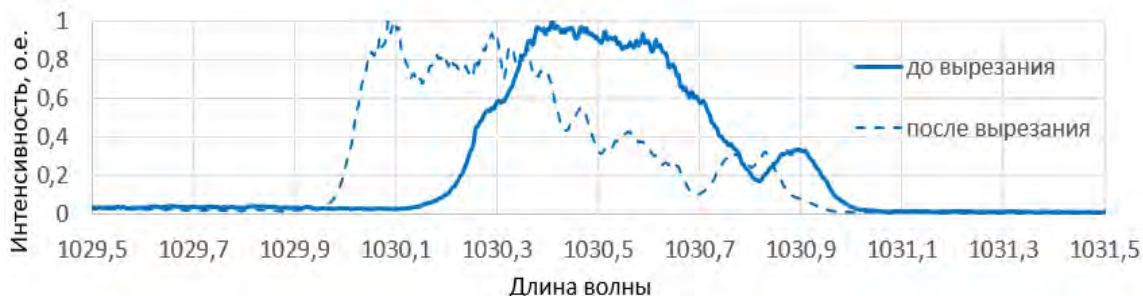


Рис. 3. Зависимость интенсивности отраженного от ОЧБР пучка от длины волны до вырезания (сплошная линия) и после (штриховая линия)

Результаты проведенных исследований демонстрируют, что оптические характеристики решеток нового поколения, в частности практическое отсутствие интегральной деполаризации и маленький коэффициент поглощения, полностью удовлетворяют требованиям для их перспективного применения в различных системах высокой средней мощности в будущем. Обнаруженный эффект сдвига центральной длины волны при вырезании решеток никак не мешает их дальнейшему использованию, а лишь вносит некоторые корректировки при их записи. При измерении дисперсионных свойств данных решеток были выявлены некоторые проблемы, которые сейчас находятся на стадии решения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 21-52-12037.

1. Глебов Л., Смирнов В., Ротари Э., Коханоски И., Глебова Л., Смольски О., Люмо Ж., Лантигуа К., Глебов А. // Оптическая инженерия. 2014. Т. 53, № 5. С. 051514.
2. Minimizing residual spectral drift in laser diode bars using femtosecond-written volume Bragg gratings in fused silica / Daniel Richter, Malte P. Siems, Wilko J. Middents, Maximilian Heck, Thorsten A. Goebel, Christian Matzdorf, Ria G. Krämer, Andreas Tünnermann, and Stefan Nolte // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 623–626.
3. Volkov M. R., Kuznetsov I. I., Mukhin I. B. A new method of diagnostics of the quality of heavily Yb-doped laser media // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2018. V. 54. P. 1–6.

# БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ ГИРОТРОНА ВНЕШНИМ ГАРМОНИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ

*Н. В. Григорьева*<sup>1,2</sup>, *Н. М. Рыскин*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

В последние десятилетия среди электровакуумных источников когерентного электромагнитного излучения несомненное лидерство по уровню выходной мощности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн занимают гирорезонансные приборы, такие как гиротроны, гироЛОВ, гироЛБВ, гироклистроны [1]. В современных гиротронах с развитым пространством взаимодействия крайне важными являются такие задачи, как обеспечение одномодовой генерации с высоким КПД и стабилизация частоты излучения гиротрона. Одним из возможных способов обеспечения устойчивой стационарной генерации рабочей моды является синхронизация внешним гармоническим сигналом [2]. Поэтому исследование фундаментальных закономерностей синхронизации гиротрона при помощи методов теории колебаний и нелинейной динамики представляет очевидный интерес.

В настоящей работе синхронизация гиротрона внешним сигналом исследуется на основе модифицированной квазилинейной модели. Уравнение возбуждения гиротрона можно записать в виде

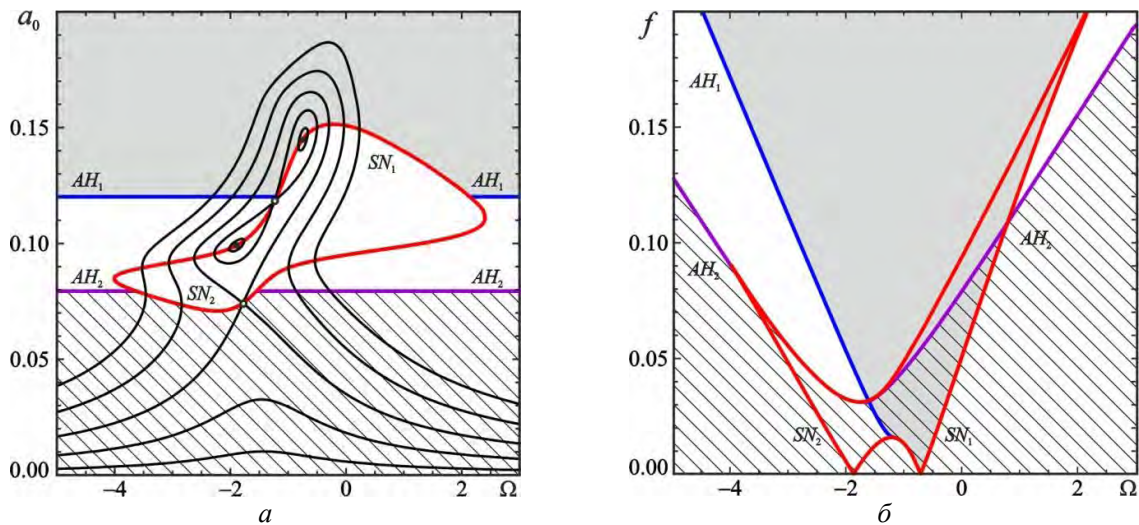
$$\frac{dA}{d\tau} + A = I_0 \Phi(|A|^2, \Delta_H) A + 2f e^{i\Omega\tau}, \quad (1)$$

где  $A$  – безразмерная комплексная амплитуда,  $\tau$  – безразмерное время,  $I_0$  – безразмерный параметр нормированного тока,  $\Delta_H$  – расстройка циклотронного резонанса,  $\Phi(|A|^2, \Delta_H)$  – комплексная электронная восприимчивость,  $f$  – амплитуда внешнего сигнала, а  $\Omega$  – безразмерная отстройка частоты внешнего воздействия от собственной частоты. Подробнее нормировку безразмерных переменных см. в [2–4]. Распределение поля в резонаторе было выбрано в виде гауссовой функции.

Функция восприимчивости рассчитывалась с помощью интегрирования уравнений движения электронов в гиротроне при постоянных  $A$  и  $\Delta_H$ , а затем проводилось интерполирование по двум переменным. Подобный подход ранее был предложен в работах [3, 4], где активная и реактивная составляющие комплексной электронной восприимчивости аппроксимируются рациональными функциями. Преимущества данного метода состоят в том, что разработанная модель позволяет не только получить результаты, которые полностью согласуются с нестационарной теорией гиротрона с фиксированной структурой ВЧ-поля, но и делают возможным теоретический анализ основных бифуркационных механизмов, приводящих к установлению режимов синхронизации. Важно отметить, что в гиротроне режим максимального КПД реализуется, как правило, в режиме жесткого возбуждения, что приводит к возникновению мультистабильности. Картина синхронизации при этом значительно отличается от системы с мягким самовозбуждением (подробнее см. [5]).

Исследование проводилось с помощью теоретического анализа устойчивости режимов синхронизации (см. [4]), а также с помощью программного пакета бифуркационного анализа XPPAUT [6] и с помощью прямого численного интегрирования системы (1). На рис. 1 приведена типичная картина резонансных кривых, где нанесены линии седлоузловой бифуркации ( $SN$ ) и бифуркации Андронова – Хопфа ( $AH$ ). При  $f = 0$  резонансные кривые вырождаются в две точки, которые соответствуют устойчивому и неустойчивому предельным циклам автономной системы. На рис. 1, *a* имеются две области устойчивых стационарных состояний. Верхняя, закрашенная серым область соответствует режимам синхронизации, а нижняя, заштрихованная – режимам вынужденных колебаний с малой амплитудой (подробнее см. [5]). На рис. 1, *б* построены соответствующие языки синхронизации. Линия седло-узловой бифуркации образует два «языка»: правый ( $SN_1$ ) опирается на горизонтальную ось в точке, соответствующей частоте устойчивого предельного цикла (т. е. частоте колебаний автономного гиротрона), левый ( $SN_2$ ) – в точке, соответствующей частоте неустойчивого предельного цикла. При движении снизу вверх по плоскости параметров внешнего сигнала пересечение линии  $SN_1$  соответствует рождению седла и устойчивого узла на устойчивом цикле, а при пересечении линии  $SN_2$  происходит рождение седла и неустойчивого узла на неустойчивом цикле. Как и на рис. 1, *a*, область синхронизации закрашена серым, область вынужденных колебаний заштрихована.





**Рис. 1.** Резонансные кривые (*a*) и языки синхронизации (*б*) при  $I_0 = 0,059$ ,  $\Delta_H = 0,534$ . Закрашена область устойчивых режимов синхронизации, заштрихована область вынужденных колебаний с малой амплитудой

Бифуркационный анализ показал, что сценариями перехода в режим синхронизации являются известные механизмы захвата и подавления, которые детально описаны в литературе [7]. Однако при наличии мультистабильности, т. е. где перекрываются закрашенная серым и заштрихованная области на рис. 1, *б*, ситуация является нетривиальной. Исследование динамики системы на фазовой плоскости позволяет увидеть сложные бифуркационные сценарии, предшествующие режиму синхронизации с высоким КПД. При помощи подобного анализа можно получить представление о том, как трансформируются бассейны притяжения, и построить детальную карту режимов.

Работа частично поддержана грантом РФФ № 22-22-00603.

1. *Nusinovich G. S.* Introduction to the Physics of Gyrotrons / G. S. Nusinovich. Baltimore : Johns Hopkins University Press, 2004. 335 p.
2. *Новожилова Ю. В.* Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны : обзор / Ю. В. Новожилова, Г. Г. Денисов, М. Ю. Глявин [и др.] // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. С. 4–11.
3. *Адилова А. Б.* Исследование синхронизации в системе двух гиротронов с запаздыванием в канале связи на основе модифицированной квазилинейной модели / А. Б. Адилова, Н. М. Рыскин // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 6. С. 68–81.
4. *Григорьева Н. В.* Исследование синхронизации гиротрона внешним сигналом на основе модифицированной квазилинейной теории // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2021. Т. 29, № 6. С. 905–914.
5. *Yakunina K. A.* Injection locking of an electronic maser in the hard excitation mode / K. A. Yakunina, A. P. Kuznetsov, N. M. Ryskin // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, № 11. Art. 113107.
6. <http://www.math.pitt.edu/~bard/xpp/xpp.html>.
7. *Пиковский А.* Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление / А. Пиковский, М. Розенблум, Ю. Куртс. М. : Техносфера, 2003. 508 с.

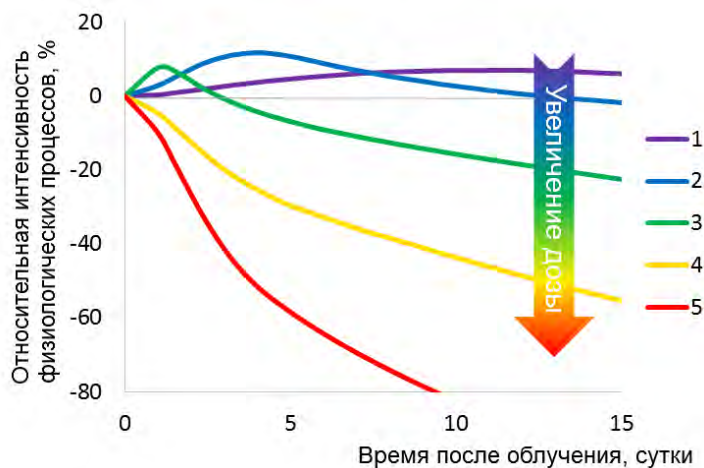
## ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛЫХ ДОЗАХ НА СТРЕССОВЫЕ СИГНАЛЫ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ РАСТЕНИЙ

*М. А. Гринберг<sup>1,2</sup>, В. А. Воденев<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В силу естественных и антропогенных причин живые организмы на протяжении своей жизни могут подвергаться повышенному уровню ионизирующего излучения (ИИ). Существует ряд областей, для которых изучение закономерностей влияния ИИ на растения имеет особое значение: i) космическая биология, ii) экология территорий с естественным и техногенным повышением радиационного фона, iii) радиационный мутагенез в селекции, iv) общебиологические проблемы механизмов влияния высокоэнергетичных частиц и излучений на живые организмы. На сегодняшний день накоплен и обобщен большой объем данных о влиянии ИИ на рост и репродукцию растений. В настоящее время не вызывает сомнений, что эффекты, обусловленные ионизирующей радиацией, зависят от дозово-временных параметров облучения, т. е. имеют нелинейный характер [1, 2]. В целом высокие дозы ИИ оказывают ингибирующее, а малые – напротив – стимулирующее воздействие на живые организмы (см. рисунок). Областью малых доз для семян растений считают диапазон 5–20 Гр, для вегетирующих стадий – 1–5 Гр. При облучении в этих пределах было показано увеличение темпов роста и развития растений, в то время как при переходе к большим дозам наблюдалось торможение роста и гибель. Следует отметить, что обозначенные диапазоны доз не имеют абсолютного характера и существенно зависят от вида, сорта и физиологического статуса облучаемых растений. Кроме того, радиочувствительность физиологических процессов (фотосинтез, дыхание, транспорт и т. д.), которые в сумме определяют параметры роста и развития, также существенно различается, что определяет сложную временную динамику развития радиационно-индуцированных реакций.



Схематическое представление изменений интенсивности физиологических процессов растений после воздействия ионизирующей радиации в различных дозах: 1 – длительная радиостимуляция; 2 – кратковременная радиостимуляция; 3 – кратковременная радиостимуляция и долговременное радионингибирование; 4 – радионингибирование; 5 – радионингибирование, приводящее к быстрой гибели [1]

Механизмы действия больших и малых доз ИИ различны. Высокие дозы ИИ вызывают множественные окислительные повреждения, что нарушает нормальное функционирование физиологических процессов. Действие малых доз связано преимущественно с влиянием на сигнальные системы, которые, в свою очередь, регулируют активность физиологических процессов как на уровне отдельных клеток, так и на уровне целого организма. Несмотря на высокую фундаментально-научную и практическую значимость изучения эффектов малых доз ИИ, информация о влиянии облучения на сигнальные системы растений на сегодняшний день имеет фрагментарный характер. Целью настоящей работы явилось изучение влияния хронического облучения в малых дозах на дистанционные стрессовые сигналы и связанные с ними физиологические процессы у растений.



Исследования проводились на 15-дневных проростках пшеницы мягкой (*Triticum aestivum* L.). Облучение производилось с использованием закрытого источника  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ . Мощность дозы на уровне листьев составляла примерно 31,3 мкГр/ч. Облучение продолжалось на протяжении всего периода выращивания растений. Максимальная суммарная накопленная доза для пшеницы составляла около 11,3 мГр. Общее состояние растений оценивалось по длине и весу проростков. В качестве дистанционных стрессовых сигналов рассматривались электрические сигналы. Они представляют собой распространяющуюся из места раздражения волну деполяризации клеточных мембран. В природных условиях такие сигналы возникают в ответ на широкий спектр неблагоприятных быстро нарастающих факторов, таких как изменения температуры и влажности, механические повреждения, атака листогрызущих насекомых. В эксперименте сигнал индуцировался нагревом кончика листа в кювете с водой. Параметры сигнала регистрировались посредством стеклянных макроэлектродов. Прохождение сигнала вызывает изменение активности ряда физиологических процессов, включая фотосинтез и транспирацию. Такие реакции способствуют развитию адаптации в неблагоприятных условиях. Параметры вызванных сигналом изменений, активность фотосинтеза и транспирации измерялись при помощи инфракрасного газоанализатора и РАМ-флуориметра.

В ходе экспериментов показано, что малые дозы ИИ с выбранными характеристиками не влияют на морфометрические показатели (длину и вес) растений. При этом облучение оказывает существенное воздействие на параметры стрессовых электрических сигналов: увеличивается их амплитуда и скорость распространения. Показано также, что у облученных растений возрастает амплитуда вызванных сигналом ответов фотосинтеза и транспирации. В целом обнаруженные эффекты указывают на то, что облучение в малых дозах способно модифицировать функционирование растений в стрессовых условиях среды за счет влияния на сигнальные системы [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов 0729-2020-0061 и НЦФМ-10-ИПФ-2022.

1. *Gudkov S. V., Grinberg M. A., Sukhov V. S. et al.* Effect of ionizing radiation on physiological and molecular processes in plants // *Journal of Environmental Radioactivity*. 2019. V. 202. P. 8–24.
2. *Volkova P. Y., Bondarenko E. V., Kazakova E.* Radiation Hormesis in Plants. *Current Opinion in Toxicology*. 2022.
3. *Grinberg M. A., Gudkov S. V., Balalaeva I. V. et al.* Effect of chronic  $\beta$ -radiation on long-distance electrical signals in wheat and their role in adaptation to heat stress // *Environmental and Experimental Botany*. 2021. V. 184. P. 1–13.

# ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЙЯНИЯ УРАВНЕНИЯ КДФ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО АНАЛИЗА БОЛЬШИХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

*А. С. Гудько*<sup>1,2</sup>, *А. А. Гелаш*<sup>3,4</sup>, *Р. И. Мулладжанов*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет

<sup>2</sup>Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

<sup>4</sup>Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Новосибирск

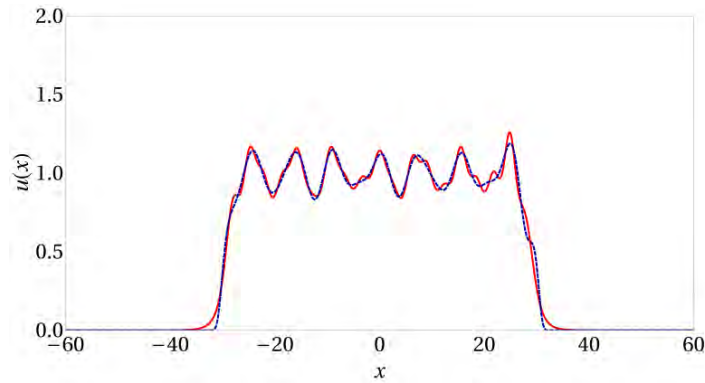
Уравнение Кортевега – де Фриза (КДФ) описывает поведение волн на поверхности неглубокой жидкости. Оно является интегрируемым уравнением, и его можно решить с помощью метода обратного преобразования рассеяния. Метод обратной задачи рассеяния (МОЗР) является одним из интереснейших достижений математической физики прошлого столетия. Он также является одним из самых мощных методов решения нелинейных интегрируемых уравнений, в особенности для получения солитонных решений. В случае с уравнением КДФ подход обратной задачи рассеяния сопоставляет спектральную задачу для одномерного стационарного уравнения Шредингера и вертикальное смещение жидкости на поверхности жидкости.

Этот метод устанавливает однозначное соответствие между профилем интегрируемого уравнения в некоторый момент времени и так называемыми данными рассеяния или спектром (разрешив при этом прямую задачу рассеяния), которые далее во времени изменяются тривиальным образом. После чего можно восстановить профиль волны в любой момент времени, решая интегральные уравнения обратной задачи рассеяния [1], представляя мощный инструмент для описания нелинейного распространения волн.

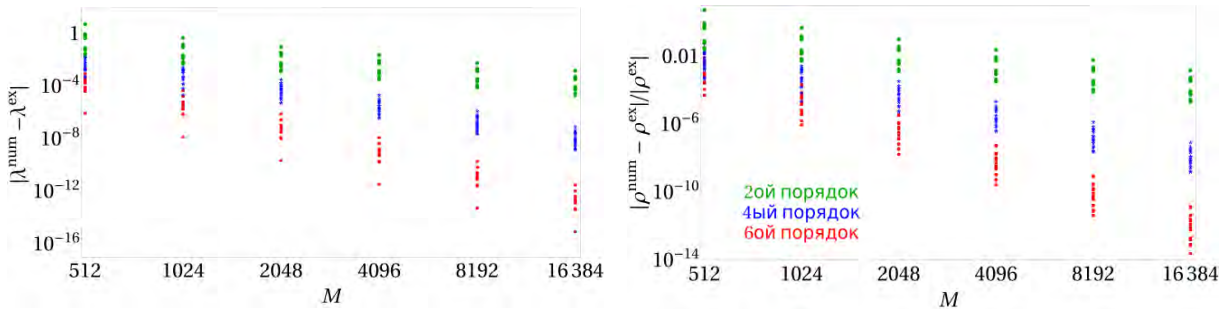
Данные рассеяния дают информацию о количестве солитонов в волновом поле и их параметрах (амплитудах, скоростях и пространственном положении), а также о некогерентных нелинейных дисперсионных волнах. Таким образом, данные рассеяния полностью характеризуют волновое поле в любой момент его эволюции, что нередко интерпретируется как метод преобразования Фурье в нелинейном мире, а данные рассеяния называются нелинейным спектром волнового поля.

Наш теоретический анализ обратной задачи рассеяния, основанный на методе одевания [2], ранее на примере нелинейного уравнения Шредингера [3], а теперь в отношении уравнения КДФ показал, что численная реализация МОЗР сталкивается с численными сложностями, такими как оперирование очень большими и очень малыми числами. В то же время алгоритм прямой задачи рассеяния встречается с так называемыми аномальными численными ошибками, что делает характеристики положения солитонов крайне неуловимыми для стандартной арифметики машинной точности. Это вызвано экспоненциальным поведением одного из коэффициентов рассеяния. Поэтому для устойчивой работы численных алгоритмов было предложено применять высокоточную арифметику [3, 4]. Также было показано, что схемы высокого порядка позволяют эффективно бороться с экспоненциальным накоплением ошибок при увеличении числа солитонов [4]. Чтобы справиться с этой проблемой, мы предлагаем алгоритмы высокого порядка, основанные на разложении Магнуса [5].

В данной работе рассматриваются новые численные подходы к решению прямой и обратной задач рассеяния уравнения КДФ для нелинейных волновых полей, содержащих большое число солитонов для случайно сгенерированного поля, содержащего в себе как дискретный, так и непрерывный спектр. На рис. 1 представлено устойчивое решение обратной задачи рассеяния уравнения КДФ на примере случайного поля с 15 солитонами. За основу алгоритмов мы взяли метод Боффета – Осборна для решения прямой задачи рассеяния и метод одевания для решения обратной задачи рассеяния. Мы разработали схемы четвертого и шестого порядков сходимости [6] и применили высокоточную арифметику (см. рис. 2). Мы демонстрируем влияние порядка численной схемы на абсолютные ошибки вычисления собственных чисел и относительные ошибки нормировочных констант в зависимости от количества точек дискретизации. Отметим, что измельчение сетки в схемах высокого порядка приводит лишь к незначительному росту времени расчета матрицы рассеяния, для примера – сравнение схем второго-шестого порядков оказалась примерно в 2 раза медленнее при аналогичной дискретизации  $M = 16384$ , что демонстрирует увеличение эффективности метода на порядок. Также мы изучаем влияние порядка численной схемы на численные ошибки в зависимости от количества солитонов при фиксированном значении дискретизации.



**Рис. 1.** Пример решения обратной задачи рассеяния с восстановлением солитонной части для потенциала, содержащего 16 солитонов. Красным цветом обозначено исходное поле, синим показана восстановленная солитонная часть



**Рис. 2.** Влияние порядка схемы на численные ошибки прямой задачи рассеяния в зависимости от размера вычислительной сетки для 16-солитонного потенциала: собственные значения (слева) и нормировочные константы (справа)

Высокоточные вычисления представляют собой универсальный способ, позволяющий анализировать большие солитонные волновые поля даже в присутствии шума, недостижимого для методов низкого порядка. Данный метод был апробирован на различных случайных полях. Эти результаты позволяют исследовать экспериментальные данные различной сложности для исследования распространения поверхностных волн.

Работа выполнена в рамках госзадания ИТ СО РАН.

1. Захаров В. Е., Мананов С. В., Новиков С. П., Потаевский Л. П. Теория солитонов : метод обратной задачи. М. : Наука, 1980.
2. Matveev V. B., Salle M. A. Darboux Transformations and Solitons. Berlin : Springer-Verlag, 1991. 120 p.
3. Gelash A., Mullyadzhyanov R. Anomalous errors of direct scattering transform // Physical Review E. 2020. V. 101, № 5. Art. 052206.
4. Mullyadzhyanov R., Gelash A. Direct scattering transform of large wave packets // Optics Letters. 2019. V. 44, № 21. P. 5298–5301.
5. Blanes S. et al. The Magnus expansion and some of its applications // Physics Reports. 2009. V. 470, № 5/6. P. 151–238.
6. Gudko A., Gelash A., Mullyadzhyanov R. High-order numerical method for scattering data of the Korteweg—De Vries equation // Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1677, № 1. Art. 012011.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИГНАЛОВ ЭЭГ С ПОМОЩЬЮ МНОГОМАСШТАБНОГО ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА И ЕГО ДОПОЛНЕНИЙ

Г. А. Гуйо

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Существует широко используемый подход – многомасштабный вейвлетный анализ (MWA) [1], который разбивает сигнал на ортогональные базисы масштабирующих функций и вейвлетов для получения наборов коэффициентов аппроксимации и детализации при разных уровнях разрешения. Изменения или переходы между различными типами поведения системы, вызванные изменениями окружающей среды, могут быть обнаружены с помощью дисперсии коэффициентов детализации, а диапазоны величин разброса открыто демонстрируют эти различия [2, 3]. Что касается физиологических систем, то предлагается два важных момента: диагностирование изменений в динамике и сравнение этих изменений, происходящих в определенных частотных диапазонах, что позволяет строить гипотезы об основных механизмах. Пока это метод эффективен при решении многих диагностических задач, его усовершенствование представляется полезным, особенно при работе с зашумленными наборами данных. Традиционный подход сравнивает распределения вейвлет-коэффициентов детализации в зависимости от уровня разрешения с помощью их дисперсий или стандартных отклонений [2].

Флуктуации сигнала приводят к флуктуациям коэффициентов разложения в вейвлет-пространстве и изменению этих распределений. Когда интенсивность шума увеличивается, влияние флуктуаций может превышать изменения в динамике, связанные с детерминированным поведением системы, и учет дисперсий может быть не лучшим выбором, в отличие от других особенностей распределения, например поведения их «хвостов» или анализа дальних степенных корреляций в сигнале.

Целью настоящей работы является изучение возможности диагностики структурных изменений и анализ изменения во времени характеристик сложных сигналов нелинейных систем с помощью расширенного многомасштабного вейвлет-анализа и его дополнений.

Различия дисперсий коэффициентов детализации на разных уровнях могут использоваться для выявления структурных изменений сигнала. Дисперсия вычисляется по формуле

$$\sigma(j, M) = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{k=0}^{M-1} [d_{j,k} - \langle d_{j,k} \rangle]^2}. \quad (1)$$

Также можно использовать в качестве характеристик энтропию Шеннона как меру неопределенности коэффициентов детализации на каждом уровне разложения:

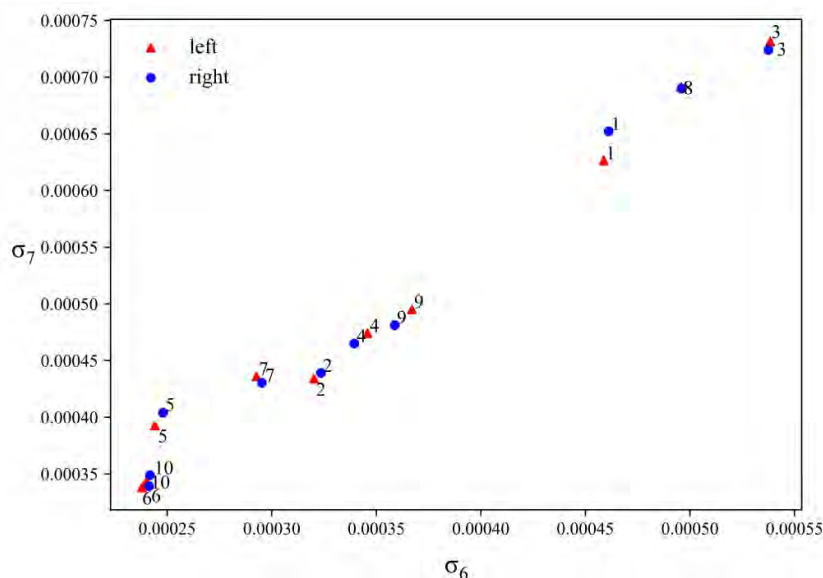
$$H_j = - \sum_{i=1}^j p_i^{(j)} \log p_i^{(j)}, \quad (2)$$

где  $p_i^{(j)}$  – плотность вероятности вейвлет-коэффициентов детализации на каждом уровне разложения  $j$ . Для количественной оценки «хвостов» функции плотности распределения имеет смысл рассчитать эксцесс распределения коэффициентов и асимметрию распределения коэффициентов.

Системы с часто изменяющейся во времени динамикой демонстрируют возрастающую зависимость дисперсий. На малых масштабах изменения локального среднего значения не имеют существенного значения для распределения вейвлет-коэффициентов детализации, поскольку короткие сегменты данных можно интерпретировать как части стационарного процесса и характеристики, оцениваемые по этим сегментам, могут различаться только в случае краткосрочных событий (артефакты, отказ записывающей аппаратуры). При дальнейшем переходе на каждый следующий уровень разложения (от  $j$  до  $j+1$ ) длина отрезка удваивается и становится сопоставима в конце пирамидального разложения со всем временным рядом. В результате переходные процессы и другие нестационарные компоненты могут оказывать более сильное влияние и дисперсия растет. Изменяющаяся динамика физиологических систем часто отражает реакцию на изменение состояния системы. Задания на мелкую моторику, рассматриваемые в этом исследовании, являются примером, когда ожидается изме-

няющаяся временная динамика ЭЭГ сигнала, а предмет исследования заключается в поиске различий между ответами разных групп на моторно-двигательные задачи.

Также интерес представляют графики распределения точек для левых и правых рук для конкретной группы. Каждая точка пронумерована в зависимости от принадлежности конкретному испытуемому, и видно, что характеристики в основном находятся рядом друг с другом у молодых испытуемых, за исключением нескольких испытуемых. Если построить точки для возрастных, то здесь характеристики имеют очень близкие значения. Пожилые добровольцы характеризуются почти одинаковыми значениями  $\sigma_j$  для таких движений, т. е. имеют отчетливо меньшие различия между ответами на двигательные задачи, выполняемые доминирующей и недоминантной рукой. Таким образом, разность данных характеристик  $\Delta\sigma_j$  можно использовать для количественной оценки межгрупповых различий.



Сравнение левой и правой руки у возрастной группы испытуемых

Возрастные различия между реакциями молодых и возрастных испытуемых на простые движения довольно существенна, но их количественная оценка может быть улучшена, если вычислить асимметрию и эксцесс распределения коэффициентов детализации  $d_{j,k}$ . С помощью кумулянтов можно получить более информативное описание функции распределения вероятностей, его свойства симметрии и поведение «хвостов» распределения. Эффективность расчета кумулянтов при поиске различий между двумя группами можно оценить на основе критерия Стьюдента и поиска максимального  $t$ -значения, которое количественно определяет различия между характеристиками сегментов ЭЭГ в вейвлет-пространстве. Существенные значения  $t$  получаются для асимметрии  $\Delta A_j$  и эксцесса  $\Delta E_j - 10,32 \pm 0,46$  и  $7,26 \pm 0,37$  соответственно. Для  $\Delta\sigma_j$  значения  $2,38 \pm 0,23$ , следовательно оценка асимметрии и эксцесса выявляет более существенные различия между распределениями  $d_{j,k}$  для записей ЭЭГ у молодых и возрастных людей при сравнении мелкой моторики.

Еще одним вариантом исследования динамики может являться рассмотрение в качестве характеристики энтропии Шеннона как меры неопределенности вейвлет-коэффициентов на каждом уровне разложения. Построенная зависимость показала, что наибольшая разница между испытуемыми разного возраста имеется на 2 и 3 уровнях разложения.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-00065 (<https://rscf.ru/project/22-22-00065/>).

1. Ward N. S. // Ageing Res. Rev. 5, 239 (2006).
2. Frolov N. S., Pitsik E. N., Maksimenko V. A., Grubov V. V., Kiselev A. R., Wang Z., Hramov A. E. // PLoS ONE 15(9), e0233942 (2020).
3. Dushanova J., Christov M. // Adv. Med. Sci. 59, 61 (2014).

## РАЦИОНАЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА ГАРДНЕРА

*Е. Г. Диденкулова<sup>1,2</sup>, Е. Н. Пелиновский<sup>1,2</sup>, Т. Г. Талипова<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

В настоящее время наблюдается большой интерес к рациональным решениям нелинейных эволюционных уравнений, с которыми связывают математические модели волн-убийц. Так, известный бризер Перегрин, полученный в рамках нелинейного уравнения Шредингера [1], уже в течение многих лет рассматривается как эталонный пример волны-убийцы на поверхности моря, поскольку его амплитуда в три раза превышает амплитуду фоновых волн. Затем удалось показать, что в рамках этого же уравнения существуют многопараметрические рациональные решения высших порядков, в которых максимальная амплитуда может быть существенно выше [2]. Такие решения стали называть супер-волнами-убийцами. Особо отметим, что бризер Перегрин, как и супер-волны-убийцы, наблюдаются в водных лабораторных лотках и оптических волокнах, демонстрируя устойчивость и физическую важность рациональных солитонов/бризеров.

Уравнение Гарднера является одним из основных уравнений в теории нелинейных внутренних волн в океане, стратифицированном по плотности и сдвиговому течению; оно активно используется при интерпретации данных натурных измерений [3]. При сложном характере стратификации вод океана (многослойный поток или непрерывная стратификация) коэффициенты квадратичной и кубической нелинейности могут быть малыми, так что приходится включать эффекты высших порядков. В частности, при так называемой симметричной стратификации в виде трехслойного потока эволюционное уравнение включает нелинейность третьего и пятого порядков [4]. В случае стратификации, близкой к экспоненциальной (постоянная частота плавучести), в эволюционном уравнении может появиться большее количество нелинейных слагаемых [5]. Аналогичные уравнения получены в теории плазмы, цепочек Ферми – Паста – Улама и даже в теории компактонов. Уравнения типа Гарднера с высшими нелинейностями не являются интегрируемыми, и здесь нет эффективного способа нахождения набора рациональных решений типа супер-волн-убийц. Поэтому в настоящей работе был сделан акцент на анализе рациональных решений первого рода, находимых как аналитически, так и численно.

Уравнения КдВ-типа с произвольной нелинейностью представимо в виде

$$u_t + F_x + u_{xxx} = 0, \quad \frac{dF}{du} = f(u). \quad (1)$$

Оно может быть сведено к следующему уравнению:

$$\frac{1}{2}(u_x)^2 + \Pi(u) = 0, \quad \frac{d\Pi}{du} = F(u). \quad (2)$$

Аналитически рациональные решения уравнений типа Гарднера находятся в случае нелинейности типа  $u^q - u^{2q}$  для любого  $q > 1$ . Для их нахождения будем использовать анзац

$$u(x) = \frac{A}{(1+B^2x^2)^p}. \quad (3)$$

После тривиальных выкладок получим следующее выражение для функции  $\Pi(x)$ :

$$\Pi(u) = -2A^2B^2 \left[ \left(\frac{u}{A}\right)^{2+1/p} - \left(\frac{u}{A}\right)^{2+2/p} \right]. \quad (4)$$

Функция  $f(u)$  находится путем двукратного дифференцирования уравнения (4). Введя новые коэффициенты:

$$\alpha = 2B^2p^2 \frac{(2+\frac{1}{p})(1+\frac{1}{p})}{A^{1/p}}, \quad (5)$$

$$\beta = 2B^2p^2 \frac{(2+\frac{2}{p})(1+\frac{2}{p})}{A^{2/p}}, \quad (6)$$

уравнение (1) сведем к уравнению типа Гарднера:

$$u_t - \left( \alpha u^{\frac{1}{p}} - \beta u^{\frac{2}{p}} \right) u_x + u_{xxx} = 0. \quad (7)$$

Параметры рационального солитона находятся из (5) и (6) по заданным коэффициентам уравнения (7):

$$A = \left( \frac{\alpha}{\beta} \left( \frac{2p+4}{2p+1} \right) \right)^p, \quad (8)$$

$$B = \left( \frac{\alpha^2}{\beta} \left( \frac{p+2}{(p+1)(2p+1)^2} \right) \right)^{1/2}. \quad (9)$$

К уравнениям гарднеровского типа, допускающим аналитическое описание рациональных солитонов, относятся: классическое уравнение Гарднера ( $p = 1$ ), которое было получено в [6]; (2 + 4)-уравнение Кортевега – де Вриза ( $p = 1/2$ ), которое было получено в [4]; гарднеровское обобщение уравнения Шамеля с модульной нелинейностью ( $p = 2$ ), взятое из [7]. Формы этих решение представлены на рис. 1.

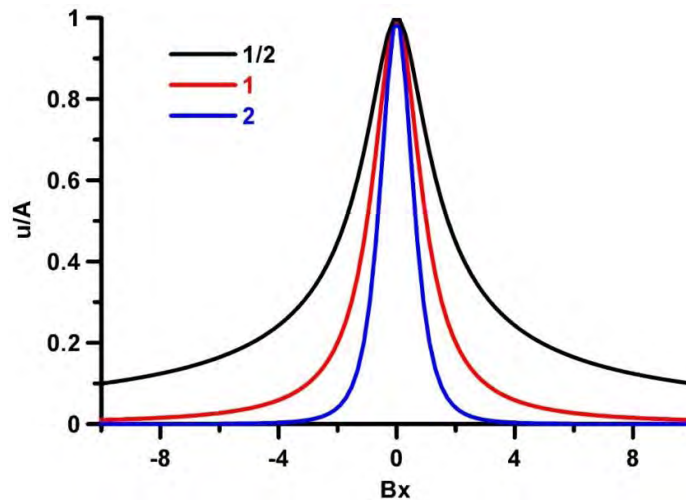


Рис. 1. Форма рациональных солитонов (3) при различных значениях  $p$

Для нелинейности типа  $u - u^q$  алгебраические солитоны могут быть найдены численно. При определенных коэффициентах полиномиальной нелинейности рациональные решения получаются в виде кинка – перепада между двумя постоянными значениями. А если нелинейность описывается полиномом высокого порядка, то рациональный солитон может быть столообразным или пирамидальным. Эти решения более подробно рассмотрены в работе [8].

Аналитические решения обобщенного уравнения Гарднера получены при поддержке гранта РФФ (№ 19-12-00253). Численные решения получены при поддержке РФФИ (№ 19-35-60022) и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№ 20-1-3-3-1).

1. *Peregrin D. H.* Water waves, nonlinear Schrödinger equations and their solutions / D. H. Peregrin // J. Aust. Math. Soc. Ser. B. 1983. V. 25. P. 16–43.
2. *Akhmediev N.* Rogues waves and rational solutions of nonlinear Schrodinger equation / N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J.M. Soto-Crespo // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. P. 026601-1–9.
3. *Grimshaw R.* Internal solitary waves: propagation, deformation and disintegration / R. Grimshaw, E. Pelinovsky, T. Talipova, O. Kurkina // Nonlinear Process. Geophys. 2010. V. 17. P. 633–649.
4. *Kurkina O. E.* Higher-order (2+4) Korteweg–de Vries - like equation for interfacial waves in a symmetric three-layer fluid / O. E. Kurkina, A. A. Kurkin, T. Soomere, E. N. Pelinovsky, E. A. Ruvinskaya // Physics Fluids. 2011. V. 23. P. 116602.
5. *Derzho O.* Multiscaled solitary waves / O. Derzho // Nonlin. Process. Geophys. 2017. V. 24. P. 695–700.
6. *Pelinovsky D.* Structural transformation of eigenvalues for a perturbed algebraic soliton potential / D. Pelinovsky, R. Grimshaw // Phys. Lett. A. 1997. V. 229. P. 165–172.
7. *Schamel H.* A modified Korteweg–de Vries equation for ion acoustic waves due to resonant electrons / H. Schamel // J. Plasma Phys. 1973. V. 9. P. 377–387.
8. *Pelinovsky E. N.* Rational solitons in the Gardner-like models / E. N. Pelinovsky, T. G. Talipova, E. G. Didenkulova // Fluids. 2022 (accepted).

# МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕСТРОЙКИ СТРУКТУРЫ ФРАКТАЛА ХАОТИЧЕСКОГО РАССЕЙНИЯ В ОТКРЫТОЙ ГАМИЛЬТОНОВОЙ СИСТЕМЕ С ГОМОКЛИНИЧЕСКОЙ ПЕТЛЕЙ

*А. А. Дидов, М. В. Будянский, М. Ю. Улейский*

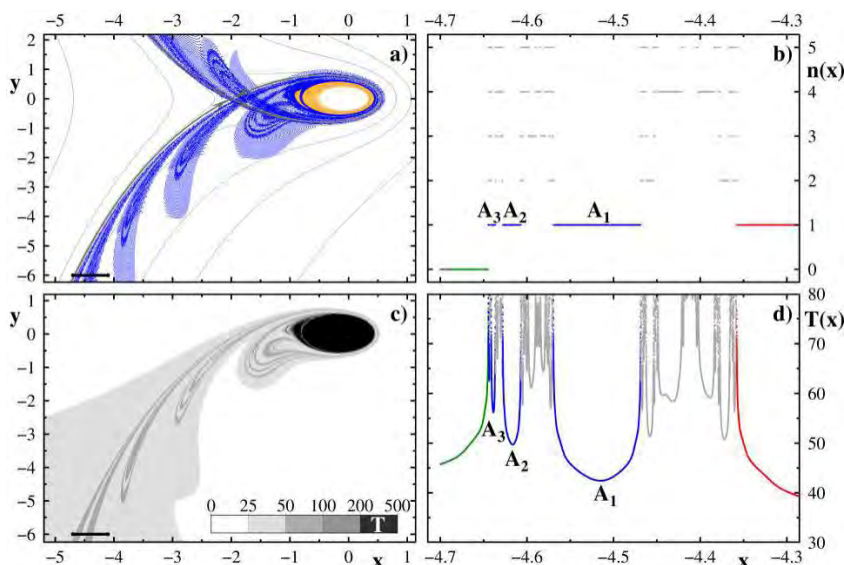
Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Исследуется открытая нелинейная динамическая система с 3/2 степенями свободы, состоящая из точечного вихря, находящегося на фоне нестационарного внешнего потока. Внешний поток состоит из постоянного и (квази)периодически модулированного двумя синусоидальными компонентами с разными частотами и амплитудами течений. Функция тока исследуемой модели имеет вид [1]

$$\Psi(x, y, t) = \ln \sqrt{x^2 + y^2} + x (\varepsilon + \xi_1 \sin \omega_1 t + \xi_2 \sin \omega_2 t),$$

где первое слагаемое соответствует стационарному точечному вихрю с сингулярностью в точке  $(0, 0)$ , второе и третье – стационарное и нестационарное плоские течения с параметрами  $\varepsilon$ ,  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , играющими роль амплитуд возмущения.

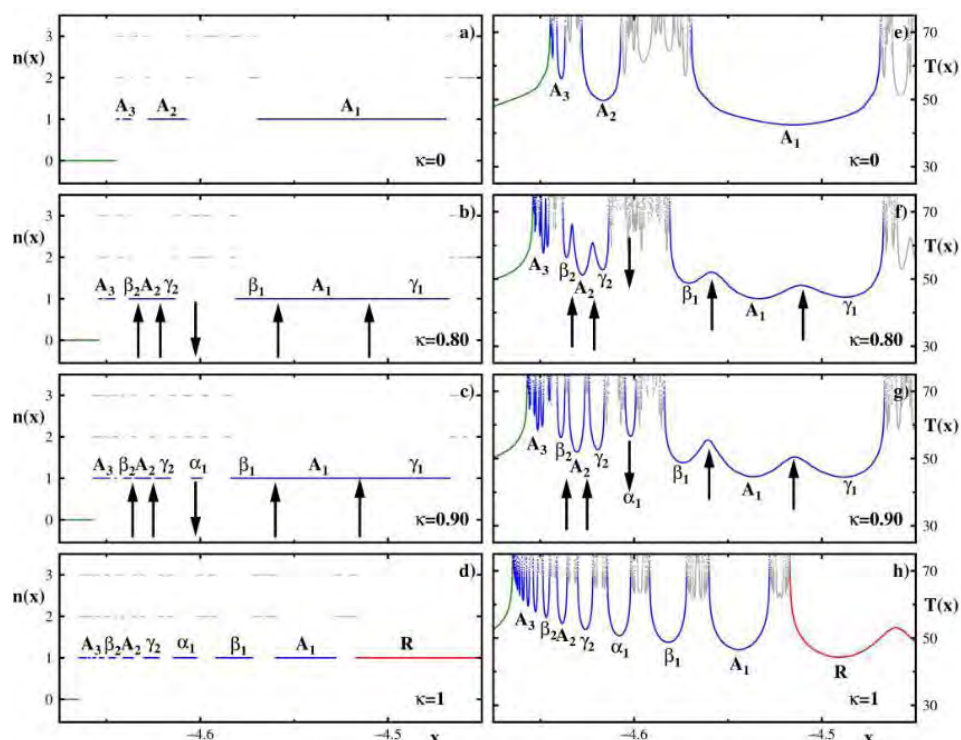
Выбранная система с сепаратрисной петлей на фазовом портрете (см. рис. 1) является простейшей моделью хаотического рассеяния пассивной примеси на топографическом вихре в океане, захваченного подводной горой. Проявлением хаотического рассеяния является наличие сингулярных пиков на графике функции рассеяния (связывающей значения «выходных» характеристик динамики системы от «входных») и последовательностей сегментов с экспоненциально-убывающими длинами во фрактале рассеяния (дискретная функция, связывающая значения «выходных» характеристик динамики системы от «входных») (см. рис. 1).



**Рис. 1.** Модельный вихрь в случае одночастотного возмущения (a). Серым цветом показаны линии тока невозмущенной системы. Жирной линией выделена сепаратриса. Оранжевыми и синими точками показано сечение Пуанкаре регулярных и хаотических траекторий. b – Фрактал рассеяния  $n(x_0)$ . Символами  $A_1, A_2, A_3$  обозначены несколько первых сегментов эпистрофы первого уровня ( $n(x_0) = 1$ ). c – Карта времени пленения частиц  $T(x_0, y_0)$ . Темно-серая складчатая структура визуализирует устойчивое многообразие седловой орбиты. d – Функция рассеяния  $T(x_0)$  для частиц, помещенных на «черный» отрезок на  $y = -6$

Показано, что при вариации амплитуд синусоидальных компонент возмущения происходит порционный внос и вынос пассивной примеси из вихревой области. Частота выноса и размеры таких порций зависят от параметров внешнего потока. Показано, что при вариации амплитуды возмущения перестройка структуры фрактала хаотического рассеяния на низких уровнях происходит с образованием (исчезновением) новых сегментов по двум механизмам, действие которых определяется соотношением между частотами возмущения (см. рис. 2).





**Рис. 2.** Фрактал (*a–d*) и функция рассеяния (*e–h*) для  $\omega_1/\omega_2 = 1/4$  при вариации параметра амплитудного возмущения  $\kappa$ : *a* и *e* –  $\kappa = 0$ ; *b* и *f* –  $\kappa = 0,80$ ; *c* и *g* –  $\kappa = 0,90$ ; *d* и *h* –  $\kappa = 1$ . Символами  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  обозначены несколько первых сегментов эпистрофы на первом уровне. Символом  $R$  обозначены начальные условия частиц, не проникающих в область хаотического перемешивания. Черными стрелками показаны места расщепления и возникновения сегментов при вариации  $\kappa$ . Направление стрелки вверх соответствует расщеплению, вниз – возникновению новых сегментов

Настоящая работа мотивирована задачей моделирования и мониторинга распространения пассивной примеси (имитирующей различного рода загрязнения, включая радиоактивное) вдоль LCS и лагранжевых фронтов вблизи топографических вихрей в океане [2, 3]. Выбор (квази)периодического возмущения обусловлен сложной природой фоновых течений, определяемых различными модами приливов и отливов, особенно в районах активного рыбного промысла. Вопрос о связи показателя геометрической прогрессии в законе убывания длин сегментов эпистроф с показателем Ляпунова седловой орбиты в реальном океане является актуальным, так как понимание этой связи позволит производить оценку транспортных свойств вихрей, а именно определять, когда и сколько пассивной примеси будет вынесено из рассматриваемого вихря.

Доклад подготовлен по материалам диссертационной работы «Аналитическое и численное исследование структурообразующих объектов в фазовом пространстве простых гидродинамических потоков» (специальность «теоретическая физика»).

Работа выполнена в рамках темы госзадания ТОИ ДВО РАН «Моделирование разномасштабных динамических процессов в океане» (проект 121021700341-2).

1. *Didov A. A.* Fractal structure of chaotic scattering in a simple hydrodynamic model with a point vortex embedded in a time-quasiperiodic background flow / A. A. Didov, M. Y. Uleysky, M. V. Budyansky // *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*. 2022 [in press].
2. *Budyansky M. V.* The impact of circulation features on the dispersion of radionuclides after the nuclear submarine accident in Chazhma Bay (Japan Sea) in 1985: a retrospective Lagrangian simulation / M. V. Budyansky, P. A. Fayman, M. Yu. Uleysky, S. V. Prants // *Marine Pollution Bulletin*. 2022. V. 177. P. 113483.
3. *Prants S. V., Uleysky M. Yu., Budyansky M. V.* *Lagrangian Oceanography: Large-scale Transport and Mixing in the Ocean*. Springer, 2017. XIV, 273 p. (Physics of Earth and Space Environments).

# ДИСКРЕТНЫЕ БРИЗЕРЫ И ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ МОДЫ В МОДЕЛЬНЫХ РЕШЕТКАХ И КРИСТАЛЛАХ

*С. В. Дмитриев*<sup>1</sup>, *Г. М. Чечин*<sup>2</sup>, *Д. С. Рябов*<sup>2</sup>, *С. А. Щербинин*<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа

<sup>2</sup>Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

Хорошо известно, что периодические дискретные системы, содержащие дефекты, поддерживают колебательные моды, локализованные на дефектах. Оказывается, если периодическая дискретная система является нелинейной, она может поддерживать пространственно локализованные колебательные моды даже при отсутствии дефектов [1]. Поскольку все узлы системы равноправны, только специальный выбор начальных условий позволяет выделить группу узлов, на которых можно возбудить такую моду, называемую дискретным бризером (ДБ). Частота ДБ должна быть вне диапазона частот бегущих волн малой амплитуды. Не резонируя и не затрачивая энергии на возбуждение бегущих волн, ДБ теоретически может вечно сохранять свою колебательную энергию при отсутствии тепловых колебаний и других возмущений. Кристаллы представляют собой нелинейные дискретные системы, и обнаружение в них ДБ было лишь вопросом времени [2]. Экспериментальные исследования ДБ сталкиваются с серьезными техническими трудностями, поэтому атомистическое компьютерное моделирование остается основным инструментом исследования. Несмотря на убедительные доказательства существования ДБ в кристаллах, их роль в физике твердого тела остается неясной, и ведутся исследования для заполнения имеющихся пробелов знания.

Нелинейные решетки, помимо ДБ, поддерживают точные решения в виде делокализованных нелинейных колебательных мод (ДНКМ). Теоретико-групповой метод нахождения ДНКМ из анализа только симметрии решетки был разработан в [3] (в оригинальных работах ДНКМ назывались бушами нормальных нелинейных мод). Оказалось, что между ДБ и ДНКМ существует тесная связь. Например, было показано, что ДНКМ треугольной решетки, описанные в работе [4], могут быть использованы для построения ДБ путем наложения локализирующих функций [5]. Кроме того, хаотические ДБ могут спонтанно возникать в решетке в результате модуляционной неустойчивости ДНКМ, частоты которых лежат вне фонового спектра решетки.

Отметим, что ДНКМ ГЦК- и ОЦК-кристаллов могут с успехом применяться для тестирования межатомных потенциалов, используемых в молекулярно-динамических расчетах [6]. Дело в том, что ДНКМ, как правило, имеют небольшой период трансляции, что позволяет эффективно применять первопринципные расчеты для нахождения их АЧХ. Сопоставляя АЧХ, полученные из первых принципов и методом молекулярной динамики, можно судить о точности межатомных потенциалов.

1. *Flach, S., Gorbach, A. V.* Discrete breathers - Advances in theory and applications // *Physics Reports*, **467** (2008) 1.
2. *Dmitriev, S. V., Korznikova, E. A., Baimova, Y. A., Velarde, M. G.* Discrete breathers in crystals // *Physics-Uspokhi*, **59** (2016) 446.
3. *Chechin, G. M., Sakhnenko, V. P.* Interactions between normal modes in nonlinear dynamical systems with discrete symmetry. Exact results // *Physica D*, **117** (1998) 43.
4. *Ryabov, D. S., Chechin, G. M., Upadhyaya, A., Korznikova, E. A., Dubinko, V. I., Dmitriev, S. V.* Delocalized nonlinear vibrational modes of triangular lattices // *Nonlinear Dynamics*, **102** (2020) 2793.
5. *Babicheva, R. I., Semenov, A. S., Soboleva, E. G., Zhou, K., Dmitriev, S. V.* Discrete breathers in a triangular  $\beta$ -Fermi-Pasta-Ulam-Tsingou lattice // *Physical Review E* **103** (2021) 052202.
6. *Shcherbinin, S. A., Krylova, K. A., Chechin, G. M., Soboleva, E. G., Dmitriev, S. V.* Delocalized nonlinear vibrational modes in fcc metals // *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, **104** (2022) 106039.

# СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ И ДИСКРЕТНОГО ВОЛНОВОДА

*Д. А. Долинина, А. В. Юлин*

Физический факультет Университета ИТМО, Санкт-Петербург

Системы взаимодействующих полупроводниковых лазеров представляют большой интерес на протяжении нескольких десятилетий. Интерес вызван как научной, так и практической значимостью таких систем, поскольку связанные лазеры могут быть использованы в широком спектре задач, среди которых получение больших выходных мощностей излучения и вычисления в интегральных оптических устройствах на кристалле.

Современные технологии позволяют конструировать одномодовые нанолазеры, динамика которых может описываться амплитудой одной рабочей моды. Конечное расстояние между такими лазерами всегда вызывает временную задержку в их взаимодействии, которая в некоторых случаях может кардинально влиять на динамику системы. Запаздывающее взаимодействие между лазерами существенно модифицирует процесс синхронизации лазеров и приводит к различным эффектам, таким как замедленная синхронизация [1], локализованная синхронизация [2], бистабильность синхронных состояний [3] и т. д.

В работе [3] изучается динамика активных резонаторов (лазеров), взаимодействующих через оптическое поле, распространяющееся в общем волноводе. В такой системе возможно проявление бистабильности, когда лазеры могут быть синхронизированы синфазно либо противофазно, причём оба варианта динамически устойчивы. В настоящей работе мы рассмотрим и исследуем модель системы, в которой синхронизация лазерных элементов может приводить к произвольной взаимной фазе, не равной ни нулю, ни  $\pi$ . Целью настоящей работы является исследование особенностей синхронизации лазерных элементов, обладающих внутренними степенями свободы.

Для этого мы рассмотрим взаимодействие лазерных кластеров, каждый из которых состоит из трёх резонаторов. В недавней работе [4] было показано, что в системе двух одинаковых активных нелинейных резонаторов (лазеров), взаимодействующих друг с другом через перерассеяние поля на дополнительном резонаторе, может наблюдаться эффект спонтанного нарушения симметрии, при котором интенсивность поля во взаимодействующих лазерах становится неодинаковой. Стационарное асимметричное состояние возникает в результате дестабилизации синфазного (или противофазного) синхронизированного стационарного состояния параметрическим возбуждением моды с противоположной симметрией (противофазной или синфазной соответственно). Стоит отметить, что взаимодействие между резонаторами кластера считается мгновенным, что справедливо, если расстояние между резонаторами мало и время прохождения сигнала от одного к другому намного меньше всех характерных временных масштабов эволюции поля в отдельном резонаторе.

В настоящей работе рассматривается взаимная динамика двух таких лазерных кластеров, каждый из которых взаимодействует с общим дискретным волноводом, представляющим собой цепочку линейных оптических резонаторов. Важно отметить, что рассмотрение динамики волновода ограничено учётом взаимодействия элементов волновода с ближайшими соседями. Схематически рассматриваемая система показана на рис. (а). Математически рассматриваемая система может быть описана в приближении медленно меняющихся комплексных амплитуд поля для резонаторов внутри кластеров и волновода следующими уравнениями:

$$\partial_t B_j = \Gamma B_j - \beta |B_j|^2 B_j + i\alpha |B_j|^2 B_j + i\sigma A_j + i\tilde{\sigma} D_{mj}, \quad (1a)$$

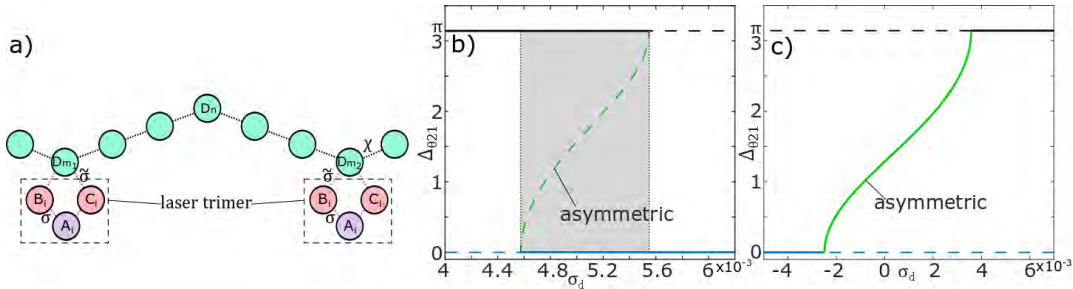
$$\partial_t C_j = \Gamma C_j - \beta |C_j|^2 C_j + i\alpha |C_j|^2 C_j + i\sigma A_j + i\tilde{\sigma} D_{mj}, \quad (1b)$$

$$\partial_t A_j = -\gamma A_j - i\delta A_j + i\sigma(B_j + C_j), \quad (1c)$$

$$\partial_t D_n = -\tilde{\gamma} D_n - i\tilde{\delta} D_j + i\chi(D_{n+1} + D_{n-1} - 2D_n) + i\tilde{\sigma}(B_j + C_j)\delta_{n,mj}, \quad (1d)$$

где  $n$  – индекс элемента дискретного волновода, а  $j = 1, 2$  – индекс лазерного кластера, связанного с  $m_j$ -м элементом волновода;  $B_j$ ,  $C_j$  и  $A_j$  – комплексные амплитуды поля двух лазерных элементов и линейного резонатора  $j$ -го кластера соответственно, а  $D_n$  – амплитуда поля в  $n$ -м элементе дискретного волновода;  $\Gamma$  – линейное усиление лазерной среды,  $\beta$  – коэффициент нелинейности потерь активных резонаторов,  $\alpha$  – коэффициент фокусирующей нелинейности;  $\delta$  – отстройка резонансной частоты линейного резонатора кластера от лазерных элементов;  $\tilde{\delta}$  – отстройка волновода;  $\sigma$  – консервативная связь между резонаторами внутри кластера,  $\tilde{\sigma}$  – коэффициент связи между лазерными элементами кластера и  $m_j$ -м элементом волновода;  $\tilde{\gamma}$  – нерадикационные потери волновода и  $\chi$  – связь между элементами волновода.

Как было показано в [4], изолированный лазерный кластер может поддерживать три вида стационарных состояний, а именно антисимметричные состояния, характеризующиеся нулевой интенсивностью поля в линейном резонаторе ( $B = -C$ ,  $A = 0$ ); симметричные, характеризующиеся одинаковыми полями в активных резонаторах и ненулевым полем в линейном ( $B = C$ ,  $A \neq 0$ ); и асимметричные состояния с разной интенсивностью поля во всех трёх резонаторах ( $B \neq C \neq A \neq 0$ ).



Схематическое изображение рассматриваемой системы (a). Бифуркационная диаграмма стационарных состояний в случае, когда взаимодействующие кластеры находятся в симметричном состоянии (b). Бифуркационная диаграмма стационарных состояний в случае, когда взаимодействующие кластеры находятся в асимметричном состоянии (c). Пунктирная линия показывает динамически неустойчивые стационарные состояния

В стационарном состоянии фаза между резонаторами внутри кластера фиксирована, поэтому весь кластер может быть characterized общей фазой  $\theta_j$ . В отсутствие взаимодействия между кластерами фазы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  случайны и не зависят друг от друга, но при наличии слабого взаимодействия фазы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  становятся взаимосвязанными и в первом приближении динамика всей системы может быть сведена к динамике взаимной фазы между кластерами  $\Delta_{\theta_{1,2}} = \theta_2 - \theta_1$ . Для такой взаимной фазы методом приближений удалось получить следующее уравнение динамики:

$$\partial_t \Delta_{\theta_{1,2}} = a \sin(\Delta_{\theta_{1,2}}) + b \sin(2\Delta_{\theta_{1,2}}), \quad (2)$$

где коэффициенты  $a = c_1\sigma_d + c_2\sigma_c$ ,  $b = c_3\sigma_d^2 + c_4\sigma_d\sigma_c + c_5\sigma_c^2$ , а  $\sigma_c$  и  $\sigma_d$  – коэффициенты консервативной и диссипативной связи между кластерами соответственно, которые определяются дисперсией волновода, расстоянием между кластерами и длиной волны излучения, распространяющегося в волноводе. Как оказалось, коэффициенты  $c_{1-5}$  полностью определяются состоянием (симметричным или асимметричным), в котором находятся слабовзаимодействующие кластеры.

Из уравнения (2) видно, что в зависимости от значений  $a$  и  $b$  взаимная фаза кластеров  $\Delta_{\theta_{1,2}}$  может принимать стационарное значение, равное либо нулю, либо  $\pi$ , либо  $\Delta_{\theta_{1,2}} = \pm \arccos(a/2b) + 2\pi$ , причём если  $a \geq 2b$ , то стационарных состояний только два – синфазное ( $\Delta_{\theta_{1,2}} = 0$ ) и противофазное ( $\Delta_{\theta_{1,2}} = \pi$ ). В таком случае динамическая устойчивость обоих состояний определяется знаком коэффициента  $a$ : при  $a > 0$  устойчиво противофазное состояние, а при  $a < 0$  – синфазное. Устойчивость синфазного и противофазного состояний может меняться с появлением состояния с фазово-нарушенной симметрией ( $\Delta_{\theta_{1,2}} = \pm \arccos(a/2b) + 2\pi$ ), причём его динамическая устойчивость определяется значением коэффициента  $b$ .

Было показано, что если каждый из кластеров находится в симметричном состоянии ( $B_j = C_j$ ,  $A_j \neq 0$ ), то коэффициент  $b$  может принимать только отрицательные значения. Появление динамически неустойчивого стационарного состояния с фазово-нарушенной симметрией приводит к стабилизации ранее неустойчивого синфазного (либо противофазного) состояния, и наблюдается бистабильность обоих состояний, см. рис. (b).

Однако если каждый из кластеров находится в асимметричном состоянии ( $B_j \neq C_j \neq A_j \neq 0$ ), то коэффициент  $b$  может также принимать и положительное значение. В таком случае взаимная фаза кластеров может принимать значение, не равное ни нулю и не  $\pi$ , причём такое состояние будет динамически устойчивым. Важно подчеркнуть, что в системе одиночных взаимодействующих лазеров [3] устойчивых стационарных состояний с взаимной фазой, не равной ни нулю, ни  $\pi$ , не наблюдалось.

1. Sivaprakasam, S. Experimental demonstration of anticipating synchronization in chaotic semiconductor lasers with optical feedback / S. Sivaprakasam [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 154101.
2. Hohl, A. Localized synchronization in two coupled nonidentical semiconductor lasers / A. Hohl [et al.] Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4745.
3. Yanchuk, S. Dynamics of two mutually coupled semiconductor lasers: instantaneous coupling limit / S. Yanchuk [et al.] // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 056221.
4. Dolinina, D. Spontaneous symmetry breaking and the dynamics of three interacting nonlinear optical resonators with gain and loss / D. Dolinina and A. Yulin // Phys. Rev. E. 2022. V. 105. P. 034203.

## СОЗДАНИЕ СУБВОЛНОВОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ПРИ ПОМОЩИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

*И. В. Доронин<sup>1,2</sup>, А. А. Зябловский<sup>1,2</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Создание субволновых резонаторов играет большую роль как с прикладной точки зрения, так и для фундаментальных исследований. К числу приложений, использующих субволновые резонаторы, относятся высокочувствительные сенсоры [1], биохимическая микроскопия [2], фотоника и оптоэлектроника [3]. В данных приложениях локализация света в малом объёме позволяет увеличить разрешение или уменьшить время отклика в системе. Помимо этого, локализация света позволяет достичь режима сильной связи при взаимодействии света с веществом [4], что интересно с фундаментальной точки зрения.

Существующие методы создания субволновых резонаторов требуют использования либо структур с отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости вблизи плазмонного резонанса, либо материалов с большими значениями коэффициента преломления, уменьшающими эффективную длину волны. Однако плазмонный резонанс сопровождается большими потерями, что ограничивает применимость метода, а коэффициент преломления в оптическом диапазоне для прозрачных материалов ограничен значениями порядка нескольких единиц [5] и не позволяет добиться размера резонатора меньше  $\lambda / 2n$ , где  $\lambda$  – длина волны света в резонансе,  $n$  – показатель преломления материала резонатора (для структуры в виде слоя [6]). Долгое время считалось, что в диэлектрической среде данное ограничение на размер резонатора не может быть преодолено.

В данном исследовании показано, что дифракционный предел на размер диэлектрического резонатора может быть превзойдён за счёт использования активной среды в качестве материала резонатора. Показано, что при использовании активной среды резонанс может быть достигнут для диэлектрического слоя размером  $\lambda / \pi |n|^2$ , помещённого в свободное пространство. Данный эффект возникает из-за того, что свет при отражении от границы между усиливающей средой и вакуумом приобретает отрицательный сдвиг фазы, зависящий от соотношения между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости. Отрицательный сдвиг фазы при определённых параметрах системы компенсирует набег фазы при распространении света по резонатору, что позволяет выполнить резонансное условие, состоящее в том, что набег фазы при полном обходе резонатора должен быть равен  $2\pi m$ , где  $m$  – целое число. Принципиальное отличие от классического резонатора Фабри – Перо состоит в том, что из-за полной компенсации фазы в предложенной системе резонансное условие выполняется для  $m=0$ , что невозможно для среды с действительной положительной диэлектрической проницаемостью. Показано, что при достаточно большом коэффициенте усиления в субволновом слое начинается лазерная генерация.

Активный слой моделируется как однородный слой с комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{\alpha}{\omega - \omega_0 + i\gamma}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость слоя в отсутствие усиления ( $\varepsilon_0 > 0$ ),  $\omega_0$  – частота перехода активных частиц,  $\gamma$  – естественная ширина линии активных частиц,  $\alpha$  характеризует коэффициент усиления и зависит от дипольного момента активных частиц (при  $\alpha > 0$  среда усиливает, при  $\alpha < 0$  среда поглощает) [7]. В рамках выбранной модели для поиска резонанса находятся полюса матрицы пропускания слоя с диэлектрической проницаемостью (1), помещённого в вакуум с  $\varepsilon=1$ . Для моделирования перехода к лазерной генерации использованы распределённые уравнения Максвелла – Блоха, описывающие амплитуду электрического поля, поляризацию активной среды и инверсию населённости активной среды [7].

Данный результат открывает новые методы создания субволновых резонаторов, что представляет интерес для создания миниатюрных оптических схем и интеграции оптических схем с полупроводниковыми элементами на чипе.

Исследование финансировано Российским научным фондом (проект 20-72-10057).

1. *Stewart M. E., Anderton C. R., Thompson L. B., Maria J., Gray S. K., Rogers J. A., Nuzzo R. G.*, Nanostructured plasmonic sensors // *Chem. Rev.* – 2008. – V. 108, № 2. – P. 494.
2. *Hell S. W., Wichmann J.* Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy // *Opt. Lett.* – 1994. – V. 19, № 2. – P. 780.
3. *Maier S. A., Brongersma M. L., Kik P. G., Meltzer S., Requicha A. A. G., Atwater H. A.* Plasmonics – a route to nanoscale optical devices // *Adv. Mater.* – 2001. – V. 13, № 19. – P. 1501.
4. *Baranov D. G., Wersall M., Cuadra J., Antosiewicz T. J., Shegai T.* Novel nanostructures and materials for strong light-matter interactions // *ACS Photonics.* – 2018. – V. 5, № 1. – P. 24.
5. *Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., Kivshar Y. S., Lukyanchuk B.* Optically resonant dielectric nanostructures // *Science.* – 2016. – V. 354, № 6314. – Art. aag2472.
6. *Born M., Wolf E.* Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. – Elsevier, 2013.
7. *Дорофеев А. В., Зябловский А. А., Пухов А. А., Лисянский А. А., Виноградов А. П.* Прохождение света через композитные материалы, содержащие усиливающие слои // *Успехи физических наук.* – 2012. – Т. 182, № 11. – С. 1157–1175.

# ИССЛЕДОВАНИЕ БИСОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ В НЕИНТЕГРИРУЕМОМ УРАВНЕНИИ ДЛЯ ВОЛН НА ГЛУБОКОЙ ВОДЕ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ И ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

*С. В. Дремов*<sup>1,3</sup>, *А. А. Гелаиш*<sup>1,2</sup>, *Р. И. Мулладжанов*<sup>3,4</sup>, *Д. И. Качулин*<sup>1,3</sup>

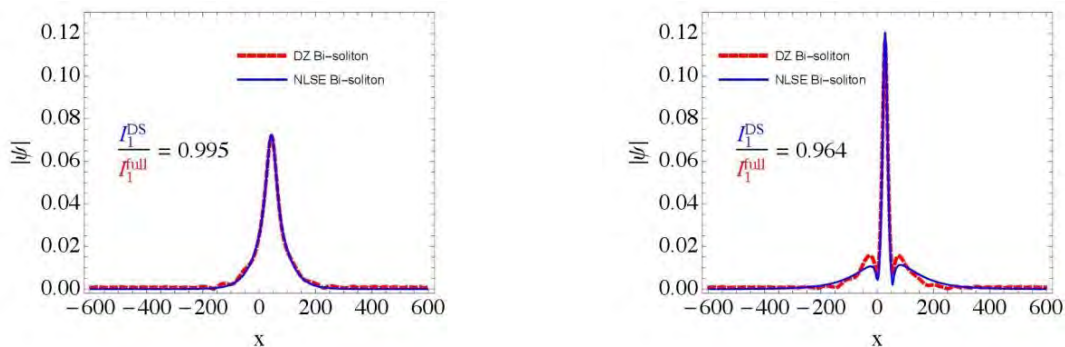
<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

<sup>2</sup>Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет

<sup>4</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

В данной работе применяется метод обратной задачи рассеяния для анализа обнаруженных ранее связанных когерентных структур – бисолитонов – в уравнении Дьяченко – Захарова (ДЗ) [1, 2]. Вывод этого уравнения основан на разложении исходного гамильтониана для одномерных поверхностных волн на глубокой воде до четвертого порядка по степеням естественных гамильтоновых переменных – профиля свободной поверхности и потенциала скорости на ней. В отличие от более известных моделей – нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) и уравнения Дыстэ – уравнение ДЗ не использует предположение об узости спектральной ширины волновых пакетов. Его также можно представить в виде уравнения на огибающую волн [3]. При рассмотрении волновых пакетов, имеющих узкий спектр, уравнение ДЗ на огибающую представляется в виде НУШ с дополнительными малыми поправками в правой части.



**Рис. 1.** Профили бисолитонов НУШ (синий) и уравнения ДЗ (красный) в фазе минимума (слева) и максимума (справа) амплитуды



**Рис. 2.** Положение собственных значений составляющих солитонов в фазе минимума (слева) и максимума (справа) амплитуды бисолитона, серым цветом показаны траектории

Мы применяем подход теории возмущений [4, 5] для анализа данных, полученных применением метода обратной задачи рассеяния к найденным в работе [2] периодически осциллирующим во времени когерентным структурам, напоминающим известные точные бисолитонные решения НУШ. Правая часть уравнения ДЗ при этом вычислялась численно, что позволяло убедиться в справедливости использования теории возмущений. Далее, в процессе эволюции бисолитона во времени, вычислялись траектории собственных значений каждого из составляющих солитонов. Нами обнаружено, что результаты хорошо согласуются с предсказаниями теории возмущений. Таким образом, обратная

задача рассеяния и теория возмущений подтверждают существование бисолитонных решений в уравнении ДЗ.

1. *Kachulin D., Dyachenko A., Dremov S.* Multiple soliton interactions on the surface of deep water // *Fluids*. – 2020. – V. 5, № 2. – P. 65.
2. *Kachulin D., Dremov S., Dyachenko A.* Bound coherent structures propagating on the free surface of deep water // *Fluids*. – 2021. – V. 6, № 3. – P. 115.
3. *Dyachenko A. I., Kachulin D. I., Zakharov V. E.* Envelope equation for water waves // *J. Ocean Engineering & Marine Energy*. – 2017 – V. 3, № 4. – P. 409–415.
4. *Karpman V. I., Maslov E. M.* Perturbation theory for solitons // *JETP*. – 1977. – V. 73. – P. 537–559.
5. *Kivshar Y. S., Malomed B. A.* Dynamics of solitons in nearly integrable systems // *Reviews of Modern Physics*. – 1989. – V. 61, № 4. – P. 763.



# О ВЛИЯНИИ МИКРОПУЗЫРЬКОВ НА ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ИНДУЦИРУЕМУЮ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ

О. А. Дружинин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Детальное понимание физических механизмов мелкомасштабных процессов, происходящих вблизи границы раздела между атмосферой и гидросферой, важно для их корректной параметризации в крупномасштабных прогностических моделях. Одним из многих важных факторов, которые необходимо учитывать в моделях обмена, является наличие в приповерхностном водном слое воздушных (газовых) пузырьков. Основным источником воздушных пузырьков в приповерхностном водном слое являются обрушающиеся (и микрообрушающиеся) поверхностные волны [1]. Источником газовых пузырьков, активно изучаемым в последнее время, являются донные выбросы метана (см., например, [2]). Лабораторные и натурные наблюдения [3, 4] и численные эксперименты [5] показывают, что мелкие (микро) пузырьки (с диаметром  $d \sim 100$  мкм) дают основной вклад в объемную долю воздушной фазы и типичное распределение по диаметрам пузырьковой взвеси. Наблюдения показывают, что объемная доля микропузырьков в верхнем слое океана может быть значительной (до  $10^{-5}$ ) даже при относительно слабом ветре (до нескольких метров в секунду), что обуславливает их существенное влияние на процессы газообмена между атмосферой и гидросферой, продукцию морского аэрозоля и распространение звука.

В данной работе проводится прямое численное моделирование и исследуется динамика приповерхностного водного слоя, насыщенного воздушными пузырьками, в присутствии стационарной поверхностной волны. Полные, трехмерные, уравнения движения водной среды (Навье – Стокса) решаются в эйлеровой формулировке одновременно с лагранжевыми уравнениями движения пузырьков с учетом их воздействия на несущую фазу. Используется подход, основанный на конформном преобразовании, переводящем волнообразную границу раздела в плоскую, и представлении микропузырьков в виде точечных частиц [6]. Диаметры пузырьков рассматриваются в интервале от 200 до 400 мкм, что позволяет пренебречь их деформацией. Для количественной оценки влияния пузырьков на динамику когерентных вихревых структур использован алгоритм расчета поля собственных значений тензора мгновенного градиента скорости в воздушном пограничном слое [7]. Результаты показывают, что наличие вихревых следов за всплывающими пузырьками приводит к усилению индуцируемых волной турбулентных пульсаций в водной среде. Показано также, что горизонтальный перенос пузырьков контролируется скоростью стокового дрейфа, в то время как вертикальный перенос определяется скоростью всплывания пузырьков в покоящейся водной среде. Предложены параметризации вертикального и горизонтального потоков концентрации воздушной фазы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 20-05-00322 (разработка численных алгоритмов), 21-55-52005 (обработка и теоретический анализ результатов). Численные расчеты выполнены на кластере ИПФ РАН (проект госзадания № 0030-2022-0005).

1. *Thorpe S. A.* Dynamical processes of transfer at the sea surface // *Progress in Oceanography*. 1995. V. 35. P. 315–352.
2. *Steinbach J.* Source apportionment of methane escaping the subsea permafrost system in the outer Eurasian Arctic Shelf / J. Steinbach, H. Holmstrand, K. Shcherbakova, D. Kosmach, V. Brüchert, N. Shakhova, A. Salyuk, C. J. Sapart, D. Chernykh, R. Noormets, I. Semiletov, Ö. Gustafsson // *PNAS*. 2021. V. 118, № 10. P. e2019672118.
3. *Kolovaev P. A.* Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near surface ocean layer // *Oceanology*. 1976. V. 15. P. 659–661.
4. *Johnson B. D.* Bubble populations and spectra in coastal waters / B. D. Johnson, R. C. Cooke // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 3761–3766.
5. *Deike L.* Air entrainment and bubble statistics in breaking waves / L. Deike, W. K. Melville, S. Popinet // *J. Fluid Mech.* 2016. V. 801. P. 91–129.
6. *Druzhinin O. A.* Numerical simulation of microbubbles dispersion by surface waves / O. A. Druzhinin, W.-T. Tsai // *Algorithms*. 2022. V. 15. P. 110.
7. *Druzhinin O. A.* Investigation of vortex structure modulation by spume droplets in the marine atmospheric boundary layer by numerical simulation / O. A. Druzhinin, W.-T. Tsai // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. P. 856.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СПРАЙТОВ ПО ДАННЫМ ГРОЗОПЕЛЕНГАЦИОННОЙ СЕТИ WWLLN НАД ТЕРРИТОРИЕЙ РОССИИ

*А. А. Ештушенко, А. С. Кудрявцев*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по наблюдению высотных разрядов различных типов с поверхности земли, с самолетов и спутников. Наиболее интересными для исследования являются спрайты, так как занимают объем в несколько десятков кубических километров и могут инициироваться группами. По современным представлениям спрайты, по крайней мере локально, могут значительно возмущать химический баланс мезосферы, особенно над мощными мезомасштабными системами, характеризующимися высокой спрайтовой активностью. Одним из важнейших вопросов для оценки влияния спрайтов на химический состав атмосферы, ее проводимость и для планирования экспериментальных кампаний для наблюдения спрайтов является изучение сезонной динамики плотности распределения спрайтов.



Участниками проекта ранее была предложена параметризация для расчета глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN за 2016 год [1]. В данной работе проведено аналогичное моделирование для территории России по данным WWLLN за 2015–2021 годы. Показано, что общее количество спрайтов над Россией варьируется существенно: 2330 спрайтов в 2015 году и 390 спрайтов в 2019 году. Расчеты показывают, что глобально наблюдается аналогичная тенденция, но в абсолютных значениях различие между годами значительно меньше. Распределение по месяцам показывает, что максимальное количество спрайтов инициируется обычно в июле, хотя в 2015 году было смещение на июнь, а в 2021 году максимум сместился на август.

Исследование поддержано программой развития ННГУ «Приоритет-2030» в рамках стратегического проекта «Комфортная окружающая среда».

1. *Evtushenko A. A., Ilin N. V., Svechnikova E. K.* Parameterization and global distribution of sprites based on the WWLLN data // Atmos. Res. 2022. V. 276. P. 106272. URL: <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2022.106272>.

## ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ СВЯЗИ НА ПОВЕДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

*Е. М. Елизаров, А. В. Бух, И. А. Шепелев, Г. И. Стрелкова*

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Изучение влияния запаздывания на поведение динамических систем на данный момент является весьма важной проблемой [1–4]. В реальных системах наличие запаздывания неизбежно, поэтому их исследования важны как с теоретической, так и с прикладной точек зрения. Особый интерес представляют большие значения времен запаздывания (например, сравнимые с периодом колебаний нейрона), поскольку как раз они описывают взаимодействие реальных нейронов [4]. Результаты таких исследований в дальнейшем могут быть применены, например, при изучении процессов, протекающих в человеческом мозге.

В рамках представляемой работы рассматривается осциллятор Фитц-Хью – Нагумо, который представляет собой одну из простейших моделей нейронов и широко используется в численном моделировании. Подробно исследованы случаи системы двух связанных осцилляторов Фитц-Хью – Нагумо в возбуждаемом режиме и кольца симметрично и локально связанных осцилляторов Фитц-Хью – Нагумо в присутствии запаздывания в канале связи. Детально проанализировано влияние времени запаздывания и силы связи между осцилляторами на процесс и порог зажигания (возбуждения) нейронов и передачу импульсов между связанными осцилляторами, а также на формирование пространственно-временных структур в ансамблях. Численные расчеты проведены для различных случаев задания начальных условий осцилляторов.

Для сравнения полученных результатов также приводятся данные по исследованию влияния времени запаздывания на динамику системы связанных осцилляторов Ван дер Поля, которые в осцилляторном режиме проявляют сходное с моделью нейрона Фитц-Хью – Нагумо поведение и могут демонстрировать аналогичные эффекты.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 20-12-00119).

1. Zhou, J., Xiang, L., Liu, Z. Global synchronization in general complex delayed dynamical networks and its applications // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, (2007), 385(2), 729–742 ; doi:10.1016/j.physa.2007.07.006.
2. Perlikowski, P., Yanchuk, S., Popovych, O. V., Tass, P. A. Periodic patterns in a ring of delay-coupled oscillators // *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, (2010), 82(3) ; doi:10.1103/PhysRevE.82.036208.
3. Hauschildt, B., Janson, N. B., Balanov, A., Schöll, E. Noise-induced cooperative dynamics and its control in coupled neuron models // *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, (2006), 74(5) ; doi:10.1103/PhysRevE.74.051906.
4. Yamakou, M. E., Jost, J. Control of coherence resonance by self-induced stochastic resonance in a multiplex neural network // *Physical Review E*, (2019), 100(2) ; doi:10.1103/PhysRevE.100.022313.

# ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОРОНАЛЬНОЙ АРКЕ: АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ И PIC-МОДЕЛИРОВАНИЕ

*Н. А. Емельянов, Вл. В. Кочаровский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Неустойчивость вейбелевского типа [1] в бесстолкновительной плазме, характерной для многих ситуаций в астрофизике, играет ключевую роль в кинетических явлениях, происходящих в условиях достаточно высокой анизотропии распределения частиц по скоростям.

В настоящей работе показано, что с данной неустойчивостью может быть связан определенный класс солнечных вспышек, происходящих в отдельных (биполярных) корональных арках.

Существующие модели [2, 3] разрушения корональных арок в основном рассматривают сложные многополярные магнитные структуры. На данный момент нет сколько-нибудь ясного понимания механизма солнечных вспышек для наиболее распространенной биполярной магнитной арки. Одна из наиболее перспективных идей, основанная на наблюдениях в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, – модель «статистической вспышки» [3–5], предполагающей одновременное развитие большого числа (до  $10^9$ ) малых «нановспышек». Однако данная модель не указывает общий триггер, обеспечивающий одновременность такого большого числа событий.

По нашему мнению, в качестве подобного триггера может выступать вейбелевская неустойчивость. Электроны, ускоряемые до десятков кэВ электрическими полями, возникшими в результате конвекционного движения плазмы в основании арки или генерации мощной альфвеновской волны, инжектируются в холодную (с температурой до 1 кэВ) бесстолкновительную плазму арки, в результате чего в верхней ее части формируется анизотропное по скоростям распределение электронов. Таким образом, возникают условия для формирования мелкомасштабных (от метров до километров) токовых филаментов, которые создают сильное турбулентное магнитное поле, превосходящее или имеющее тот же порядок величины, что и поле самой арки. Одновременно на несколько порядков увеличивается сопротивление плазмы, происходит ее сильный разогрев, нарушается баланс между кинетическим и магнитным давлением, а следовательно, возникают условия для начала множественного магнитного пересоединения и дальнейшего разрушения арки.

В аналитической части данной работы проведен анализ линейной стадии развития вейбелевской неустойчивости, получено выражение для инкремента неустойчивости:

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{(k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 + \Omega_c^2)^2 + 4\Omega_c^2 \left( \omega_p^2 \frac{u_z^2 (k_{\perp} u_{\perp})^2}{u_{\perp}^2 \Omega_c^2} - k_{\perp}^2 c^2 - \omega_p^2 \right)} - (k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2 + \Omega_c^2) \right]^{\frac{1}{2}},$$

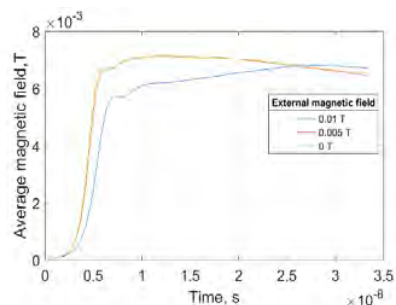
$$\Gamma^2 + \omega_p^2 \left( 1 - \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} + \frac{u_z^2}{u_{\perp}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma}{k_{\perp} u_{\perp}} \operatorname{cth} \left( \frac{\pi \Gamma}{\Omega_c} \right) \right) + k_{\perp}^2 c^2 = 0,$$

как функции параметра анизотропии плазмы, плотности и величины внешнего поля, а также даны оценки для насыщающего и подавляющего магнитных полей. При нахождении инкремента неустойчивости рассматривалась обыкновенная волна в однородной плазме с анизотропным по скоростям распределением электронов при наличии внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль выделенной оси  $Z$ . Решалась линеаризованная система уравнений Власова – Максвелла с начальным условием в виде бимаксвелловского распределения электронов

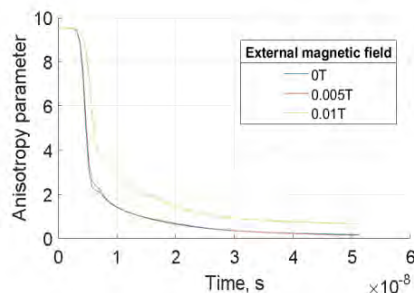
$$f_0 = \frac{n_0}{(2\pi)^2 u_z u_{\perp}^2} e^{-\frac{v_0^2}{2u_{\perp}^2} - \frac{v_z^2}{2u_z^2}},$$

где  $n_0$  – концентрация электронов,  $u_z$  – средняя скорость в  $Z$ -направлении,  $u_{\perp}$  – средняя скорость в поперечном направлении,  $\omega_p$  – электронная плазменная частота,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\Omega_c$  – электронная гирочастота,  $k_{\perp}$  – поперечная компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$ .

Для исследования нелинейной стадии произведено численное 2D3V-моделирование с помощью PIC-кода EPOCH. Рассмотрена насыщающая стадия и долгосрочная турбулентная динамика (рис. 1, 2). При моделировании использовалась следующая постановка задачи: два встречных пучка с энергией 10 кэВ, температурой 1 кэВ, концентрацией  $10^{17} \text{ м}^{-3}$  каждый, направленных ортогонально плоскости счета, находятся в фоновой плазме с температурой 50 эВ и концентрацией, равной суммарной концентрации пучков. В данном случае начальное значение анизотропии примерно равно 10, что соответствует характерным значениям, необходимым для развития неустойчивости при данных внешних полях и концентрации плазмы. Использовались периодические граничные условия.



**Рис. 1.** Временная динамика среднего магнитного поля при различных значениях внешнего магнитного поля



**Рис. 2.** Временная динамика параметра анизотропии при различных значениях внешнего магнитного поля

С помощью численного моделирования была подтверждена справедливость аналитических оценок для инкремента неустойчивости и насыщающего магнитного поля. Кроме того, расчеты показывают, что в результате развития неустойчивости происходит существенное перераспределение энергии из продольного движения частиц в поперечное и энергию турбулентного магнитного поля, которое сохраняется на временах много больше времени, требующегося для насыщения неустойчивости.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности возникновения солнечных вспышек на основе вейбелевского механизма. Аналитические и численные расчеты показывают, что в результате неустойчивости могут возникнуть необходимые условия для магнитного пересоединения и разрушения арки, однако детали процесса инжекции в арку горячих электронов нуждаются в дополнительном исследовании.

Работа поддержана грантом РФФИ № 22-12-00308. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ИПФ РАН.

1. *Weibel E.* Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // *Phys. Rev. Letters.* 1959. V. 2. P. 83.
2. *Dudik et al.* Nonequilibrium processes in the solar corona, transition region, flares, and solar wind (invited review) // *Solar Physics.* 2017. V. 292. P. 10.
3. *Степанов А. В., Зайцев В. В.* Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М. : Физматлит, 2019. Гл. 7. С. 182–189.
4. *Parker E.* Nanoflares and the solar X-ray corona // *The Astrophysical Journal.* 1988. V. 330. P. 474–479.
5. *Vlahos L.* Particle acceleration in solar flares // *Solar Phys.* 1989. V. 121. P. 431–447.

## СМЕШАННАЯ ДИНАМИКА В СИСТЕМЕ ДВУХ АДАПТИВНО СВЯЗАННЫХ НЕИЗОХРОННЫХ РОТАТОРОВ

*А. А. Емельянова<sup>1</sup>, В. И. Некоркин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Доклад посвящен явлению смешанной динамики в системе двух адаптивно связанных неизохронных ротаторов. Смешанная динамика считается третьим типом детерминированного хаоса в дополнение к хорошо известным консервативному и диссипативному типам, и она характеризуется принципиальной их неразделимостью [1]. Математическим образом смешанной динамики является пересечение хаотического аттрактора с хаотическим репеллером системы. Показано, что в зависимости от параметров неизохронность может как вызывать, так и уничтожать смешанную динамику в системе. Показана область существования этого явления в пространстве параметров и продемонстрировано, что на части кривой, ограничивающей область существования, происходит бифуркация аттрактор-репеллер, которая является аналогом седло-узловой бифуркации. Обнаружено, что наименьшее значение модуля суммы ляпуновских показателей траектории, принадлежащей хаотическому аттрактору, соответствует бифуркации аттрактор-репеллер. Продемонстрировано, что с ростом амплитуды неизохронного слагаемого расстояние Канторовича – Рубинштейна – Вассерштейна между хаотическим аттрактором и хаотическим репеллером уменьшается, что означает, что аттрактор и репеллер становятся более похожими друг на друга.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 19-12-00338.

1. *Гонченко С. В.* О трех типах динамики и понятии аттрактора / С. В. Гонченко, Д. В. Тураев // Труды математического института им. В. А. Стеклова. 2017. Т. 297. С. 133–157.
2. *Emelianova A. A.* On the intersection of a chaotic attractor and a chaotic repeller in the system of two adaptively coupled phase oscillators / A. A. Emelianova, V. I. Nekorkin // *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2019. V. 29. P. 111102.
3. *Emelianova A. A.* The third type of chaos in a system of two adaptively coupled phase oscillators / A. A. Emelianova, V. I. Nekorkin // *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2020. V. 30. P. 051105.
4. *Emelianova A. A.* Emergence and synchronization of a reversible core in a system of forced adaptively coupled Kuramoto oscillators / A. A. Emelianova, V. I. Nekorkin // *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2021. V. 31. P. 033102.

## МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ И ВИХРЕВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

*А. А. Есина*<sup>1,2</sup>, *В. Б. Ефимов*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Исследование турбулентности – одна из актуальных задач физики. Турбулентность – распространенное явление, имеющее место как в крупномасштабных системах в космосе, так и в человеческом быту. Это явление может возникать в слабодиссипативных (или бездиссипативных) средах с большим числом степеней свободы, например в системе взаимодействующих нелинейных волн, каковой, в частности, является система волн второго звука в гелии. Турбулентность волн второго звука изучена достаточно хорошо, однако в сверхтекучем гелии также может существовать другой вид турбулентности – квантованная турбулентность, связанная с возникновением запутанной системы квантованных вихрей. Влияние турбулентности квантованных вихрей на спектр нелинейных волн второго звука еще мало изучено, и для решения этой задачи возможно использование измерительной ячейки, характеристики которой представлены ниже.

Измерительная ячейка представляет собой кварцевый цилиндрический резонатор волн второго звука длиной 7 см и диаметром 2 см, на одном торце которого находится пленочный никелевый нагреватель сопротивлением 230 Ом, использующийся в качестве генератора тепловых волн, а на другом торце – сверхпроводящий детектор-болومتر, представляющий собой пленку из оловянной бронзы с рисунком в форме меандра и сопротивлением 2,3 кОм. Чувствительность болометра составляет примерно 1 В/К, что позволяет уверенно регистрировать изменения температуры в десятки милликельвин. В качестве источника квантованных вихрей использовались кварцевые камертоны различной частоты, колебания которых возбуждались с помощью переменного напряжения.

В ходе работы были получены добротности используемых колебательных систем, а также наблюдались энергетические каскады в системе волн второго звука при разных накачках и переходы колебаний камертона из ламинарного режима в турбулентный. Значения добротностей резонатора волн второго звука и камертона указывают на их высокую чувствительность, что обеспечивает возможность проведения запланированных исследований влияния квантованных вихрей на процессы передачи энергии при акустической турбулентности. Полученные результаты хорошо согласуются с более ранними работами других исследователей.

Работа была выполнена в рамках Мегагранта Минобрнауки «Современная гидродинамика» № 075-15-2019-1893.

1. *Ефимов В. Б.* Акустическая турбулентность волн второго звука в сверхтекучем гелии // УФН. 2018. Т. 188, № 10. С. 1025–1048. URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038317>.
2. *Hänninen R.* Generation of turbulence by oscillating structures in superfluid helium at very low temperatures / R. Hänninen, M. Tsubota, W. F. Vinen // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. Art. 064502. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.064502>.
3. *Blaauwgeers R.* Quartz tuning fork: thermometer, pressure- and viscometer for helium liquids / R. Blaauwgeers, M. Blazkova, M. Človečko [et al.] // JLTP. 2007. V. 146. P. 537–562. URL: <https://doi.org/10.1007/s10909-006-9279-4>.
4. *Ефимов В. Б.* Direct measurement of the critical velocity above which a tuning fork generates turbulence in superfluid helium / V. B. Efimov, Deepak Garg, O. Kolosov, P. V. E. McClintock // JLTP. 2010. V. 158. P. 456–461 ; doi: 10.1007/s10909-009-0026-5.

## ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ

*Н. А. Жидовцев, Д. В. Пушкарёв, Д. С. Урюпина, Е. В. Митина, А. Б. Савельев*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Режим суперфиламентации, обнаруженный в недавней работе [1], представляет собой частный случай режима мультифиламентации, возникающий в условиях дополнительной слабой фокусировки при мощности лазерного импульса, многократно превосходящей критическую мощность самофокусировки. В этом режиме за счёт нелинейного взаимодействия нитей мультифиламента формируется протяженная область, в которой интенсивность и концентрация плазмы превышают соответствующие значения насыщения, что представляет значительный интерес для ряда практических приложений (таких как улучшение аэродинамических характеристик летательных аппаратов, управление высоковольтными разрядами). К настоящему моменту изучена эволюция структуры плазменных каналов в режиме суперфиламентации и пространственного распределения флюенса излучения (без разрешения по частоте) [2]. Однако для более глубокого понимания физики формирования суперфиламентов, а также для таких возможных приложений филаментации, как сжатие импульса и удалённая спектроскопия, важное значение имеет изучение эволюции частотно-угловой структуры излучения. Так, непараксиальные компоненты суперконтинуума, формирующие коническую эмиссию (КЭ), играют важную роль в процессе взаимодействия филаментов: возникающие при интерференции кольцевых структур конической эмиссии максимумы интенсивности служат «затравкой» для новых филаментов. К настоящему моменту частотно-угловые спектры (ЧУС) излучения суперфиламентов ещё не были детально исследованы в литературе.

Ранее [3] нами рассматривалось влияние условий фокусировки на структуру ЧУС суперфиламента. Спектр излучения суперфиламента при использовании 3 м линзы значительно уширен по сравнению со спектрами излучения филаментов, распространяющимися под углом к оси. Данный эффект значительно слабее проявлялся при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 1 м и полностью отсутствовал для фокусного расстояния 50 см. Это свидетельствует о том, что острая фокусировка препятствует эффективному взаимодействию филаментов и формированию суперфиламента. Данный результат находится в соответствии с полученными ранее результатами измерений акустического сигнала в этих режимах и демонстрирует эффективность применения ЧУС для анализа процессов при мульти- и суперфиламентации.

В настоящей работе изучена частотно-угловая структура излучения при множественной фемтосекундной филаментации лазерного излучения в различных газах. Рассмотрена трансформация частотно-угловой структуры излучения одиночного филамента, формирующегося в среде различных газов, а также влияние энергии лазерного импульса, газового состава и амплитудной модуляции на спектральные и пространственные характеристики излучения мультифиламента. Продемонстрирована возможность расширить уширение спектра в ИК-область с помощью амплитудной модуляции исходного пучка, сохранив при этом унимодальное пространственное распределение энергии в уширенном максимуме.

Пучок филаментов формировался излучением лазерной системы Ti:Sa, излучающей импульсы длительностью 50 фс и энергией 5–25 мДж с центральной длиной волны 812 нм при частоте повторения 10 Гц и диаметре пучка 7 мм FWHM. Дополнительная фокусировка, необходимая для формирования суперфиламента, осуществлялась с помощью внесения в оптический тракт плоско-выпуклой линзы. В данной работе использовалась линза с фокусными расстоянием 270 см. Для регистрации частотно-угловых спектров и мод излучения распространение мультифиламента прерывалось с помощью клина. Отражённое от него излучение разделялось на два пучка, использовавшихся для измерения ЧУС и мод. Измерения ЧУС проводились с помощью изображающего монохроматора-спектрографа SOLAR Laser Systems M150 на ПЗС TheImagingSource dmk33gx249, моды излучения регистрировались на ПЗС MindVision MV-UBS130GM-T. Одновременно с регистрацией спектров и мод в каждом импульсе лазерной системы фиксировалась энергия импульса. Для создания регулярной (воспроизводимой от выстрела к выстрелу) пространственной структуры мультифиламента использовалась амплитудная маска, представляющая собой непрозрачную пластинку с 4 отверстиями [4]. Измерение частотно-угловых спектров производилось при тех же условиях филаментации, что и



в наших работах [5–7], где были изучены акустический сигнал и пространственная мода излучения мультифиламента.

При образовании филаментов исходный спектр накачки уширяется с образованием новых спектральных максимумов (в частности, максимума в ИК, который может быть интерпретирован как световая пуля [8]). Вклад рамановского задержанного отклика приводит к возникновению асимметрии спектра излучения филамента, сдвигу максимумов спектра суперконтинуума в ИК-область спектра и увеличению энерговклада в красное крыло суперконтинуума. Данный вывод справедлив не только в случае одиночной филаментации, но и в режиме регуляризованной мультифиламентации, где рамановский отклик влияет как на спектр исходных филаментов после маски, так и на спектр филамента на оси распространения излучения, формируемого при слиянии излучения исходных филаментов после амплитудной маски при слабой дополнительной фокусировке. Экспериментально продемонстрирован подход, который позволяет удлинить красное крыло суперконтинуума, генерируемого при филаментации, сохраняя при этом большую часть энергии красного крыла континуума в одной поперечной моде с помощью амплитудной маски. Продemonстрировано увеличение роли плазменной нелинейности при уменьшении давления газа.

1. *Point G. et al.* Superfilamentation in air // *Physical Review Letters*. – 2014. – V. 112. – № 22. – Art. 223902.
2. *Pushkarev D. et al.* Transverse structure and energy deposition by a subTW femtosecond laser in air: from single filament to superfilament // *New Journal of Physics*. – 2019. – V. 21, № 3. – Art. 033027.
3. *Zhidovtsev N. A.* The influence of focusing conditions on frequency-angular structure of superfilament radiation / *Pushkarev D. V., Uryupina D. S. [et al.] // International Conference on Ultrafast Optical Science “UltrafastLight-2019”*. 2019.
4. *Uryupina D. et al.* 3D Raman bullet formed under filamentation of femtosecond laser pulses in air and nitrogen // *Applied Physics B*. – 2013. – V. 110, № 1. – P. 123–130.
5. *Пушкарев Д. В. и др.* Нелинейный рост энерговклада в среду при слиянии регуляризованных фемтосекундных филаментов // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2017. – Т. 106, № 9. – С. 545–548.
6. *Pushkarev D. et al.* Femtosecond laser superfilamentation under various focusing conditions. // *Abstracts of the International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018)*. М. : ФИАИ, 2018. P. 172.
7. *Uryupina D. S. et al.* Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in air using wideband piezoelectric transducers // *Laser Physics Letters*. – 2016. – V. 13, № 9. – Art. 095401.
8. *Volkov M. et al.* Laser-induced plasma influence onto intrapulse four-wave mixing under femtosecond filamentation in air // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. – 2015. – V. 48, № 9. – Art. 094017.

# ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ТЕРАГЕРЦОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*Е. А. Машкович*<sup>1</sup>, *К. А. Гришунин*<sup>2</sup>, *А. К. Звездин*<sup>3,4</sup>, *Т. Г. Ш. Бланк*<sup>2</sup>, *А. Г. Завьялов*<sup>5</sup>,  
*П. Н. М. Лосдрехт*<sup>1</sup>, *А. М. Калашикова*<sup>6</sup>, *А. В. Кимель*<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Университет Кёльна, Институт физики II, Кёльн, Германия

<sup>2</sup>Университет Радбод, Институт молекул и материалов, Неймеген, Нидерланды

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва

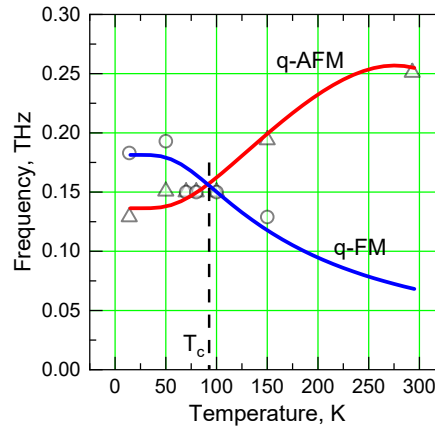
<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>5</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>6</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Контроль магнитных битов наиболее быстрым и энергетически эффективным способом является актуальной задачей магнитной записи. В этом отношении антиферромагнетики привлекают всё больше внимания, поскольку их собственная магнитная частота находится в диапазоне нескольких терагерц (ТГц). Несколько недавних экспериментов показали возможность возбуждения прецессии намагничивания высокоинтенсивными ТГц-импульсами [1, 2]. Ферримагнетики сочетают антиферромагнитный порядок с ферромагнитным магнитооптическим детектированием. Интересно, но возбуждение динамики намагниченности интенсивными ТГц-импульсами вблизи точки компенсации не было показано экспериментально.

В этой работе мы использовали метод «накачка-зондирование» для возбуждения динамики намагниченности железо-иттриевого граната допированного немагнитными ионами галлия Ga:YIG. Эксперимент показал возбуждение двух магнитных мод, частоты которых пересекаются в точке компенсации  $T_c \approx 80$  К. Показано, что выбор поляризации ТГц-излучения может подавить вынужденный отклик намагниченности на ТГц-импульс и усилить свободные колебания на собственной частоте ферримагнетика. При этом сильная эллиптичность магнитных мод объясняет одновременное возбуждение двух магнитных мод: квазиферромагнитной (q-FM) и квазиантиферромагнитной (q-AFM) линейно поляризованным ТГц-импульсом. На рисунке показаны частоты q-AFM и q-FM-мод в пленке Ga:YIG. Для моделирования динамики мы учитывали вклад обменной энергии, энергии Зеемана и магнитной анизотропии в свободную энергию, теоретическое рассмотрение основано на симметрийных и лагранжевых формализмах [3].



Частоты q-FM (круги) и q-AFM (треугольники) в зависимости от температуры.  
Теоретические зависимости показаны сплошными линиями

Выражаем благодарность поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FSWR-2021-011).

1. *Kampfrath T. et al.* Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves // *Nat. Photonics*. **5**, 31–34 (2011).
2. *Blank T. G. H. et al.* THz-scale field-induced spin dynamics in ferrimagnetic iron garnets // *Phys. Rev. Lett.* **127**, 037203 (2021).
3. *Davydova M. D., Zvezdin K. A., Kimel A. V., Zvezdin A. K.* Ultrafast spin dynamics in ferrimagnets with compensation point // *J. Phys. Condens. Matter*. **32**, 01LT01 (2020).

## ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНОВ

*В. Е. Запезалов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Гиротрон – вакуумный электронный прибор, основанный на синхронном взаимодействии винтового электронного пучка (ВЭП) и электромагнитной волны [1–4]. Для эффективного взаимодействия должно удовлетворяться условие синхронизма на гирочастоте или ее гармониках.

$$\omega \approx n\omega_H, \quad (1)$$

где  $\omega_H$  – циклотронная частота (гирочастота),  $n$  – номер циклотронной гармоники. Для реализации условия (1) в ТГц-диапазоне частот гиротроны должны работать при наличии очень сильных магнитных полей либо на гармониках циклотронной частоты. За минувшие годы созданы мощные высокоэффективные гиротроны мм- и субмм-диапазонов [1–4] и сформировался ряд научных направлений, развитие которых обусловлено наличием этих источников [3–5]. Высокая сверхразмерность пространства взаимодействия мод с активной средой делает гиротрон сложным объектом нелинейной динамики, для анализа которого разрабатываются специальные методы [6]. Для ряда приложений нужны повышение частоты и мощности гиротронов, но сложность задачи обостряется техническими возможностями современных магнитных систем [3, 4, 7, 8], проблемой конкуренции мод и омических потерь, особенно в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты [2, 3]. В этой связи перспективны импульсные магниты для гиротронов, допускающие повышение магнитной индукции и частоты. В процессе разработки гироприборов требуется учет как физических факторов (конкуренция мод, омические потери и др.), так и конструктивных особенностей основных подсистем.

Среди основных приложений гиротронов, работающих в непрерывном режиме в стационарном магнитном поле, воздействие на плазму в установках УТС (токамаки, стеллараторы и др.), спектроскопические приложения (ДПЯ ЯМР, нелинейная спектроскопия и др.). Эти приложения основаны на резонансном воздействии на объект, и есть устойчивая тенденция к повышению рабочих частот.

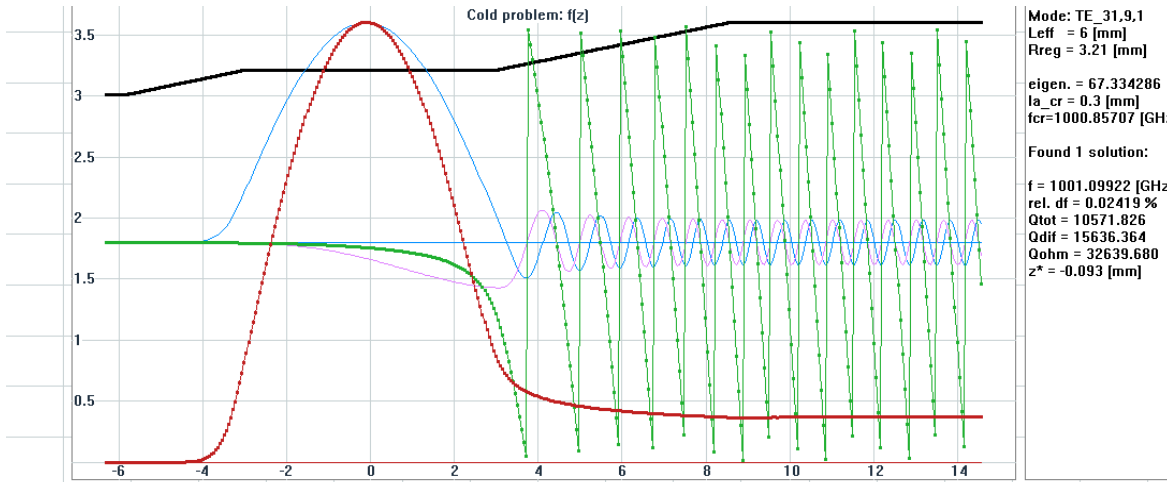
Успешное многолетнее использование гиротронов для УТС привело к разработке ЭЦР-комплексов нового поколения для токамака ITER и стелларатора W-7X. Рабочие частоты гиротронов при этом потребовалось увеличить до 140 и 170 ГГц, а для будущего ДЕМО необходимо нарастить до 230–250 ГГц при сохранении мощности единичного гиротрона на уровне 1 МВт в непрерывном режиме. Для работы всех этих гиротронов необходимы соответствующие криомагниты с величиной магнитного поля от 5 до 10 Тл и проходным отверстием от 160 до 240 мм, как правило, «сухие» (т. е. без сжиженных газов).

Динамическая поляризация ядер (ДПЯ) позволяет резко повысить чувствительность ЯМР спектрометров. Требуемая мощность гиротронов порядка 40–100 Вт, но требуется высокая стабильность параметров и конкретные рабочие частоты. Основной производитель гиротронных комплексов для ДПЯ – фирма Брукер (Bruker) в кооперации с СиПиАй (CPI), США, которая выпустила более 20 установок за последние годы с частотами от 0,26 до 0,59 ТГц. В ИПФ РАН также были разработаны установки такого назначения [7]. В плане повышения рабочих частот и расширения диапазона перестройки для спектроскопических приложений и диагностики плазмы представляются перспективными многоствольные гиротроны, в которых высокая степень селекции подобна гиротронам с большой орбитой, но магнитная система заметно проще [9]. Продвижение к более высоким частотам источников излучения для ДПЯ продолжается.

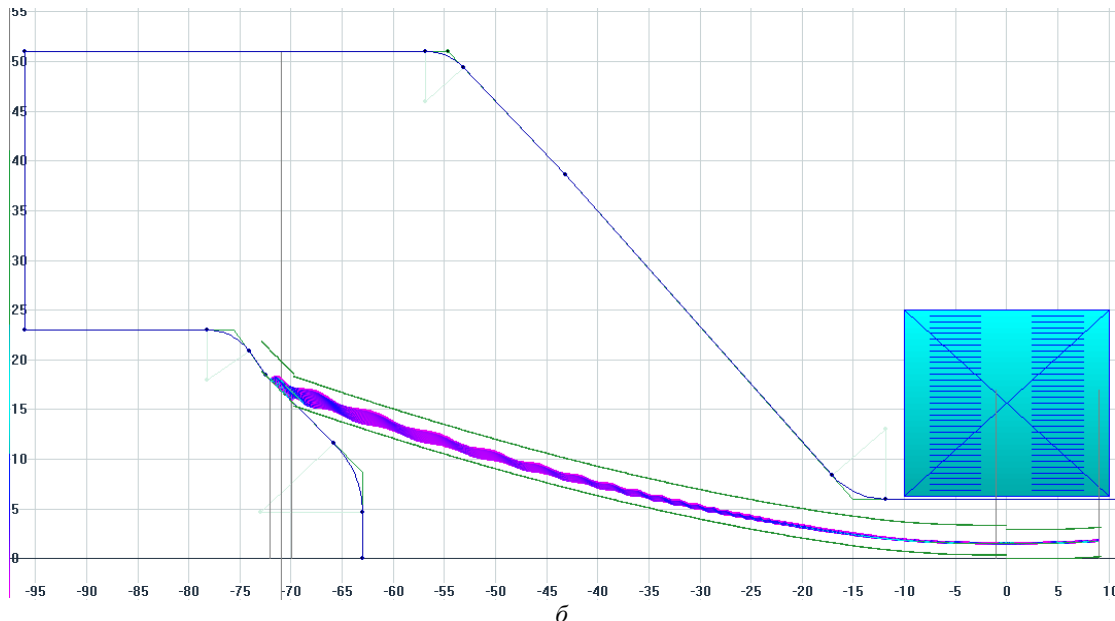
Использование для гиротронов импульсных магнитных систем представляет в плане продвижения к наиболее высоким частотам значительные перспективы. Успешное применение таких систем позволило продемонстрировать рекордные значения частоты и мощности, недоступные для других приборов [4, 7], и новые разнообразные приложения такого излучения были успешно реализованы. В недавних экспериментах ИПФ РАН использование специально разработанного соленоида с магнитным полем до 50 Тл позволило получить генерацию в одиночных импульсах длительностью 50 мкс на рекордных частотах 1–1,3 ТГц с мощностью 5–0,5 кВт [6]. В ИПФ РАН развивается технология, которая обеспечит создание импульсных соленоидов с индукцией до 30 Тл и частотой повторения импульсов до 0,1 Гц. Это позволит реализовать гиротроны на основном циклотронном резонансе и второй гармонике с частотой генерации до 0,8–1,6 ТГц при пиковой мощности в несколько сотен киловатт и средней мощности порядка 1 Вт.

Корпус лампы и резонатор в виде проводящих оболочек экранируют переменное магнитное поле, кроме того, на них возникают большие силовые нагрузки [7, 8, 10–12]. Для ослабления этого эффекта корпус может быть изготовлен из материала с низкой электропроводностью. Аналогично, основа резонатора из материала с низкой проводимостью с нанесением внутри тонкого хорошо проводящего слоя. Для уменьшения экранирования также могут использоваться многозеркальные резонаторы. Кардинальным решением проблемы экранировки является размещение магнитной системы, например магнита Фонера [10], внутри вакуумного объема и совмещение поверхности резонатора с внутренней поверхностью магнита. Слабая неоднородность профиля резонатора практически не влияет на свойства магнита. Отметим, что магнитное поле на краях магнита снижается, что приводит к увеличению ведущего радиуса ВЭП и накладывает ограничение на выбор рабочих мод  $TE_{mp}$  в резонаторе.

Рассмотрим гиротрон с частотой 1 ТГц, рабочая мода  $TE_{31,9}$ , с использованием магнитной системы из [10], внутренний диаметр 6,3 мм, наружный 25 мм, длина 20 мм, максимальное поле 70 Тл, рабочее около 38,4 Тл. Расчет проведен с использованием методики [6]. На рисунке 1 приведены профиль резонатора, распределение ВЧ-поля, электроды ЭОС, магнитная система, траектории электронов. При  $U_0 = 50$  кВ,  $I = 20,3$  А,  $t_{\perp} = 0,6$ , ( $g = 1,2$ ),  $R_0 = 1,55$  мм получаем КПД  $\eta = 17,8$  %,  $P = 180,3$  кВт. Аналогично спроектирован гиротрон с частотой 1,5 ТГц, рабочая мода  $TE_{47,13}$ , поле около 58 Тл,  $U_0 = 50$  кВ,  $I = 8,3$  А,  $t_{\perp} = 0,6$ ,  $\eta = 11,3$  %,  $P = 46,8$  кВт.



a



b

Рис. 1. Профиль резонатора (a), ЭОС гиротрона (b)

Самые высокие воспроизводимые значения магнитного поля в настоящее время достигнуты с использованием одновиткового соленоида [10, 11]. На основе такого соленоида также могут быть разработаны гирорезонансные приборы. Резонатор, совмещенный с внутренней поверхностью такого магнита, обладает очевидным сходством с двухзеркальным резонатором [2]. Предварительные оценки показывают, что могут быть созданы такие гиротроны с частотой до 3 ТГц и более.

Таким образом, рассмотрены проблемы и некоторые перспективные варианты гиротронов с точки зрения повышения частоты при использовании стационарных и импульсных магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0027).

1. *Nusinovich G. S., Thumm M., Petelin M. I.* The gyrotron at 50: historical overview // *J. Infrared Mm THz Waves*. 2014. V. 35. P. 325–381.
2. *Nusinovich G. S.* Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore : The Johns Hopkins University Press, 2004.
3. *Tsimring Sh. E.* Electron beams and microwave vacuum electronics. Hoboken : John Wiley and Sons, Inc., 2007.
4. *Thumm M.* State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers. KIT Scientific Publishing, 2018.
5. *Applications of High-Power Microwaves*. ed. by A. V. Gaponov-Grekhov and V. L. Granatstein. Norwood : Artech House, 1994.
6. *Семенов Е. С., Запелалов В. Е., Зуев А. С.* Methods for simulation the nonlinear dynamics of gyrotrons // *Communications in Computer and Information Science*. 2021. V. 1413. P. 49–62; [10.1007/978-3-030-78759-2](https://doi.org/10.1007/978-3-030-78759-2).
7. Novel and emerging applications of the gyrotrons worldwide: current status and prospects / Glyavin M.Yu., Sabchevski S., Idehara T. [et al.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2021, vol. 42, P. 1-27.
8. *Монтгомери Д. Б.* Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М. : Мир, 1972.
9. *Запелалов В. Е., Зуев А. С., Куфтин А. Н.* Многовольные гиротроны // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2020. Т. 63, № 2. С. 105–114; [10.1007/s11141-020-10038-8](https://doi.org/10.1007/s11141-020-10038-8).
10. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М. : Мир, 1972.
11. *Шнеерсон Г. А.* Основы техники получения сильных и сверхсильных импульсных магнитных полей. СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2010, 310 с.
12. *Васильев В. В.* Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле / Васильев В. В., Коленский Л. Л., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. М. : Энергоатомиздат, 1982.

# УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ СИНХРОНИЗАЦИИ В СПАЙКОВЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЯХ НА ОСНОВЕ АДАПТИВНОЙ МЕРЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

*О. А. Догонашева, Д. Г. Захаров*

Институт когнитивных наук НИУ ВШЭ, Москва

Исследование процессов синхронизации в спайковых нейронных сетях (СНС) на протяжении многих лет является фундаментальной задачей современной нелинейной динамики. Наиболее интересными синхронными режимами СНС представляются химерные состояния – частный случай кластерной синхронизации, при котором сосуществуют синхронные и асинхронные кластеры. Такие состояния позволяют формировать различные паттерны активности, способствуя взаимодействию различных нейронных популяций при обработке информации. В то же время сильная (близкая к глобальной) синхронизация активности нейронов мозга свидетельствует о различных нарушениях активности мозга и болезнях. В качестве примера можно привести некоторые виды эпилептических припадков, при которых наблюдается сильная синхронизация различных участков коры головного мозга. Исходя из этого, можно предположить, что кратковременная и частичная синхронизация является естественным состоянием для мозга.

Мы предлагаем универсальный метод исследования процессов синхронизации в СНС на основе параметра  $\chi^2$  [1]. Существенным недостатком этого параметра является невозможность надежно различать такие состояния нейронных сетей, как бегущие волны, когерентные состояния, состоящие только из синхронных кластеров, и химерные состояния. Для решения этой проблемы мы предлагаем новую характеристику – адаптивную меру когерентности (Adaptive Coherence Measure, ACM) [2]:

$$R^2 = \max_{\Delta t = (\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_N)} \chi^2 (\{V_i(t - t_i)\}_{i=1}^N), \quad (1)$$

где  $V_i(t)$  – мембранный потенциал  $i$ -го нейрона,  $t$  – время,  $N$  – число нейронов в сети. Уравнение (1) подразумевает решение задачи оптимизации для параметра  $\chi^2$  с учетом временных сдвигов мембранных потенциалов всех нейронов. Решая ее, мы получаем вектор временных сдвигов  $\Delta t = (\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_N)$  и оптимальное значение  $R^2$ . Пусть  $L$  – это количество уникальных временных сдвигов, содержащихся в векторе  $\Delta t$ . В общем случае  $L$  соответствует количеству синхронных групп в сети. Таким образом, пара значений  $(R^2, L)$  позволяет идентифицировать все основные режимы нейронной сети (см. таблицу).

Значения параметров  $(R^2, L)$  для идентификации различных динамических режимов

Режим	АСМ	Размерность $\Delta t$	Количество кластеров
Асинхронное состояние	$R^2 = 0$	-	-
Глобальная синхронизация	$R^2 = 1$	$L = 1$	$L$
Кластерная синхронизация	$R^2 = 1$	$1 < L \ll N$	$L$
Бегущая волна	$R^2 = 1$	$L = N$	-
Химерное состояние	$0 < R^2 < 1$	-	-

Предложенный метод будет продемонстрирован на примере кольца нейронов Морис – Лекара (II класса генерации спайков) с тормозными нелокальными связями.

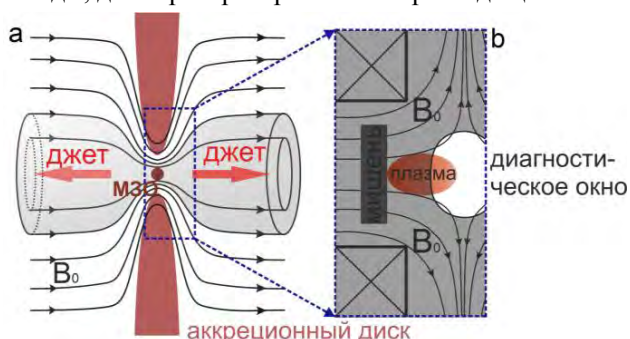
1. *Golomb D., Hansel D., Mato G.* Mechanisms of synchrony of neural activity in large networks // Handbook of Biological Physics. Elsevier, 2001. V. 4. P. 887–968.
2. *Dogonashева O. et al.* Robust universal approach to identify travelling chimeras and synchronized clusters in spiking networks // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. V. 153. P. 111541.

# ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛИМАЦИИ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ДЖЕТОВ КРУПНОМАСШТАБНЫМ МЕЖЗВЕЗДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Р. С. Земсков, К. Ф. Бурдонов, А. А. Соловьев, С. Е. Перевалов, А. В. Котов, М. В. Стародубцев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

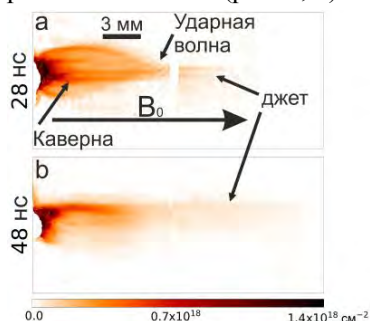
Протозвездные джеты – это коллимированные сверхзвуковые выбросы плазмы, которые наблюдаются вдоль оси вращения молодых звездных объектов (МЗО), окруженных аккреционным диском. Считается, что джеты играют ключевую роль в эволюции молодых звезд [1], однако механизм генерации и коллимации джетов до сих пор неизвестен. Принято считать, что джеты формируются в результате коллимации истечений вещества (ветров), которые генерируются в центральной части системы, состоящей из протозвезды и аккреционного диска [2]. Однако точный механизм коллимации до сих пор не определен и активно обсуждается в литературе. Численно продемонстрировано [3], что важное значение в коллимации может играть полоидальное межзвездное магнитное поле, которое около МЗО, согласно наблюдениям [4], имеет топологию песочных часов. Такая топология магнитного поля образуется в результате сжатия крупномасштабного квазиоднородного магнитного поля аккреционным диском (рис. 1, *a*). Таким образом, истечения, вылетая из центральной области около звезды, далее распространяются в расходящихся магнитных полях.



**Рис. 1.** Схематическое изображение структуры межзвездного магнитного поля, возмущенного аккреционным диском МЗО и принимающего форму песочных часов (a). Синий прямоугольник отмечает область, которую мы моделируем в эксперименте. Схема эксперимента, демонстрирующая структуру магнитного поля, в которой распространяется плазма (b)

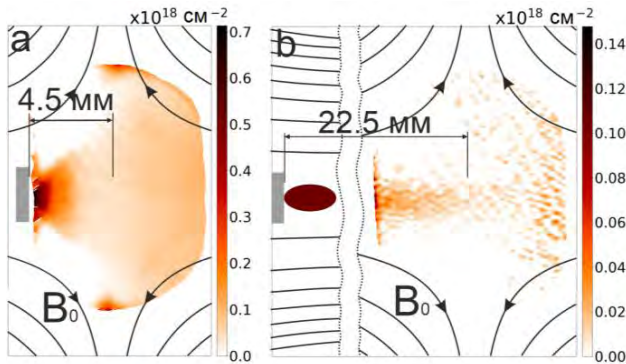
Наша цель состояла в том, чтобы в лабораторных условиях исследовать процесс коллимации сверхзвукового потока плазмы в полоидальном магнитном поле с топологией (см. рис. 1, *b* и рис. 3), эквивалентной той, что наблюдается в МЗО. В нашем лабораторном исследовании мы моделируем ветра от молодой звезды с помощью высокоскоростных потоков плазмы, генерируемых в результате абляции наносекундным (1 нс) лазерным импульсом с пиковой интенсивностью  $10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Использование уникальной магнитной системы, способной генерировать магнитные поля до 13,5 Тл, позволило нам в лаборатории воспроизвести условия, необходимые для построения скейлинга лабораторных и астрофизических процессов.

В результате экспериментов нами была продемонстрирована коллимация потока плазмы однородным полоидальным магнитным полем (рис. 2). Принципиальный механизм коллимации состоит из следующих стадий: торможение плазменного потока магнитным давлением, образование диамагнитной каверны с конической ударной структурой на ее вершине (рис. 2, *a*), что приводило к фокусировке и коллимации потока плазмы на вершине каверны [5]. На дальнейшей стадии происходит коллапс каверны под действием сил магнитного давления и выброс плазмы из каверны в виде коллимированного потока (рис. 2, *b*).



**Рис. 2.** Экспериментально полученные двумерные профили плотности плазменных потоков, распространяющихся вдоль квазиоднородного магнитного поля 9 Тл. Профили плотности зафиксированы через 28 и 48 нс после облучения мишени

В моделировании коллимации потока плазмы в магнитном поле с топологией песочных часов, чтобы исследовать, как расходимость магнитных силовых линий влияет на коллимированность потока плазмы, мы изменяли положение источника плазмы (мишень) вдоль оси симметрии магнитного поля. Мы показали, что топология возникающего потока существенно зависит от того, находится ли точка генерации плазменного потока в области сильного полоидального магнитного поля (рис. 3, *b*) или, наоборот, в области расходящихся силовых линий магнитного поля (рис. 3, *a*). Важный экспериментальный результат заключается в том, что для коллимации изначально расходящегося плазменного потока (рис. 3, *a*) в узкий джет (рис. 3, *b*) достаточно, чтобы он провзаимодействовал с короткой областью сильного полоидального магнитного поля длиной, совпадающей с масштабом плазменной каверны (радиус торможения потока). Для используемого в наших экспериментах магнитного поля  $\sim 9$  Тл минимальная длина этой области должна составлять примерно 1 см. Вторым важным результатом, вытекающим из рис. 3, *b*, заключается в том, что поток предколлимированной плазмы не следует за расходящимся силовым полем магнитного поля, а остается стабильным и коллимированным, как при баллистическом распространении через область сильно расходящегося магнитного поля.



**Рис. 3.** Экспериментально полученные двумерные профили плотности плазменных потоков, распространяющихся в расходящихся магнитных полях. Профили плотности зафиксированы через 68 нс после облучения мишени

Таким образом, мы приходим к выводу, что результаты нашего лабораторного исследования подтверждают значимость для молодых звезд нового механизма коллимации джетов полоидальными магнитными полями. Наше исследование указывает на то, что учет крупномасштабного полоидального магнитного поля в классических моделях коллимации тороидальными магнитными полями должен решить проблему стабильности джетов.

1. Pudritz R. E. Theoretical and computational foundations / R. E. Pudritz, R. Ouyed, A. Brandenburg // *Protostars and Planets V*. 2007. P. 277.
2. Ferreira J. Which jet launching mechanism(s) in T Tauri stars? / J. Ferreira, C. Dougados, S. Cabrit // *Astronomy & Astrophysics*. 2006. V. 453, № 3. P. 785–796.
3. Matt S. Collimation of a central wind by a disc-associated magnetic field / S. Matt, R. Winglee, K. H. Böhm // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2003. V. 345, № 2. P. 660–670.
4. Girart J. M. Magnetic fields in the formation of sun-like stars / J. M. Girart, R. Rao, D. P. Marrone // *Science*. 2006. V. 313, № 5788. P. 812–814.
5. Higginson D. P. Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle / D. P. Higginson, G. Revet, B. Khair, J. Béard, M. Blecher, M. Borghesi [et al.] // *High Energy Density Physics*. 2017. V. 23. P. 48–59.



# ЯВНАЯ КОНСЕРВАТИВНАЯ СХЕМА ДЛЯ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА С АДАПТИВНЫМ ПЕРЕНОСОМ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН

*Е. В. Зипунова, А. Ю. Перепёлкина*

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва

В последнее время метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method, LBM) стал действительно универсальным методом, решающим задачи как с турбулентностью [1, 2, 3] и множеством фаз [4, 5, 6], так и со сжимаемыми течениями [7].

Метод решеточных уравнений Больцмана основан на том, что для моментов функции распределения, для которой верно уравнение Больцмана, в приближении верны уравнения Навье – Стокса. Через первые три момента такой функции распределения можно выразить плотность, скорость и энергию потока. Далее функция распределения по скоростям представляется небольшим числом дискретных значений в пространстве скоростей – дискретные функции распределения (ДФР). Для ДФР определены правила переноса, то есть копирования значения из соответствующей точки, и столкновения, то есть релаксации к локальному равновесию в узлах сетки.

В классическом виде метод применим к изотермическим задачам с несжимаемым течением. В результате развития и применения разных модификаций метода стало возможным решать задачи с числом Маха не больше двух.

Однако даже несмотря на то что с 2014 года известны примеры применения LBM для полномасштабного моделирования сверхзвуковой аэродинамики [8, 9, 10], зачастую такие расчеты не более эффективны, чем решение уравнения Навье – Стокса. Как и для любого моделирования, при разработке численного метода основная цель – найти оптимальный баланс между стабильностью, точностью и скоростью расчетов для конкретной поставленной задачи.

В статье [11] был предложен метод решения дискретного уравнения Больцмана PoND, альтернативный LBM, позволяющий проводить расчеты при широком диапазоне скоростей и температур. Это получено благодаря введению локальной перекалибровки ДФР с учетом локальной температуры и скорости. В вычислительном аспекте, по сравнению со стандартным подходом LBM, шаг столкновений упрощается, но для выполнения переноса требуется применять неявную схему, вычислительно сложную и неконсервативную в общем случае.

В [12] для одномерного случая был предложен вариант метода PoND, обеспечивающий консервативность и использующий явную схему переноса, что уменьшает количество требуемых вычислений.

В данной работе предложенный в [13] подход, названный PoMPoND, рассмотрен и развит для многомерного случая. Разработанный метод применялся для моделирования адвекции вихря и задачи Римана.

Также рассмотрены особенности реализации граничных условий при обтекании твердого тела для метода PoMPoND, примененные для моделирования обтекания эллипса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-71-10004).

1. *Succi S.* The lattice Boltzmann equation: for fluid dynamics and beyond. Oxford University Press, 2001.
2. *Di Ilio G.* Simulation of turbulent flows with the entropic multirelaxation time lattice Boltzmann method on body-fitted meshes / Giovanni Di Ilio, Benedikt Dorschner, Gino Bella [et al.] // Journal of Fluid Mechanics. 2018. V. 849. P. 35–56.
3. *Wilde D.* High-order semi-Lagrangian kinetic scheme for compressible turbulence / Dominik Wilde, Andreas Krämer, Dirk Reith, Holger Foysi // Physical Review E. 2021. V. 104. P. 025301.
4. *Huang H.* Multiphase lattice Boltzmann methods: Theory and application / H. Huang, M. Sukop, X. Lu. John Wiley & Sons, 2015.
5. *Zakirov A.* Predictive modeling of laser and electron beam powder bed fusion additive manufacturing of metals at the mesoscale / Andrey Zakirov, Sergei Belousov, Maria Bogdanova [et al.] // Additive Manufacturing. 2020. V. 35. P. 101236. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214860420306084>.
6. *Ammer R.* Simulating fast electron beam melting with a parallel thermal free surface lattice Boltzmann method / Regina Ammer, Matthias Markl, Ulric Ljungblad [et al.] // Computers & Mathematics with Applications. 2014. V. 67, № 2. P. 318–330.
7. *Succi S.* The lattice Boltzmann equation: for complex states of flowing matter. Oxford University Press, 2018.
8. *Fares E.* Validation of a Lattice-Boltzmann approach for transonic and supersonic flow simulations / Ehab Fares, Michael Wessels, Raoyang Zhang [et al.] // Conference: 52nd Aerospace Sciences Meeting. 2014.

9. *Casalino D.* Turbofan broadband noise prediction using the Lattice Boltzmann method / D. Casalino, A. Hazir, A. Mann // Conference: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2017.
10. *Jammalamadaka A.* Lattice-Boltzmann very large eddy simulations of fluidic thrust vectoring in a converging/diverging nozzle / Avinash Jammalamadaka, Gregory M. Laskowski, Yanbing Lia [et al.] // Conference: AIAA AVIATION 2020 FORUM. 2020.
11. *Dorschner B.* Particles-on-demand for kinetic theory / B. Dorschner, F. Bösch, I. V. Karlin // Physical Review Letters. 2019. V. 12, № 13. P. 130602.
12. *Zakirov A.* On the conservativity of the Particles-on-Demand method for the solution of the Discrete Boltzmann Equation / A. Zakirov, B. Korneev, V. Levchenko, A. Perepelkina // Keldysh Institute Preprints. 2019. № 35. 19 p.
13. *Зипунова Е. В.* Разработка явных и консервативных схем для решеточных уравнений Больцмана с адаптивным переносом / Е. В. Зипунова, А. Ю. Перепёлкина // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. 2022. № 7. 20 с.

# МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДИНАМИКИ СЕТИ НЕЙРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ НЕОДНОРОДНОСТИ

*А. А. Злобин, В. В. Клиньшов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Исследование мозга, в частности коллективной динамики сетей нейронов, является важной задачей нейронауки, статистической физики и нелинейной динамики. Человеческий мозг представляет собой сложную сеть из порядка  $10^{10}$  нейронов. Численное моделирование такого огромного количества неоднородных нейронов является очень трудоёмким и затратным процессом. В качестве альтернативы может рассматриваться идея так называемого макроскопического описания сети [1, 2]. В её рамках высокоразмерная система уравнений, описывающая нейронную сеть, сводится к низкоразмерной редуцированной системе.

Сеть представляет собой ансамбль нейронов с глобальными связями:

$$\dot{V}_j = V_j^2 + I_j, \quad j = 1 \dots N, \quad (1)$$

где  $V_j$  – мембранный потенциал нейрона, а  $I$  – входной ток. Когда мембранный потенциал нейрона достигает порогового значения  $V_p = \infty$ , нейрон возбуждается и генерирует спайк, а его потенциал сбрасывается до значения  $V_r = -V_p = -\infty$ . Входной ток имеет три составляющих:

$$I_j = \eta_j + J_j s(t) + I. \quad (2)$$

Здесь  $\eta_j$  – ток смещения,  $J_j$  – синаптический вес,  $s(t)$  – синаптический ток,  $I$  – внешний ток,  $N$  – количество нейронов в сети,  $t_j^k$  – момент возбуждения  $j$ -го нейрона. При генерации спайка каждым нейроном даётся вклад в общий синаптический ток в виде  $\delta$ -импульса.

Метод редуцирования высокоразмерной системы предложен в работе [1] для сети с неоднородностью по параметру тока смещения, когда  $J_j = J$ , а токи смещения  $\eta_j$  различны. Устремляя количество нейронов в бесконечность,  $N \rightarrow \infty$ , введём плотность распределения мембранного потенциала  $\rho(V|\eta, t)$ , которая удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial(\rho \dot{V})}{\partial V}. \quad (3)$$

Плотность распределения мембранного потенциала рассматривается в виде лоренцева распределения [1]:

$$\rho(V|\eta, t) = \frac{1}{\pi} \frac{x(\eta, t)}{[V - y(\eta, t)]^2 + x(\eta, t)^2}. \quad (4)$$

Подстановка такого распределения в уравнение непрерывности даёт систему уравнений, которая описывает локальную динамику сети, т. е. динамику субпопуляции нейронов с током смещения, близким к  $\eta$ :

$$\begin{cases} \dot{x}(\eta, t) = 2x(\eta, t)y(\eta, t), \\ \dot{y}(\eta, t) = y^2(\eta, t) - x^2(\eta, t) + Js(t) + \eta. \end{cases} \quad (5)$$

Полуширина  $x(\eta, t)$  имеет связь с частотой возбуждения нейронов локальной субпопуляции. Величина  $y(\eta, t)$  является средним значением мембранного потенциала локальной субпопуляции.

Интегрируя систему для локальной динамики по всем параметрам, мы получаем систему, состоящую из двух дифференциальных уравнений. Эта нелинейная система описывает макроскопическую динамику сети в терминах средней частоты возбуждения  $r(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(\eta, t)g(\eta)d\eta$  и среднего мембранного потенциала  $v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y(\eta, t)g(\eta)d\eta$ :

$$\begin{cases} \dot{r}(t) = \frac{\Delta}{\pi} + 2r(t)v(t), \\ \dot{v}(t) = \bar{\eta} + Jr(t) - (\pi r)^2 + v^2 + I(t). \end{cases} \quad (6)$$

Сравним динамику полученной редуцированной модели для неоднородности по току смещения с динамикой исходной микроскопической системы. При моделировании микроскопической системы рассматривалась сеть размером 50 тысяч нейронов. На графиках представлено сравнение динамики систем при различных видах внешнего сигнала  $I(t)$ .

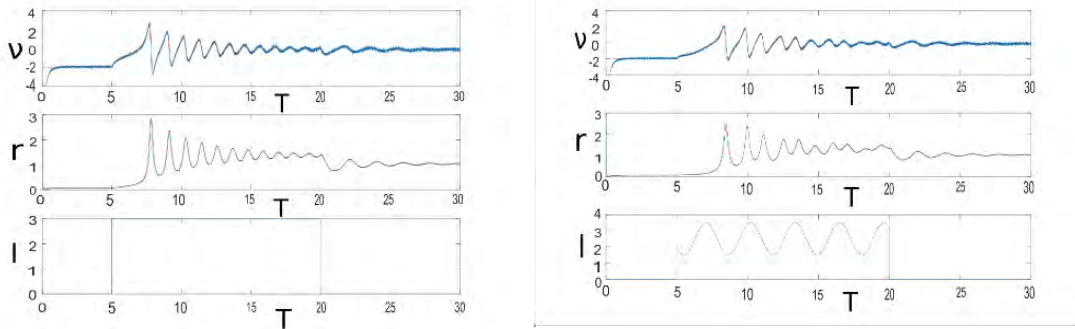


Рис. 1

Аналогично подходу, описанному выше, можно получить редуцированную систему для сети с неоднородностью по синаптическим весам, когда  $\eta_j = \eta$  для всех нейронов, а синаптические веса  $J_j$ , распределены в соответствии с распределением Лоренца. Редуцированная система с таким видом неоднородности имеет вид

$$\begin{cases} \dot{r}(t) = \frac{\Delta}{\pi} r(t) + 2r(t)v(t), \\ \dot{v}(t) = \eta + \bar{J}r(t) - (\pi r)^2 + v^2 + I(t). \end{cases} \quad (7)$$

В качестве микроскопической системы рассматривалась аналогичная нейронная сеть. На графиках представлено сравнение систем с различными типами внешнего тока  $I(t)$ .

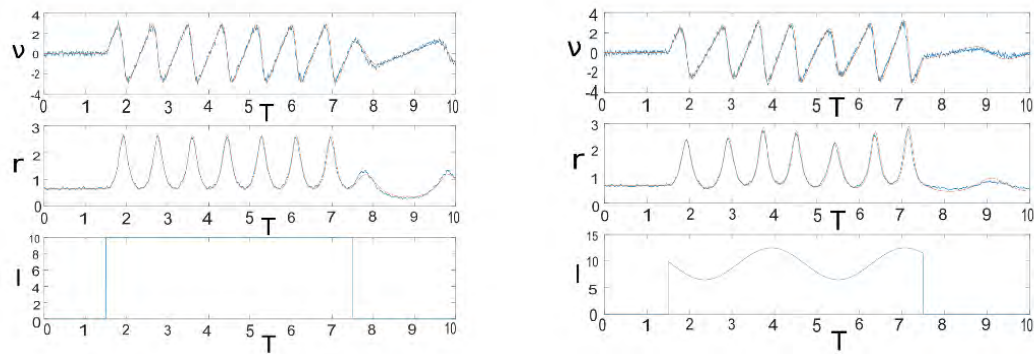


Рис. 2

Сравнение динамики полной и редуцированной систем показывает, что последние хорошо описывают коллективное поведение больших нейронных сетей с неоднородностью по параметрам.

1. Montbrio E., Pazó D., Roxin A. // Phys. Rev. X 5. 2015. P. 021028.
2. Tanushree B. Luke, Ernest Barreto, Paul So // Neural Computation. 2013. V. 25. P. 3207.
3. Ott E., Antonsen T. M. // Chaos. 2008. V. 18. P. 037113.

## ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ БЕЗ ИНВЕРСИИ В СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И АКТИВНОЙ СРЕДЫ

*А. А. Зябловский<sup>1,2</sup>, И. В. Доронин<sup>1,2</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва

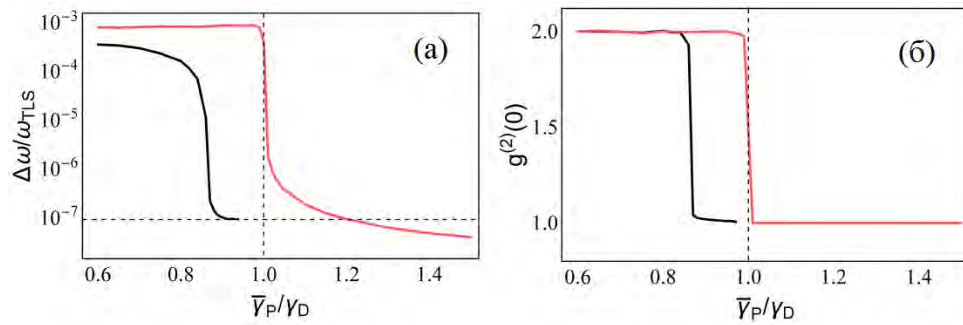
Квантовые генераторы света (мазеры, лазеры и т. п.) состоят из резонатора и активной среды, в которой существуют уровни энергии с частотой перехода, близкой к частоте резонатора [1]. Для достижения режима лазерной генерации поток энергии от активной среды в моды резонатора должен компенсировать потери в резонаторе. Обычно считается, что такая компенсация возможна только при положительной инверсной населенности в активной среде [1]. Действительно, скорость поглощения фотонов в активной среде определяется заселенностью нижнего уровня, хотя скорость излучения фотонов определяется заселенностью верхнего уровня. Когда заселенность верхнего уровня превышает заселенность нижнего уровня, скорость излучения фотонов превышает скорость поглощения фотонов, что приводит к росту интенсивности электромагнитного (ЭМ) поля в резонаторе.

В нашей работе мы предлагаем подход для достижения лазерной генерации в отсутствие инверсной населенности в активной среде [2, 3]. Мы используем уравнения Максвелла – Блоха для описания коллективной динамики электромагнитного поля и активной среды [1]. Мы показываем, что увеличение константы взаимодействия между электромагнитным полем в резонаторе и активной средой приводит к переходу лазера в режим сильной связи, который реализуется только при отрицательных значениях инверсной населенности. В режиме сильной связи в лазере существуют две собственные моды с отличными друг от друга частотами и с одинаковыми скоростями релаксации. Сосуществование двух собственных мод приводит к осцилляциям энергии во времени. Другими словами, существуют интервалы времени, когда энергия возрастает, и интервалы, когда энергия убывает.

В нашей работе мы показываем, что использование модулированной во времени накачки позволяет увеличить длительность интервалов времени, когда энергия возрастает [2, 3]. В результате оказывается возможным усилить электромагнитное поле в резонаторе даже при отрицательных значениях инверсной населенности в активной среде. Среднее значение мощности накачки, требуемое для работы лазера в таком режиме, оказывается меньше, чем мощность накачки, требуемая для достижения положительной инверсной населенности в активной среде.

Таким образом, мы предлагаем концепцию лазера, работающего в отсутствие инверсной населенности в активной среде. Данный подход основан на параметрической нестабильности лазера в режиме сильной связи [2, 3]. Наш подход отличается от предложенного в работе [4], где усиление света в активной среде без инверсии населенности достигалось за счет подавления вероятностей переходов с нижних уровней атомов. Такое подавление приводило к уменьшению скорости поглощения фотонов в активной среде и осуществлялось за счет деструктивной интерференции между вероятностями переходов с близких по энергии уровней [1, 4]. Такой подход применим, когда время декогеренции в активной среде много больше, чем характерное время излучения фотонов, что не реализуется в большинстве активных сред [5]. В предложенном нами подходе не требуется наличие когерентности между разными уровнями активной среды и для наблюдения лазерной генерации без инверсии можно использовать активные среды с малым временем декогеренции [2]. Более того, предложенный нами метод для достижения лазерной генерации без инверсии позволяет генерировать электромагнитные волны с частотой отличной от частоты накачки [3], что невозможно в подходе, предложенном в работе [4].

Для определения когерентных характеристик излучения лазера без инверсии, предложенного в нашей работе, мы использовали уравнения Максвелла – Блоха с шумовыми слагаемыми [3]. Корреляторы шумов определялись при помощи флуктуационно-диссипативной теоремы [1]. Нами было показано, что в спектре системы существуют два пика на частотах, определяемых константой взаимодействия между электромагнитным полем и активной средой [3]. Ширина линий этих пиков уменьшается с увеличением мощности накачки (см. рисунок). Продемонстрировано [3], что ширина линии излучения лазера без инверсии может быть на два порядка меньше, чем ширина линии излучения обычного лазера при том же числе фотонов (см. рисунок).



Ширина излучения лазера без инверсии (черная кривая) и излучения обычного лазера (красная кривая) в зависимости от средней мощности накачки (а). Автокорреляционная функция второго порядка излучения лазера без инверсии (черная кривая) и излучения обычного лазера (красная кривая) в зависимости от средней мощности накачки (б). Рисунок взят из работы [3]

В нашей работе [3] показано, что дополнительное уменьшение ширины линии излучения в лазере без инверсии связано с тем фактом, что спонтанное излучение по-разному влияет на генерацию когерентного света в случае обычного лазера и лазера без инверсии.

В обычном лазере выше порога генерации спонтанное излучение атомов приводит к возбуждению колебаний электромагнитного поля, фаза которых не согласуется с текущей фазой генерируемого электромагнитного поля. Следовательно, фаза электромагнитного поля меняется со временем хаотично, что приводит к конечной ширине линии лазерного излучения. Ширина линии определяется отношением напряженности электромагнитного поля, возбуждаемого спонтанным излучением, к полной напряженности электромагнитного поля в резонаторе [1].

В лазере без инверсии две собственных моды с отличными друг от друга частотами участвуют в генерации когерентного излучения [3]. Модуляция мощности накачки вызывает периодическое изменение относительной фазы между модами, формируя эффективный потенциал для разности фаз между электромагнитными полями в этих модах [3]. Такой потенциал приводит к появлению корреляции между фазами двух собственных мод и может приводить к подавлению диффузии относительной фазы между ними [3]. Подавление диффузии относительной фазы между модами приводит к уменьшению ширины линий излучения. Однако диффузия общей фазы не позволяет уменьшить ширины линий излучения до нуля.

В случае лазера без инверсии, предложенного в наших работах [2, 3], помимо подавления диффузии относительной фазы происходит подавление диффузии общей фазы [3]. Такое подавление обусловлено неортогональностью собственных мод в режиме сильной связи, из-за которой спонтанное излучение в активной среде преимущественно приводит к флуктуациям относительной фазы, а не общей фазы [3]. Таким образом, в лазере без инверсии модуляция накачки приводит к подавлению флуктуаций относительной фазы, а неортогональность собственных мод приводит к подавлению флуктуаций общей фазы. Как следствие, в лазере без инверсии происходит значительное сужение ширины линий пиков излучения [3]. Существенно, что механизмы, приводящие к подавлению фазовых флуктуаций в лазере без инверсии, не имеют места в обычном лазере. По этой причине ширина линии излучения лазера без инверсии оказывается на два порядка меньше ширины линии излучения обычного лазера [3]. Данный результат открывает путь к созданию нового класса лазеров, которые требуют для своей работы меньшей мощности накачки и имеют более узкую ширину линии излучения, чем обычные лазеры.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10057).

1. Scully M. O., Zubairy M. S. Quantum Optics / M. O. Scully, M. S. Zubairy. Cambridge : Cambridge University Press, 1997. 656 p.
2. Doronin I. V. Lasing without inversion due to parametric instability of the laser near the exceptional point / I. V. Doronin, A. A. Zyblovsky, E. S. Andrianov, A. A. Pukhov, A. P. Vinogradov // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. P. 021801.
3. Doronin I. V. Strong-coupling-assisted formation of coherent radiation below the lasing threshold / I. V. Doronin, A. A. Zyblovsky, E. S. Andrianov // Opt. Express. 2021. V. 29. P. 5624–5634.
4. Scully M. O. Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing / M. O. Scully, S.-Y. Zhu, A. Gavrielides // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2813.
5. Hill M. T. Advances in small lasers / M. T. Hill, M. C. Gather // Nature Photon. 2014. V. 8. P. 908.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЗОННОЙ ВАРИАЦИИ ИОНОСФЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

*Н. В. Ильин, Н. Н. Слюняев, Е. А. Мареев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Глобальная электрическая цепь в атмосфере Земли представляет собой распределённый токовый контур, поддерживаемый непрерывным разделением зарядов внутри грозовых облаков и иных облаков с развитой электрической структурой. Однако в то время как вариация основных параметров глобальной электрической цепи на суточном масштабе устойчива и хорошо известна, их сезонная вариация (на масштабе календарного года) до сих пор остаётся предметом дискуссии. Для исследования данного вопроса мы воспроизвели динамику атмосферы за период с 1980 по 2020 год с помощью модели прогноза погоды WRF (Weather Research and Forecasting model) и данных метеорологического реанализа, а затем параметризовали региональные вклады в ионосферный потенциал – наиболее фундаментальную количественную характеристику глобальной цепи – в терминах конвекции и осадков.

Моделирование ионосферного потенциала на основе реальных метеорологических данных однозначно свидетельствует о существовании устойчивого тренда сезонной вариации глобальной электрической цепи. Более того, моделирование позволяет разделить суммарную вариацию на отдельные составляющие, отвечающие вкладам экваториальной области, а также областей к северу и к югу от неё, что дало нам возможность выявить намного более устойчивые и физически понятные тренды. Вклад экваториального региона, обеспечивающего основную часть полного ионосферного потенциала, имеет вариацию с двумя отчётливыми максимумами – в апреле-мае и в ноябре-декабре (что соответствует годовому циклу экваториальной конвекции). В то же время вариации вкладов Северного и Южного полушарий (за вычетом экваториальной области) имеют ярко выраженные максимумы, отвечающие локальному лету (в окрестности августа и февраля соответственно); можно сказать, что эти вариации компенсируют локальные минимумы на графике вариации экваториального вклада.

Согласно результатам нашего моделирования, сезонная вариация ионосферного потенциала во многом определяется вкладом экваториального региона и имеет структуру с двумя максимумами в районе апреля и ноября. Однако поскольку суммарный тренд состоит из нескольких слагаемых, максимумы и минимумы которых во многом компенсируют друг друга, результирующая вариация, получаемая в результате моделирования, очень чувствительна к возможным неточностям параметризации и моделирования. В связи с этим следует особо отметить, что важную роль в результирующей вариации играет вклад океанов в глобальную цепь, количественная оценка которого пока что известна не слишком достоверно. Иными словами, результаты нашего моделирования позволили существенно продвинуть понимание природы и физики сезонной вариации глобальной электрической цепи, однако для окончательного выяснения связанных с этим вопросов необходимо дальнейшее уточнение моделирования и надёжные измерения электрического поля в различных точках земной поверхности.

Исследование выполнено при поддержке гранта Правительства Российской Федерации (соглашение № 075-15-2019-1892).

## МАКРОМАСШТАБНАЯ АСИММЕТРИЯ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ

Д. И. Иудин

Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

Молния – это саморазвивающаяся транспортная система плазменных каналов, демонстрирующая способность к саморегуляции за счет самосогласованного поддержания нулевого суммарного заряда своей разветвленной структурой. Развитие молнии происходит прерывисто и сопровождается значительными морфологическими изменениями: появляются новые структурные элементы; некоторые старые исчезают. Как молнии удастся уравнивать эти прерывистые морфологические изменения в своих полярных регионах, чтобы сохранить свою электрическую нейтральность? Гомеостаз развития молнии осуществляется через переходные события, включающие рождение, распад и реактивацию разрядных ветвей [1]. В рамках проведенного исследования показано, что способность молнии как открытой системы сохранять постоянство своего внутреннего состояния тесно связана с асимметрией полярности молнии: ее морфологические и транспортные свойства обусловлены нарушением структурной симметрии дерева электрического разряда при смене направления тока на противоположное. Последовательное описание механизмов макромасштабных проявлений асимметрии молниевое разряда вызывает сегодня значительные трудности. Используя иерархическую схему Хортона – Штролера можно оценить структурную асимметрию пространственного распределения емкости разноименных частей дерева молниевое разряда и связать скорость смещения точки нулевого индуцированного заряда или точки реверса с разностью периферийных токов [2].

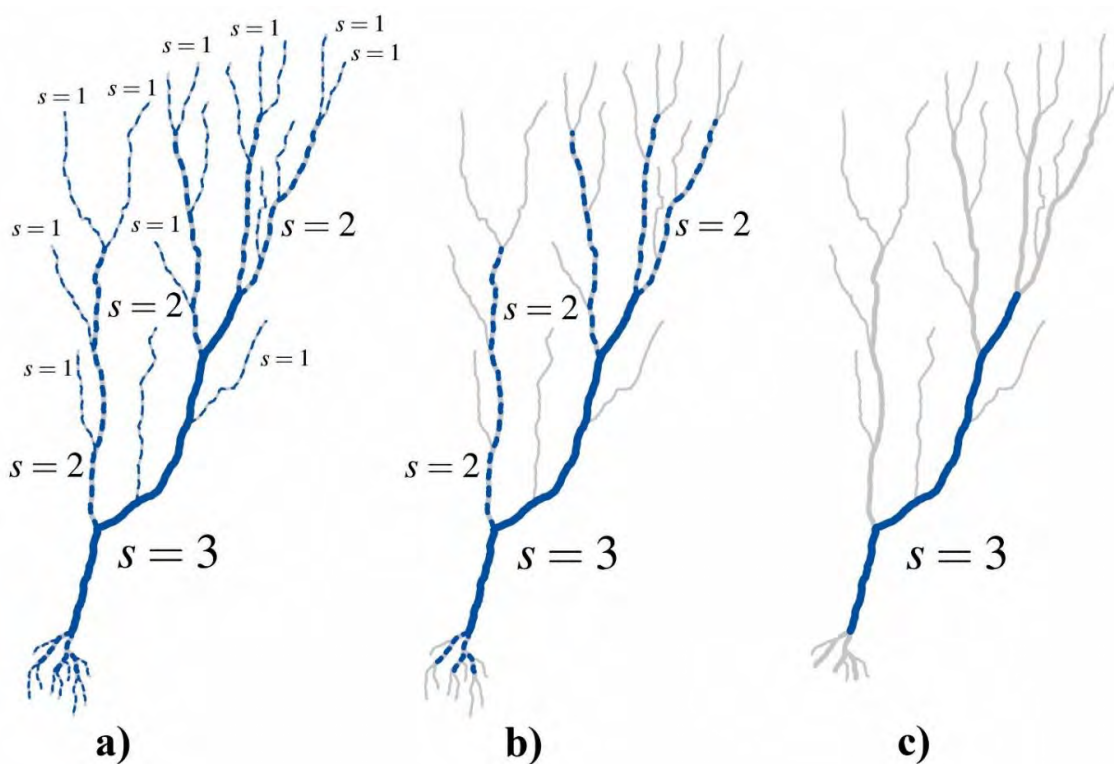


Рис. 1

Рисунок 1 иллюстрирует идею построения классификации рек и протоков, объединенных в единую дренажную сеть. Каждому руслу приписывается некоторый порядок, так что для рек, не имеющих притоков, порядок русла  $s$  принимается равным единице:  $s = 1$ . Когда два потока первого порядка объединяются, они образуют поток второго порядка. Когда два потока второго порядка объединяются, они образуют поток третьего порядка. Рисунок 1, *a* показывает основную сеть, рис. 1, *b* создается путем удаления всех исходных потоков с  $s = 1$  из сети на рис. 1, *a*, эти же потоки обозначаются как «сегменты потоков первого порядка»,  $s = 2$ . Новые исходные потоки в редуцированной сети на рис. 1, *b* помечаются как сегменты потока второго порядка и сами удаляются, чтобы дать на рис. 1, *c*



сегмент потока третьего порядка с  $s = 3$ . Потоки более низкого порядка, присоединяющиеся к потоку более высокого порядка, не изменяют порядок более высокого потока. Таким образом, если поток первого порядка присоединяется к потоку второго порядка, последний остается потоком второго порядка. И только когда поток второго порядка объединяется с другим потоком второго порядка, он становится потоком третьего порядка. Числа  $s$ , характеризующие структуру дренажной сети, были впервые разработаны в гидрологии Робертом Э. Хортоном (1945 г.) и Артуром Ньюэллом Штрлером (1952 г., 1957 г.) еще в дофрактальную эпоху. Число  $s$  называют порядком потока Стралера или числом Хортона – Штрлера и используются для определения размера потока на основе иерархии притоков.

Рисунок 2 демонстрирует нарушение симметрии полярности транспортной системы в потенциальном поле: *a* – симметричная система (выделенное направление отсутствует); *b* – асимметричная система с выделенным направлением транспорта. Серая планка указывает уровень нулевого индуцированного заряда или точку реверса, в которой происходит инверсия знака погонного заряда разрядного древа молнии.

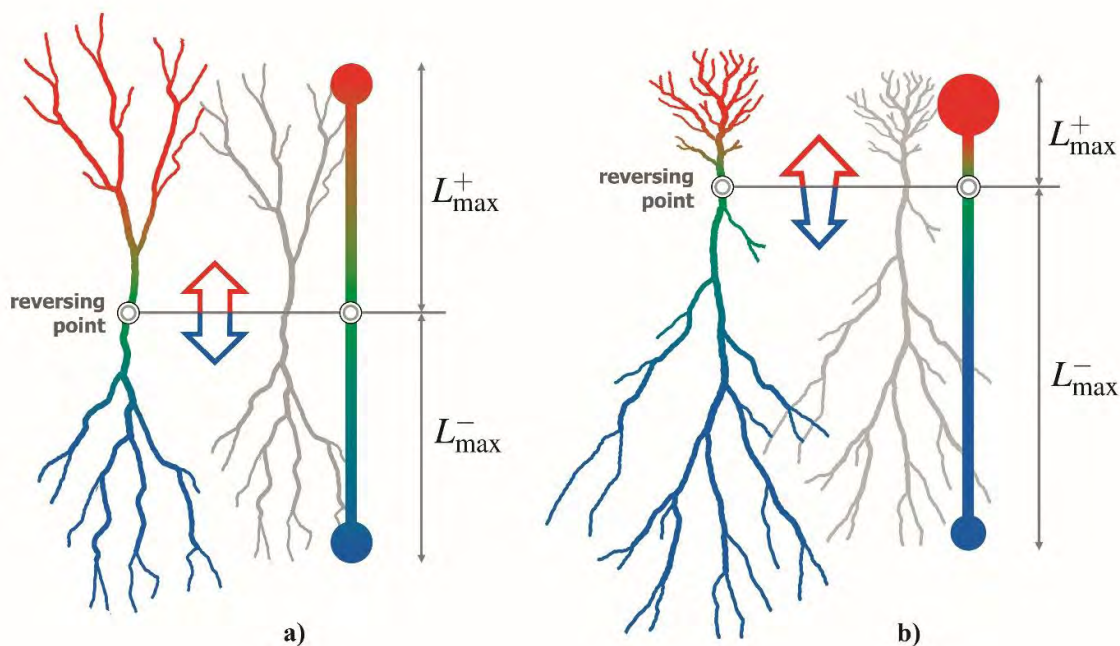


Рис. 2

При равенстве абсолютных величин зарядов, запасенных в положительной и отрицательной частях молнии, положение разделяющей их точки реверса сдвигается в сторону роста доминирующего лидера с более густой «кроной», обладающего большим суммарным током своих периферийных ветвей. В большинстве случаев (всегда в момент начала развития разряда) доминирующим является положительный лидер, поскольку он, в силу меньших полей поддержания роста положительных стримеров, способен осваивать гораздо больший объем грозового облака. На основе парадигмы движущейся точки реверса предложена классификация основных типов переходных процессов, связанных с реактивацией распавшихся ветвей доминантного лидера. Переходные процессы сопровождаются процессами перезарядки чехла лидера, которые обеспечивают движение точки реверса в сторону доминирующего лидера. Исследовано, при каких условиях отрицательный лидер становится доминирующим.

1. Iudin D. I., Rakov V. A., Mareev E. A., Iudin F. D., Syssoev A. A., Davydenko S. S. Advanced numerical model of lightning development: Application to studying the role of LPCR in determining lightning type // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. V. 122 ; doi:10.1002/2016JD026261.
2. Iudin D. I. Lightning as an asymmetric branching network // Atmos. Res. 2021. V. 256, P. 105560 ; doi:10.1016/j.atmosres.2021.105560.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА КЕРРА В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ ДЛЯ СЖАТИЯ КВАНТОВОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ И УЛУЧШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

*Н. А. Калинин<sup>1,2</sup>, В. П. Алюкова<sup>1,3</sup>, А. В. Андрианов<sup>1</sup>, Г. Лойхс<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт физики света Общества Макса Планка, Эрланген, Германия

<sup>3</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Квантовые сжатые состояния света, характеризующиеся уменьшенной квантовой неопределенностью по одной из квадратурных переменных ниже неопределенности вакуумного состояния (стандартного квантового предела), играют большую роль в современных фундаментальных и прикладных исследованиях. Такие состояния находят применение в прецизионной квантовой метрологии, квантовых вычислениях с непрерывными переменными, квантовых сетях. Так, сжатый свет с нулевой средней амплитудой (сжатый вакуум) уже успешно используется для повышения чувствительности гравитационно-волновых интерферометров. Однако сжатый свет с большой средней амплитудой поля, который может быть относительно легко получен с использованием эффекта Керра в оптических волокнах, пока не применялся в области сверхточных измерений. В данной работе мы исследовали особенности генерации сжатого света в оптических волокнах с помощью эффекта Керра и впервые показали его применение для увеличения чувствительности интерферометрических измерений.

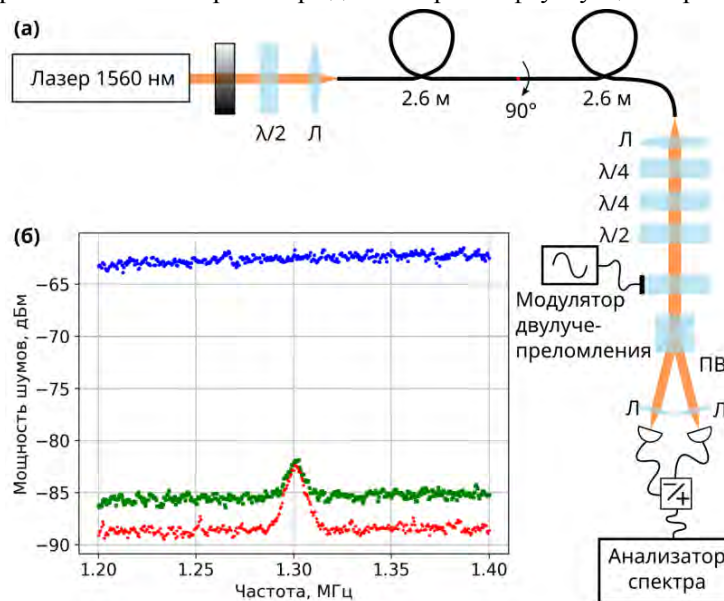
Точность измерений различных физических величин, сводящихся к измерению некоторой квадратуры оптического поля, можно улучшить, используя сжатые состояния с большой средней амплитудой и организовав эксперимент таким образом, чтобы производилось измерение только сжатой квадратуры. При этом флуктуации измеряемой величины оказываются ниже, чем при использовании когерентного состояния такой же мощности. Одним из способов преобразования когерентного состояния света в требуемое сжатое состояние является использование эффекта Керра. При распространении света через среду, обладающую кубичной нелинейностью, нелинейный фазовый сдвиг зависит от интенсивности излучения. Благодаря этому эффекту форма распределения, характеризующего квантовую неопределенность поля, преобразуется из круговой в эллиптическую в фазовом квадратурном пространстве. При этом оси эллипса расположены под некоторым углом так, что ни амплитуда, ни фаза полученного состояния не являются сжатыми по отдельности. Это представляет существенные трудности в непосредственном измерении степени сжатия состояний, полученных с помощью эффекта Керра, а также в использовании такого сжатого света, например, для улучшения чувствительности интерферометров.

При сложении двух сжатых с помощью эффекта Керра состояний в ортогональных поляризациях одной пространственной моды можно получить так называемое поляризационно сжатое состояние света, в котором флуктуации некоторого параметра Стокса меньше, чем флуктуации соответствующего параметра для аналогичного когерентного состояния. При этом флуктуации параметров Стокса могут быть непосредственно измерены в эксперименте.

Поляризационно сжатое состояние света можно получить, используя одновременное распространение двух одинаковых импульсов в двух поляризационных модах одного оптического волокна, сохраняющего поляризацию, так как каждый из импульсов при этом будет испытывать керровское сжатие. Такая работа впервые выполнена в [1]. В данной работе мы упрощаем экспериментальную схему, использованную в [1], для получения более стабильной генерации сжатых состояний. Кроме того, мы демонстрируем, что полученные с помощью эффекта Керра сжатые состояния можно использовать для улучшения чувствительности интерферометра, что не было продемонстрировано ранее.

Экспериментальная схема показана на рис. 1, а. В качестве источника излучения используется лазер, генерирующий импульсы длительностью 200 фс на центральной длине волны 1560 нм. Источник был проверен на то, что уровень шумов в генерируемом им излучении ограничен квантовым пределом. Излучение на выходе из источника ослабляется нейтральным фильтром до необходимой энергии импульсов, а затем линейная поляризация излучения поворачивается таким образом, чтобы обеспечить заведение двух импульсов одинаковой энергии в двух поляризационных модах волокна, сохраняющего поляризацию. Оптическое волокно имеет общую длину 5,2 м, при этом оно состоит из

двух равных частей, одна из которых повернута на  $90^\circ$  вокруг оси волокна относительно другой. Таким образом достигается компенсация различий в групповых задержках импульсов, распространяющихся в различных поляризационных модах волокна. Действительно, импульс, распространяющийся первую половину волокна вдоль быстрой оси, распространяется вторую половину волокна вдоль медленной оси, и наоборот. После волокна поляризация выходящего излучения преобразовывается в круговую с помощью двух четвертьволновых пластинок. Затем с помощью одной полуволновой пластинки, не меняющей поляризацию излучения в классическом пределе, эллипсоид состояния света в пространстве параметров Стокса ориентируется таким образом, чтобы его малая ось была расположена вдоль оси измеряемого параметра Стокса. Пьезоэлемент, расположенный на стеклянной пластине, изменяет двулучепреломление данной пластины с частотой 1,3 МГц, таким образом, с такой же частотой меняется поляризация проходящего через пластину излучения. Этот элемент моделирует эквивалентный интерферометр, в котором используются поляризационные светоделители и модулируется фаза в одном из плеч. Наконец, призма Волластона разделяет пучок на два пучка с ортогональными линейными поляризациями, каждый из которых затем направляется на фотодиодный детектор. Сигнал с этих сбалансированных детекторов фильтруется, чтобы погасить сильную компоненту на частоте повторения импульсов, и низкочастотная часть после сложения или вычитания направляется на электронный анализатор спектра для измерения флуктуаций параметров Стокса.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки (а): Л – линзы, ПВ – призма Волластона. Спектр измеряемого параметра Стокса с включенным модулятором двулучепреломления (б): снизу – модуляция производится при сжатом параметре Стокса, в середине – модуляция производится в когерентном состоянии такой же мощности (фоновый шум соответствует квантовому пределу), сверху – модуляция производится при антисжатом параметре Стокса

В отсутствие стеклянной пластины, изменяющей поляризацию излучения, флуктуации измеряемого параметра Стокса были ниже на  $(5 \pm 0,5)$  дБ, чем соответствующие флуктуации в когерентном состоянии такой же мощности. Благодаря полностью волоконному исполнению основных частей экспериментальной установки достигнутая величина сжатия сохраняется на протяжении долгого времени (порядка нескольких дней) без каких-либо автоматических или ручных систем подстройки, что значительно дольше, чем в предыдущих работах, использующих системы обратной связи. При включенном модуляторе поляризации отношение сигнал-шум увеличилось на  $(4 \pm 0,5)$  дБ при использовании сжатого состояния света по сравнению с использованием когерентного состояния такой же мощности (рис. 1, б). Таким образом, наш эксперимент продемонстрировал возможность использования квантового сжатия с использованием эффекта Керра в оптических волокнах для улучшения чувствительности интерферометров.

Дальнейшие исследования в данном направлении включают в себя поиск оптимальных параметров источника и волокна для достижения максимального сжатия.

1. Simulations and experiments on polarization squeezing in optical fiber / J. F. Corney, J. Heersink, R. Dong, V. Josse, P. D. Drummond, G. Leuchs, U. L. Andersen // 2008. Phys. Rev. A. V. 78, № 2. P. 023831.

## ТЕРАГЕРЦОВАЯ ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СПИНТРОННЫХ СТРУКТУР С ОБМЕННЫМ СДВИГОМ

*Е. А. Карацун*<sup>1,2</sup>, *И. Ю. Паиенькин*<sup>1</sup>, *А. А. Фраерман*<sup>1</sup>, *Ф. Kholid*<sup>3</sup>, *Y. Saito*<sup>3</sup>, *R. V. Mikhaylovskiy*<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

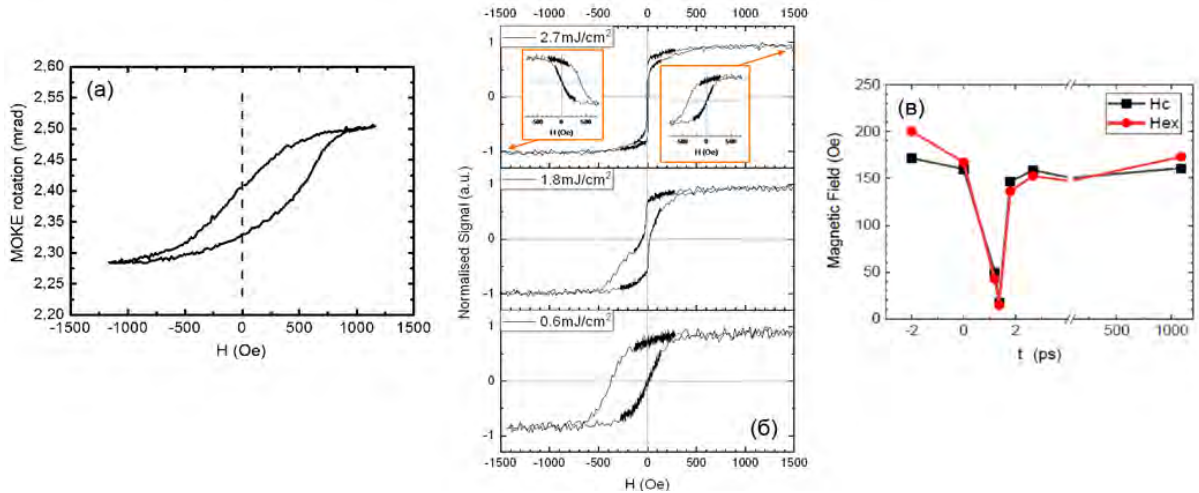
<sup>3</sup>Department of Physics, Lancaster University, UK

В 2016 г. впервые было продемонстрировано, что многослойная магнитная наноструктура, состоящая из ферромагнитного (ФМ) слоя и немагнитного (предпочтительно тяжелого металла, НМ) слоя, может выступать в качестве эффективного широкополосного ТГц-излучателя [1]. Облучение такой системы фемтосекундным оптическим импульсом большой интенсивности приводит к протеканию короткого импульса спинового тока из ФМ в НМ, в основном из-за локального нагрева образца. Это, в свою очередь, вызывает электрический ток в результате обратного спинового эффекта Холла в НМ, который излучает короткий и широкополосный импульс электромагнитной волны, соответствующий терагерцовому диапазону частот. В последнее время источники терагерцового излучения, основанные на структурах типа ФМ/НМ широко исследуются. Так, в работе [2] исследовалась структура с двумя слоями Fe, разделенными слоем Pt (НМ) толщиной 4 нм. Слои Fe инжектируют спиновый ток в Pt. Генерируемый в платине электрический ток либо (почти) компенсируется для ферромагнитного состояния системы, либо суммируется для антиферромагнитного, что позволяет управлять излучением терагерцового сигнала внешним магнитным полем.

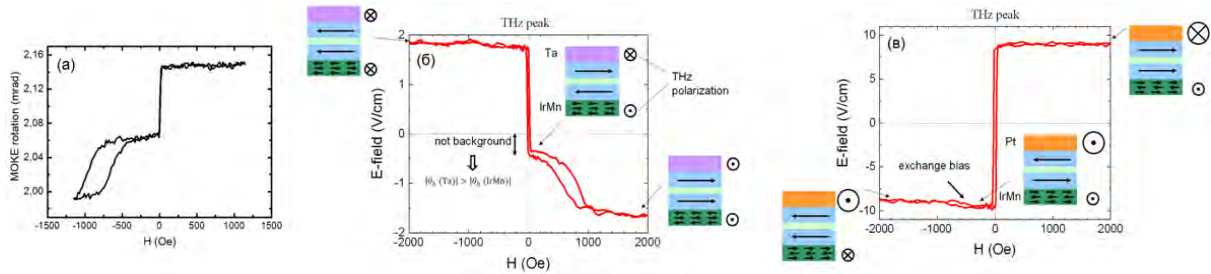
В данной работе мы исследуем терагерцовое излучение от туннельных магнитных контактов (ТМК) – структур, состоящих из двух ферромагнетиков, намагниченность одного из которых запиннигована на антиферромагнетике (АФМ), разделённых туннельно-прозрачной диэлектрической прослойкой, и показываем, что приложение к ним магнитного поля позволяет управлять излучаемым такими структурами ТГц-импульсом. ТМК довольно давно используются в качестве устройств спинтроники, в частности как элементы магнитной памяти MRAM, из-за наличия в них эффекта туннельного магнитосопротивления: электрическое сопротивление таких структур существенно меняется при изменении взаимной ориентации ФМ-слоёв. Намагниченность одного из ФМ-слоёв (закреплённого слоя) запиннигована на антиферромагнетике (IrMn), а другой ФМ-слой является свободным. Это позволяет легко контролировать относительную намагниченность ФМ-слоёв, прикладывая небольшое магнитное поле, достаточное для намагничивания свободного слоя, но слишком малое, чтобы воздействовать на закреплённый слой. Кроме того, в данной работе исследуется ТГц-отклик структуры АФМ/ФМ, состоящей из одного ферромагнитного слоя, намагниченность которого запиннигована на антиферромагнетике. Мы показываем, что облучение такой структуры, помещённой в относительно небольшое магнитное поле (10 Э), импульсом накачки с высокой интенсивностью позволяет управлять направлением оси пиннинга намагниченности ферромагнетика.

Мы исследовали ТГц-излучение структур АФМ/ФМ Ta(10) / IrMn(10) / CoFeB(4) / Ta(5), а также ТМК Ta(10) / IrMn(10) / CoFeB(4) / MgO(1.5) / CoFeB(4) / НМ, где в качестве НМ использовались слои Pt(10), Ta(10) либо Ta(3) / Pt(10) (порядок слоёв указан от стеклянной подложки, толщины в нм). Образцы изготовлены методом магнетронного напыления. Они облучаются импульсами оптической накачки (длина волны 800 нм, длительность 50 фс, частота следования импульсов 500 Гц, плотность энергии 0,6–2,7 мДж/см<sup>2</sup>, сфокусированы в область ~3 мм). Петля гистерезиса структуры АФМ/ФМ, измеренная с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), показана на рис. 1, а. Она сдвинута относительно нулевого поля вследствие обменного взаимодействия ФМ с АФМ (пиннинга на антиферромагнетике). Такая же петля получается при измерении ТГц-сигнала в пике при малой плотности энергии накачки (0,6 мДж/см<sup>2</sup>, рис. 1, б). При более высокой плотности энергии (2,7 мДж/см<sup>2</sup>) обменный сдвиг петли практически пропадает и коэрцитивное поле становится меньше. Это связано с локальным нагревом образца выше температуры блокировки IrMn. При повороте образца на произвольный угол (в плоскости), приложении внешнего поля (достаточно 10 Э) и облучении образца (в течение 10 с) ось пиннинга становится направленной вдоль приложенного магнитного поля (вставка на рис. 1, б). Измерения с двумя импульсами накачки (вначале более интенсивный, модифицирующий структуру, затем менее интенсивный «зондовый») позволили установить время спада эффективного поля  $H_{ex}$  обменного взаимодействия ФМ- и АФМ-слоёв, а также коэрцитивного поля  $H_c$  и их последующего восстановления до равновесных значений (рис. 1, в). Время

спадания (практически до нуля) составляет 1,3 пс (разумно) и примерно равно времени восстановления, что удивительно: немногочисленные более ранние исследования показывали характерные времена порядка сотен пикосекунд [4], соответствующие процессам остывания образца. Мы связываем быстрое восстановление структуры с тем, что в нашем эксперименте наблюдается не нагрев, а оптически индуцированный депиннинг [5]: импульс накачки возбуждает в АФМ высокочастотный магنون, который разрушает обменный сдвиг петли намагничивания ФМ. Такой магنون затухает на пикосекундных временах, что обуславливает быстрое восстановление обменного сдвига и коэрцитивности петли намагничивания ФМ до равновесных значений.



**Рис. 1.** Петля гистерезиса (а), гистерезис ТГц-сигнала для разных интенсивностей накачки (б), обменное поле и поле коэрцитивности в зависимости от времени (в) для АФМ/ФМ структуры



**Рис. 2.** Петля МОЭК (а), гистерезис ТГц-сигнала для Та (б) и Pt (в) в качестве слоя НМ в ТМК

Петля МОЭК для ТМК приведена на рис. 2, а. При высоких интенсивностях накачки можно, аналогично структуре АФМ/ФМ, управлять осью пиннинга закреплённого слоя в этих структурах. При малой интенсивности накачки мы наблюдаем в ТГц-сигнале две практически независимых петли. При этом величина эффекта на границе свободного ФМ с Pt значительно больше, чем с Ta, и отличается по знаку, что следует из сравнения с обменно-сдвинутой петлёй, возникающей на границе закреплённого ФМ и IrMn и соответствует литературным данным [1]. Знак константы обратного спинового эффекта Холла в IrMn оказался таким же, как в Pt, а величина – немного меньше, чем в Ta. Подбор в качестве верхнего слоя НМ двухслойной структуры Ta(3) / Pt(10) позволил получить практически нулевой ТГц-сигнал при антиферромагнитном упорядочении слоёв и значительный сигнал при ферромагнитном упорядочении. Таким образом, мы продемонстрировали возможность управления ТГц-излучением ТМК приложением к нему постоянного магнитного поля.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

1. T. Seifert et al., *Nat. Photonics* **10**, 483 (2016).
2. M. Fix et al., *Appl. Phys. Lett.* **117**, 132407 (2020).
3. I. Yu. Pashen'kin et al., *Technical Physics* **64**, 11, 1642–1645 (2019).
4. F. Dalla Longa et al., *Phys. Rev. B* **81**, 094435 (2010).
5. G. Ju et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3705 (1999).



# LCODE 3D: ТРЁХМЕРНЫЙ КОД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДОЛГОВРЕМЕННОГО ПЛАЗМЕННОГО КИЛЬВАТЕРНОГО УСКОРЕНИЯ

*И. Ю. Каргаполов*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск  
Новосибирский государственный университет

Успехи в научном понимании окружающего мира неразрывно связаны с созданием приборов и аппаратов, позволяющих исследовать физические процессы в широком диапазоне масштабов времени и длины. Примером таких аппаратов являются ускорители заряженных частиц. Одна из многообещающих концепций относительно дешёвых и доступных ускорителей заряженных частиц будущего основана на плазменном кильватерном ускорении. Этот метод ускорения использует экстремальные поля в плазменных волнах, создаваемых так называемым драйвером (высокоинтенсивным лазерным импульсом или сильноточным пучком заряженных частиц), для транспортировки и ускорения электронных сгустков до высоких энергий на коротких расстояниях. Продольные электрические поля в таких плазменных волнах достигают величин порядка 10–100 ГВ/м, что, в принципе, позволяет на порядки сократить длину ускоряющих структур в сравнении с классическими резонаторами. Исследования в области кильватерного ускорения пережили бурный прогресс в последние десятилетия с большим количеством важных экспериментальных результатов [1]. Вместе с тем потребуется провести ещё большое количество всесторонних теоретических, численных и экспериментальных исследований для развития возможностей кильватерного ускорения до того уровня, когда оно может быть использовано в различных приложениях.

Прогрессу в изучении кильватерного ускорения значительно способствует использование численных расчётов. Численные исследования плазменного кильватерного ускорения проводятся в основном с использованием метода частиц в ячейках (PIC), который позволяет моделировать кинетические, релятивистские и электромагнитные взаимодействия интенсивных лазерных импульсов и релятивистских пучков заряженных частиц с плазмой. Существующие инструменты моделирования предоставляют широкие возможности для изучения динамики плазмы в условиях, близких к экспериментальным и требующих коротких вычислительных окон. Однако существует нехватка надёжных инструментов, позволяющих численно исследовать в трёхмерной геометрии долговременную эволюцию плазменной волны, инициируемую драйвером, и динамику пучков заряженных частиц в такой волне. Создаваемые для этого коды моделирования должны обеспечивать низкий численный шум при эффективном использовании компьютерных ресурсов, что является сложной задачей разработки подобных кодов.

Значительное снижение потребления компьютерных ресурсов возможно за счёт реализации численной PIC-схемы, основанной на квазистатическом приближении. Эта схема применима, если пучок заряженных частиц эволюционирует на гораздо более длительных, чем плазма, масштабах времени. Одними из использующих эту схему кодов являются двумерный LCODE [2] и трёхмерный PIC-код HiPACE++ [3]. Мы представляем новый код LCODE 3D, который является модификацией двумерного LCODE и позволяет проводить численные исследования долговременного плазменного кильватерного ускорения в трёхмерной геометрии. Однако моделирование в трёхмерной геометрии приводит как к возникновению новых численных шумов, так и к повышению потребления компьютерных ресурсов.

В данной работе мы исследуем устойчивость по отношению к численным шумам разработанного для LCODE 3D численного PIC-алгоритма моделирования долговременной эволюции плазмы. Мы фокусируемся на численных шумах, связанных с работой алгоритма по расчёту отклика плазмы на жёсткий пучок заряженных частиц, и предлагаем методы уменьшения этих шумов. Мы предлагаем использовать сеточное ядро более высокого порядка для макрочастиц плазмы, так как это повышает стабильность кода. Мы также представляем так называемый метод двойного плазменного представления, который подавляет мелкомасштабный шум. После применения предложенных методов результаты моделирования нового кода LCODE 3D сравниваются с результатами двумерного LCODE. Для проверки корректности работы алгоритма по расчёту динамики пучков заряженных частиц мы сравниваем результаты моделирования тестовой задачи кодом LCODE 3D с результатами HiPACE++. Тестирование показывает, что LCODE 3D может использоваться для моделирования долговременной эволюции плазменной волны и продолжительной динамики пучков заряженных частиц.

Для ускорения моделирования с помощью LCODE 3D основные численные алгоритмы были модифицированы для проведения вычислений на графических процессорах (GPU). Мы рассматриваем степень увеличения быстродействия нового кода на графических процессорах в сравнении с вычислениями на центральных процессорах (CPU) и показываем, что использование GPU уменьшает время моделирования кодом LCODE 3D в десятки раз без каких-либо потерь в точности вычислений. По этой причине проведение численных исследований с помощью LCODE 3D наиболее эффективно именно с использованием графических процессоров.

1. *Костюков И. Ю., Пухов А. М.* Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы // УФН. 2015. Т. 85, № 1. С. 89–96.
2. *Sosedkin A. P., Lotov K. V.* LCODE: a parallel quasistatic code for computationally heavy problems of plasma wakefield acceleration // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 829. P. 350–352.
3. *HiPACE++: a portable, 3D quasi-static particle-in-cell code / S. Diederichs, C. Benedetti, A. Huebl [et al.]* // Comput. Phys. Commun. 2022. V. 278. P. 108421.

## ДРОБОВОЙ ШУМ В НЕЙРОННЫХ АНСАМБЛЯХ

*С. Ю. Кириллов, В. В. Клиньшов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Одним из перспективных подходов в области математического моделирования нейронных ансамблей является развитие редуцированных моделей, описывающих большие популяции связанных нейронов в терминах низкоразмерных динамических систем для усредненных переменных. Такие модели могут быть получены эвристически или выведены из микроскопической динамики с использованием различных техник. В последние годы все большее внимание исследователей начинает привлекать так называемое следующее поколение моделей нейронных масс (next generation of neural mass models) [1]. В основе моделей этого типа лежит приложение методов теории Отта – Антонсена [2] к популяциям тета-нейронов или квадратичных нейронов типа накопление-сброс.

Модели нейронных масс хорошо описывают динамику нейронных ансамблей в термодинамическом пределе, однако оставляют открытым вопрос о возможности их обобщения для описания эффектов конечного размера. Здесь мы показываем, что дискретная природа нейронной сети приводит к возникновению дробового шума на ее выходе [3]. С учетом этого шума модель нейронных масс преобразуется в систему стохастических дифференциальных уравнений.

Наши результаты обеспечивают основу для моделирования нейронных сетей конечного размера. Ключевым элементом предложенного нами метода является вычисление спектра дробового шума, возникающего из-за дискретной природы нейронной сети. Этот шум вызывает медленные флуктуации макроскопической динамики сети, которые, в свою очередь, могут усиливать действие шума и изменять его спектр.

Получена точная формула для спектра мощности дробового шума, которая находится в хорошем соответствии с результатами численного моделирования. Установлено, что интенсивность шума обратно пропорциональна размеру системы. Естественно ожидать, что для достаточно больших систем влияние шума будет малосущественным. Вместе с тем важным свойством дробового шума является наличие ярко выраженных пиков в спектре мощности. В то время как он близок к белому на высоких частотах, он сильно окрашен на низких частотах, сравнимых с частотой генерации. Это означает, что дробовой шум может оказывать значительное влияние даже в больших сетях из-за эффектов резонанса. Для проверки этой гипотезы было проведено исследование динамики сети из двух популяций: возбуждающей и тормозной. В термодинамическом пределе динамику такой сети можно свести к системе двух связанных моделей нейронных масс. При заданных параметрах сеть переходит в стационарное состояние с постоянной частотой генерации в обеих популяциях. Однако численное моделирование конечномерной сети показывает, что даже при больших размерах популяций (порядка тысячи элементов) на выходе тормозной популяции возникают ярко выраженные флуктуации с величиной порядка самого выхода.

Разработанная нами модель может быть использована как структурный блок для построения сложных макроскопических сетей из множества мезоскопических популяций. Поскольку последние обычно состоят из сотен или тысяч нейронов, учет эффектов конечного размера может иметь решающее значение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-72-10114).

1. *Coombes S.* Nonlinear Dynamics in Computational Neuroscience / S. Coombes, Á. Byrne. Springer, 2019. 141 p.
2. *Ott E.* Low dimensional behavior of large systems of globally coupled oscillators / E. Ott, T. M. Antonsen // Journal of Nonlinear Science. 2008. V. 18. P. 37113.
3. *Klinshov V.* Shot noise in next-generation neural mass models / V. V. Klinshov, S. Yu. Kirillov // arXiv:2205.01984v1 [nlin.CD].



## ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРЕЦИЗИОННОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ УЗЛОВ

*А. В. Курсанов, И. Б. Мухин, В. В. Чернов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В силу короткой длины волны излучения использующиеся в оптике механические узлы нуждаются в прецизионном позиционировании и контроле с точностью, сравнимой с длиной волны [1]. Это требование накладывает ряд конструктивных особенностей на применяемые механические изделия. Кроме того, в ряде случаев требуется дополнительное исследование влияния шумовых (тепловых, вибрационных и т. д.) эффектов на точность юстировки как самих оптико-механических узлов, так и распространяющегося излучения.

Наиболее оптимальным подходом в этом случае является спектрально-временной анализ точности положения оптического излучения, механического изделия или его скорости. Координаты положения фиксируются соответствующим измерительным устройством. Для определения временных флуктуаций координат или скорости в частотном диапазоне выполняется преобразование Фурье на заданном интервале времени:

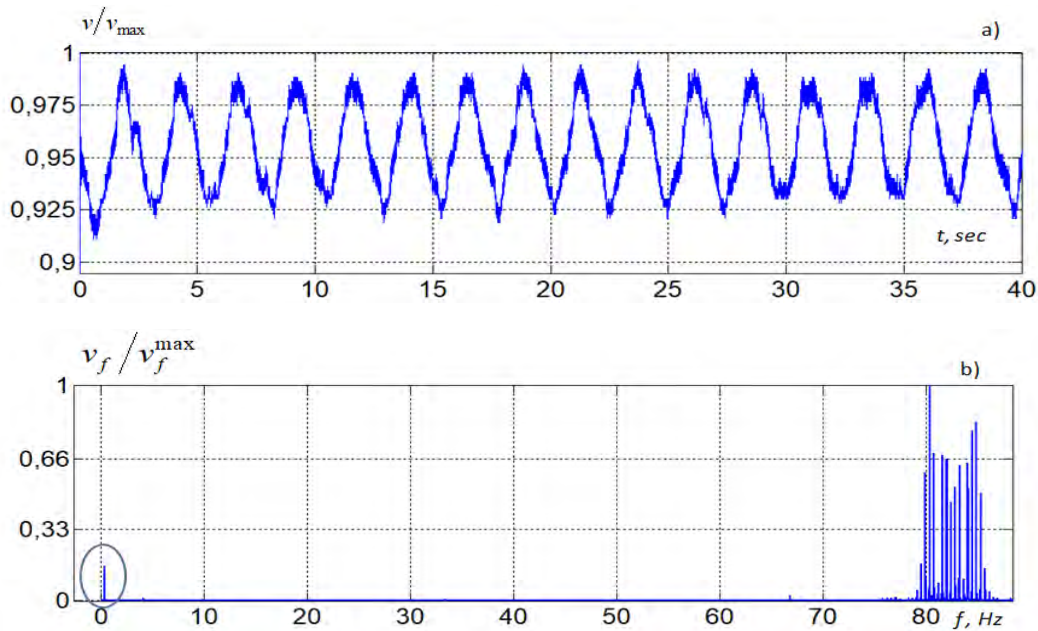
$$X_T(\xi) = \sum_{n=0}^M f(nT) \cdot \Omega(n/M) \cdot \exp(-2\pi i \xi n T), \quad (1)$$

где  $X_T(\xi)$  – фурье-образ начальной последовательности  $f(nT)$ ;  $\xi$  – частота, Гц;  $T$  – величина дискретизации по времени, с;  $n$  – номер дискретной гармоники разложения по частоте;  $M = \Delta t / (2T)$ ,  $M$  – верхний предел частотного фурье-образа;  $\Delta t$  – заданный интервал времени анализа, с; функция окна  $\Omega(n/M) = 1$  при  $0 < n/M \leq 1$ ,  $\Omega(n/M) = 0$  при  $n/M > 1$ .

Различные источники шумов, как правило, соответствуют определенным диапазонам частот. При этом длительность времени измерения определяет низшую частоту исследуемого спектрального диапазона, а шаг измерения – максимальную частоту. Поэтому измерение должно быть организовано так, чтобы исследуемый диапазон частот охватывал максимально допустимую полосу, что приводит к необходимости обработки большого количества данных. В этом случае, как правило, применяют цифровую обработку с применением быстрого преобразования Фурье [2]. В обеих представленных работах обработка массивов и спектральный анализ проводился MatLab алгоритмом быстрого преобразования Фурье с учетом его особенностей. Современное развитие быстродействия компьютеров и ПО позволило записывать и обрабатывать большие массивы мгновенной скорости и гигантские матрицы видеоизображения в этих работах.

С помощью описанного выше подхода в ИПФ РАН был выполнен ряд исследований прецизионного позиционирования оптико-механических узлов различных установок. Ниже представлены основные результаты исследований. В ИПФ РАН в последние несколько десятилетий разработана технология роста и обработки кристаллов группы KDP-DKDP, соответственно созданы исследовательские комплексы для проведения целого ряда экспериментов по отработке технологий роста и покрытия кристаллов [3]. В одном из процессов покрытия широкоапертурных кристаллов стали появляться регулярные пространственные структуры – полосы, связанные с изменением скорости вывода кристалла из раствора защитного покрытия. Для контроля девиации и резких скачков скорости в процессе покрытия и обработки нелинейных кристаллов был разработан способ анализа скорости позиционирования [4] и собрана установка контроля скорости. Данные положения предметного стола с оптическим элементом (ОЭ) с оптической линейки DC11 записывались с частотой до 2000 раз в секунду, что по теореме Котельникова позволяет анализировать спектр до 1000 Гц. В процессе выполнения работы были проанализированы многие доступные системы позиционирования. На рис. 1, *a* представлена зависимость нормированной скорости от времени для одной из таких систем в качестве примера в диапазоне рассмотрения от 0 до 40 секунд; на рис 1, *b* показан спектр скорости в диапазоне частот до 90 Гц.

Экспериментально было установлено, что источником отклонений скорости с частотой 0,413 Гц (период 2,4 секунды виден на рис. 1, *a* и на картинке спектра выделен овалом) в данном случае являлись механические биения приводного вала. Именно эта гармоника в спектре скорости соответство-



**Рис. 1.** Зависимость мгновенной скорости позиционирования от времени от 0 до 40 секунд (а) и спектр скорости в диапазоне от 0 до 90 Гц (b). Овалом на рисунке (b) обозначена нежелательная компонента спектра на частоте 0,413 Гц

вала пространственной частоте дефекта покрытия. После ремонта (замены) системы привода полосы покрытия были устранены.

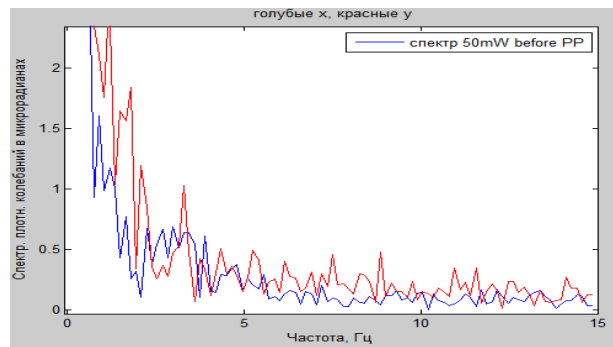
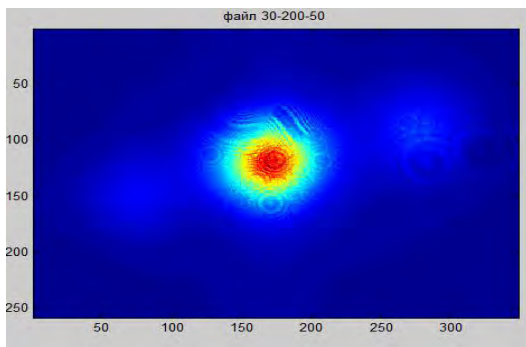
В лазерных установках высокого уровня мощности приходится регулярно контролировать состояние ОЭ, направление распространения и распределение интенсивности излучения (так называемые дальнее и ближнее поля), поскольку существенными проблемами таких комплексов являются тепловые уходы и вибрации обеспечивающей аппаратуры и механизмов. Для анализа координатных и угловых отклонений исследуемого лазерного излучения был создан специальный анализатор с ПЗС-камерой. Отклонение центра масс изображения излучения, направленного непосредственно на камеру, характеризует смещение координат. Для контроля угловых отклонений излучение направляется через объектив, в фокусе которого размещена матрица камеры. При этом усилением и временем экспозиции подбираются такие значения интенсивности, чтобы не выйти за пределы линейной части динамического диапазона матрицы ПЗС-камеры. Положение центра масс картины освещенности в долях пикселя определяется по формулам

$$C_x = \frac{\sum_{n,m=1}^{N,M} nI_{n,m}}{\sum_{n,m=1}^{N,M} I_{n,m}}, \quad C_y = \frac{\sum_{n,m=1}^{N,M} mI_{n,m}}{\sum_{n,m=1}^{N,M} I_{n,m}}, \quad (2)$$

где  $I_{n,m}$  – величина яркости в пикселе  $n, m$ ;  $n, m$  – порядковые номера пикселей по столбцам и строкам матрицы яркостей;  $N, M$  – общее число столбцов и строк матрицы яркостей. Современные доступные камеры машинного зрения и системы записи компьютеров позволяют сравнительно быстро записывать кадры (до 160 кадров в секунду). Таким образом, есть возможность проводить частотный анализ изменения координат  $X$  и  $Y$  центра пучков в зависимости от времени с частотами анализа до 80 Гц, поскольку значительное большинство нежелательных колебаний находится ниже этой частотной границы, как, например, выше, в случае частотного анализа перемещения.

На рис. 2 представлено распределение интенсивности и спектр угловых смещений. Влияние теплового ухода систем позиционирования в данном случае ярко выражается в том, что величины спектральных характеристик угловых смещений излучения в области низких частот (красный график)  $Y$ -координаты значительно выше, чем по координате  $X$  (синий график).

Спектральный анализ скорости в разработанном способе и устройстве контроля линейной скорости позволяет найти причины пространственных дефектов в технологическом процессе покрытия и их устранить. Аналогично, в случае спектрального анализа угловых и линейных смещений пучков легко выделяются нежелательные виброкомпоненты и устанавливаются причины их возникновения.



**Рис. 2.** Распределение интенсивности на ПЗС-матрице (слева) и спектр угловых смещений (справа)

Работа выполнена при поддержке государственного научного задания Институту прикладной физики Российской академии наук (проект № 0030-2021-0029).

1. *Коломийцов Ю. В.* Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. Л., 1976.
2. *Cooley J., Tukey J.* // Math. Comput. 1965. V. 19. P. 297–301.
3. Производство крупногабаритной оптики из водорастворимых кристаллов / Н. Андреев и др. // Фотоника. 2007. № 5. С. 34–37.
4. Способ измерения линейной скорости и её неоднородности : патент на изобретение RU2019143712. / Большаков О. С., Кирсанов А. В. 25.12.2019.

## ДИАГНОСТИКА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕПРЕРЫВНОМ ЭЦР-РАЗРЯДЕ С ВЫСОКИМ УДЕЛЬНЫМ ЭНЕРГОВКЛАДОМ

*Е. М. Киселёва<sup>1,2</sup>, И. В. Изотов<sup>1,2</sup>, В. А. Скалыга<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В последние годы источники ионов на основе плазмы разряда, поддерживаемого в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР), получили широкое распространение как в фундаментальных, так и в прикладных задачах. ЭЦР-источники различных ионов (от водорода до урана) используются на большинстве современных ускорителей, в том числе на установке HIF (Heavy Ion Facility) в ЦЕРНе. Их популярность связана с тем, что они позволяют получать качественные (с низким эмиттансом) пучки многозарядных ионов с высоким током. Кроме того, ЭЦР ионные источники применяются и во многих других областях: в медицине – для дезинфекции поверхностей, в микроэлектронике – для ионной имплантации, в рентгеновской оптике – для напыления зеркал и т. д. Одним из важных прикладных проектов является создание компактного источника нейтронов на основе ЭЦР ионного источника для использования в бор-нейтрон-захватной терапии (БНЗТ) раковых опухолей. Этот метод терапии отличается высокой избирательностью (взаимодействие с нейтронами происходит только в областях распространения злокачественных клеток, предварительно насыщенных изотопом бора-10) и компактностью (одна комната по сравнению с целым ускорительным центром). Кроме того, компактные источники нейтронов интересны и с точки зрения фундаментальных приложений, таких как структурный анализ, нейтронно-активационный анализ, нейтронная томография и т. п.

Требования к ЭЦР-источникам ионов постоянно растут с развитием новых приложений, особенно в сфере ускорительной техники. Одна из главных тенденций развития в настоящее время – повышение полного тока ионов и их заряда при сохранении высокого качества пучка. Чем выше заряд ионов, тем большую энергию они могут приобрести при прохождении поля заданной величины в ускоряющей структуре.

Для дальнейших улучшений производительности таких установок и получения ионов более высоких зарядов необходимо знать и учитывать энергетическое распределение электронов в плазме. Им определяется устойчивость плазмы к кинетическим неустойчивостям, развитие которых может существенно влиять на производительность ионных источников. Знание такого важного параметра, как функция распределения, необходимо как для возможности более точного моделирования процессов, происходящих в плазме, так и для развития возможностей по её изменению. Например, известно, что добавление дополнительного источника нагрева плазмы значительно повышает её устойчивость и, как следствие, производительность. То есть зависимость энергетического распределения в плазме от внешних параметров категорически определяет эффективность установки и позволяет сделать вывод о таких же процессах на подобных установках.

К текущему моменту этот важный параметр плазмы для ЭЦР-разряда изучен недостаточно хорошо. Одним из способов произвести оценку характерных энергий электронов внутри плазменного объёма является измерение их тормозного излучения, возникающего при рассеянии в электрическом поле атомов и ионов разряда либо на стенках плазменной камеры. Этот метод широко применяется на установках по всему миру, однако он даёт только качественную информацию об эффективности нагрева электронов плазмы ввиду неоднозначности связи между функцией распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и спектром тормозного излучения. Другой распространённый метод диагностики плазмы – зонд Ленгмюра, по ВАХ которого можно локально (в окрестности зонда) оценить концентрацию плазмы, температуру электронов, получить энергетическое распределение холодной фракции электронов.

Известно, что ФРЭЭ плазмы ЭЦР-разряда существенно отличается от максвелловской. Учёт её нетривиальности важен при моделировании плазмы, в которой получают многозарядные ионы. Так, константы ионизации при максвелловской ФРЭЭ будут существенно отличаться в случае иного вида ФРЭЭ даже при одинаковой средней энергии. Знание истинной ФРЭЭ в этом случае не только поможет повысить точность расчётов, но и даст возможность дальнейшего развития теории взаимодействия СВЧ-излучения с плазмой, и, возможно, даже управления ФРЭЭ. Таким образом, появится возможность найти и настроить оптимальный режим работы источника, заранее предсказать заряд и

ток извлекаемых пучков. Одним из самых простых и эффективных способов повышения производительности ЭЦР ионных источников в последние годы было использование нагрева плазмы излучением на двух частотах. Эмпирически [1] было показано, что при той же вкладываемой суммарной мощности можно получить значительные улучшения характеристик извлекаемых пучков за счёт повышения устойчивости плазмы при большем энергокладе и/или напряжённости удерживающего плазму магнитного поля. Однако до недавнего времени не существовало объяснения этому эффекту. Также проводились и эксперименты, в которых благодаря тонкой настройке параметров системы (по-видимому, именно ФРЭЭ) ток многозарядных ионов увеличивался в несколько раз при переходе в квазиустойчивый режим удержания плазмы без внесения модификаций в систему [2].

До настоящего времени не предложено прямого неинвазивного способа измерения ФРЭЭ. Относительно недавно предложен способ прямого измерения энергии электронов, вылетающих из плазмы ЭЦР-разряда [3]. Метод был опробован на экспериментальных установках, имеющихся в распоряжении лаборатории ионных источников Института прикладной физики РАН, а также на установках ECR2 и HPSI, расположенных в ускорительной лаборатории университета г. Ювяскюля, Финляндия [4]. В одной из работ было показано, что высокоэнергичный пик на функции распределения вылетевших электронов связан с возбуждением одной из мод резонатора неустойчивой фракцией горячих электронов [5].

В работе представлено экспериментальное исследование функции распределения электронов, вылетающих из плазмы ЭЦР ионного источника с высоким удельным энергокладом, работающим в квазигазодинамическом (столкновительном) режиме, в широком диапазоне значимых параметров мощности греющего излучения и давления нейтрального газа. Также была произведена диагностика тормозного излучения, создаваемого этими же энергичными электронами. Результаты экспериментов вкуче с теоретическими работами в дальнейшем позволят представить новый и на данный момент единственный способ восстановления настоящей функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) внутри плазмы.

1. *Skalyga V.* Suppression of cyclotron instability in electron cyclotron resonance ion sources by two-frequency heating / V. Skalyga, I. Izotov, T. Kalvas [et al.] // *Physics of Plasmas*. 2015. V. 22, № 8. P. 083509.
2. *Skalyga V.* Controlled turbulence regime of electron cyclotron resonance ion source for improved multicharged ion performance / V. Skalyga, I. Izotov, A. Shalashov [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2021. V. 54. P. 385201.
3. *Golubev S. V.* Experimental electron energy distribution function investigation at initial stage of electron cyclotron resonance discharge / S. V. Golubev, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, V. E. Semenov // *Review of Scientific Instruments*. 2012. V. 83, № 2. P. 02B504.
4. *Izotov I.* Measurement of the energy distribution of electrons escaping minimum-B ECR plasmas / I. Izotov, O. Tarvainen, V. Skalyga [et al.] // *Plasma Sources Science and Technology*. 2018. Vol. 27, № 2. P. 025012.
5. *Izotov I. V.* The role of radio frequency scattering in high-energy electron losses from minimum-B ECR ion source / I. V. Izotov, A. G. Shalashov, V. A. Skalyga [et al.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2021. Vol. 63, № 4. P. 045007.

# РОЛЬ ВНУТРЕННЕЙ АТМОСФЕРНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ В ВАРИАЦИЯХ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В СПОКОЙНЫХ И ВОЗМУЩЕННЫХ ГЕЛИО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

*М. В. Клименко*<sup>1,2</sup>, *В. В. Клименко*<sup>1,2</sup>, *Ф. С. Бессараб*<sup>1,2</sup>, *Т. В. Суходолов*<sup>1,2</sup>, *Е. В. Розанов*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н. В. Пушкова РАН

Пространственное распределение и временные вариации параметров ионосферы Земли оказывают существенное влияние на условия прохождения радиосигналов. Поэтому прогноз и диагностика состояния ионосферы представляют собой чрезвычайно важную научную и технологическую проблему, которую необходимо решать для бесперебойной работы систем связи воздушных и морских судов, загоризонтной радиолокации и глобальных навигационных систем. В свою очередь, на ионосферу Земли в разной степени влияют солнечная активность, магнитосферная изменчивость, а также процессы в нижележащей атмосфере. Авторы работы [1] на основании результатов модельных расчетов пришли к выводу о том, что во время стратосферного потепления в январе 2009 года вклад геомагнитных вариаций в изменения верхней термосферы превышал вклад, обусловленный собственно стратосферным потеплением. В работе [2] на основе численного моделирования был сделан вывод о необходимости учета атмосферных возмущений при анализе ионосферных откликов на геомагнитные бури.

В настоящий момент отсутствует полное понимание относительной роли вкладов солнечной, геомагнитной и атмосферной активности в итоговую ионосферную изменчивость. Такие исследования должны основываться на результатах численных моделей, включающих все слои атмосферы и ионосферу.

В данной работе рассматривается влияние изменчивости атмосферы на вариабельность ионосферы на основе результатов расчетов модели всей атмосферы EAGLE в период 15–31 января 2009 года (спокойный геомагнитный период) и 15–23 января 2005 года (период геомагнитных возмущений и солнечных протонных событий). Целью статьи является осуществление оценки вклада внутренней атмосферной возмущенности в вариации электронной концентрации в ионосфере. Для первого периода, который характеризовался низкой солнечной ( $F_{10.7} \sim 70$ ) и геомагнитной (средний  $K_p = 1$ ) активностью расчеты были выполнены с использованием моделей EAGLE (с учетом внезапного стратосферного потепления) и ГСМ ТИП (при задании постоянных граничных условий на высоте 80 км). Это позволило выявить различия в описании ионосферной вариабельности между моделями EAGLE и ГСМ ТИП и тем самым сделать вывод о вкладе атмосферной изменчивости в ионосферную вариативность. Показано, что в условиях слабой солнечной и геомагнитной активности основной вклад в ионосферную вариативность вносит атмосферная, а не геомагнитная активность. Таким образом, для воспроизведения интенсивности вариабельности  $foF_2$  на средних широтах необходимо и достаточно учитывать атмосферно-ионосферное взаимодействие. Для оценки вклада атмосферной изменчивости в ионосферные вариации во время солнечных и магнитосферных протонных высыпаний было проведено 8 ансамблевых расчетов для спокойных условий и 8 аналогичных расчетов для возмущенных условий. В вариантах расчетов спокойных условий высыпания электронов и протонов не менялись день ото дня, оставаясь такими же, как и для 1 января 2005 года. В расчетах возмущенных условий высыпания электронов брались такими же, как и в спокойных условиях, а протонные высыпания менялись каждые 2 часа согласно модели AIMOS. В ансамблевых расчетах начальные условия полей температур на высотах 0–90 км случайным образом менялись на 1–2 К. Нами были получены 8 ансамблевых возмущений среднесезонных значений полного электронного содержания. Затем мы рассчитали математическое ожидание возмущений полного электронного содержания (ПЭС), среднеквадратическое отклонение (СКО) этих возмущений от математического ожидания и их отношение, которое фактически представляет собой отношение сигнал-шум. Анализ ансамблевых расчетов показал, что значения шума (СКО), вызванного атмосферно-ионосферными связями, в возмущениях ПЭС близки к нулю в высоких широтах и максимальны в низкоширотной и экваториальной области. Интересным фактом является то, что СКО в ПЭС имеет четкую УТ-вариацию с максимумом в начале суток и минимумом во второй половине каждых суток.

Работа выполнена при поддержке Мегагранта Правительства Российской Федерации № 075-15-2021-583.

1. *Pedatella N. M.* Impact of the lower atmosphere on the ionosphere response to a geomagnetic superstorm // *Geophys. Res. Lett.* 2016. V. 43, iss. 18. P. 9383–9389 ; doi:10.1002/2016GL070592.
2. *Pedatella N. M., Liu H.-L.* The influence of internal atmospheric variability on the ionosphere response to a geomagnetic storm // *Geophys. Res. Lett.* 2018. V. 45(10). P. 4578–4585 ; doi:10.1029/2018GL077867.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СРЕДНЕПОЛЕВОЙ ДИНАМИКИ НЕОДНОРОДНЫХ НЕЙРОННЫХ ПОПУЛЯЦИЙ

*В. В. Клиньшов, С. Ю. Кириллов, В. И. Некоркин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Исследование коллективной динамики крупномасштабных нейронных сетей является одним из ключевых направлений современной нелинейной науки, расширяющих и углубляющих понимание принципов функционирования мозга и обработки в нем информации. Вместе с бурным развитием компьютерных технологий открываются возможности для прямого численного моделирования огромных сетей (миллионы нейронов и миллиарды синапсов) с высокой детализацией внутренней структуры (мультикомпарментные модели клеток, сложная кинетика синапсов). Однако такие исследования все же остаются весьма затратными с точки зрения вычислительных ресурсов, а также проблематичны с точки зрения интерпретации получаемых результатов. В связи с указанными недостатками высокодетализированного моделирования все большую популярность приобретает другой подход, в котором поведение средне- и крупномасштабных нейронных популяций сводится к низкомерным редуцированным динамическим системам для усредненных переменных, таких как средний мембранный потенциал или средняя частота возбуждения. Такие системы называются среднеполевыми системами или моделями нейронных масс.

Модели нейронных масс имеют давнюю историю, восходящую к классической модели Вилсона – Кована [1]. Однако в последние годы бурно развиваются так называемые модели нового поколения [2], имеющие ряд ключевых отличительных черт. Во-первых, в отличие от феноменологических моделей прошлого модели нового поколения могут быть выведены из уравнений для микроскопической динамики нейронной популяции. Во-вторых, помимо описания активности нейронов они способны также описывать и степень их синхронизации, что принципиально важно при моделировании колебательной динамики и генерации мозговых ритмов. Начало развитию среднеполевых моделей нового поколения положила работа Монтбрио, Пазо и Роксина [3], в последующих работах модель МРП была использована для исследования многих биологически важных задач, а также обобщена и усовершенствована в целом ряде аспектов.

Особенно эффективны модели нового поколения при часто используемом допущении о лоренцевом распределении параметров нейронов в популяции. Однако распределение Лоренца физически неправдоподобно, поскольку имеет неопределенные моменты, в связи с чем возникает необходимость изучить коллективное поведение популяций с другими распределениями. В настоящем докладе мы представляем метод [4], позволяющий эффективно редуцировать коллективную динамику неоднородных популяций для произвольного распределения параметров, и показываем, как он работает для распределения Гаусса. Мы показываем, что редуцированная система для нескольких макроскопических комплексных переменных обеспечивает точное описание популяции тысяч нейронов. Используя эту технику редукции, мы показываем, что динамика популяции существенно зависит от формы распределения ее параметров. В частности, динамика популяций с лоренцевым и гауссовым распределениями с одинаковым центром и шириной существенно различается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 19-72-10114).

1. *Wilson H. R.* Excitatory and inhibitory interactions in localized populations of model neurons / H. R. Wilson, J. D. Cowan // *Biophys. J.* 1972. V. 12, № 1. P. 1–24.
2. *Coombes S.* Next Generation Neural Mass Models / S. Coombes, Á. Byrne. Springer, 2019. P. 1–16. (PoliTO Springer Series).
3. *Montbrió E.* Macroscopic description for networks of spiking neurons / E. Montbrió, D. Pazó, A. Roxin // *Phys. Rev. X.* 2015. V. 5. P. 021028.
4. *Klinshov V.* Reduction of the collective dynamics of neural populations with realistic forms of heterogeneity / V. Klinshov, S. Kirillov, V. Nekorkin // *Phys. Rev. E.* / American Physical Society. 2021. V. 103, № 4. P. L040302.



## ФОРМИРОВАНИЕ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ В НЕЙРОННОЙ СЕТИ С УЧЕТОМ ДВУХ ТИПОВ ПЛАСТИЧНОСТИ

*Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Исследование формирования колебательно-волновых процессов в нейронных сетях мозга является на сегодняшний день одной из сложных, интересных и актуальных проблем современной науки. При этом одним из наиболее интересных для изучения феноменов является рабочая память. Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе временное хранение и манипулирование информацией. В парадигме с отсроченным ответом кратко представляемый стимул должен сохраняться в течение нескольких секунд до выполнения задачи. В течение этого периода наблюдается усиленная активность нейронов, которая считается нейрональным коррелятом рабочей памяти [1]. Предполагается, что образ поддерживается рабочей памятью за счет кратковременного усиления связей внутри нейронной сети, активированной стимулом [2]. Усиление связей вызвано повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент.

В работе проведено математическое моделирование спайковой нейронной сети, динамика которой воспроизводит эффекты рабочей памяти. В качестве элементов нейронной сети используется модель нейрона – порогового интегратора, все элементы сети находятся в возбудимом режиме. Оригинальность исследования заключается в одновременном учете двух типов пластичности: частотной зависимости эффективности связей, связанной с расходом ресурса нейротрансмиттера (кратковременная пластичность), а также фазовой зависимости, связанной с соотношением времен импульсов взаимодействующих генераторов (STDP). В рамках синаптической теории запоминаемые элементы сохраняются в виде кратковременных потенцированных связей в выборочной популяции. В данной работе показано, что такие популяции могут быть сформированы посредством синхронного воздействия стимула на группу нейронов за счет механизмов долговременной пластичности.

Работа выполнена при поддержке программы развития региональных научно-образовательных математических центров № 075-02-2020-1483 «Математика технологий будущего» и в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

1. *Mongillo G.* Synaptic theory of working memory / G. Mongillo, O. Barak, M. Tsodyks // *Science*. 2008. V. 319, № 5869. P. 1543–1546.
2. *Mi Y.* Synaptic correlates of working memory capacity / Y. Mi, M. Katkov, M. Tsodyks // *Neuron*. 2017. V. 93, № 2. P. 323–330.

# ДЕТЕКТОР СУБТЕРАГЕРЦЕВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ «ФЕРРИМАГНЕТИК – ТЯЖЕЛЫЙ МЕТАЛЛ»

*Е. Е. Козлова<sup>1,2</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,3</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

В работе изучается теоретическая модель детектора субтерагерцевых (суб-ТГц) колебаний на основе гетероструктуры «ферритмагнетик – тяжелый металл». Мы исследуем два типа магнитной анизотропии ферритмагнетика – «легкая ось» и «легкая плоскость». Математическая модель, описывающая динамику намагниченности вектора Нееля  $\mathbf{l}(t)$  в ферритмагнетике, записывается следующим образом [1]:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \frac{\partial W_{AFM}}{\partial \mathbf{l}} \right] = \left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{h}_{AC}}{dt} \right] \times \mathbf{l} - \bar{\nu} \frac{d\mathbf{l}}{dt}, \quad (1)$$

где  $\gamma_{eff} = \alpha \omega_{ex}$  – ширина спектральной линии ферритмагнитного резонанса,  $\alpha$  – постоянная затухания, включающая в себя вклады затухания Гильберта и спиновой накачки,  $\mathbf{h}_{AC} = h_{AC} \mathbf{e}_{AC} e^{i\omega t}$  – магнитная составляющая переменной линейно поляризованной электромагнитной (ЭМ) волны, падающей на структуру,  $\mathbf{e}_{AC}$  – единичный орт, характеризующий поляризацию переменного магнитного поля  $\mathbf{h}_{AC}$ ,  $h_{AC}$  и  $\omega$  – амплитуда и частота переменного магнитного поля соответственно. Раскомпенсационный член включает в себя  $\bar{\nu} = \nu \omega_{ex}$ , где  $\nu$  – параметр раскомпенсации магнитных моментов подрешеток ферритмагнетика. Плотность магнитной энергии  $W_{AFM}(\mathbf{l})$ , присутствующая в уравнении (1), выражается как

$$W_{AFM}(\mathbf{l}) = \pm \frac{\omega_{ex} \omega_{ea}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_A)^2, \quad (2)$$

где  $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$  и  $\omega_{ea} = \gamma H_A$  – характерные частоты,  $\gamma = 2\pi \cdot 28$  ГГц/Тл – гиромагнитное отношение,  $H_{ex}$  – внутреннее обменное поле ферритмагнетика,  $H_A$  – поле анизотропии ферритмагнетика. В уравнении (2) знак «+» соответствует случаю магнитной анизотропии «легкая плоскость», а знак «-» – случаю «легкая ось».

Получено уравнение, описывающее динамику малых амплитуд:

$$\frac{d^2 \mathbf{s}}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\mathbf{s}}{dt} + \left[ \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{I} \right] \mathbf{s} = -\hat{\theta} \cdot \gamma \frac{d\mathbf{h}_{AC}}{dt} + \bar{\nu} \cdot \left( \hat{\theta} \cdot \frac{d\mathbf{s}}{dt} \right), \quad (3)$$

где  $\hat{\Omega} = \omega_{ex} \omega_{ea} \mathbf{e}_A \otimes \mathbf{e}_A$ ,  $\hat{I} = \text{diag}(1, 1, 1)$ . Матрицу  $\hat{\theta}$  можно записать в виде

$$\hat{\theta}_{\text{лп}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\theta}_{\text{ло}} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В (4) индекс ЛП соответствует анизотропии «легкая плоскость», а индекс ЛО – анизотропии «легкая ось».

Собственные частоты для случая «легкая ось» и «легкая плоскость» соответственно определим из условия низкого затухания, т. е.  $\gamma_{eff} = 0$ :

$$\omega_{\pm(\text{ЛО})}^2 = \omega_0^2 + \frac{\bar{\nu}^2}{2} \pm \frac{\bar{\nu}}{2} \sqrt{4\omega_0^2 + \bar{\nu}^2}, \quad (5)$$

$$\omega_{\pm(\text{ЛП})}^2 = \begin{cases} \omega_0^2 + \bar{\nu}^2, \\ 0, \end{cases} \quad (6)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{\omega_{ex} \omega_{ea}}$ .

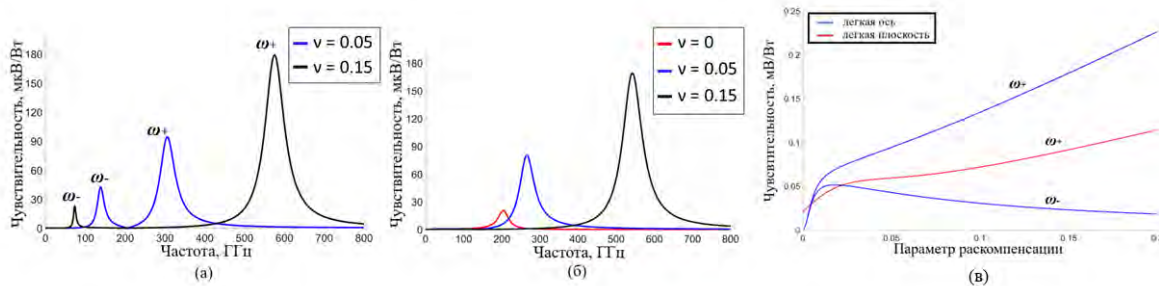
Чувствительность детектора определялась следующим образом:

$$R(\omega) = \frac{|V_{out}(\omega)|}{P_{AC}} \quad (7)$$

Здесь  $V_{out1,2} = 2i\omega\kappa \begin{bmatrix} s_{1,2}^* & s_{2,3}^* \\ -s_{2,3}^* & s_{1,2}^* \end{bmatrix}$  – выходное выпрямленное напряжение [2],

$\kappa = Lg_r\theta_{SH}e\lambda_{Pt}\rho/2\pi d_{Pt} \tanh(d_{Pt}/2\lambda_{Pt})$  – коэффициент пропорциональности,  $L$  – расстояние между выходными электродами,  $g_r$  – действительная часть проводимости на границе слоя «ферритмагнетик – тяжелый металл»,  $\theta_{SH}$  – спиновый угол Холла в тяжелом металле,  $e$  – заряд электрона,  $\lambda_{Pt}$  – длина спиновой диффузии в тяжелом металле,  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление тяжелого металла,  $d_{Pt}$  – толщина слоя Pt,  $P_{AC} = cSh_{AC}^2/2\mu_0$  – входная мощность переменной ЭМ-волны,  $c$  – скорость света,  $S$  – площадь слоя ферритмагнетика,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость.

На рис. 1, а, б показана зависимость чувствительности детектора от частоты внешней ЭМ-волны. В случае анизотропии «легкая ось» мы видим два резонансных пика, причем значение резонансного пика, соответствующего частоте  $\omega_+$ , больше значения резонансного пика, соответствующего частоте  $\omega_-$ . Кроме того, увеличение значения параметра раскомпенсации приводит к увеличению расстояния между резонансными пиками. В случае анизотропии «легкая плоскость» мы имеем один резонансный пик, величина которого увеличивается с ростом параметра раскомпенсации. В отличие от случая «легкая ось», в случае «легкая плоскость» чувствительность детектора имеет ненулевое значение при нулевом параметре раскомпенсации, обусловленное затуханием. На рис. 1, в показана зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации. Данная зависимость получается путем подстановки уравнений (5) и (6) в уравнение (7). В случае «легкой плоскости» чувствительность детектора имеет ненулевое значение, равное 0,02 мВ/Вт, при нулевом параметре раскомпенсации за счет затухания. Однако, чем меньше затухание, тем уже ширина спектральной линии и, соответственно, ниже чувствительность. Видно, что при малых значениях параметра раскомпенсации чувствительность возрастает нелинейно, а при значении больше 0,07 зависимость становится линейной. В случае магнитной анизотропии типа «легкая ось» мы имеем две кривые, соответствующие частотам  $\omega_+$  и  $\omega_-$ . При малых значениях параметра раскомпенсации зависимость носит нелинейный характер, однако при значении параметра раскомпенсации больше 0,02 она становится линейной.



**Рис. 1.** Зависимость чувствительности детектора от частоты внешнего излучения при различных значениях параметра раскомпенсации для анизотропии «легкая ось» (а) и «легкая плоскость» (б); зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации на резонансных частотах для анизотропии «легкая ось» и «легкая плоскость» (в)

Таким образом, в работе рассмотрена теория резонансного детектирования электромагнитного излучения с помощью гетероструктуры «ферритмагнетик – тяжелый металл».

1. *Ivanov B. A.* Ultrafast spin dynamics and spintronics for ferrimagnets close to the spin compensation point (review) / B. A. Ivanov // *Low Temp. Phys.* 2019. V. 45. P. 935–963.
2. *Safin A.* Theory of antiferromagnet-based detector of terahertz frequency signals / A. Safin, S. Nikitov, A. Kirilyuk [et al.] // *Magnetochemistry.* 2022. V. 8. P. 26.

## ДААННЫЕ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВОЛН У О-ВА САХАЛИН

*А. В. Кокорина*<sup>1</sup>, *А. В. Слюняев*<sup>1,3</sup>, *Е. Г. Диденкулова*<sup>1,3</sup>, *А. И. Зайцев*<sup>1,4</sup>, *А. А. Москвитин*<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

<sup>3</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

<sup>4</sup>Специальное конструкторское бюро средств автоматизации морских исследований ДВО РАН, Южно-Сахалинск

Последовательные измерения волн у о-ва Сахалин в прибрежной зоне Охотского моря проводятся на базе СКБ САМИ ДВО РАН с 2007 г. Накопленный банк натуральных данных уже позволил получить первые инструментальные регистрации аномально высоких волн в этом районе и примерно оценить вероятностные свойства этих событий [1–3].

В настоящей работе проанализированы данные натуральных измерений морских волн у о-ва Сахалин (мыс Свободный) за 4 календарных года (с 2012 по 2015 г.). В основном измерения проводились в периоды с августа по май, так что суммарное время записей соответствует приблизительно 21 месяцу. Исходные данные представлены в виде последовательностей записей давления, произведенных стационарными придонными регистраторами с частотой 1 Гц. В этой работе смещение поверхности волнового поля как функция времени,  $\eta(t)$ , было восстановлено в рамках гидростатического приближения в предположении, что давление на дне есть  $p = p_{atm} + \rho g(h + \eta)$ , где  $h$  – глубина точки измерения,  $\rho$  и  $g$  – плотность воды и гравитационная постоянная соответственно. В записях наблюдаются значительные долгопериодные вариации, связанные с изменением атмосферного давления  $p_{atm}$ , а также с присутствием приливных волн разных периодов, которые были отфильтрованы (все движения с периодами более 10 мин). В пересчете на эффективное значение глубины (глубина в точке измерения около 9 м) эти вариации составляют порядка 10 %. Далее запись была разбита на 20 мин отрезки, внутри каждого из которых волны считаются квазистационарными.

На записях хорошо прослеживаются ледовые периоды – по очень малой амплитуде фонового волнения (главным образом, с февраля по март). Из дальнейшего рассмотрения были исключены 20 мин интервалы со среднеквадратичным смещением поверхности менее 5 см. Полученное общее количество данных за рассмотренный период составило около 20 тыс. реализаций по 20 мин, содержащих более 2,5 млн индивидуальных волн. Был проведен статистический анализ каждой из 20-минутных реализаций. В каждой записи выделялись индивидуальные волны по признаку пересечения среднего уровня вверх (*up-crossing*) и вниз (*down-crossing*), определялись их высоты, периоды, крутизна, геометрическая асимметрия и т. д. Для компенсации артефактов относительно небольшой частоты измерений (занижение высот волн, дискретность их периодов) записи преобразовывались до более высокого разрешения с помощью кубической сплайн-интерполяции.

Для каждой из 20 мин записей определялись значительная высота ( $H_s$ ) и средний период ( $T_s$ ) волн. Эти значения нами используются в качестве первого критерия разделения записей по схожим метеорологическим условиям с целью снижения статистической неоднородности данных. На рис. 1 представлена диаграмма распределения  $H_s$ – $T_s$ , построенная для всего рассмотренного периода наблюдений. В ней значительная высота определялась через среднеквадратичное отклонение,  $H_s = 4\eta_{rms}$ . Величины  $H_{1/3}$ , определенные через среднее от трети максимальных волн, отличались от значений  $4\eta_{rms}$  мало. Как следует из диаграммы, наиболее типичная за рассмотренные годы характерная длительность волн, превышающих уровень  $H_s > 0,2$  м, составляет 7,5–9 с. Максимальная значительная высота 4,7 м, самая высокая зарегистрированная волна 6,4 м.

Особый интерес представляют аномально высокие волны, так называемые волны-убийцы, отвечающие формальному признаку превышения значительной высоты волны более чем в два раза,  $AI = H/H_s > 2$ . Надо отметить, что такие волны по своей абсолютной высоте не всегда оказываются опасными и, наоборот, очень высокие волны (например, во время шторма) могут не попадать под указанный критерий. Всего по данным за 2012–2015 гг. было выявлено около 350 аномально высоких волн. На рис. 2 черной линией построено распределение максимальных высот волн в 20-минутных записях за сезон 2014–2015 гг., символами обозначены высоты, соответствующие событиям волн-убийц  $AI > 2$ , закрашенная область отображает значение индекса превышения  $AI$  для каждой 20-минутной записи. Из рис. 2 следует вывод, что в большинстве случаев аномальные события  $AI > 2$  не коррелируют с большими по абсолютной величине высотами: волны-убийцы возникают на фоне волнения с небольшой значительной высотой. Подобная картина характерна и для других периодов измерения.

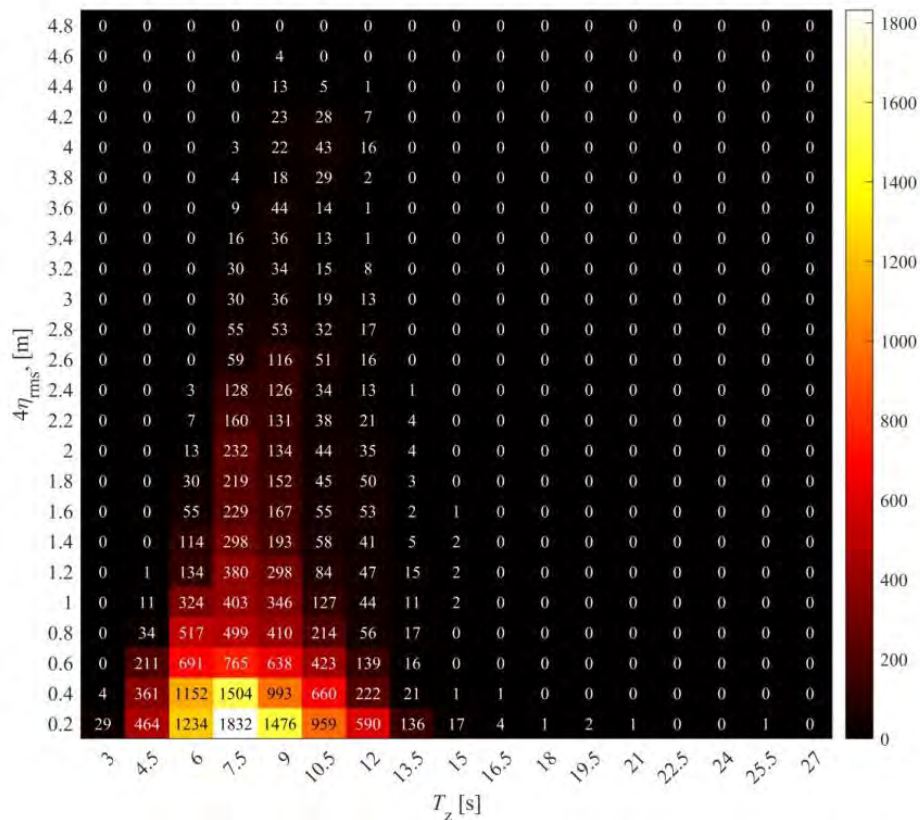


Рис. 1. Диаграмма распределения количества 20-минутных записей по значительным высотам  $H_s$  и периодам  $T_z$

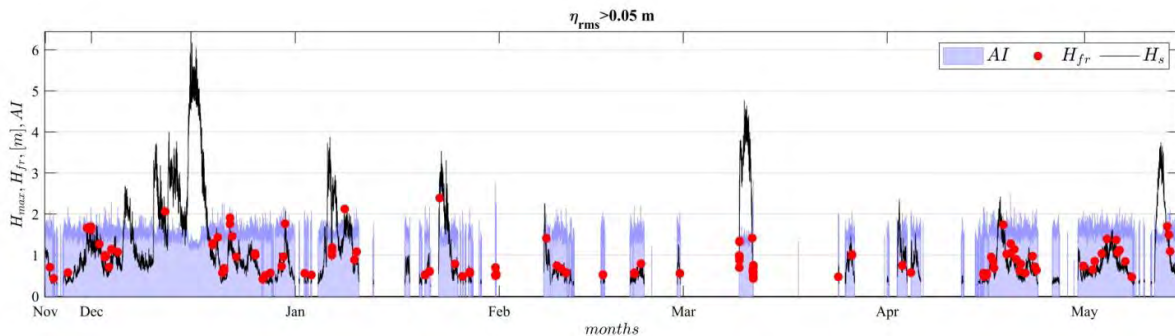
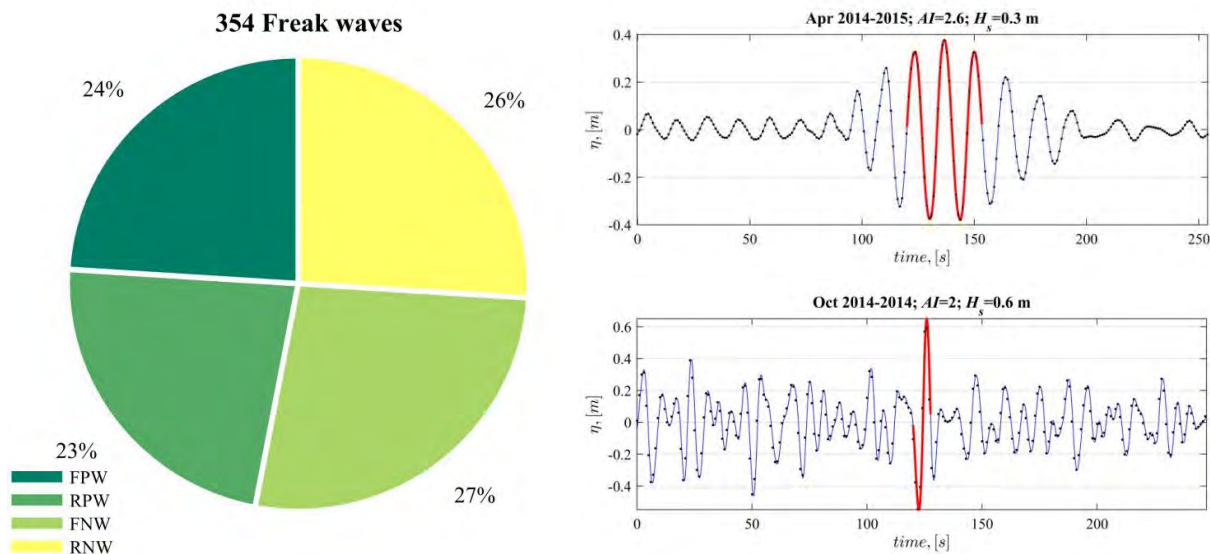


Рис. 2. Распределение максимальных высот  $H_{max}$  и индексов превышения  $AI$  в 20-минутных записях в сезоне измерений 2014–2015 гг.; символами обозначены высоты волн-убийц, для которых  $AI > 2$

Запись в сезоне 2014–2015 гг. отличается от других рассмотренных тем, что интенсивное волнение (с высотой волн до более чем 4,5 м) регистрировалось на нескольких интервалах времени ледового периода с февраля по март. Причем именно в эти периоды были зарегистрированы наибольшие значения  $AI$  (превышение почти в 3 раза).

Геометрическая асимметрия измеренных волн-убийц определялась по соотношению высот гребня и ложбины (вертикальная асимметрия) и взаимному расположению высокого гребня и глубокой ложбины, составляющих волну-убийцу (горизонтальная асимметрия), подобно ранее выполненному анализу на основе данных численного моделирования [4, 5]. Инструментальные данные соответствуют безразмерной глубине  $kh = 0,4 \div 1,2$ , параметр нелинейности  $H_s/2h$  достигает значений 0,26, крутизна  $kH_s$  не более 0,35. Здесь характерное волновое число  $k$  определено из  $T_z$  через дисперсионное соотношение для волн на конечной глубине. По результатам обработки наблюдается небольшой пе-

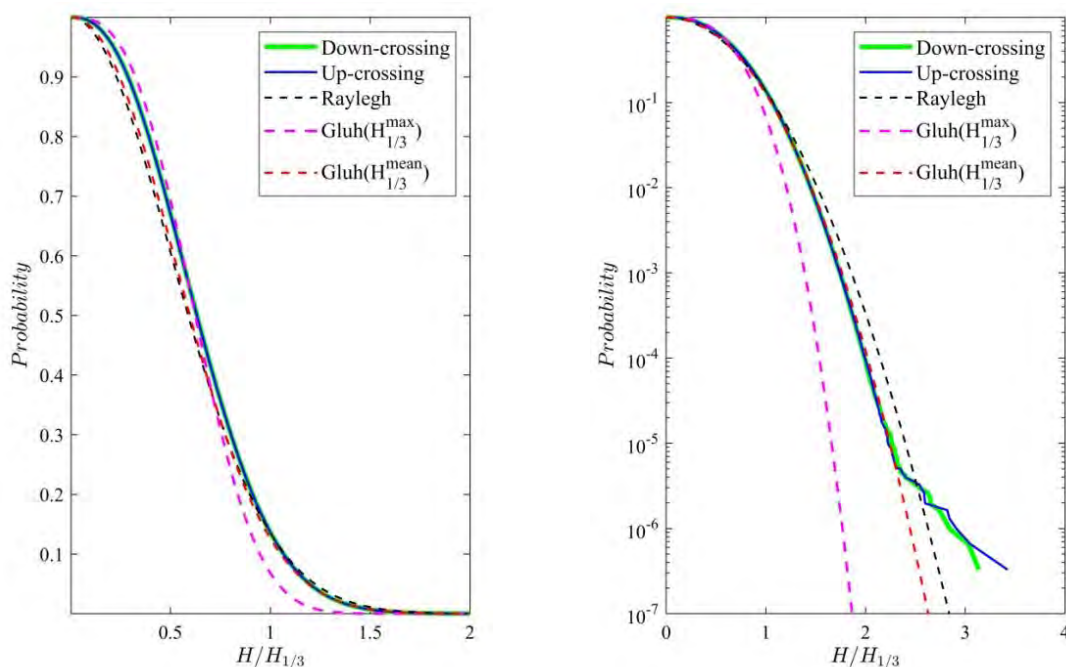
ревес в сторону волн с более глубокими ложбинами по сравнению с гребнями (см. рис. 3, слева, секторы Front Negative Wave и Rear Negative Wave), а проявление горизонтальной асимметрии незначительно. Такое распределение асимметрии аномальных волн не характерно для более глубокой воды (см. в [4, 5]). Примеры форм аномальных волн, выделенных в натуральных записях волн, представлены на рис. 3 справа: одиночная волна (внизу) и группа из нескольких высоких волн (вверху). Волны с индексом  $AI > 2,5$  соответствуют в основном интенсивным группам, содержащим последовательно из 2–3 волн-убийц на фоне слабого волнения. Долгоживущие группы очень высоких волн ранее наблюдались нами в прямом численном моделировании нерегулярных волн на поверхности глубокой воды [6].



**Рис. 3.** Диаграмма распределения профилей волн-убийц (слева), построенная на основе более 300 событий, и примеры форм аномальных волн (справа). На записях смещения поверхности справа точки соответствуют измерениям, линия – интерполяции, красным выделены волны с  $AI > 2$

В качестве базового для описания распределения высот морских волн обычно используют распределение Рэлея, полученное в предположении гауссовой статистики смещения поверхности и узкого спектра. Согласно этому распределению вероятность возникновения аномально большой волны соответствует приблизительно 1 волне из 3000. Как следует из рис. 4, данные измерений (за все время, зеленая и синяя линии) довольно плохо соответствуют распределению Рэлея (черный пунктир). Для описания волн на конечной глубине предлагались модификации распределения Рэлея, в частности, распределение Глуховского [7]. В его рамках в области малых высот,  $H < 3\eta_{rms}$ , и больших высот,  $H > 3\eta_{rms}$ , вероятность выше и ниже распределения Рэлея соответственно (см. в [4]). На рис. 4 распределения Глуховского построены с использованием параметра нелинейности, соответствующему среднему от  $H_{1/3}/h$  по всем реализациям (классическое определение, красный пунктир) и максимальному от  $H_{1/3}/h$  (розовый пунктир). Из рис. 4 следует, что экспериментальная функция для небольших волн  $H/H_{1/3} < 0,5$  заметно выше распределений Рэлея и Глуховского (красный пунктир); она качественно соотносится с распределением Глуховского для эффективно большей степени нелинейности. Для  $H/H_{1/3} > 0,5$  основная часть хвоста распределения расположена существенно ниже рэлеевской кривой, но в согласии с распределением Глуховского. Наблюдается несколько событий с превышением  $H/H_{1/3} > 2,5$  (максимальное усиление  $H/H_{1/3} = 3,4$ ), для которых распределение вероятности радикально отличается и вероятность высоких волн существенно превышает все рассмотренные модельные распределения. Предположительно, такая особенность является результатом построения вероятностного распределения по всему ансамблю реализаций, состоящему из статистически неоднородных данных. Как отмечалось выше, максимальные значения  $AI$  замечены в ледовый период, аномальные волны имели вид интенсивных групп волн на фоновом волнении очень малой амплитуды (рис. 3, справа сверху).





**Рис. 4.** Распределение высот волн по натурным данным за 2012–2015 гг. (выделенных по методам up-crossing и down-crossing – сплошные линии) и теоретические распределения Рэля (черный пунктир) и распределение Глуховского для двух выборов параметра нелинейности: слева – линейные оси, справа – полулогарифмические

Исследования выполняются при поддержке гранта РФФ 22-17-00153.

1. Зайцев А. И. Аномально большие волны вблизи южного побережья о. Сахалин / Зайцев А. И., Малашенко А. Е., Пелиновский Е. Н. // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2011. Т. 4, № 4. С. 35–42.
2. Кузнецов К. И. Наблюдения волн-убийц в прибрежной зоне о. Сахалин / Кузнецов К. И., Зайцев А. И., Костенко И. С., Куркин А. А., Пелиновский Е. Н. // *Экологические системы и приборы*. 2014. № 2. С. 33–39.
3. Didenkulova E., In situ wave measurements in the Sea of Okhotsk / Didenkulova E., Zaitsev A. // *Proceedings of the Fourteenth International MEDCOAST Congress on Coastal and Marine Science, Engineering, Management and Conservation*. 2019. V. 2. P. 755–762.
4. Slunyaev A. Rogue events in spatiotemporal numerical simulations of unidirectional waves in basins of different depth / Slunyaev A., Sergeeva, I. Didenkulova // *Natural Hazards*. 2016. V. 84, № 2. P. 549–565.
5. Слюняев А. В. Численное моделирование «волн-убийц» на морской поверхности в рамках потенциальных уравнений Эйлера / Слюняев А. В., Кокорина А. В. // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2020. Т. 56, № 2. С. 210–223.
6. Slunyaev A. Soliton groups as the reason for extreme statistics of unidirectional sea waves / Slunyaev A., Kokorina A. // *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*. 2017. V. 3. P. 395–408.
7. Massel S. R. *Ocean surface waves: their physics and prediction* / S. R. Massel. Singapore : World Scientific Publ. 1996. 491 p.

# НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА РИППЛОКАЦИЙ И ТВИСТОНОВ В ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТАХ: АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*А. В. Савин<sup>1</sup>, Е. А. Корзникова<sup>2,3</sup>, С. В. Дмитриев<sup>2,3</sup>*

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова, Москва

<sup>2</sup>Институт физики молекул и кристаллов РАН, Уфа

<sup>3</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа

Стремительное развитие науки о двумерных материалах обусловлено открытием в 2004 году графена и обнаружением у него ряда уникальных свойств. Несмотря на тот факт, что позднее было предсказано много сотен новых двумерных материалов, в составе которых присутствует практически вся таблица Менделеева, графен остается наиболее востребованным, изучаемым и перспективным материалом в силу своей стабильности и относительно низкой цены. В последние два десятилетия графен вызывает значительный интерес благодаря своей исключительной проводимости, механической прочности, термостойкости и т. д. Крупномасштабное производство графена обычно связано с выращиванием его слоев на подложках, и эффекты взаимодействия графена с поверхностью различных материалов являются актуальным предметом для исследования. Одной из ключевых особенностей графена, как, впрочем, и всех двумерных материалов, является его низкая изгибная жесткость, которая приводит к потере плоской формы материала. В некоторых случаях устойчивая связь двух поверхностей может быть потеряна, что приводит к непредсказуемому изменению свойств материала и его механического поведения.

В данной работе мы рассматриваем несколько типов поверхностных неустойчивостей графеновых нанолент, их динамику и влияние на механические свойства. Одним из изучаемых объектов, о котором следует упомянуть, является рипплокация – дефект поверхности складчатого типа атомарного масштаба [1]. Поверхностные и объемные неустойчивости в слоистых наноматериалах недавно привлекли внимание исследователей, поскольку они обладают свойствами топологических солитонов, способных эффективно передавать массу и энергию и опосредовать пластическую деформацию. В этом исследовании динамика графеновых рулонов, рипплокаций и некоторых других топологических возмущений на графитовой подложке анализируется с использованием полноатомной молекулярной динамики и двумерной цепной модели. Показано, что такие объекты представляют собой устойчивые солитоноподобные уединенные волны, распространяющиеся практически без излучения энергии [2]. Наши результаты способствуют пониманию поведения двумерных материалов на подложке.

Работа Е. А. Корзниковой поддержана Советом по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых и для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (грант НШ-4320.2022.1). Работа С. В. Дмитриева была поддержана Российским научным фондом (грант 21-19-00813).

1. Barsoum M. W., Tucker G. J. Deformation of layered solids: ripplocations not basal dislocations // Scripta Materialia. 2017. V. 139. P. 166–172 ; doi:10.1016/j.scriptamat.2017.04.002.
2. Savin A. V., Korznikova E. A., Dmitriev S. V. Twistons in graphene nanoribbons on a substrate // Physical Review B. 2020. V. 102 ; doi:10.1103/PhysRevB.102.245432.



# КУСОЧНО-ПОСТОЯННЫЕ РЕШЕНИЯ ОДНОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ КРАЕВЫМИ УСЛОВИЯМИ

Д. С. Костерин

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, Ярославль

Рассматривается периодическая краевая задача

$$\frac{du}{dt} = (A_0 + \varepsilon A_1)u + F_2(u, u) + F_3(u, u, u) + \varepsilon D_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(t, x) dx, \quad (1)$$

$$u(t, x + 2\pi) \equiv u(t, x), \quad (2)$$

где  $u \in \mathbb{R}^n$ ,  $A_0, A_1, D_0$  –  $n \times n$  матрицы,  $F_2(*, *)$ ,  $F_3(*, *, *)$  – линейные по каждому аргументу функции,  $\varepsilon$  – малый положительный параметр.

Рассматривается вопрос об устойчивости нулевого решения краевой задачи. Известно, что в случае, когда собственные числа матрицы  $A_0$  имеют отрицательную вещественную часть, нулевое решение краевой задачи (1), (2) асимптотически устойчиво. В настоящей работе рассматривается случай, когда матрица  $A_0$  имеет простое нулевое собственное значение, и случай, когда матрица  $A_0$  имеет пару чисто мнимых собственных чисел. В обоих случаях считаем, что остальные собственные числа имеют отрицательную вещественную часть.

Рассматриваемые случаи являются критическими в задаче об устойчивости нулевого решения краевой задачи (1), (2). Тогда динамика решений этой краевой задачи в малой окрестности нулевого решения может быть описана одномерной краевой задачей, называемой квазинормальной формой.

Методика построения и анализа квазинормальных форм краевых задач подобного типа рассмотрена в работах [1, 2]. Добавим также, что рассматриваемый тип краевых задач можно понимать как упрощение некоторой кольцевой цепочки уравнений в случае большого числа элементов этой цепочки.

Решение краевой задачи (1) – (2) строится в виде асимптотического ряда по степеням  $\sqrt{\varepsilon}$ . Квазинормальная форма получается из условий разрешимости краевой задачи, возникающей при подстановке асимптотического ряда в уравнение (1) и условие (2).

В случае простого нулевого собственного числа матрицы  $A_0$  квазинормальная форма имеет вид

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = \lambda \xi + \sigma \xi^2 + \frac{\gamma_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \xi(\tau, x) dx, \quad \xi(\tau, x + 2\pi) \equiv \xi(\tau, x), \quad (3)$$

где  $\xi = \xi(\tau, x)$ ,  $\tau = \varepsilon t$ , коэффициенты  $\lambda$ ,  $\sigma$ ,  $\gamma_0$  определяются правой частью уравнения (1).

В случае, если  $\sigma = 0$ , квазинормальная форма имеет вид

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = \lambda \xi + \sigma_1 \xi^3 + \frac{\gamma_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \xi(\tau, x) dx, \quad \xi(\tau, x + 2\pi) \equiv \xi(\tau, x). \quad (4)$$

В работе показано существование ненулевых состояний равновесия краевых задач (3) и (4). Определены условия их устойчивости. Также показано существование у квазинормальных форм кусочно-постоянных решений, т. е. решений вида

$$\xi(\tau, x) = \begin{cases} \rho_1, & 0 \leq x < \alpha, \\ \rho_2, & \alpha \leq x < 2\pi, \end{cases}$$

где  $\rho_1, \rho_2, \alpha$  – некоторые постоянные. Доказано, что такие решения краевой задачи (3) являются неустойчивыми. Для задачи (4) определены условия устойчивости этих решений.

В случае пары чисто мнимых собственных чисел матрицы  $A_0$  квазинормальная форма имеет вид

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = \lambda \xi + \delta \xi |\xi|^2 + \frac{\gamma_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \xi(\tau, x) dx, \quad \xi(\tau, x + 2\pi) \equiv \xi(\tau, x), \quad (5)$$

где  $\xi = \xi(\tau, x)$  – комплекснозначная функция.

Показано существование однородного цикла в задаче (5), определены условия его устойчивости, а также решений вида

$$\xi(\tau, x) = \rho(x)e^{i\omega t},$$

где

$$\rho(x) = \begin{cases} \rho_1 e^{i\varphi_1}, & 0 \leq x < \alpha, \\ \rho_2 e^{i\varphi_2}, & \alpha \leq x < 2\pi. \end{cases}$$

1. *Кащенко С. А., Григорьева Е. В.* Медленные и быстрые колебания в модели оптико-электронного осциллятора с запаздыванием // Доклады Академии наук. 2019. Т. 484, № 1. С. 21–25.
2. *Глызин С. Д., Колесов А. Ю.* Бегущие волны в полносвязных сетях нелинейных осцилляторов // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2022. Т. 62, № 1. С. 71–89.

## ФОКУСИРОВКА PW ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПОСЛЕ ПОСТКОМПРЕССИИ С ПОМОЩЬЮ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

*А. В. Котов<sup>1</sup>, А. А. Соловьев<sup>1</sup>, М. А. Мартыянов<sup>1</sup>, С. Е. Первалов<sup>1</sup>, Р. С. Земсков<sup>1</sup>, М. В. Стародубцев<sup>1</sup>,  
А. Г. Александров<sup>2</sup>, И. В. Галактионов<sup>2</sup>, В. В. Самаркин<sup>2</sup>, А. В. Кудряшов<sup>2,3</sup>, И. В. Яковлев<sup>1</sup>,  
В. Н. Гинзбург<sup>1</sup>, А. А. Кочетков<sup>1</sup>, И. А. Шайкин<sup>1</sup>, А. А. Кузьмин<sup>1</sup>, С. Е. Стукачев<sup>1</sup>, С. Ю. Миронов<sup>1</sup>,  
А. А. Шайкин<sup>1</sup>, Е. А. Хазанов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт динамики геосфер РАН, Москва

<sup>3</sup>Московский политехнический университет

В последнее время для мощных лазеров активно развивается нелинейный метод посткомпрессии под названием TFC (Thin Film Compression) [1] или CaCA (Compression After Compressor Approach) [2]. Метод основан на спектральном уширении с помощью фазовой самомодуляции импульса в среде с кубической нелинейностью с последующим временным сжатием с помощью чирпирующих зеркал. Однако после посткомпрессии импульс приобретает специфические нелинейные aberrации, приводящие к спектральным неоднородностям пространственной формы спектральной фазы и спектра из-за пространственной неоднородности интенсивности входного пучка.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования фокусировки петаваттного лазерного импульса после посткомпрессии с использованием внеосевого параболического зеркала  $F/2,5$  и адаптивной оптики на основе деформируемого зеркала.

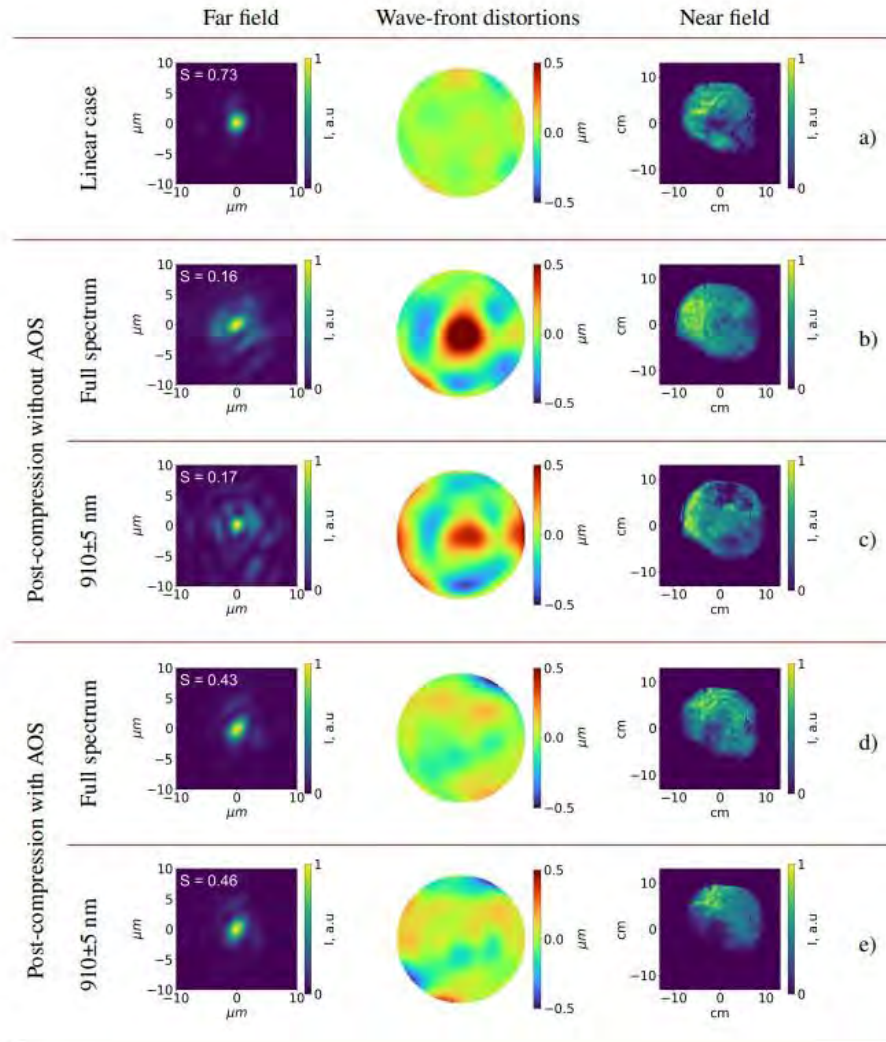
Эксперименты проводились на лазерной установке PEARL. Линейно поляризованный лазерный импульс (центральная длина волны 910 нм, длительность около 60 фс, энергия до 15 Дж в круглой апертуре диаметром приблизительно 16 см) после оптического компрессора направлялся на нелинейный кристалл KDP толщиной 4 мм, где спектральная полоса была уширена в несколько раз за счет фазовой самомодуляции. Затем импульс был сжат до 10 фс с помощью чирпирующих зеркал (подробности см. в [3]). Далее пучок направлялся на стеклянные клинья без покрытия (затухание выбиралось таким, чтобы  $V$ -интеграл в диагностической линии был много меньше единицы), деформируемое зеркало (DM) и внеосевое параболическое зеркало (OAP)  $F/2,5$ .

Изображение фокальной плоскости переносилось с 20-кратным увеличением на ПЗС-камеры с помощью микроскопического объектива ML (20X Edmund Optics M Plan Apo Long Working Distance Infinity Corrected) и телескопа. Изображение с плоскости DM переносилось на датчики волнового фронта типа Шака – Гартмана (WFS), которые были способны измерять не только форму волнового фронта, но и распределение в ближней зоне. С помощью светоделителя 50:50 в измерительном тракте были организованы два канала. Один для измерений пучка в полном спектре, другой для измерений в диапазоне  $(910 \pm 5)$  нм. С помощью этой установки можно было одновременно проводить измерения как в полном спектре, так и в узкой спектральной полосе. В [4] было показано, что оба варианта можно использовать в качестве обратной связи для AOS, и это приводит к схожим результатам.

Нелинейные фазовые искажения, вызванные посткомпрессией, предполагают более сложную интерпретацию данных датчика волнового фронта. Датчик волнового фронта нельзя использовать для измерений с разрешением по времени (или по длине волны); в результате захватывается интегрированный по времени сигнал, соответствующий некоторой «эффективной» форме волнового фронта, на основе которой производится коррекция волнового фронта.

Нелинейные фазовые искажения приводили к деградации фокального пятна: число Штреля ( $S$ ) уменьшилось до 0,16, а СКО искажений волнового фронта увеличилось до 214 нм (рис. 1, *b*). Включение в работу AOS позволило после коррекции по нескольким выстрелам получить  $S = 0,43$  и СКО = 91 нм (рис. 1, *d*).

Фокусировка в канале с полосовым фильтром показала аналогичные данные: нелинейные фазовые искажения привели к ухудшению фокусировки до 0,17 по числу Штреля при СКО = 175 нм (рис. 1, *c*); после коррекции число Штреля увеличилось до 0,46, а среднеквадратичное значение уменьшилось до 108 нм (рис. 1, *e*).



**Рис. 1.** Изображения дальней зоны (левый столбец), СКО волнового фронта (средний столбец) и ближней зоны (правый столбец) пучка в разных случаях: *a* – без посткомпрессии, *b, c, d, e* – с посткомпрессией; *b, c* – компенсация линейной части искажений, *d, e* – компенсация «эффективного» волнового фронта; *b, d* – во всем спектре, *c, e* – в узкой спектральной полосе ( $910 \pm 5$ ) нм. Значения *S* и СКО: *a* –  $S = 0,73$ , СКО = 60 нм; *b* –  $S = 0,16$ , СКО = 214 нм; *c* –  $S = 0,17$ , СКО = 175 нм; *d* –  $S = 0,43$ , СКО = 91 нм; *e* –  $S = 0,46$ , СКО = 108 нм

1. *Mourou G. et al.* Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond-Exawatt physics // The European Physical Journal Special Topics. 2014. V. 223, № 6. P. 1181–1188.
2. *Khazanov E. A., Mironov S. Y., Mourou G.* Nonlinear compression of high-power laser pulses: compression after compressor approach // Physics-Uspekhi. 2019. V. 62, № 11. P. 1096.
3. *Shaykin A. et al.* Use of KDP crystal as a Kerr nonlinear medium for compressing PW laser pulses down to 10 fs // High Power Laser Science and Engineering. 2021. V. 9.
4. *Martyanov M. et al.* Improvement of the focusability of petawatt laser pulses after nonlinear post-compression // JOSA B. 2022. V. 39, № 7. P. 1936–1944.

# ПОЛЯРИТОННЫЙ РЕЗОНАНС И ДИССИПАТИВНЫЙ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ВРЕМЕННОЙ КРИСТАЛЛ

*Е. Р. Кочаровская<sup>1</sup>, А. В. Мишин<sup>1</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>, В. В. Кочаровский<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, USA

Традиционно в лазерах используются высокочастотные резонаторы, в которых время жизни фотонов велико по сравнению с временем жизни поляризации (оптических дипольных колебаний) активной среды. Поэтому динамика поляризации там полностью определяется динамикой инверсии населенностей рабочих уровней атомов и электромагнитного поля, а пространственная структура последнего слабо неоднородна в режиме одномодовой генерации даже при наличии ее значительной автомодуляции. В сверхизлучающих лазерах, где время жизни фотонов в резонаторе  $T_E$  много меньше времен релаксации инверсии населенностей и поляризации активной среды  $T_{1,2}$ , собственные колебания оптических дипольных моментов активных центров играют ведущую роль в динамике и формировании профилей инверсии населенностей и электромагнитного поля. Эти колебания являются основным компонентом так называемых волн поляризации активной среды, которые возбуждаются в сверхизлучающем лазере при наличии инверсии населенностей и формируют поляритонные моды, отличные от горячих электромагнитных мод обычного лазера. Благодаря особым дисперсионным и нелинейным свойствам поляритонных мод режимы работы сверхизлучающего лазера отличаются большим разнообразием. Так, в лазере с симметричным резонатором возможна не только симметричная периодическая или квазихаотическая генерация импульсов коллективного спонтанного излучения, но и асимметричная квазистационарная или автомодуляционная генерация, при которой нестационарные поля излучения с противоположных торцов образца существенно отличаются по форме и интенсивности [1–3].

Подобные режимы с сильно нарушенной зеркальной симметрией возможны также в слабо несимметричных резонаторах и возникают благодаря дополнительному переотражению и/или усилению встречных волн на создаваемой их биениями асимметричной полуволновой решетке инверсии населенностей, согласованной с неоднородной структурой инверсии населенностей. Как было показано в работах [2, 3], существует достаточно широкая область значений параметров низкочастотного резонатора, активной среды и накачки, при которых эта самосогласованная решетка инверсии населенностей оказывается устойчивой, хотя и нестационарной в общем случае. Указанная решетка возникает благодаря нелинейной интерференции встречных импульсов сверхизлучения в процессе перехода к установившейся генерации и постепенно приобретает вполне определенную форму в виде довольно острого пика, смещенного из центра к одному из торцов лазера и согласованного с аналогичной локальной неоднородностью инверсии населенностей.

Предсказываемое явление неравновесного сверхизлучательного фазового перехода, ведущее к образованию диссипативного временного кристалла и связанное с неоднородной решеткой инверсии населенностей рабочих уровней рабочего перехода, возможно для плотных активных сред со слабым неоднородным уширением спектральной линии, много меньшим, чем спектральная ширина мод резонатора  $2/T_E$ , и меньшим, чем однородное уширение спектральной линии  $2/T_2$ , которое должно быть много меньше так называемой кооперативной частоты инвертированной двухуровневой среды лазера:

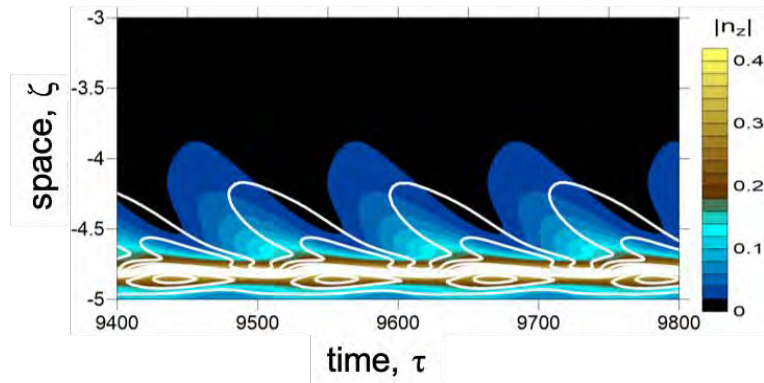
$$\nu_c = \sqrt{\frac{2\pi d^2 \omega_0 N_0}{\hbar \epsilon_0}}. \quad (1)$$

Здесь  $d$  – дипольный момент активных центров на частоте перехода  $\omega_0$ ,  $N_0$  – концентрация активных центров, в которых создается инверсия населенностей двух рабочих энергетических уровней,  $\epsilon_0$  – средняя диэлектрическая проницаемость матрицы активной среды,  $\hbar$  – постоянная Планка. Кооперативная частота определяет не только максимальный инкремент диссипативной неустойчивости поляритонов активной среды, но и характерный пространственный масштаб  $B_c = c / \nu_c \sqrt{n_p \epsilon_0}$  (кооперативную длину) их усиления и характерную длину генерируемых импульсов сверхизлучения при заданной накачке инверсии населенностей активных центров  $n_p$  ( $c$  – скорость света в вакууме).

В настоящей работе на основе численного решения полуклассических уравнений Максвелла – Блоха [1–3] в одномерной модели сверхизлучающего лазера с низкочастотным резонатором Фабри –

Перо изучены спектрально-динамические свойства получающегося диссипативного временного кристалла. Проведен сравнительный анализ спектра поляритонных мод линеаризованной задачи и дискретного спектра асимметричной генерации со слабой автомодуляцией, отвечающей квазимонохроматическому временному кристаллу. Показано, что основные частоты резонансной автомодуляции установившегося асимметричного сверхизлучательного фазового состояния близки к частотам поляритонных мод, рассчитанных по линейной теории с использованием среднего уровня инверсии населенностей этого состояния. Получены приближенные аналитические формулы для частот поляритонных мод, которые находятся в хорошем соответствии с результатами численного моделирования для широкой области параметров сверхизлучающих временных кристаллов.

Установлено, что для рассмотренного квазимонохроматического асимметричного сверхизлучательного фазового состояния, в котором автомодуляция является не слишком сильной, доминирующие составляющие ее спектра обусловлены нелинейным возбуждением двух поляритонных мод с наименьшими декрементами. Несмотря на большое превышение уровня накачки над порогом лазерной генерации, собственная генерация этих и остальных поляритонных мод подавлена вследствие истощения инверсии населенностей центральной сверхизлучательной модой. В широкой области параметров лазера именно эта мода испытывает асимметричную деформацию, создавая неоднородную полуволновую решетку инверсии населенностей, которая, однако, слабо влияет на остальные, в том числе возбуждаемые поляритонные моды. Отмечено, что возможные нелинейные сдвиги частот поляритонных мод и предсказываемый эффект возбуждения поляритонных резонансов связаны с колебаниями Раби активных центров в области наибольшей амплитуды полуволновой решетки инверсии населенностей. Исследование пространственно-временной динамики встречных волн электромагнитного поля, поляризации и инверсии населенностей активной среды выявило, что амплитуды полей встречных волн принимают значения, равные частоте Раби  $\omega_R = dE / \hbar$  в области максимумов поляризации, которые располагаются внутри пиков инверсии населенностей и ее решетки (см. рисунок).



Пространственно-временная динамика амплитуд сильной волны поляризации  $|p_+|$  (светлый контур) и решетки инверсии населенностей  $|n_z|$  (темный фон) в сверхизлучающем лазере с длиной  $L$ , равной 10 кооперативным длинам  $B_c$ , при уровне накачки  $n_p = 1$ , с коэффициентом отражения зеркал  $R = 0,3$ , скоростями релаксации поляризации  $1/T_2 = 0,02\nu_c$  и инверсии населенностей  $1/T_1 = 0,01\nu_c$  (нормированных на кооперативную частоту (1))

Значения частот этих раби-колебаний в типичных расчетах оказались близки к частотам как автоколебаний полей лазера в целом, так и его наиболее добротных поляритонных мод. Полученные результаты свидетельствуют о том, что найденные поляритонные резонансы играют существенную роль в неоднородном диссипативном временном кристалле, т. е. в динамике асимметричного фазового состояния ансамбля активных центров и когерентного поля в сверхизлучающем лазере.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 21-72-30027).

1. Кочаровский Вл. В. Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах / Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187. С. 367–410.
2. Кочаровский Вл. В. Асимметричная генерация в сверхизлучающем лазере с симметричным низкодобротным резонатором / Вл. В. Кочаровский, В. А. Кукушкин, С. В. Тарасов, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // ФТП. 2019. Т. 53. С. 1321–1328.
3. Кочаровская Е. Р. Поляритонный резонанс в автомодуляции асимметричного состояния сверхизлучающего лазера / Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // ФТП. 2022. Т. 56. С. 651–658.

# ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО НАГРЕВА НА ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ С ПЛАСТИНЧАТЫМИ АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

*Д. А. Кузин, А. В. Старобор*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Для многих научных и промышленных приложений сегодня требуются лазеры ультракоротких импульсов, обладающие большой средней мощностью и высокой энергией импульсов. Одной из наиболее перспективных технологий создания таких лазеров является использование активных элементов на основе тонких стержней из Yb:YAG [1], обладающих высоким усилением. Однако масштабирование энергии импульса выше уровня нескольких мДж для таких усилителей ограничено порогом пробоя активного элемента (АЭ). В связи с этим в качестве конечного усилителя было предложено использовать квантрон на основе АЭ в форме тонкой пластины (слэба). Слэб допускает масштабирование за счет увеличения поперечных размеров, что значительно уменьшает проблему нелинейных эффектов и оптического пробоя, что позволяет увеличить энергию импульсов до нескольких десятков мДж при использовании схемы chirpированного усиления импульсов. Также тонкие пластины обладают высоким отношением площади охлаждения к объему активного элемента, что уменьшает паразитные тепловые эффекты [2, 3], которые являются одной из основных проблем, возникающих при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью. Нагрев АЭ приводит к ухудшению его свойств, фазовым и поляризационным искажениям излучения.

Из-за неравномерного распределения температуры в слэбовом АЭ в сечении кристалла изменяются его характеристики: сечения поглощения и люминесценции, показатель преломления и др. Это приводит к уменьшению коэффициента усиления, к возникновению тепловой линзы и искажению профиля входящего пучка на выходе из квантрона. Из этого следует нелинейная зависимость параметров излучения на выходе от мощности накачки и пространственных профилей излучения. Для учета этих эффектов была разработана численная модель, основанная на совместном решении балансных уравнений [4] совместно с уравнением теплопроводности и с уравнением распространения излучения внутри активного элемента. Общими параметрами системы балансных уравнений и уравнения теплопроводности являются тепловыделение и температура, от которой зависят параметры кристалла ( $\sigma_{em}$ ,  $\sigma_{abc}$ ), входящие в балансные уравнения.

Как видно на рисунке 1, при отводе тепла через боковую поверхность активного образца происходит преимущественное охлаждение его периферийной области; поэтому температура образца достигает максимальной величины в его приосевой области и постепенно понижается в направлении от оси к периферии.

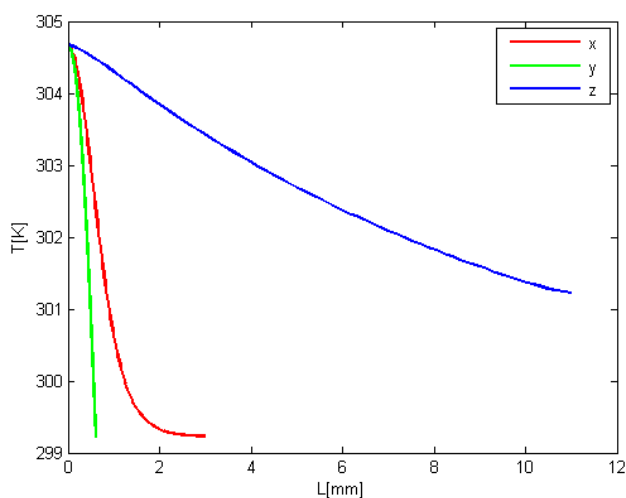


Рис. 1. Типичная зависимость температуры от расстояния от оси активного элемента

На рисунке 2 представлен расчет выходной плотности мощности в зависимости от ширины накачки и сигнала для 10 Вт входящей мощности. Из представленных изображений видна нелинейная



зависимость и наличие оптимума при заданных ограничениях выходной плотности мощности порогом пробоя покрытия кристалла.

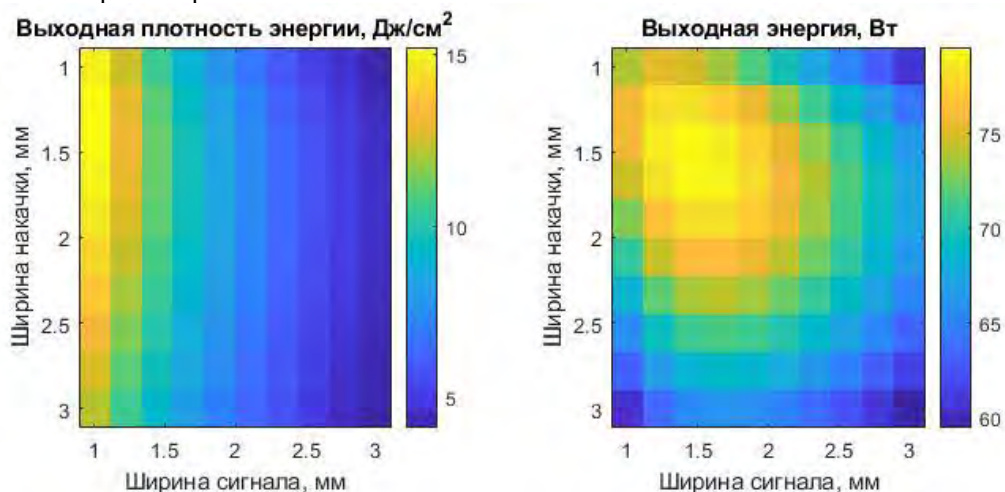


Рис. 2. Расчет выходной плотности мощности в зависимости от ширины накачки и сигнала для 10 Вт входящей мощности

С учетом моделирования был разработан и создан усилитель ультракоротких импульсов на основе композитного АЭ образованного пластиной Yb(2%):YAG размерами 1×6×20 мм, зафиксированный между двумя пластинами из карбида кремния (SiC) 2×6×20 мм, которые, в свою очередь, охлаждаются потоком воды. Порог пробоя покрытия кристалла в данном усилителе составляет  $\sim 8 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ . Были экспериментально и теоретически получены значения усиления при слабом и сильном затравочном излучении. При слабом сигнале (170 мВт) было получено девятикратное усиление при мощности накачки 400 Вт. При сигнале 710 мВт было получено трехкратное усиление при мощности накачки 270 Вт. Было измерено качество усиленного пучка  $M^2 = 1,3-1,4$  по обеим осям, однако наблюдается сильный астигматизм тепловой линзы, который согласуется с расчетом.

Дальнейшее увеличение выходной энергии возможно за счет полировки выходного торца АЭ под углом Брюстера, что позволит поднять порог пробоя в несколько раз, и увеличения ширины пучка при увеличении количества используемых модулей накачки, что позволит уменьшить как плотность энергии на выходе, так и возникающую тепловую линзу. Согласно проведенным экспериментам и расчетам выходная энергия может быть повышена до уровня более 50 мДж при использовании трех модулей накачки с суммарной мощностью 600 Вт и одновременном увеличении ширины пучка до 2 мм.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0015).

1. *Kuznetsov I.* Thin-rod Yb:YAG amplifiers for high average and peak power lasers / I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov, and K.-I. Ueda // *Opt. Lett.* 2018. V. 43, № 16. P. 3941.
2. *Eggleston J.* The slab geometry laser - Part I: Theory / Eggleston J., Kane T., Kuhn K., Untermahrer J., Byer R. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1984. Vol. 20, № 3. P. 289–301.
3. *Kane T., Eggleston J., Byer R.* The slab geometry laser - Part II: Thermal effects in a finite slab // *IEEE J. Quantum Electron.* 1985. V. 21, № 8. P. 1195–1210.
4. *Svelto O.* Principles of lasers. Principles of Lasers. 2010. 620 p.



# НАСЫЩАЮЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТМ-ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ДИНАМИКА ЕГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА В ПЛАЗМЕ С АНИЗОТРОПНЫМ БИКАППА- ИЛИ БИМАКСВЕЛЛОВСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

*А. А. Кузнецов<sup>1</sup>, В. В. Кочаровский<sup>1,2</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>, М. А. Гарасев<sup>1</sup>, А. А. Нечаев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, USA

Описание насыщения и нелинейной эволюции пространственного спектра вейбелевской неустойчивости, обусловленной анизотропным по скоростям распределением частиц и порождающей квазимагнитостатическую турбулентность, важно для широкого класса явлений в различных областях неравновесной космической и лабораторной плазмы. Сложные анизотропные распределения частиц, в частности подобные бикаппа-распределению, наблюдаются и/или ожидаются для лазерной плазмы, плазмы солнечного ветра, корональной плазмы звезд и плазмы бесстолкновительных ударных волн.

Настоящий доклад основан на численном решении оригинальной (квазилинейной) одномерной или двумерной системы уравнений, выведенной из уравнений Максвелла – Власова и описывающей нелинейную эволюцию пространственных гармоник ТМ-вейбелевской неустойчивости. Решение находится методом Leapfrog для многих сотен гармоник с волновыми векторами, плотно покрывающими область неустойчивости в счетной плоскости, содержащей ось анизотропии, определяемую направлением с максимальной эффективной температурой частиц. В результате выявлены качественные особенности квазимагнитостатической турбулентности, обусловленной различными (бимаксвелловскими и бикаппа-) начальными распределениями электронов в бесстолкновительной плазме [1].

Для широкого диапазона как малых, так и больших значений параметра начальной электронной анизотропии определена величина насыщающего магнитного поля. Также изучены: дальнейшее медленное нелинейное затухание среднеквадратичного магнитного поля; эволюция амплитуды и характерного масштаба основной части энергонесущих гармоник турбулентности; временной закон изменения ширины их спектра в продольном и поперечном к оси анизотропии направлениях. Выделены характерные закономерности деформации (уплощения и изотропизации) функции распределения частиц по скоростям и исследована характерная эволюция как изменения эффективных температур частиц, так и показателя электронной анизотропии на нелинейной стадии развития неустойчивости.

Проведен сравнительный анализ результатов для (i) одномерных и двумерных задач, (ii) бимаксвелловского и бикаппа-распределений электронов, (iii) малых и больших (по сравнению с единицей) начальных значений их показателя анизотропии, (iv) различных эффективных температур и кппа-индексов. Новые результаты сопоставлены с известными результатами исследования нелинейной эволюции вейбелевской неустойчивости в тех областях параметров, где доступные аналитические (например, квазилинейные) и численные (например, PIC-моделирование) методы применимы, но уступают в эффективности предложенному квазилинейному методу.

Особое внимание уделено зависимости насыщающего среднеквадратичного магнитного поля от начальной анизотропии бимаксвелловского и различных бикаппа-распределений частиц по скоростям в представительном интервале параметров начальной анизотропии  $0,1 \leq A \leq 20$ . Максимальная величина среднего квадрата нормированного магнитного поля, достигаемая в ходе ТМ-неустойчивости и иногда называемая магнетизацией, растет с увеличением величины  $A$ . При малых значениях  $A < 1$  рост оказывается довольно быстрым и зависящим от энергетического распределения электронов. Он теряет эту зависимость и замедляется при  $A > 1$ , останавливаясь на уровне немного выше 10 % в пределе  $A \gg 1$ . Показано, что для небольших по сравнению с единицей параметров анизотропии величина насыщающего поля существенно зависит от параметра кппа ( $\kappa$ ) проакт-бикаппа-распределения частиц, т. е. от его энергетического профиля.

Согласно проведенным расчетам, для бимаксвелловского распределения средний квадрат насыщающего магнитного поля ТМ-вейбелевской неустойчивости лишь немного, не более чем на 30 % превышает его значение для бикаппа-распределений при  $\kappa \geq 2$ . Более того, для этих распределений характерные волновые числа  $k_x$ , отвечающие максимуму спектра развивающейся турбулентности в ортогональном оси анизотропии направлении  $\mathbf{x}_0$ , и характерные ширины этого спектра вдоль осей  $x$  и  $y$  оказались почти идентичными как на линейной стадии неустойчивости, так и в течение ее долго-

временной квазилинейной эволюции. Близость значений насыщающего магнитного поля для указанных распределений согласуется с близостью инкрементов обусловленных ими вейбелевских неустойчивостей, найденных из численных расчетов среднеквадратичного магнитного поля на этапе его экспоненциального роста задолго до момента насыщения. Эти инкременты лишь немного меньше максимальных инкрементов, вычисленных из соответствующих дисперсионных уравнений.

Для продакт-каппа-распределения обнаруживается существенное влияние величины  $\kappa$  на исследуемую зависимость насыщающего поля от начальной анизотропии функции распределения, особенно в области ее малых величин  $A < 0,8$ . Монотонные зависимости среднего квадрата насыщающего магнитного поля от параметра анизотропии  $A$  для различных величин  $\kappa$  имеют разный наклон и пересекаются в одной точке  $A = 0,8$ . При  $A \sim 0,1$  эти зависимости приблизительно являются степенными с показателями, которые примерно равны  $2/5$ ,  $2/3$ ,  $1$ ,  $2$  для  $\kappa = 1, 2, 4, \infty$  соответственно (и могут оказаться меньше при  $A < 0,1$ ).

Ниже точки  $A = 0,8$  квадрат насыщающего магнитного поля значительно падает с ростом величины  $\kappa$ , достигая минимального значения при  $\kappa \rightarrow \infty$ , т. е. для бимаксвелловского распределения. Напротив, выше указанной точки  $A = 0,8$  величина насыщающего магнитного поля растет с ростом  $\kappa$ , хотя и не столь значительно, поскольку максимальное значение квадрата насыщающего магнитного поля для величины  $\kappa$  вблизи 1 составляет несколько процентов и всего в пару раз меньше предельно достижимого значения, реализующегося для бимаксвелловского распределения и немного превышающего 10 %. Для продакт-каппа-распределений в отличие от бикаппа-распределений величина  $\kappa$  гораздо значительно влияет на нелинейную эволюцию как характерного волнового числа  $k_x$ , отвечающего максимуму спектра турбулентности и направленного в ортогональном к оси анизотропии направлении  $\mathbf{x}_0$ , так и характерных ширин турбулентного спектра вдоль осей  $x$  и  $y$ . С ростом величины  $\kappa$  уширение спектра вдоль оси анизотропии функции распределения увеличивается, тогда как ширина спектра поперек этой оси уменьшается одновременно с уменьшением указанной проекции  $k_x$  волнового вектора максимума турбулентного спектра. Подобное уменьшение наиболее существенно на начальной нелинейной стадии эволюции спектра (и становится довольно малым на поздней стадии, которой мы не интересуемся в настоящей работе).

Сделанное наблюдение согласуется с уменьшением при росте  $\kappa$  инкремента нарастания среднеквадратичного магнитного поля, вычисленного на линейной стадии задолго до насыщения неустойчивости и примерно равного максимальному инкременту, получающемуся из соответствующего дисперсионного уравнения. Уменьшение инкремента при увеличении  $\kappa$  от 1 до  $\infty$  значительно только для небольшой начальной анизотропии  $A \leq 1$ : для  $A = 1$  инкремент уменьшается примерно вдвое, а для  $A = 0,1$  – в 20 раз. Заметим, что в последнем случае почти в 20 раз уменьшается и квадрат насыщающего магнитного поля. Вместе с тем это поле слабо зависит от величины  $\kappa$  при большой начальной анизотропии  $A \gg 1$ . Выведенная нами система уравнений для ТМ-гармоник турбулентности позволяет исследовать насыщение вейбелевской неустойчивости и ее дальнейшую нелинейную эволюцию при малых величинах параметра анизотропии, включая область  $A < 0$ .

Начатое в настоящей работе исследование насыщающего среднеквадратичного магнитного поля от параметров каппа и анизотропии  $A$  представляется важным для оценки влияния такого рода турбулентности на ряд наблюдаемых явлений в лазерной и космической плазме. В частности, важными представляются найденные конкретные зависимости уровня насыщения вейбелевской турбулентности от параметра анизотропии, которые для одних функций распределения (например, бикаппа- и бимаксвелловской) оказываются близкими, а для других (продакт-бикаппа- с разными значениями  $\kappa$ ) – сильно различающимися при  $A < 0,3$ .

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-72-10111. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ЦКП ИПМ им. М. В. Келдыша РАН.

1. Кузнецов А. А. Насыщающее магнитное поле вейбелевской неустойчивости в плазме с бимаксвелловским и бикаппа-распределением частиц / А. А. Кузнецов, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, М. А. Гарасев, А. А. Нечаев // Физика плазмы. 2022 (в печати).

## ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ БЕЗАТМОСФЕРНЫХ ТЕЛ

*И. А. Кузнецов<sup>1</sup>, А. В. Захаров<sup>1</sup>, Е. А. Лисин<sup>2</sup>, М. Е. Виктор<sup>3</sup>, С. А. Бедняков<sup>1</sup>, А. С. Бычкова<sup>1</sup>,  
Г. Г. Дольников<sup>1</sup>, А. Е. Дубов<sup>1</sup>, А. А. Карташева<sup>1</sup>, А. Н. Ляш<sup>1</sup>, А. Ю. Поройков<sup>4</sup>, И. А. Шашкова<sup>1</sup>,  
А. В. Шеховцова<sup>1</sup>, М. Е. Абделаал<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

<sup>3</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>4</sup>Московский энергетический институт, Москва

Приповерхностная плазменно-пылевая экзосфера безатмосферных тел Солнечной системы и её динамика представляют собой явления как интересные с точки зрения фундаментальной науки, так и важные с точки зрения исследования и освоения. Активность пылевой составляющей (отрывающиеся от поверхности пылевые частицы) возникает вследствие воздействия на реголит таких факторов, как солнечный ветер, солнечное УФ-излучение, микрометеоритная бомбардировка, и других, в том числе и их вариаций во времени. В рамках ряда миссий по исследованию безатмосферных тел предлагается изучение динамики и проявлений плазменно-пылевой экзосферы. Главные задачи состоят в следующем:

- измерение параметров пылевой компоненты (импульс частицы, скорость, заряд, а также оценка потоков частиц в зависимости от условий; в том числе на разных высотах и при различной освещенности поверхности);
- измерение плазменной составляющей (а именно: определение свойств плазмы зондовыми методами на различных расстояниях от поверхности и посадочного аппарата; измерение свойств солнечного ветра).

Также важной задачей является изучение пылевых скоплений на орбитах планет Солнечной системы. Такие данные необходимы как для изучения динамики пыли на поверхностях, так и для технического обеспечения безопасности миссий; равно как и корректности интерпретаций данных, получаемых с различных приборов.

Для изучения плазменно-пылевой динамики проводится ряд лабораторных экспериментов, призванных как осуществлять калибровки приборов, так и воссоздавать свойства приповерхностной экзосферы тел Солнечной системы для наблюдения упомянутых эффектов, и численное моделирование методом Particle-in-Cell, показывающее экзосферную плазменно-пылевую динамику для различных условий безатмосферных тел.

Работа выполнена при поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

# ВИХРЕВОЙ ПЕРЕНОС В СЕВЕРО-ЗАПАДНУЮ ЧАСТЬ ЯПОНСКОГО МОРЯ

*Н. В. Кузнецова, Д. В. Степанов*

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Мезомасштабные вихревые образования – повсеместная особенность циркуляции океанов и морей. Высокая энергетика и продолжительное время жизни делают эти образования неотъемлемой частью формирования как поля импульса, так и полей трассеров (температуры, солёности, растворенного кислорода и т. д.). Поэтому так важно количественно оценить вклад мезомасштабных вихрей в баланс указанных величин [1–3].

На основе данных спутниковой альтиметрии CMEMS [4], а также реанализов GLORYS12V1 [4] и GOFS3.1 [5] на вихреразрешающем пространственном разрешении проанализирован перенос солёности, порожденный крупно- и мезомасштабной динамикой в бассейне Японского моря, за период с 1993 по 2018 год. Значение вихревой кинетической энергии на единицу массы (ВКЭ) было рассчитано по формуле

$$\text{ВКЭ} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2},$$

где  $u', v'$  – суточные аномалии зональной и меридиональной компоненты геострофической скорости по отношению к средним многолетним значениям. Осреднение выполнялось для каждого месяца с 1993 по 2018 год.

Был проведен анализ сезонной изменчивости ВКЭ (рис. 1). Согласно проведенному анализу в течение всего года максимальные значения ВКЭ наблюдаются в южной части, а минимальные – в северной (севернее зоны субполярного фронта ~41 с. ш.) части Японского моря. С осени по зиму наблюдаются максимальные значения ВКЭ, в то время как весной и летом ВКЭ менее значительно. Тем не менее летом в юго-восточной части Японского моря наблюдается рост ВКЭ. Дополнительно было обнаружено, что осенью интенсифицируется поток ВКЭ севернее субполярного фронта с восточной границы в северо-западную часть Японского моря. Этот поток может быть ответственен за перенос солёности и, как следствие, за формирование промежуточных вод Японского моря.

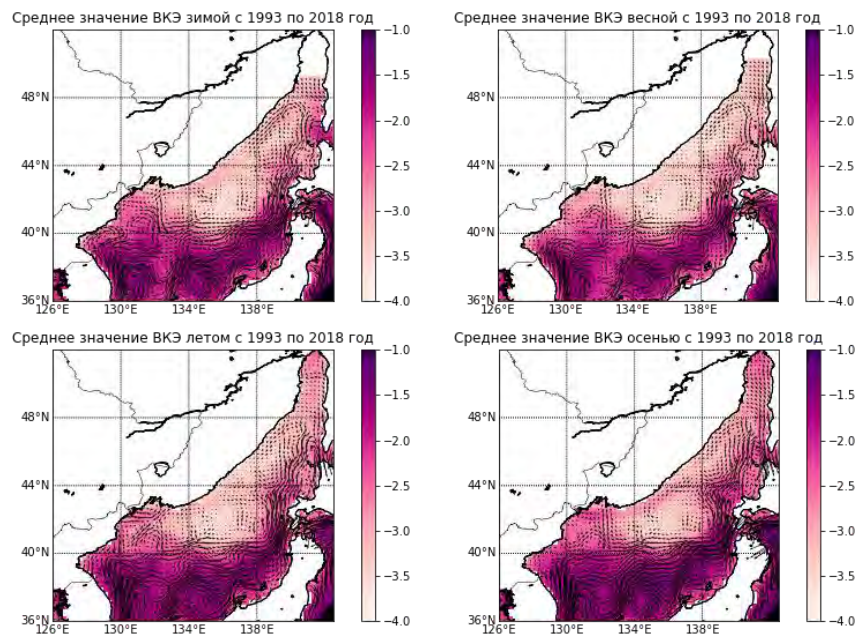
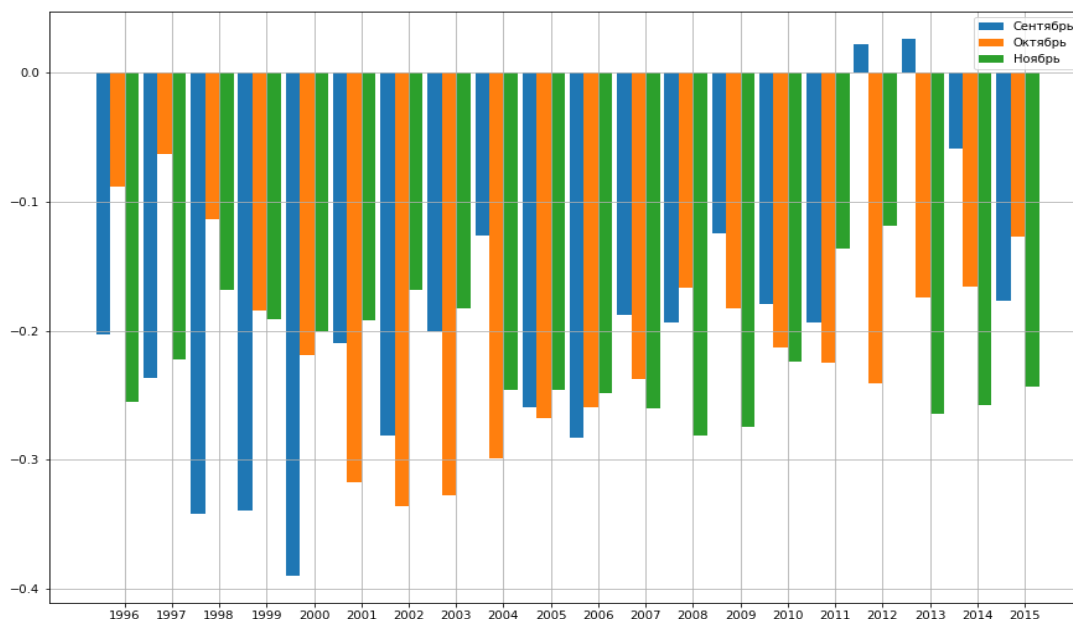


Рис. 1. Среднесезонные значения ВКЭ

Для подтверждения этого предположения была проведена оценка переноса ВКЭ на меридиональном сечении  $136,125^\circ$  в. д. от  $41,875^\circ$  до  $42,875^\circ$  с. ш.:  $F = \int (\text{ВКЭ} * \bar{u} * H) d\varphi$ , где  $\bar{u}$  – среднемесячная меридиональная компонента геострофической скорости,  $\varphi$  – широта,  $H$  – глубина. Был проведен анализ межгодовых и декадных вариаций  $F$  (рис. 2). Согласно оценкам, с 1993 по 2018 год для

каждого месяца осени наблюдается поток ВКЭ с востока на запад. Анализ вариаций  $F$  показал, что этот поток не однороден по времени и интенсифицируется на масштабах 5–7 лет.



**Рис. 2.** Вариации потока ВКЭ ( $F$ ) через меридиональное сечение в северо-западной части Японского моря

На основе декомпозиции полей – скорости течений и солёности на среднюю и вихревую компоненты – получены оценки «вихревого» переноса солёности и раскрыты его вариации на декадных масштабах. Даны оценки дивергентной и вращательной компоненты вихревого переноса солёности. Проанализирована зависимость вихревого переноса солёности от интенсивности Куроисио.

1. Sun B. Global meridional eddy heat transport inferred from Argo and altimetry observations / B. Sun, C. Liu, F. Wang // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 1345.
2. Roemmich D. Eddy transport of heat and thermocline waters in the North Pacific: a key to interannual. Decadal climate variability / D. Roemmich, J. Gilson // Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. P. 675–687.
3. Stepanov D. Mesoscale dynamics and eddy heat transport in the Japan. East Sea from 1990 to 2010: a model-based analysis / D. Stepanov, V. Fomin, A. Gusev, N. Diansky // Journal of Marine Science and Engineering. 2022. V. 10(1). P. 33.
4. Mertz F. For sea level SLA products. Copernicus marine service / F. Mertz, V. Rosmorduc, C. Maheu, Y. Faugere // CMEMS, GLORYS, 2017. Vers. 1.1. P. 1–51.
5. Chassignet E. P. The HYCOM (HYbrid Coordinate Ocean Model) data assimilative system / E. P. Chassignet, H. E. Hurlburt, O. M. Smedstad, G. R. Halliwell, P. J. Hogan, A. J. Wallcraft [et al.] // Journal of Marine Systems. 2007. V. 65(1/4) // GOFS3.1. 2007. P. 60–83.

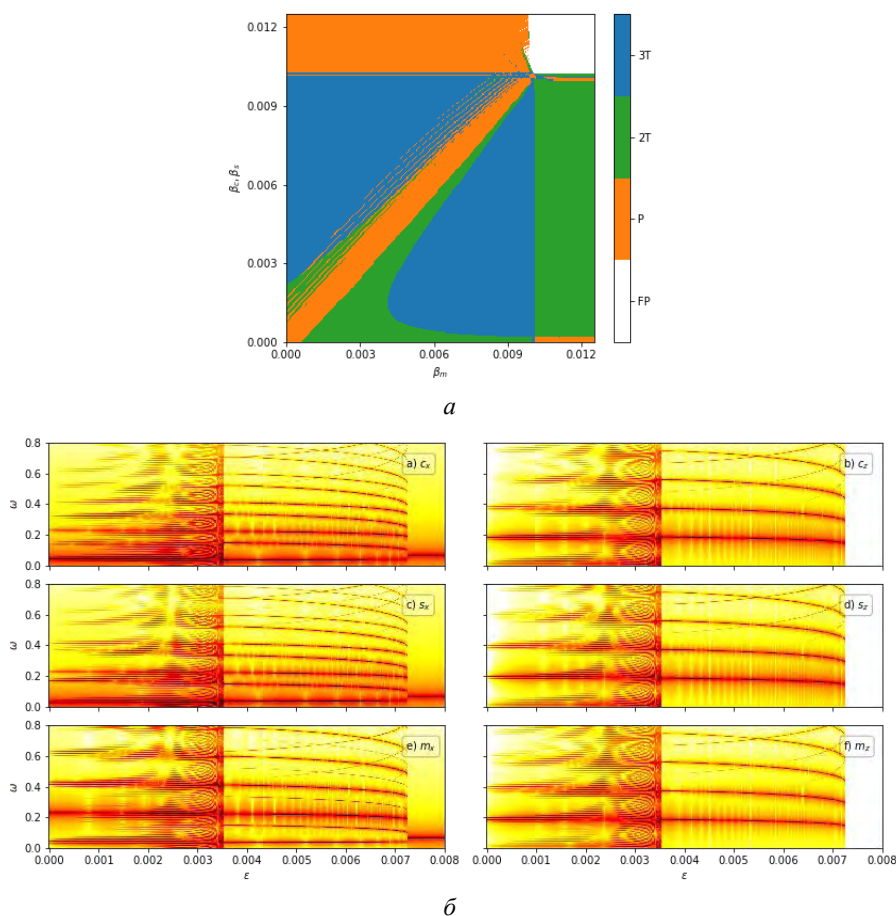
# ОПОСРЕДОВАННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ И СТРУКТУРНО УСТОЙЧИВАЯ КВАЗИПЕРИОДИЧНОСТЬ В СИСТЕМЕ ТРЁХ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ОДНООСНОЙ СИММЕТРИЕЙ И ПОЛЕВОЙ СВЯЗЬЮ

П. В. Куцов

Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

Спин-трансферный осциллятор представляет собой наноразмерное устройство, которое в простейшем случае включает в себя слой ферромагнетика с постоянной намагниченностью, слой ферромагнетика, намагниченность которого может легко меняться, и разделительный немагнитный слой между ними. При пропускании через устройство электрического тока он сначала поляризуется в слое с постоянной намагниченностью (т. е. происходит выстраивание спинов электронов), а затем спин-поляризованный ток, проходя через второй ферромагнитный слой, вызывает прецессию его вектора намагниченности. Математическая модель осцилляций вектора намагниченности задаётся уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта – Слончевского. Мы рассматриваем частный случай, когда осциллятор обладает симметрией относительно оси тока. Уравнения в этом случае значительно упрощаются, сохраняя при этом свои ключевые свойства [1].

Рассматривается система из трёх неидентичных спин-трансферных осцилляторов с одноосной симметрией, которые связаны через создаваемые ими магнитные поля. Магнитные поля рассматриваются в дипольном приближении, т. е. напряжённость создаваемого осциллятором поля пропорциональна его намагниченности. Осцилляторы образуют цепочку так, что центральный осциллятор  $m$  взаимодействует с боковыми осцилляторами  $s$  и  $c$ , а те, в свою очередь, взаимодействуют только с ним и не имеют прямой связи друг с другом.



**Рис. 1.** Плоскость показателей Ляпунова (а) и спектрограммы Фурье (б) для изучаемой системы

Для этой системы методом карт ляпуновских показателей и спектрограмм Фурье анализируются эффекты синхронизации (рис. 1). В частности, обсуждается так называемая опосредованная синхронизация (эффект был впервые описан для звёздчатой сети фазовых осцилляторов в работе [2]). Эффект состоит в том, что боковые осцилляторы  $c$  и  $s$  синхронизируются, не будучи связанными напрямую друг с другом, а центральный,  $m$ , при этом с ними не синхронизируется. На рис. 1,  $a$  этому отвечают области  $2T$  (двухчастотная квазипериодичность) вблизи диагонали рисунка, а на рис. 1,  $b$  – область по параметру связи  $\varepsilon$  от примерно 0,0035 до 0,0072. Также обсуждается поведение, которое можно назвать структурно устойчивой квазипериодичностью. Оно проявляется в том, что на плоскости параметров, по осям которой отложены параметры, контролирующие парциальные частоты осцилляторов  $\beta_m$  и  $\beta_{c,s}$ , отсутствует характерная для таких случаев структура резонансов (резонансная паутина Арнольда), когда происходит взаимный захват частот и синхронизация на старших гармониках. Вместо этого наблюдаются обширные однородные области, в которых осцилляторы сохраняют независимые частоты, близкие к собственным (рис. 1,  $a$ ).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-12-00121 (<https://rscf.ru/project/21-12-00121>).

1. *Mayergoyz I. D., Bertotti G., Serpico C.* Nonlinear magnetization dynamics in nanosystems. Elsevier, 2009. 466 p.
2. *Bergner A.* Remote synchronization in star networks / Bergner A., Frasca M., Sciuto G., Buscarino A., Ngamga E. J., Fortuna L., Kurths J. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 026208.

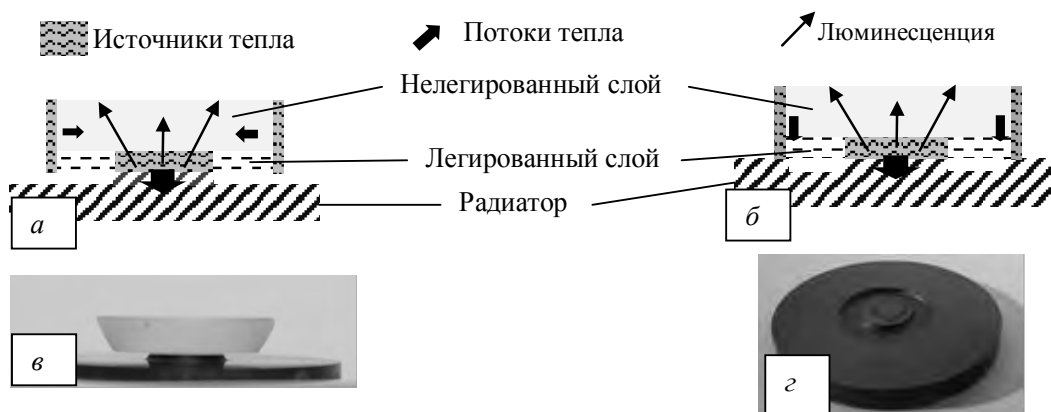
# ПОДАВЛЕНИЕ ТЕРМОНАВЕДЁННОЙ ЛИНЗЫ В КОМПОЗИТНОМ АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ ДИСКОВОГО ЛАЗЕРА ПУТЁМ ПРОФИЛИРОВАНИЯ РАДИАТОРА

*Г. А. Курников<sup>1,2</sup>, М. Р. Волков<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Лазеры на основе активных элементов дисковой геометрии в настоящее время позволяют достичь непрерывных мощностей излучения в десятки кВт [1]. Однако в режиме генерации импульсов показатели дисковых лазеров значительно скромнее [2]. Малая запасаемая энергия в дисковом активном элементе (АЭ) обусловлена эффектом усиленного спонтанного излучения, наиболее выраженным для лучей, идущих под углом полного внутреннего отражения. Для решения данной проблемы можно использовать идею композитного АЭ [3], в котором люминесценция свободно покидает активную область благодаря наличию нелегированного слоя с близким показателем преломления. Однако из-за возросшей оптической толщины в неоднородно нагретой среде становятся существенными термонаведённые искажения излучения. В настоящей работе впервые предложен, смоделирован и экспериментально проверен способ подавления указанных искажений, основанный на искусственном ограничении поперечных потоков тепла путём профилирования радиатора (рис. 1, а, б).

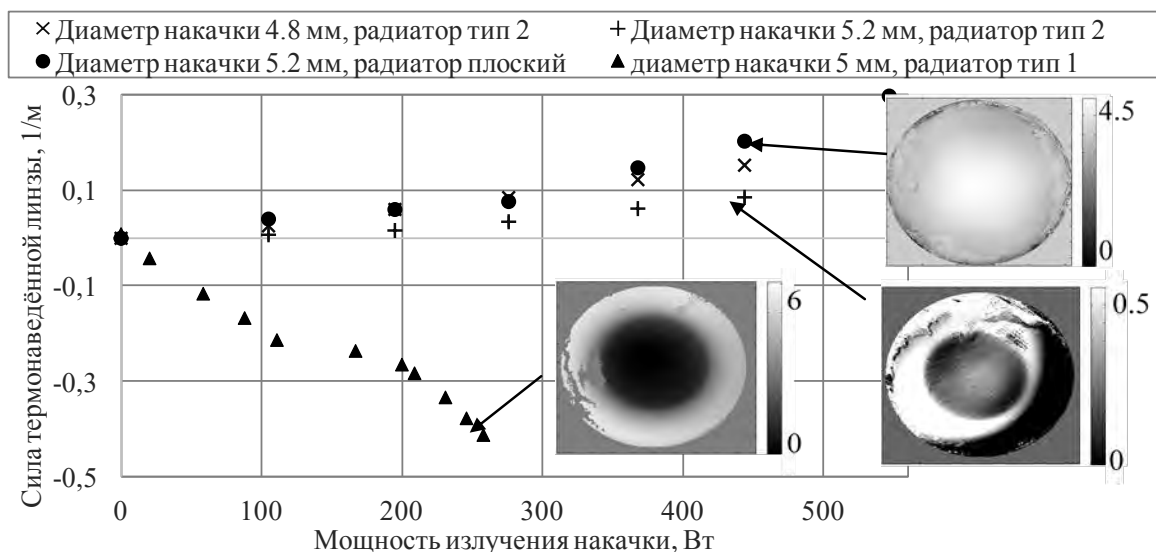


**Рис. 1.** Схематичное изображение композитного активного элемента на профилированном радиаторе первого типа (а) и второго типа (б); фотография композитного активного элемента на профилированном радиаторе первого типа (в), фотография профилированного радиатора второго типа (г)

Математически данный способ означает управление граничными условиями для уравнения теплопроводности в модели «Активный элемент на радиаторе». Технически для этого делаются углубления в радиаторе, предотвращающие тепловой контакт между радиатором и активным элементом. Основная идея заключается в том, чтобы обеспечить высокий коэффициент теплопередачи только в области пятна накачки. Для выбора оптимальной формы радиатора был сделан расчёт температурных полей и деформаций в модели «Активный элемент на радиаторе», на основе которых была вычислена сила термонаведённой линзы как функция диаметра пятна накачки. В результате расчёта было получено оптимальное соотношение между диаметрами накачки и центральной площадки радиатора для минимизации термонаведённой линзы. Расчёт показал, что сила линзы в композитном АЭ на профилированном радиаторе ниже, чем на плоском, при прочих равных условиях, что указывает на правильность первоначальной идеи. На основе расчётов были изготовлены радиаторы специальной формы (рис. 1, в, г). Композитные АЭ  $\text{Yb:YAG/YAG}$  и  $\text{Yb:YAG/sapphire}$  были смонтированы на такие радиаторы и помещены в квантрон дискового лазера, обеспечивающий многопроходную накачку и водяное охлаждение. Были проведены измерения температуры, фазовых искажений и усиления в данных АЭ. Часть результатов приведена на рис. 2. Измерения показали наличие существенных источников тепла за пределами пятна накачки, которые приводят к чрезмерному перегреву периферии и отрицательной линзы в композитном АЭ на радиаторе первого типа (рис. 1, а, в). Радиатор второго



типа (рис. 1 б, з) был изготовлен для решения указанной проблемы. Измеренная термонаведённая линза в композите на таком радиаторе имеет положительный знак, но при этом в 2,5 раза ниже, чем в композите на плоском радиаторе, что говорит о работоспособности предложенного способа подавления термонаведённых искажений. Сравнение термонаведённой линзы в расчёте и эксперименте показывает наличие сдвиговых деформаций в слое, скрепляющем активный элемент и радиатор, а сравнение температур говорит о присутствии источников тепла, распределённых за пределами пятна накачки. Следует отметить, что профилирование радиатора снижает термонаведённую линзу, однако ухудшает эффективность охлаждения, о чём говорит сопоставление температур в расчёте и эксперименте. Это может негативно повлиять на усиление сигнала, поскольку при увеличении температуры падают сечения взаимодействия иона  $Yb^{3+}$  с излучением накачки и сигнала. Тем не менее композит на профилированном радиаторе продемонстрировал усиление, равное таковому для композита на плоском радиаторе при равных условиях. Это говорит о том, что профилирование радиатора несущественно влияет на усиление сигнала.



**Рис. 2.** Экспериментальные графики термонаведённой линзы в композитных элементах на разных радиаторах. На вставках приведены фазовые профили излучения, отражённого от этих элементов. Цветовая шкала в микрометрах

Чрезмерный перегрев композитного АЭ на профилированном радиаторе может быть связан с источниками тепла, распределёнными за пределами пятна накачки. Для устранения указанного перегрева следует заполнить кольцевую бороздку в радиаторе на рис. 1, з средой с теплопроводностью меньше, чем у радиатора. Данная тема является объектом будущих исследований, поскольку работоспособность вышеизложенного способа экспериментально продемонстрирована.

Работа выполнена при поддержке государственного научного задания Института прикладной физики Российской академии наук (проект № 0030-2021-0029).

1. *Ryba T.* Latest advances in high power and high brightness laser technology / T. Ryba, S. Zaske, S.-S. Schad, and A. Killi // *Solid State Lasers XXVIII: Technology and Devices*. 2019. V. 10896.
2. *Krötz P.* Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers / P. Krötz, C. Wandt, C. Grebing, C. Herkommer, R. Jung, S. Klingebiel [et al.] // *Advanced Solid State Lasers*. 2019. ATh1A.8.
3. *Zapata L.* Composite thin-disc laser scaleable to 100 kW average power output and beyond / L. Zapata, R. Beach, and S. Payne // *Solid State and Diode Laser Technology Review*. 2000. Art. UCRL-JC-138786.

# КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ДЛЯ НАЧАЛА БЫСТРОГО УСКОРЕНИЯ ФЕРМИ

*Д. О. Любченко, А. В. Савин*

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Классический бильярд – это динамическая система, состоящая из частицы или ансамбля невзаимодействующих частиц, которые движутся внутри замкнутой границы и упруго сталкиваются с ней [1]. Бильярдные системы достаточно популярный тип консервативных динамических систем, демонстрирующих как регулярную, так и хаотическую динамику, которые хорошо изучены в настоящее время. Известно, что если динамика бильярда с фиксированными границами хаотична, то в случае нестационарных границ появляется ускорение Ферми (неограниченный рост средней по ансамблю скорости) [2].

Однако доказано, что клейкость границ островков устойчивости влияет на диффузию в гамильтоновых системах, что может уменьшить ускорение Ферми. Данное явление было хорошо описано в [3], где и было показано, что если в некоторых бильярдах взять ансамбль частиц с одинаковыми значениями начальной скорости, то его средняя скорость растет, если эта скорость больше некоторого значения, и уменьшается, если меньше этого значения. Данный эффект был назван «демоном Максвелла» [4].

В настоящей работе предпринято аналогичное исследование для модели, которая является усовершенствованной системой Теннисона – Либермана – Лихтенберга, – гофрированного волновода с добавлением осцилляций одной из стенок (рис. 1).

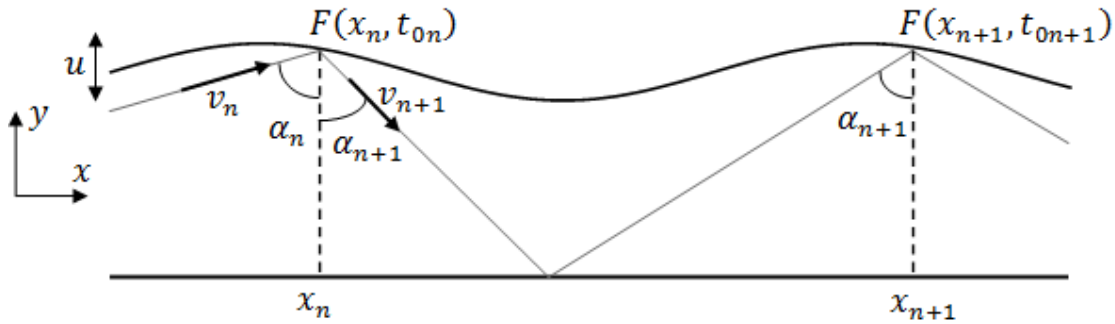


Рис. 1. Иллюстрация хода частицы между двумя стенками

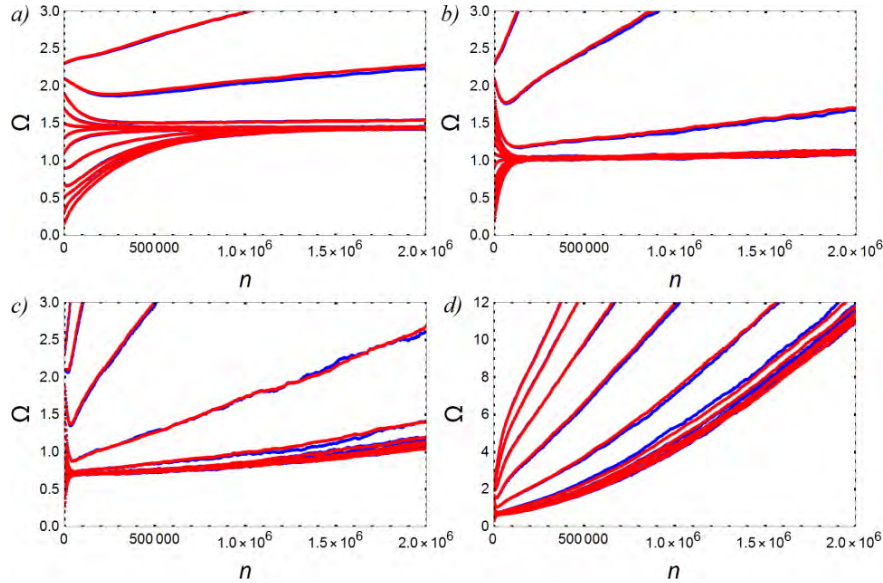
Можно получить четырёхмерное отображение, описывающее динамику частицы, в случае слабых колебаний и слабой кривизны границы:

$$\begin{cases} \Omega_{n+1} = \sqrt{\Omega_{n+1x}^2 + \Omega_{n+1y}^2} \\ \alpha_{n+1} = \arctan \left[ \frac{\Omega_{n+1x}}{\Omega_{n+1y}} \right] \\ \phi_{n+1} = \phi_n + A \frac{\Omega_{n+1x}}{\Omega_{n+1y}} \\ \psi_{n+1} = \psi_n + \frac{1}{\Omega_{n+1y}} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\Omega_{n+1x} = \Omega_n \sin(\alpha_n + 2\gamma) - 2\gamma u$ ,  $\Omega_{n+1y} = \Omega_n \cos(\alpha_n + 2\gamma) - 2u$ ,  $\gamma = -C \sin \phi_n$ ,  $u = -B \sin \psi_n$ ,  $\Omega_n$  – безразмерная скорость,  $\phi_n$  – безразмерная координата,  $\psi_n$  – безразмерное время,  $\alpha_n$  – угол между направлением частицы и вертикалью,  $A$  – безразмерное расстояние между стенками,  $B$  – безразмерная амплитуда колебаний,  $C$  – безразмерная амплитуда гофрировки.

Зафиксируем параметры  $A = 2$  и  $C = 0,05$ , что хорошо соответствует случаю слабой кривизны границы ( $A \gg C$ ). Для того чтобы наблюдать ускорение Ферми, нужно выбрать ансамбль хаотических начальных условий в стационарном бильярде (ансамбль начальных  $\phi_0$  и  $\psi_0$ ). Тогда при задании колебаний границы мы должны наблюдать рост средней скорости. На рис. 2 представлены зависимости средней скорости от числа итераций при разных амплитудах колебаний. Каждая кривая имеет

собственную начальную скорость. Для сравнения данные для ансамблей из 4410 (синие кривые) и 10140 (красные кривые) начальных условий были наложены друг на друга.



**Рис. 2.** Зависимость средней по ансамблю скорости от числа итераций системы (1) с разными начальными  $\varphi_0$ ,  $\psi_0$ ,  $\alpha_0$ , выбранными на кубической решетке в хаотической области:  $A = 2$ ,  $C = 0,05$  и  $B = 0,01$  (a);  $B = 0,03$  (b);  $B = 0,05$  (c);  $B = 0,07$  (d). Начальная скорость  $\Omega_0$  выбирается в пределах от 0,5 до 2,3 с шагом 0,2. Цвет кривой зависит от количества начальных условий: синий – 4410, красный – 10140

При  $B = 0,01$  (рис. 2, a) и  $B = 0,03$  (рис. 2, b) можно заметить, что графики с начальной скоростью ниже некоторого критического значения стремятся к общей скорости. Траектории с начальной скоростью больше критической растут с увеличением числа итераций. На самом деле общая скорость не является постоянной; она медленно растет с количеством итераций. Отличия этих графиков заключаются в значениях общей и критической скоростей, а также в быстроте роста скорости при одинаковой начальной скорости. При  $B = 0,05$  (рис. 2, c) и  $B = 0,07$  (рис. 2, d) наблюдается аналогичная ситуация. Однако общая скорость заметно увеличивается с количеством итераций. Анализируя эти графики, мы можем сделать следующие более важные выводы. Во-первых, данные для 10140 начальных условий хорошо накладываются на данные для меньшего числа (4410) начальных условий в ансамбле. Во-вторых, критическое значение начальной скорости возникает в системе при определенных значениях параметров и траекторий, имеющих начальную скорость меньше этого значения, стремящихся к одной и той же общей скорости. В-третьих, существует область параметра  $B$ , где общая скорость медленно увеличивается со временем. Можно предположить, что в этой ситуации траектории, движущиеся с общей скоростью, имеют медленное ускорение Ферми, а траектории, имеющие начальную скорость выше критической, имеют быстрое ускорение Ферми.

Этот эффект похож, но не идентичен «демону Максвелла» в бильярде [4]. Мы предполагаем, что этот эффект может возникать из-за того, что в системе, в отличие от стадионного бильярда, существуют как фокусирующие, так и рассеивающие элементы границы. Также было обнаружено, что переход от медленного ускорения Ферми к быстрому происходит плавно: ускорение экспоненциально зависит от амплитуды колебаний, поэтому критическая скорость хорошо определяется только при достаточно малых амплитудах (до  $B \approx 0,05$ ).

1. Лоскутов А. Ю. Динамический хаос. Системы классической механики // УФН, 177, 989–1015 (2007).
2. Fermi E. On the origin of the cosmic radiation // Phys. Rev., 75, 1169 (1949).
3. Livorati A. L. P., Kroetz T., Dettmann C. P., Caldas I. L., Leonel E. D. Stickiness in a bouncer model: A slowing mechanism for Fermi acceleration // Phys. Rev. E, 86, 036203 (2012).
4. Livorati A. L. P., Loskutov A., Leonel E. D. A peculiar Maxwell's Demon observed in a time-dependent stadium-like billiard // Phys. A, 391, 4756–4762 (2012).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАТОРОВ КУЗНЕЦОВА С ГРУБЫМИ СТРАННЫМИ АТТРАКТОРАМИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ СРЕДСТВ КОММУНИКАЦИИ

*Д. О. Любченко<sup>1,2</sup>, О. Б. Исаева<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

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

Разработка радиофизических генераторов сложных сигналов, ассоциирующихся со странными аттракторами, за последние два десятилетия стала внезапно и значительно прогрессировать. В первую очередь это обусловлено созданием С. П. Кузнецовым генератора гиперболического хаоса

$$\begin{cases} \ddot{x} - (A \cos w_0 t / T - x^2)\dot{x} + w_0^2 x = \varepsilon y \cos w_0 t, \\ \ddot{y} - (-A \cos w_0 t / T - y^2)\dot{y} + (2w_0)^2 y = \varepsilon x^2, \end{cases} \quad (1)$$

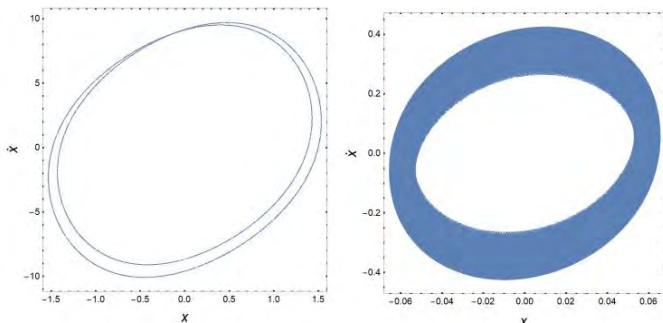
до того наблюдаемого лишь в искусственно сконструированных математических моделях. Предложенный в работе [1] метод манипулирования фазами колебаний связанных между собой автоколебательных систем развился и в широком смысле модифицировался так, что стало возможным реализовывать гиперболическую динамику различных типов в генераторах различной математической, физической и динамической природы. Более того, этот подход позволил реализовать в виде автоколебательной системы и некоторые другие специфические феномены [2], например грубый странный нехаотический аттрактор

$$\begin{cases} \ddot{x} - (A \sin w_0 t / T - x^2)\dot{x} + w_0^2 x = \varepsilon y \sin (w_0 t + \theta), \\ \ddot{y} - (-A \sin w_0 t / T - y^2)\dot{y} + (2w_0)^2 y = \varepsilon x \sin w_0 t, \\ \dot{\theta} = w_0 w / T, \end{cases} \quad (2)$$

где  $w_0$  находится в иррациональном соотношении с собственными частотами колебаний подсистем.

В настоящей работе проведен многопараметрический анализ генераторов (1) и (2) с грубыми аттракторами – гиперболическим, типа Смейла – Вильямса, и странным нехаотическим, типа Ханта – Отта (см. рисунок). Привлечен широкий инструментарий для такого анализа: расчет спектра ляпуновских показателей, распределения локального старшего ляпуновского показателя, коэффициента фазовой чувствительности: анализ особенностей спектра мощности, распределения углов между устойчивым и неустойчивым многообразиями аттрактора. Подобное исследование позволяет обнаруживать и описывать пути возникновения однородно гиперболических и странных нехаотических аттракторов при изменении управляющих параметров. Некоторые такие сценарии описаны в работах [3–5]. Исследование представляется чрезвычайно важным не только с теоретической точки зрения, но и для выработки методологии удобного поиска физической системы функциональных режимов с гиперболическим хаосом – структурно устойчивым к помехам и возмущениям и грубым широкополосным поведением, определяемым странным нехаотическим аттрактором. Эти свойства делают указанные функциональные режимы перспективными для технических приложений, например для широкополосной помехоустойчивой коммуникации.

Для известного метода коммуникации, основанного на синхронизации идентичных систем, используемых в качестве передатчика и приемника [5], в настоящей работе предлагается применить генераторы (1) и (2). Для введения информационного сигнала в коммуникационную схему применен подход фазового подмешивания [7, 8]. Проанализирована грубость режимов синхронизации, широкополосность и помехоустойчивость передачи.



Грубые странные аттракторы: гиперболический хаотический аттрактор Смейла – Вильямса в стробоскопическом сечении генератора (1) (слева) и нехаотический аттрактор Ханта – Отта в стробоскопическом сечении генератора (2) (справа)

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 21-12-00121 (<https://rscf.ru/project/21-12-00121/>).

1. *Kuznetsov S. P.* Example of a physical system with a hyperbolic attractor of the Smale-Williams type // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. Art. 144101.
2. *Jalnine A. Yu., Kuznetsov S. P.* On the realization of the Hunt–Ott strange nonchaotic attractor in a physical system // *Technical Physics*. 2007. V. 52. P. 401–408.
3. *Isaeva O. B., Kuznetsov S. P., Sataev I. R., Savin D. V., Seleznev E. P.* Hyperbolic chaos and other phenomena of complex dynamics depending on parameters in a nonautonomous system of two alternately activated oscillators // *International Journal of Bifurcation and Chaos*. 2015. V. 25, № 12. Art. 1530033.
4. *Isaeva O. B., Kuznetsov S. P., Sataev I. R.* A "saddle-node" bifurcation scenario for birth or destruction of a Smale-Williams solenoid // *Chaos*. 2012. V. 22. Art. 043111.
5. *Исаева О. Б., Кузнецов С. П., Сатаев И. Р., Пиковский А.* Об одном бифуркационном сценарии рождения аттрактора типа Смейла – Вильямса // *Нелинейная динамика*. 2013. Т. 9, № 2. С. 267–294.
6. *Дмитриев А. С., Панас А. И.* Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М. : Физматлит, 2002.
7. *Isaeva O. B., Jalnine A. Yu., Kuznetsov S. P.* Chaotic communication with robust hyperbolic transmitter and receiver // *Conference PIERS 2017 in St. Petersburg, Russia*. 2017.
8. *Жалнин А. Ю.* Новая схема передачи информации на основе фазовой модуляции несущего хаотического сигнала // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2014. Т. 22, № 5. С. 3–12.

## ЭФФЕКТЫ СИНХРОНИЗАЦИИ В НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНЫХ АНСАМБЛЯХ

*С. Ю. Маковкин, С. Ю. Гордлева, М. В. Иванченко*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Синхронизация является следствием нейрональных взаимодействий [1] и может возникать, например, во время обработки информации мозгом [2] и при координации двигательной активности. В работе [3] показано, что мозговые ритмы (альфа-, тета- и гамма-колебания), возникающие вследствие синхронизации групп нейронов, влияют на организацию памяти. В работе [4] продемонстрировано, что синхронизация активности нескольких нейронных ансамблей лежит в основе патологических процессов, например эпилепсии. На клеточном уровне синхронизация колебаний пары связанных нейронов может вызывать как кратковременные, так и долговременные изменения эффективности синаптической связи. Данное явление называется синаптической пластичностью, и оно лежит в основе обучения и памяти [5].

В данном исследовании изучается режим перемежаемой синхронизации между двумя импульсными нейронами на временном масштабе медленных кальциевых колебаний в астроцитах [6]. Динамика мембранного потенциала нейрона описывается моделью Ходжкина – Хаксли [7] с модификацией Майнена для мозга млекопитающих [8]. Динамика внутриклеточной концентрации кальция в астроците описывается с помощью биофизической модели Уллаха [9]. Повышение внутриклеточной концентрации кальция в астроцитах вызывает высвобождение глияпередатчиков (нейроактивных веществ, состав которых идентичен нейротрансмиттерам), таких как глутамат, ГАМК, АТФ и D-серин. Глияпередатчик, взаимодействуя с пре- и постсинаптическими окончаниями нейронов, способен модулировать эффективность высвобождения нейротрансмиттеров и генерацию постсинаптических токов, таким образом, регулируя силу синапса. В работе рассматривается экспериментально обнаруженный эффект астроцит-зависимого ослабления синаптической связи. Данный эффект моделируется с помощью предложенного ранее биолого-релеватного подхода [10].

Влияние астроцитов на динамику двух взаимодействующих нейронов заключается в стимуляции колебательной активности нейронов за счет увеличения силы связи между нейронами, управляемой астроцитами. Вначале спайковая активность нейронов вызывает генерацию периодических кальциевых импульсов в астроците. При достижении порога внутриклеточной концентрации  $Ca^{2+}$  астроцит усиливает синаптическую силу связи между нейронами и нейроны синхронизируются в противофазе на интервале времени, равном длительности колебаний кальция в астроците. В отсутствие астроцитарного воздействия между колебаниями мембранных потенциалов нейронов возникают биения из-за наличия расстройкой частоты между нейронами.

С увеличением частотной расстройкой между нейронами требуется большая сила связи, необходимая для установления синхронизации как с возбуждающей, так и с тормозной связью. Область наличия синхронизации на плоскости параметров системы не является симметричной. Управляющий нейрон с более высокой частотой колебаний посредством возбуждающей однонаправленной импульсной связи увеличивает частоту управляемого нейрона и, наоборот, уменьшает частоту для случая тормозной связи.

Астроцитопосредованная модуляция синаптической связи расширяет полосу синхронизации. Это связано с тем, что во время повышения уровня кальция астроцит увеличивает синаптическую силу связи на временах длительностей кальциевых импульсов, что позволяет добиться временной синхронизации двух нейронов с большей частотной расстройкой.

В продолжении исследования используется вышеописанный фундаментальный эффект астроцитарной модуляции синаптической связи в минимальной модели для моделирования эффектов синхронизации в биофизической модели нейрон-астроцитарной сети [11].

В работе рассматривается модель нейрон-астроцитарной сети, которая состоит из 200 нейронов, расположенных в виртуальном топологическом кольце связей, имитирующем организацию сети тормозных нейронов в гиппокампе в области CA1 [12]. Каждый тормозной нейрон случайным образом связан со своими 100 ближайшими соседями тормозными химическими синапсами с вероятностью 0,5. Такие соединения отражают анатомическую особенность функциональных связей между тормозными нейронами в области CA1. Тормозные нейроны получают возбуждающие сигналы от возбуждающих нейронов, стохастическое срабатывание которых инициируется входящими случайными импульсами с распределением Пуассона с заданной частотой. Астроциты также организованы в кольцевую сеть, которая повторяет топологию сети тормозных нейронов. Согласно экспериментальным ра-

ботам в модели количество астроцитов и нейронов выбрано равным. Каждый астроцит в предлагаемой модели соединен с соседними астроцитами диффузионной связью. Астроциты генерируют увеличение концентрации внутриклеточного кальция в ответ на синаптически высвобождаемый нейротрансмиттер (глутамат) из возбуждающих нейронов. Такая активность кальция приводит к регуляции силы синаптических связей ближних и дальних синапсов на разных временных масштабах колебаний путем высвобождения глиотрансмиттера. Каждый астроцит может воздействовать только на один или на небольшую часть тормозных нейронов из всей сети [13]. В этой работе изучены два типа астроцитарной модуляции передачи сигнала в сети тормозных нейронов. В частности, рассматривается индуцируемая астроцитами модуляция силы тормозной связи в сети тормозных нейронов и модуляция возбуждающей силы связей от сети возбуждающих нейронов к сети тормозных нейронов.

В исследовании используется модификация Майнена для модели Ходжкина – Хаксли для тормозных и возбуждающих нейронов для мозга млекопитающих как наиболее биологически правдоподобная модель.

Высвобождение кальция в астроцитах описывается широко используемой биофизической моделью динамики астроцитов Уллаха с уравнениями и параметрами, полностью идентичными предыдущему исследованию [6].

Исследование показало, что астроцитарная регуляция передачи сигналов между нейронами увеличивает частоту синхронизации колебаний в сети тормозных нейронов и расширяет область когерентных колебаний в пределах биологически значимых значений синаптической силы связей. В частности, показано, что ослабление тормозной силы связи, вызванное астроцитами, значительно увеличивает когерентность колебаний в сети тормозных нейронов в широком диапазоне параметров модели и приводит к синхронизации в сети тормозных нейронов с более слабыми силами связей между ними. Индуцируемое астроцитами ослабление силы связей между возбуждающими и тормозными нейронами улучшает установление синхронизации в нейрональной сети с физиологически релевантными параметрами возбуждающих входных воздействий.

Численные эксперименты проводились на суперкомпьютерах «Лобачевский» (Нижегородский университет), «Ломоносов» (Московский государственный университет) и МВС-10П (Объединенный суперкомпьютерный центр РАН).

Исследование проводилось в рамках научной программы Национального физико-математического центра (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

Данная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00216).

1. *Abrego, L., Gordleeva, S., Kanakov, O., Krivonosov, M., Zaikin, A.* Estimating integrated information in bidirectional neuronastrocyte communication // *Physical Review E*, 103(2), 022410 (2021).
2. *Kanakov, O., Gordleeva, S., Zaikin, A.* Integrated information in the spiking–bursting stochastic model // *Entropy*, 22(12), 1334 (2020).
3. *Gordleeva, S. Y., Lotareva, Y. A., Krivonosov, M. I., Zaikin, A. A., Ivanchenko, M. V., Gorban, A. N.* Astrocytes organize associative memory // *International Conference on Neuroinformatics*. Cham : Springer, 2019. P. 384–391.
4. *Gordleeva, S. Y., Tsybina, Y. A., Krivonosov, M. I., Ivanchenko, M. V., Zaikin, A. A., Kazantsev, V. B., Gorban, A. N.* Modeling working memory in a spiking neuron network accompanied by astrocytes // *Frontiers in Cellular Neuroscience*, 15, 631485 (2021).
5. *Gordleeva, S., Kanakov, O., Ivanchenko, M., Zaikin, A., Franceschi, C.* Brain aging and garbage cleaning // *Seminars in Immunopathology*. Berlin ; Heidelberg : Springer, 2020. V. 42, № 5. P. 647–665.
6. *Makovkin, S. Y., Shkerin, I. V., Gordleeva, S. Y., Ivanchenko, M. V.* Astrocyte-induced intermittent synchronization of neurons in a minimal network // *Chaos, Solitons & Fractals*, 138, 109951 (2020).
7. *Hodgkin, A. L., & Huxley, A. F.* A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // *The Journal of Physiology*, 117(4), 500 (1952).
8. *Mainen, Z. F., Sejnowski, T. J.* Influence of dendritic structure on firing pattern in model neocortical neurons // *Nature*, 382(6589), 363–366 (1996).
9. *Ullah, G., Jung, P., Cornell-Bell, A. H.* Anti-phase calcium oscillations in astrocytes via inositol (1, 4, 5)-trisphosphate regeneration // *Cell Calcium*, 39(3), 197–208 (2006).
10. *Kanakov, O., Gordleeva, S., Ermolaeva, A., Jalan, S., Zaikin, A.* Astrocyte-induced positive integrated information in neuronastrocyte ensembles // *Physical Review E*, 99(1), 012418 (2019).
11. *Makovkin, S., Kozinov, E., Ivanchenko, M., Gordleeva, S.* Controlling synchronization of gamma oscillations by astrocytic modulation in a model hippocampal neural network // *Scientific Reports*, 12(1), 1–15 (2022).
12. *Bartos, M., Vida, I., Frotscher, M., Meyer, A., Monyer, H., Geiger, J. R., Jonas, P.* Fast synaptic inhibition promotes synchronized gamma oscillations in hippocampal interneuron networks // *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 99(20), 13222–13227 (2002).
13. *Savtchenko, L. P., Rusakov, D. A.* Regulation of rhythm genesis by volume-limited, astroglia-like signals in neural networks // *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, 369(1654), 20130614 (2014).

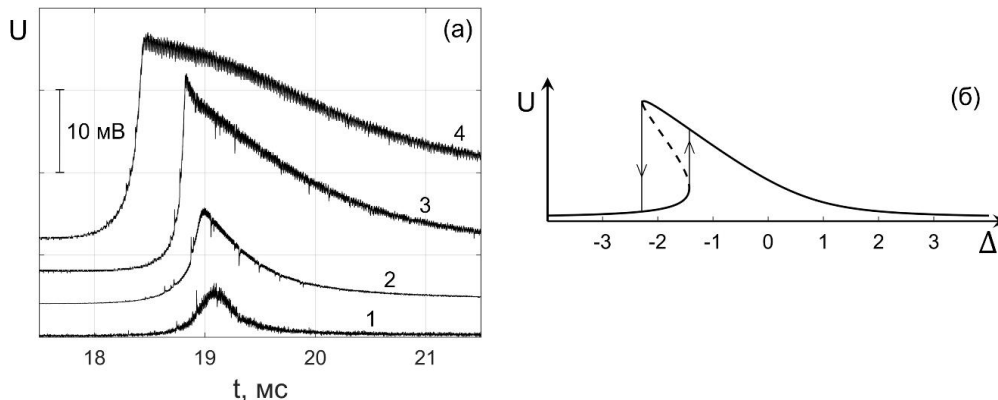
# НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ СВЧ-ЗОНДА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

*М. С. Малышев, А. Г. Галка, А. В. Костров*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Для диагностики искусственных и природных сред успешно используются резонансные измерительные системы СВЧ-диапазона, достоинством которых является высокая чувствительность к малым изменениям параметров исследуемого объекта. Резонансный СВЧ-зонд, выполненный на отрезке двухпроводной линии, часто применяется для измерения локальных параметров плазмы. Идея, положенная в основу работы зонда, заключается в измерении собственной частоты четвертьволнового резонатора с плазмой и без плазмы. Зная данные частоты, нетрудно найти диэлектрическую проницаемость плазмы и, соответственно, концентрацию электронов. Учет особенностей СВЧ-зонда позволяет расширить его функциональные возможности и повысить точность измерения абсолютных значений концентрации. В частности, исследованы нелинейные эффекты в изотропной плазме, построена модель двойного слоя вблизи проводов резонатора, реализован амплитудно-фазовый метод измерения плотности плазмы. Однако нелинейный режим СВЧ-зонда в магнитоактивной плазме должным образом не исследован. В данной работе детально изучены нелинейные эффекты, возникающие при использовании СВЧ-зонда для диагностики параметров плазмы во внешнем магнитном поле.

СВЧ-резонатор был выполнен на четвертьволновом отрезке двухпроводной линии, закороченном на одном конце и разомкнутом на другом. Эксперименты проводились на стенде «Ионосфера» (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород) в режиме однородной распадающейся плазмы. Для измерения концентрации электронов в таких условиях на зонд подавался сигнал фиксированной частоты и снималась резонансная кривая как функция времени (рис. 1, а). При увеличении мощности подводимого к СВЧ-зонду сигнала наблюдалось укрупнение переднего фронта резонансной кривой, а также сдвиг максимума в левую сторону вдоль временной шкалы (рис. 1, а). Подобная деформация резонансной кривой является отличительной особенностью любой нелинейной колебательной системы [1], которая характеризуется зависимостью собственной резонансной частоты от амплитуды внешнего воздействия (рис. 1, б). При достаточно сильном воздействии на графике резонансной кривой возникает область неоднозначного соответствия амплитуды вынужденных колебаний частоте возбуждающей силы (область гистерезиса), в результате чего при перестройке частоты происходит резкий скачок амплитуды колебаний.



**Рис. 1.** Осциллограммы резонансных откликов СВЧ-зонда при разной мощности подводимого сигнала (а). Большой номер осциллограммы соответствует большей мощности. Типичная резонансная кривая нелинейного осциллятора (б):  $\Delta$  – безразмерная расстройка частоты. Стрелками показано направление движения вдоль резонансной кривой при медленном изменении расстройки

Вследствие пространственной неоднородности высокочастотного поля резонатора СВЧ-зонда возникает пондеромоторная сила Миллера  $\mathbf{F} \sim \nabla E^2$  [2], которая оказывает стрикционное воздействие на заряженные частицы плазмы путем выталкивания электронной компоненты из области сильного ВЧ-поля вблизи измерительных проводов. Уменьшение концентрации плазмы приводит к изменению ее показателя преломления и, как следствие, нарушению резонансного условия в данный момент времени. В условиях распадающейся плазмы сохранение критерия возникновения резонанса в данной

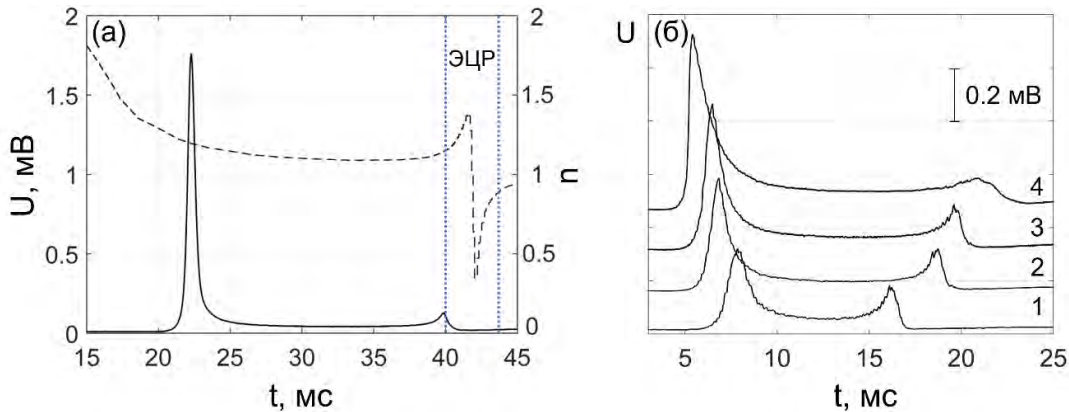


системе приводит к сдвигу максимума амплитуды колебаний в левую сторону по временной шкале (рис. 1, а), что соответствует большим значениям концентрации невозмущенной плазмы.

В магнитоактивной плазме для необыкновенной волны, распространяющейся в резонаторе зонда, ориентированного вдоль внешнего нестационарного во времени магнитного поля, показатель преломления плазмы  $n$  изменяется во времени немонотонно:

$$n^2 = 1 - \frac{f_p^2}{f \left( f - f_H - i \frac{v_{em}}{2\pi} \right)}, \quad (1)$$

где  $f$  – частота подводимого к зонду сигнала,  $f_H = f_H(t)$  и  $f_p = f_p(t)$  – циклотронная и плазменная частота электронов соответственно,  $v_{em}$  – частота столкновений электронов с нейтралами. Вследствие этого в системе возможно появление двух резонансов, соответствующих одному показателю преломления, при одной частоте подводимого сигнала, причем второй из них возникает при гораздо меньшей концентрации плазмы в области циклотронного резонанса (рис. 2, а, сплошная кривая). В этой области нелинейные эффекты проявляются иным образом. В данном случае уменьшение концентрации не дает ощутимого вклада в изменение показателя преломления  $n$ , которое на данном промежутке в основном определяется стремящимся к нулю выражением  $(f - f_H)$  (1). В результате нелинейные эффекты приводят к сдвигу второго резонанса в правую сторону по временной шкале (рис. 2, б), причем его амплитуда, в отличие от первого резонанса, уменьшается при росте мощности накачки, что соответствует приближению к области электронно-циклотронного резонанса (рис. 2, а) и появлению дополнительных потерь энергии резонатора внутри циклотронной линии.



**Рис. 2.** Осциллограмма двух резонансных откликов СВЧ-зонда  $U(t)$  при одной частоте подводимого сигнала (сплошная кривая) и теоретический график зависимости показателя преломления столкновительной плазмы  $n$  от времени  $t$  (пунктирная кривая) (а). Синими точками схематично ограничена область электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Осциллограммы резонансных откликов СВЧ-зонда при разной мощности подводимого сигнала (б). Большой номер осциллограммы соответствует большей мощности

Продольная относительно внешнего магнитного поля компонента пондеромоторной силы, наиболее эффективная вблизи открытого конца резонатора, выталкивает плазму вдоль силовых линий. С другой стороны, действие поперечной компоненты приводит лишь к возникновению дрейфового азимутального тока без уменьшения концентрации электронов вблизи измерительных проводов. Более того, ток такого типа вызывает крайне слабое возмущение магнитного поля (как показывают элементарные оценки,  $\Delta H/H \sim 10^{-5}$ ). Таким образом, изменение показателя преломления плазмы обусловлено стрикционным воздействием на электронную компоненту преимущественно продольной компоненты пондеромоторной силы Миллера.

Продемонстрированные нелинейные эффекты должны учитываться при измерении параметров магнитоактивной плазмы резонансным СВЧ-зондом. Исчезновение второго по времени резонанса может быть использовано в качестве высокочувствительной диагностики.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-22-20093.

1. Рабинович М. И. Введение в теорию колебаний и волн / М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков. – 2-е изд. – Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. – 560 с.
2. Литвак А. Г. Динамические нелинейные электромагнитные явления в плазме / А. Г. Литвак // Вопросы теории плазмы. Вып. 10. Нелинейная динамика / под ред. М. А. Леонтовича. – М. : Атомиздат, 1980. – С. 164–242.

# ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СМЕСИ ЧЕРЕЗ ЗАМКНУТУЮ ОБЛАСТЬ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ПУЛЬСАЦИОННЫМ ПОТОКОМ С УЧЕТОМ ЗАКУПОРКИ

*Б. С. Марышев, Л. С. Клименко*

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

Изучение взаимодействия нижнего слоя атмосферы с волнами на поверхности воды является весьма важной в прикладном плане проблемой. Поскольку проводить измерение каких-либо характеристик воздушного течения напрямую довольно затруднительно, а наблюдать структуру и эволюцию поверхностных волн сравнительно легко, то о свойствах приводного слоя атмосферы можно судить по характеру его взаимодействия с водной поверхностью. Подобная информация чрезвычайно важна, например, для прогнозирования погоды.

Транспортные процессы в пористой среде сопровождаются взаимодействием примеси с твердым скелетом среды. В наиболее простых случаях этим взаимодействием пренебрегают, описывая транспорт в рамках стандартной модели адвекции диффузии (ADE) [1]. Такой подход противоречит многим экспериментальным данным, появившимся за последние пятьдесят лет (см., например, [2]). Наиболее популярным в настоящее время подходом к описанию такого транспорта является концепция MIM (mobile/immobile media) [3]. В рамках этой концепции предполагается, что примесь можно разделить на две «фазы» – мобильную (движущуюся вместе с потоком жидкости) и немобильную (связанную или адсорбированную). При этом транспорт примеси осуществляется за счет мобильной «фазы» и описывается моделью (ADE) с дополнительным слагаемым, описывающим отток примеси в неподвижную фазу. Поскольку концентрация описывается двумя функциями, то необходимо дополнительное уравнение, описывающее кинетику обмена примесью между фазами. Конкретный вид кинетического уравнения определяется характером взаимодействия примеси со скелетом среды. Наиболее универсальный механизм такого взаимодействия – физическая сорбция примеси на твердой поверхности пор, обеспечиваемая за счет ван-дер-ваальсовых [4] взаимодействий. В случае если объемная концентрация примеси существенно ниже объема порового пространства, применяют линейную MIM-модель [5], которая использует линейную кинетику сорбции. В случае если концентрация примеси велика, приходится учитывать эффект насыщения неподвижной фазы. Поскольку осесть на стенку благодаря силам Ван-дер-Ваальса может конечный объем примеси, необходимо ограничивать интенсивность адсорбционного потока, что приводит к нелинейной модели с ленгмюровской изотермой сорбции в случае, когда достигнуто динамическое равновесие [6].

Стоит заметить, что описываемый транспортный процесс имеет обратное влияние на фильтрационный поток флюида через пористую среду. Само наличие неподвижной фазы сокращает объем пор, что приводит к увеличению гидравлического сопротивления среды или падению проницаемости. Безусловно, проницаемость среды не определяется однозначно пористостью в общем виде. Однако если пористость меняется медленно и не происходит механического «затыкания» пор, то можно использовать модель с однозначной зависимостью. Как показывают экспериментальные данные, наиболее универсальной моделью такого типа является соотношение Козени – Кармана [7]. Описанная выше модель транспорта примеси может быть математически записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\phi c + q) &= D \nabla \phi \nabla c + \phi D \Delta c - \mathbf{u} \nabla c, \\ \frac{\partial q}{\partial t} &= \alpha(q_0 - q)c - \beta q, \\ \mathbf{u} &= -\frac{\kappa(\phi)}{\eta}(\nabla p - \rho \beta_c \mathbf{g} c), \\ \operatorname{div} \mathbf{u} &= 0, \\ \kappa(\phi) &= \gamma \frac{\phi^3}{(1-\phi)^2}, \\ \phi &= \phi_0 - q. \end{aligned} \tag{1}$$

В рамках модели (1) решена задача о выносе примеси пульсационным потоком из прямоугольной области пористой среды с учетом влияния гравитации. Перепад концентраций между верхней и нижней границами области предполагается постоянным. На боковых границах ставится условие свободного выхода примеси. Скорость фильтрации через верхнюю и нижнюю границы предполагается равной нулю. На боковых границах задается скорость фильтрации. Такая постановка задачи в случае нулевого заданного потока полностью аналогична задаче о конвекции в горизонтальном слое пористой среды [8], поскольку граничные условия идентичны условиям на границе одной конвективной ячейки. С той разницей, что теперь в область должно попадать целое количество конвективных ячеек, т. е. зависимость критических параметров от волнового числа остается той же, но спектр волновых чисел становится дискретным. При наличии потока эта симметрия теряется. В бесконечном слое наличие колебательной неустойчивости в присутствии потока связано со сносом конвективных ячеек вдоль слоя. Поскольку структура периодична в пространстве и сносится с постоянной скоростью, то, находясь в неподвижной системе отсчета, наблюдатель видит колебания концентрации в заданной точке. В ограниченной области такое явление невозможно ввиду наличия стенок и граничных условий на них.

Описанная выше особенность связана с возникновением конвективной неустойчивости в рассматриваемой задаче. Основное состояние, описывающее однородную пульсационную фильтрацию, остается неизменным и дается решением, описанным в [9]. Эффективность выноса примеси в основном состоянии повышается, прежде всего, с увеличением интенсивности прокачки, так как равновесное распределение концентрации не зависит от скорости прокачки, а поток примеси пропорционален интенсивности.

Исследована устойчивость основного состояния. Построены нейтральные кривые и карты устойчивости режима однородной пульсационной фильтрации в пространстве параметров системы. Показано, что возникает две моды возмущений – колебательная и монотонная. Для достаточно узких областей, где отношение вертикального размера рассматриваемой области к горизонтальному меньше или порядка 1, наиболее опасной является монотонная мода неустойчивости по причинам, описанным выше. В случае длинной области при соотношении сторон более 5 наиболее опасной становится колебательная мода, поскольку для центральной части длинной области должен выполняться предельный переход к бесконечному слою. В областях «средней» длины наиболее опасная мода определяется интенсивностью внешнего потока.

Показано, что пульсации потока в случае, где при их отсутствии наиболее опасной является монотонная мода, приводят к повышению устойчивости, а возникающие возмущения всегда синхронны и возможность управления ими ограничена. В тех случаях, когда без модуляции наблюдалась колебательная мода, наблюдается параметрическое возбуждение конвекции. Так, зависимости критического значения числа Рейля – Дарси от частоты представляют собой характерные «мешки» синхронизации, внутри которых наблюдается резкая дестабилизация основного состояния. Такие области соответствуют синхронному или субгармоническому поведению. Между областями синхронизации наблюдаются квазипериодические колебания. Порог устойчивости в этом случае повышается с увеличением частоты колебаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 20-11-20125).

1. *Einstein A.* On the theory of the Brownian movement // *Ann. Phys.* 1906. V. 19. P. 371–381.
2. *Bromly M., Hinz C.* Non-fickian transport in homogeneous unsaturated repacked sand // *Water Resources Research.* 2004. V. 40. Art. WR002579.
3. *Deans H. A.* A mathematical model for dispersion in the direction of flow in porous media // *Society of Petroleum Engineers Journal.* 1963. V. 3. P. 49–52.
4. *Basmadjian D.* The Little Adsorption Book : A Practical Guide for Engineers and Scientists. Boca Raton : CRC Press, 1996. 140 p.
5. *Van Genuchten M. T., Wierenga P. J.* Mass transfer studies in sorbing porous media. I. Analytical solutions // *Soil Science Society of America Journal.* 1976. V. 40. P. 473–480.
6. *Selim H. M.* Prediction of contaminant retention and transport in soils using kinetic multireaction models // *Environmental Health Perspectives.* 1989. V. 83. P. 69–75.
7. *Carman P. C.* Fluid flow through granular beds // *Trans. Inst. Chem. Eng.* 1937. V. 15. P. 150–166.
8. *Maryshev B. S., Klimenko L. S.* Solutal convection in a horizontal porous layer with clogging at a high solute concentration // *Journal of Physics: Conference Series.* 2021. V. 1809. Art. 012009.
9. *Левич В. Г.* Физико-химическая гидродинамика / В. Г. Левич. М. : Физматгиз, 1959. 699 с.
10. *Donelan M. A.* Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry / M. A. Donelan, W. J. Pierson // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 4971–5029.

# ЛОКАЛЬНАЯ ДИНАМИКА УРАВНЕНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В ПРОИЗВОДНОЙ

И. Н. Масленников

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

Рассмотрим дифференциальное уравнение второго порядка с запаздыванием, которое имеет вид модифицированного уравнения Икеды с запаздыванием:

$$\varepsilon \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{dy}{dt} + \delta y = F\left(\frac{dy}{dt}(t - \tau)\right). \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon$  и  $\delta$  – малые и пропорциональные параметры,  $0 < \varepsilon \ll 1$ ,  $\delta = k\varepsilon$ ,  $\tau$  – параметр запаздывания, вещественный и положительный. Функция  $F$  достаточно гладкая; не ограничивая общности, можно считать, что  $F(0) = 0$ . Таким образом, уравнение (1) имеет нулевое состояние равновесия.

Исследуем локальную динамику в окрестности состояния равновесия, в фазовом пространстве  $C_{[-1,0]}^1$ . Рассматриваемая задача является сингулярно возмущенной.

Характеристический квазиполином линеаризованного в нуле уравнения (1) имеет вид

$$\varepsilon \lambda^2 + \lambda + k\varepsilon = \lambda \beta_1 e^{-\lambda \tau}. \quad (2)$$

Показано, что при  $|\beta_1| < 1$  нулевое состояние равновесия устойчиво, а при  $|\beta_1| > 1$  неустойчиво. В критических случаях  $\beta_1 = \pm 1$  характеристическое уравнение имеет бесконечное количество корней, стремящихся к мнимой оси при  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Таким образом, критические случаи имеют бесконечную размерность.

При исследовании поведения решения при  $\beta_1$ , близком к  $-1$ , решение задачи (1) в рассматриваемом случае сводится к уравнению в частных производных

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + kV - \frac{k^2}{2} J^2(V) + \beta V + \beta_2 V \left( U_1 \frac{\partial V}{\partial t} \right) + \beta_3 J \left( \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)^3 \right) \quad (3)$$

с краевыми условиями

$$\int_0^1 V(\tau, t) dt = 0, \quad V(\tau, t) \equiv -V(\tau, t+1). \quad (4)$$

**Теорема 1.** Пусть  $V_*(\tau, t)$  ограничено с производными решением (3) с краевыми условиями (4),

тогда  $V_*(\tau, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} e^{\pi(2n+1)it} V_n(\tau)$ , тогда

$$y(t) = \varepsilon \sum_{-\infty}^{\infty} e^{i \operatorname{Im}(\lambda_{n0} + \varepsilon \lambda_{n1} + \varepsilon^2 \lambda_{n2} + \dots)t} V_n(\varepsilon^2 t) + \varepsilon \frac{\beta_2}{k} \int_0^1 \dot{V}^2(t, \varepsilon^2 t) dt$$

является асимптотическим по невязке с точностью  $O(\varepsilon^3)$ , равномерно по  $t \geq 0$ , решением (1).

Задача (3), (4) является аналогом нормальной формы. Решение определяет основные свойства асимптотической аппроксимации для решения (1).

Для изучения поведения решений в случае  $\beta_1 = 1$  решение задачи (1) сводится в рассматриваемом случае к дифференциальному уравнению

$$W^\tau(\tau) = \left( \varepsilon \beta - \frac{k}{2} \right) W(\tau) - \frac{2}{3} \beta_2^2 \sqrt{k} i W^2(\tau) \bar{W}(\tau) + \frac{3}{2} \beta_3 \varepsilon^{\frac{1}{2}} k W^2(\tau) \bar{W}(\tau) \quad (5)$$

и уравнению в частных производных

$$\frac{\partial V}{\partial \eta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + kV - \frac{k^2}{2} J^2(V) + \beta V + \beta_3 J \left( \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)^3 \right) \quad (6)$$

с краевыми условиями

$$\int_0^1 V(\eta, t) dt = 0, \quad V(\eta, t) \equiv V(\eta, t+1). \quad (7)$$

Через  $J(V)$  обозначена первообразная функции  $V$  с нулевым средним:

$$J^2(V) = J(J(V)), (J(V))'_t \equiv V.$$

При  $\varepsilon\beta < \frac{k}{2}$  решение уравнения (5) стремится к нулю.

**Теорема 2.** Пусть  $\varepsilon\beta < \frac{k}{2}$ , причем  $V_*(\eta, t)$  ограничено со своими производными решением (6), (7), и  $V_*(\eta, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi nit} V_n(\eta)$ , тогда

$$y(t) = \varepsilon^2 \sum_{-\infty}^{\infty} e^{i \operatorname{Im}(\lambda_{n0} + \varepsilon\lambda_{n1} + \varepsilon^2\lambda_{n2} + \dots)t} V_n(\varepsilon^2 t)$$

является асимптотическим по невязке с точностью  $O(\varepsilon^3)$ , равномерно по  $t \geq 0$ , решением (1).

**Теорема 3.** Пусть  $\varepsilon\beta > \frac{k}{2}$ , причем  $W_*(\tau)$  – устойчивое решение (5), тогда

$$y(t) = \varepsilon^{\frac{1}{4}} \left( W_*(\varepsilon t) e^{i\sqrt{\varepsilon k}t} + \overline{W}_*(\varepsilon t) e^{-i\sqrt{\varepsilon k}t} \right) + O\left(\varepsilon^{\frac{1}{2}}\right)$$

является устойчивым периодическим решением (1).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-71-30011).

## АНАЛИЗ СВЯЗАННОСТИ МЕЖДУ ПОЛУШАРИЯМИ МОЗГА КРЫС ПРИ ВОЛНЕ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ДЕПРЕССИИ

*Т. М. Медведева, Е. М. Сулейманова, Л. В. Виноградова*

Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН, Москва

Всё больше данных показывают критическую роль сетевых нарушений в патогенезе мигрени. Односторонний характер неврологической симптоматики ауры свидетельствует о нарушении межполушарных взаимодействий в ранней фазе приступа. С помощью данных потенциалов локального поля зрительной и моторной коры в этом исследовании изучалось влияние односторонней распространяющейся корковой депрессии (вероятного патофизиологического механизма мигренозной ауры) на межполушарную функциональную связь у свободно движущихся крыс.

Для анализа связанности использовались две меры – функция взаимной информации, рассчитанная по методу, предложенному в [1], и коэффициент фазовой синхронизации, рассчитанный в соответствии с [2] для 4 частотных диапазонов раздельно: дельта (1–4 Гц), тета (4–10 Гц), бета (10–25 Гц) и гамма (25–50 Гц); более высокочастотная активность не анализировалась из-за её очень низкой мощности, сравнимой с уровнем помех АЦП. Расчёт всех мер проводился на неперекрывающихся десятисекундных интервалах.

Временная эволюция функциональной связанности оценивалась с использованием мер взаимной информации и фазовой синхронизации, применяемых к записям локальных полевых потенциалов, полученных в гомотопических точках моторной и зрительной коры двух полушарий у свободно ведущих себя крыс после индукции одиночной односторонней распространяющейся корковой депрессии в соматосенсорной коре и при имитации корковой стимуляции.

Корковая распространяющаяся депрессия сопровождалась резкой широкополосной потерей межполушарной функциональной связанности в зрительной и двигательной областях коры. Разобщение полушарий начиналось после окончания фазы деполяризации корковой распространяющейся депрессии, прогрессировало постепенно и прекращалось через 5 минут после начала корковой распространяющейся депрессии. Сетевые нарушения имели специфические региональные и частотные характеристики и были более выражены в зрительной коре по сравнению с моторной. Период нарушения нейронной синхронности совпал с посткортикальной распространяющейся депрессией, электрографической аберрантной активацией ипсилатеральной коры и аномальным поведением.

Исследование показало, что односторонняя распространяющаяся корковая депрессия вызывает обратимую потерю функциональной межполушарной связи в коре бодрствующих животных. С учётом критической роли дальней корковой синхронизации в сенсорной обработке и сенсомоторной интеграции посткортикальная распространяющаяся депрессия с нарушением функциональной связи может способствовать нейропатологическим механизмам появления ауры.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-15-00327).

1. *Kraskov A.* Estimating mutual information / Kraskov A., Stogbauer H. and Grassberger P. // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. Art. 066138.
2. *Mormann F.* Mean phase coherence as a measure for phase synchronization and its application to the EEG of epilepsy patients / Mormann F., Lehnertz K., David P., Elder C. E. // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2000. V. 144. P. 358–369.

## ЛАЗЕРНОЕ КИЛЬВАТЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ С ДРАЙВЕРОМ XCELS

*В. А. Минаков<sup>1,2</sup>, Д. Д. Кутергин<sup>3</sup>, И. К. Лотов<sup>3</sup>, К. В. Балугев<sup>3</sup>,  
М. С. Дорожкина<sup>1,2,4</sup>, Р. И. Спицын<sup>2,3</sup>, П. В. Туев<sup>2,3</sup>, К. В. Лотов<sup>2,3</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет

<sup>4</sup>Новосибирский государственный технический университет

Темп ускорения частиц в плазме на несколько порядков превышает максимальный темп ускорения в традиционных высокочастотных резонаторах, поэтому плазменные методы ускорения сейчас активно исследуются в десятках лабораторий мира [1–3]. Пока что максимальный набор энергии электронов в плазме (42 ГэВ) уступает рекорду обычных ускорителей (104,5 ГэВ), но с появлением более мощных драйверов может в ближайшем будущем и превзойти его, открывая возможности для исследования новых физических явлений. В данной работе мы оценили и проверили численным моделированием, до какой энергии возможно ускорить электронный сгусток (витнесс) в плазме, если в качестве драйвера, создающего плазменную кильватерную волну, выступает лазерный импульс Центра исследования экстремального света (ЦИЭС или XCELS [4, 5]).

В первую очередь необходимо оценить плотность плазмы  $n$ , при которой энергия ускоренных электронов  $W_{\max}$  будет максимальной. Будем считать, что лазерный импульс движется в согласованном плазменном канале с минимумом плотности на оси, ускоряющее поле равно полю опрокидывания  $E_0$ , а безразмерная амплитуда лазерного импульса  $a \sim 1$ . Таким образом, длина ускорения электронов, обусловленная расфазировкой или истощением драйвера, равна

$$L_{\max} \sim \frac{W_{\max}}{eE_0} \sim \frac{c}{\omega_p} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \propto n^{-3/2}, \quad (1)$$

где  $\omega_0$  – частота импульса,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $e$  – заряд электрона, а  $c$  – скорость света. При этом энергия электронов

$$W_{\max} \sim m_e c^2 \omega_0^2 / \omega_p^2 \propto n^{-1}, \quad (2)$$

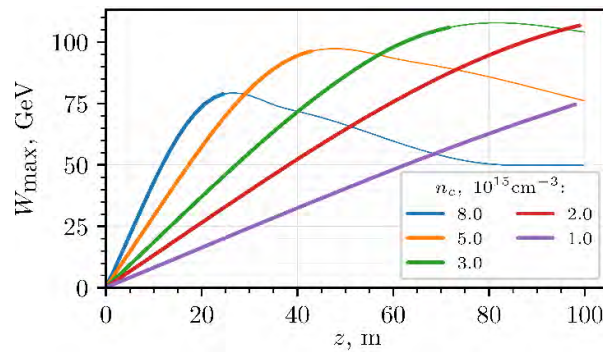
где  $m_e$  – масса электрона.

Будем исходить из проектных параметров установки [5]: энергозапас лазерного импульса  $Q_0 = 400$  Дж, длина волны лазера  $\lambda = 910$  нм, максимальная длина взаимодействия  $L = 70$  м. В драйвере содержится достаточно энергии, чтобы он не истощился на длине установки. Значит, можем выбрать плотность плазмы так, чтобы длина дефазировки  $L_{\max}$  оказалась равна длине установки  $L$ . Этому соответствует плотность плазмы  $n \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и максимальная энергия электронов  $W_{\max} \sim 300$  ГэВ.

Проверка аналитической оценки была выполнена двумерным осесимметричным квазистатическим кодом LCODE [6–8] с лазерным солвером [9]. В процессе численной оптимизации были найдены зависимости энергии ускоренных электронов от плотности плазмы, радиуса и длины лазерного импульса.

При изменении плотности плазмы можно наблюдать следующую типичную картину (см. рисунок). Увеличение плотности приводит к росту темпа ускорения, однако максимальная набираемая частицами энергия при этом уменьшается. При слишком низкой плотности плазмы ускоряющее поле становится слишком маленьким и за 70 м энергия электронов не успевает выйти на максимум. Оптимум находится при плотности  $n_c \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

При изменении длины лазерного импульса наблюдаются те же крайности. Длинный импульс обеспечивает слишком малый темп ускорения, а короткий слишком быстро истощается. Оптимальная длина импульса  $\sigma_z = 34$  мкм соответствует его длительности  $\tau = 200$  фс, что в 8 раз больше проектной минимальной длительности импульса ЦИЭС. Таким образом, для плазменного кильватерного ускорения не требуется предельного сжатия лазерного импульса в продольном направлении.



Максимальная энергия ускоренных электронов  $W_{\max}$  как функция от длины ускорения при различной плотности плазмы на оси  $n_c$ . Тонкими линиями показана максимальная энергия с учетом электронов, попавших в область лазерного импульса

Уменьшение радиуса импульса приводит к увеличению энергии электронов. Вместе с тем растет и требование к глубине плазменного канала, удерживающего лазер от расплывания. Таким образом, в качестве оптимального выбран радиус  $r_0 \approx 200$  мкм.

После оптимизации параметров плазмы и драйвера создаваемая волна может ускорить электронный пучок с зарядом 50 пКл и начальной энергией 300 МэВ до 100 ГэВ. Для достижения малого энергоразброса необходимо дополнительно оптимизировать длину и начальное положение витнесса. Однозначно определить лучшую точку по этим параметрам не удастся, поскольку максимальная энергия и минимальный энергоразброс достигаются при различных значениях. В итоге удалось достичь средней энергии частиц в пучке 91 ГэВ при относительном среднеквадратичном энергоразбросе 0,7 %.

Энергия витнесса в моделировании оказалась в три раза меньшей, нежели ожидалась из оценок. Причины две. Во-первых, оценка (2) получена из групповой скорости и темпа потери энергии импульса в начале взаимодействия. В реальности максимальная энергия оказывается меньшей из-за синергии истощения и расфазировки. С одной стороны, из-за потери энергии средняя частота импульса уменьшается, с ней уменьшается групповая скорость и длина расфазировки сокращается. С другой стороны, из-за различия частот в разных частях истощающегося импульса он удлиняется и перестает эффективно возбуждать волну задолго до того, как отдаст плазме свою энергию. Во-вторых, оказалось неверным предположение о том, что при  $a \sim 1$  можно в согласованном канале возбудить волну с полем порядка  $E_0$  и характерным радиальным масштабом  $c/\omega_p$ , где плазменная частота определяется плотностью плазмы на оси.

1. *Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 81, 1229 (2009).
2. *Joshi C., Corde S., and Mori W. B.* Perspectives on the generation of electron beams from plasma-based accelerators and their near and long term applications // *Phys. Plasmas* 27, 070602 (2020).
3. *Albert F. et al.* 2020 roadmap on plasma accelerators // *New J. Phys.* 23, 031101 (2021).
4. *Shaykin A., Kostyukov I., Sergeev A., Khazanov E.* Prospects of PEARL 10 and XCELS Laser Facilities // *Review of Laser Engineering* 42, 141 (2014).  
<https://xcels.ipfran.ru/>.
5. *Lotov K. V.* Fine wakefield structure in the blowout regime of plasma wakefield accelerators // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 6, 061301 (2003).
6. *Sosedkin A. P., Lotov K. V.* LCODE: A parallel quasistatic code for computationally heavy problems of plasma wakefield acceleration // *Nuclear Instr. Methods A* 829, 350 (2016).  
<https://lcode.info/>.
7. *Стицын П. И.* Численная реализация квазистатической модели лазерного драйвера для плазменного кильватерного ускорения : магистерская диссертация / П. И. Стицын ; Новосибирский государственный университет. Новосибирск, 2016.



## ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ПОЛЯРИТОННЫХ МОД ЛАЗЕРОВ КЛАССА С И D ОТ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ВОЛН

*А. В. Мишин, Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В лазерах классов С и D [1], для которых время жизни фотонов в резонаторе  $T_E$  меньше, чем время жизни  $T_2$  оптических дипольных колебаний активных центров среды, может реализовываться генерация как на электромагнитных модах (обладающих близким к линейному закону дисперсии), так и на поляритонных модах (с существенно нелинейной дисперсией). Особый интерес представляют лазеры классов С и D с комбинированным резонатором Фабри – Перо с распределенной обратной связью встречных волн (ФП-РОС), который имеет запрещенную фотонную зону частот [2, 3].

Сверхизлучение таких лазеров возможно благодаря поляритонным горячим модам (т. е. модам, в которых учтена инверсия населенностей рабочих уровней активной среды, заданная непрерывной некогерентной накачкой,  $n_p > 0$ ), имеющим частоты внутри этой запрещенной фотонной зоны. Описание их динамики связано с исследованием решений системы нелинейных полуклассических уравнений Максвелла – Блоха [3], но опирается на анализ линейного приближения последних при заданном однородном уширении спектральной линии активной среды для постоянной и однородной по пространству инверсии населенностей (в отсутствие решетки инверсии населенностей). Подобный анализ сводится к решению характеристического уравнения

$$\frac{2\beta R}{1+R^2} + \sqrt{\kappa^2 + \beta^2} + \kappa \frac{(1-R^2)1 + e^{2i\kappa L}}{(1+R^2)1 - e^{2i\kappa L}} = 0 \quad (1)$$

и дисперсионного уравнения

$$\kappa^2 + \beta^2 = \left( \Omega + \frac{n_p}{\Omega + \Phi + i\Gamma_2} \right)^2, \quad (2)$$

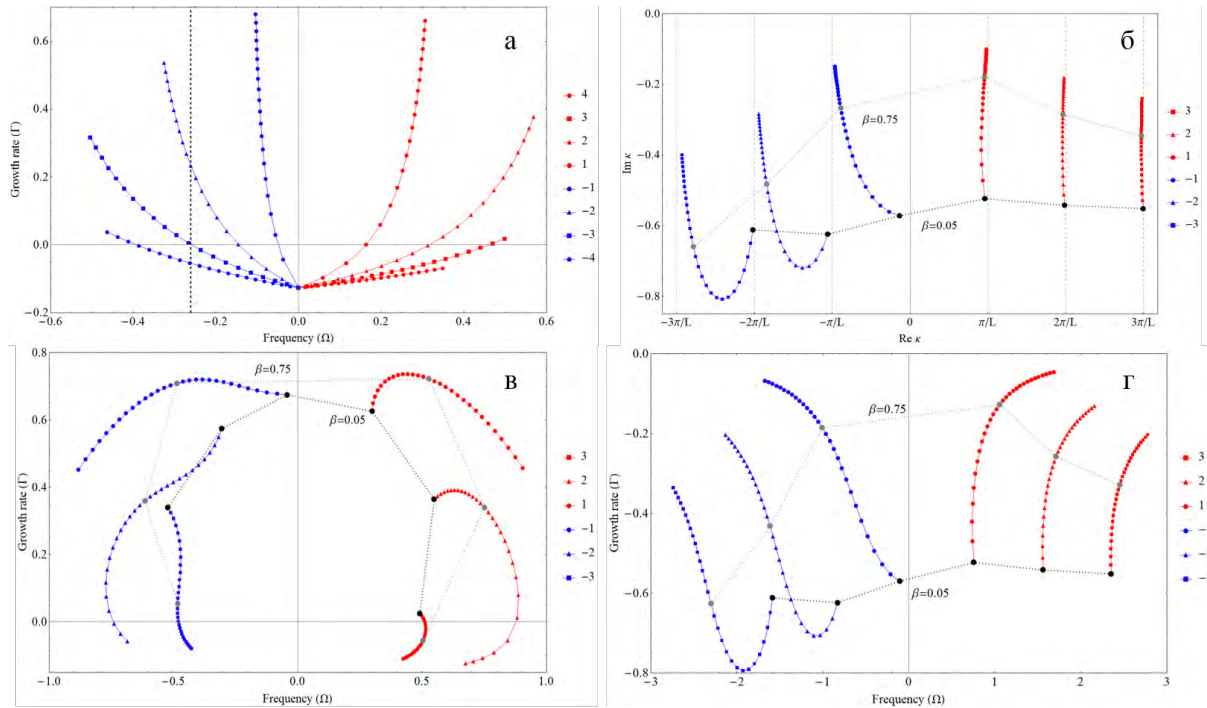
где  $\kappa$  – комплексная отстройка волнового числа от его брэгговского резонансного значения, заданного распределенной обратной связью волн,  $\Omega$  – отстройка комплексной частоты моды от частоты брэгговского резонанса,  $\Phi$  – отстройка частоты центра спектральной линии активной среды от частоты брэгговского резонанса,  $\beta$  – коэффициент РОС встречных волн,  $R$  – коэффициент отражения зеркал резонатора Фабри – Перо,  $\Gamma_2$  – однородное уширение спектральной линии,  $L$  – длина резонатора. Все величины, входящие в (1), (2), нормированы на так называемую кооперативную частоту, как это указано в обзоре [3].

В докладе представлены результаты совместного приближенного аналитического и численного решения уравнений (1), (2) и найдены основные свойства зависимости частот и инкрементов горячих поляритонных мод от характеристик комбинированного резонатора и активной среды. В частности, как оказалось, изменяя параметры комбинированного резонатора  $L$ ,  $R$ ,  $\beta$  и уровень накачки  $n_p$  активной среды, можно добиться того, что поляритонные моды с положительным инкрементом будут находиться внутри запрещенной фотонной зоны сверхизлучающего лазера ФП-РОС. При этом установлено, что в широкой области параметров при повышении уровня накачки две центральные поляритонные моды внутри запрещенной фотонной зоны испытывают резкий рост инкремента, тогда как частоты таких мод при превышении порога генерации почти не меняются. Эффект усиливается с ростом коэффициента РОС встречных волн  $\beta$ .

Таким образом, за счет изменения амплитуды, периода и фазы брэгговской решетки, обеспечивающей обратную связь встречных волн, можно в широких пределах управлять различными характеристиками генерируемых поляритонных мод. Коэффициенты отражения зеркал и длина исходного резонатора Фабри – Перо влияют на допустимые пределы изменения тех или иных характеристик мод, прежде всего на их инкременты, ширину спектральной щели между двумя модами с наибольшими инкрементами, ширину спектральной полосы, занимаемой модами с положительными инкрементами, число таких мод и масштабы неоднородности их полей. Определены также параметры обратной связи волн, обеспечивающие наибольший прирост инкремента мод в комбинированном резо-

наторе по сравнению с исходным резонатором. Найденные закономерности открывают широкие возможности управления различными режимами сверхизлучательной генерации.

На рисунках ниже показаны типичные зависимости (годографы) действительной и мнимой частей волнового вектора и частот нескольких поляритонных мод как функции коэффициента РОС встречных волн  $\beta$  и уровня накачки  $n_p$  с шагом по обоим переменным, равным 0,05.



Годографы волнового вектора и частот для лазера с параметрами  $L = 4$ ,  $R = 0,1$ ,  $\Gamma_2 = 0,125$ ,  $\Phi = 0$ : *a* – частотная зависимость от уровня накачки  $n_p$  для коэффициента РОС  $\beta = 0,125$ ; запрещенная фотонная зона имеет границы по частоте  $-0,26 < \Omega < 0,74$ ; *б* – годограф для действительной и мнимой частей волнового вектора в зависимости от коэффициента РОС  $\beta$ ; *в* – частотная зависимость для инвертированной среды при накачке  $n_p = 1$  от коэффициента РОС  $\beta$ ; *г* – частотная зависимость для «холодного» резонатора ( $n_p = 0$ ) от коэффициента РОС  $\beta$

Проведенное исследование является актуальным, в частности, для выбора оптимальных параметров многослойных гетеролазеров, прежде всего с использованием слоев экситонов или замагниченных квантовых ям с однородным уширением спектральной линии, которые могут позволить реализовать сверхизлучательную генерацию на тех или иных «горячих» поляритонных модах, если инкременты последних будут превышать имеющееся однородное уширение спектральной линии.

Представляемые научные результаты получены при поддержке Российского научного фонда (проект 21-12-00409).

1. Ханин Я. И. Основы динамики лазеров / Я. И. Ханин. М. : Физматлит, 1999. 368 с.
2. Akiba S. Distributed Feedback Lasers (Chapter 8) / Shigeyuki Akiba // Encyclopedic Handbook of Integrated Optics. Boca Raton : CRC Press, 2006. P. 11.
3. Кочаровский Вл. В. Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах / Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187, № 4. С. 367–410.

## РОЛЬ ТОПОЛОГИИ СВЯЗЕЙ В СИНХРОНИЗАЦИИ АКТИВНОСТИ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

*М. А. Мищенко, Н. С. Ковалева, Д. И. Большаков, И. В. Ушаков, В. В. Матросов*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

На сегодняшний день интерес к исследованию сложных сетей существует в различных областях науки, таких как физика, биология, экономика, социология, информационные технологии [1–3]. Сложные сети описывают широкий диапазон различных природных и социальных систем: различные биологические и химические системы, нейронные сети, электрические сети, Интернет, системы скоростных магистралей или метро [4–8]. Каждая сложная сеть имеет топологические особенности, которые существенно влияют на динамические процессы в сети [9]. С другой стороны, в качестве элементов узлов могут находиться динамические элементы. Такие сети могут проявлять различные интересные динамические эффекты, такие как синхронизация, кластеризация, конкуренция, образование хабов.

В данной работе проведено изучение динамики сложной сети возбудимых элементов с различными топологиями связей. В качестве основных топологий были выбраны модель Эрдёша – Реньи (случайный граф) [10], модель Вотса – Страттца (модель «малого мира») [11] и модель Барабаши – Альберт (масштабно-инвариантная сеть) [12]. Каждая из представленных топологий имеет свои особенности, которые могут отразиться на динамике сети.

Рассмотрена сеть из 100 нейронов – пороговых интеграторов с различными типами связей. Проведено численное моделирование динамики сети указанных элементов с возбуждающими связями при различных топологиях связей. Основное внимание уделялось глобальной динамике сети, возникающей за счет взаимодействия между элементами. Основным регулируемым параметром была выбрана сила взаимодействия между элементами.

Для анализа уровня синхронности были дополнительно введены две величины: уровень активности сети, вычисляемый как количество импульсов на всех элементах сети в некотором скользящем временном окне, и параметр порядка. Параметр порядка  $r(t)$  – это модуль комплексной величины, характеризующей уровень синхронности колебаний элементов сети:

$$r(t) = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{i\psi_j} \right|, \quad (1)$$

$$\psi_j = 2\pi m + 2\pi \frac{t - t_{j,m}}{t_{j,m+1} - t_{j,m}}, \quad (2)$$

где  $t_{j,m}$  – время импульса  $m$  на нейроне  $j$ . Величина параметра порядка стремится к 1 в полностью синхронной сети. Также использовался средний по времени параметр порядка как характеристика синхронности на длительном интервале времени.

Анализ растровых диаграмм активности сети показал, что при увеличении силы взаимодействия происходит упорядочивание активности за счет синхронизации колебаний отдельных элементов сети и постепенного формирования глобальной синхронной активности. При этом качественного отличия в поведении сетей с различными топологиями не обнаружено.

Проведено исследование зависимости параметра порядка от силы связей в сети для различных топологий.

Для сетей с большим количеством связей различие в поведении для различных топологий практически отсутствует. При изменении силы связей в сетях параметр порядка ведет себя идентично: принимает низкое значение (порядка 0,1) при слабом взаимодействии, что говорит об отсутствии глобальной динамики, а при превышении некоторого значения резко растет до величины  $> 0,9$ , что говорит о наступлении глобальной синхронизации.

Для более разреженных сетей обнаружены различия в поведении. В сетях с 20 % связей для масштабнo-инвариантных сетей (модель Барабаши – Альберт) значение параметра порядка растет быстрее для слабых связей, чем в сетях Эрдёша – Реньи и Вотса – Страттца. Однако глобальная синхронизация ( $R > 0,9$ ) наступает во всех сетях при одинаковой силе связей за счет более быстрого роста параметра порядка при больших силах взаимодействия.

Для сетей с малым количеством связей обнаружено, что нужны очень большие значения силы связей для увеличения параметра порядка. При этом параметр порядка для сетей Вотса – Страттца растет наиболее медленно.

Как отмечалось выше, важную роль в сетях играют хабы – элементы, обладающие большим количеством связей. Изучено влияние хабов на наступление синхронизации в сети Барабаши – Альберт. Для этого построена зависимость параметра порядка от силы взаимодействия для полной сети и при удалении элемента с наибольшим количеством исходящих связей, а также при удалении произвольного элемента сети.

При удалении хаба наблюдается снижение значения параметра порядка при всех силах взаимодействия, в то время как удаление произвольного элемента не оказывает практически никакого эффекта в сравнении с полной сетью.

Исследована динамика сети возбудимых элементов различными архитектурами связей. Определены параметры, необходимые для наступления синхронизации. Изучено влияние топологии сети, уровня шума и силы связи на возникающие динамические режимы. Изучено влияние удаления хабов на динамику сети.

Работа выполнена при поддержке программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Complex networks: structure and dynamics / S. Boccaletti, V. Latora, Y. Moreno [et al.] // *Physics Reports*. 2006. V. 424, № 4/5. P. 175–308.
2. Explosive transitions in complex networks' structure and dynamics: percolation and synchronization / S. Boccaletti, J. A. Almendral, S. Guan [et al.]. // *Physics Reports*. 2016. V. 660. P. 1–94.
3. *Nowotny T.* Neuronal synchrony: peculiarity and generality / T. Nowotny, R. Huerta, M. I. Rabinovich // *Chaos*. 2008. V. 18, № 3. P. 037119.
4. A dynamical model of decision-making behavior in a network of consumers with applications to energy choices / N. J. McCullen, M. V. Ivanchenko, V. D. Shalfeev, W. F. Gale // *International Journal of Bifurcation and Chaos*. 2011. V. 21, № 9. P. 2467–2480.
5. *Buzsaki G.* Rhythms of the Brain / G. Buzsaki. New York : Oxford University Press, 2006.
6. *Avena-Koenigsberger A.* Communication dynamics in complex brain networks / A. Avena-Koenigsberger, B. Misic, O. Sporns // *Nature Reviews Neuroscience*. 2017. V. 19, № 1. P. 17–33.
7. New concept to improve cooperation in dynamic complex network / M. Li, K. Li, J. Liu [et al.] // *Neurocomputing*. 2019. V. 332. P. 80–90.
8. *Maslennikov O. V.* Effects of structure-dynamics correlation on hierarchical transitions in heterogeneous oscillatory networks / O. V. Maslennikov, V. I. Nekorkin // *The European Physical Journal Special Topics*. 2018. V. 227, № 10/11. P. 1221–1230.
9. *Gómez-Gardeñes J.* From scale-free to Erdos-Rényi networks / J. Gómez-Gardeñes, Y. Moreno // *Physical Review E*. 2006. V. 73, № 5. P. 1–7.
10. *Erdős P.* On the evolution of random graphs / P. Erdős, A. Renyi // *Publ. Math. Inst. Hung. Acad. Sci.* 1960. V. 5, № 1. P. 17–60.
11. *Watts D. J.* Collective dynamics of 'small-world' networks / D. J. Watts, S. H. Strogatz // *Nature*. 1998. V. 393, № 6684. P. 440–442.
12. *Barabási A. L.* Emergence of scaling in random networks / A. L. Barabási, R. Albert // *Science*. 1999. V. 286, № 5439. P. 509–512.

# ВРЕМЯ ЖИЗНИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АТОМОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКЕ В ТЕПЛОМ РАВНОВЕСИИ

*А. Ю. Моркина<sup>1</sup>, Е. А. Корзникова<sup>1,2</sup>, С. В. Дмитриев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Уфимский государственный авиационный технический университет  
<sup>2</sup>Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа

Одним из возможных способов локализации энергии в небольшой области кристалла, связанной с преодолением потенциальных барьеров, является возбуждение дискретных бризеров – нелинейных, пространственно локализованных колебательных мод в бездефектных решетках, которые, как сообщается, существуют во многих областях современной физики [1]. Введение концепции ДБ, являющейся фактически динамическим дефектом в совершенной решетке, в процесс локализации энергии может позволить пролить свет на многие физические эффекты и попытаться контролировать локализацию энергии в кристаллах [2].

Цель данной работы – на основе численного решения уравнений движения рассчитать время жизни атомов в высокоэнергетическом состоянии в нелинейной цепочке, находящейся в условиях теплового равновесия. Под высокоэнергетическими атомами понимаются атомы, имеющие энергию более  $3E$ , где  $E$  – это средняя энергия на атом в цепочке.

Прежде всего, опишем модель рассматриваемой нелинейной цепочки.

Рассматривается одномерная цепочка точечных частиц с массой  $m$ , гамильтониан которой определяется соотношением

$$H = \sum_n \frac{m\dot{u}_n^2}{2} + V(u_{n+1} - u_n) + U(u_n), \quad (1)$$

где  $u_n$  – смещение  $n$ -й частицы из положения равновесия,  $\dot{u}_n$  – ее скорость (точка означает производную по времени), а

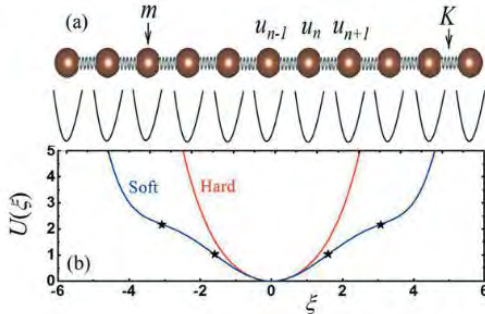
$$V(\xi) = \frac{K\xi^2}{2} \quad (2)$$

– гармонический потенциал с константой жесткости  $K$ , описывающий взаимодействие каждой частицы с ее ближайшими соседями. В качестве локального потенциала берем

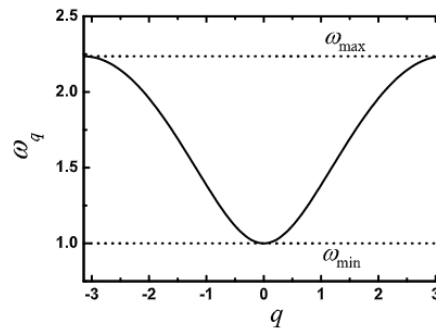
$$U(\xi) = k\xi^2 + \alpha\xi^2 + \beta\xi^6, \quad (3)$$

где  $k$  – коэффициент перед гармоническим членом,  $\alpha$  и  $\beta$  – коэффициенты, определяющие вклад членов четвертого и шестого порядков соответственно.

Без потери общности принимаем  $m = 1$ ,  $K = 1$ . Для локального потенциала примем  $k = 1/2$  и  $\beta = 1/720$ . Для  $\alpha$  рассмотрим следующие два случая:  $\alpha = 1/24$  для ангармонизма жесткого типа и  $\alpha = -1/24$  для мягкого типа (при не очень больших  $\xi$ ).



**Рис. 1.** Схематический график одномерной цепочки гармонически связанных точечных частиц в ангармоническом локальном потенциале (a). Локальный потенциал как функция  $\xi$  для случаев жесткого типа (красная линия) и мягкого типа (синяя линия) (b). Звездочками показаны точки перегиба в случае мягкого типа



**Рис. 2.** Закон дисперсии для волн малой амплитуды (фононов), поддерживаемых рассматриваемой цепочкой частиц. Диапазон частот фононов варьируется от  $\omega_{\min} = 1$  до  $\omega_{\max} = \sqrt{5} \approx 2,236$

Таким образом, в обоих случаях мы имеем неограниченный локальный потенциал, как показано на рис. 1, b. При очень больших  $\xi$  оба потенциала относятся к жесткому типу, так как главный член пропорционален  $\xi^6$ . Как показано на рис. 1, b, потенциал мягкого типа имеет четыре точки перегиба

при  $\xi \approx \pm 1,59$  и  $\xi \approx \pm 3,07$ , которые показаны звездочками. Поэтому в данной работе мы не рассматриваем возбуждения со смещениями частиц, превышающими первую точку перегиба, чтобы убедиться, что ангармонизм локального потенциала действительно мягкого типа. Для смещений, превышающих вторую точку перегиба, локальный потенциал станет более жестким из-за влияния нелинейного члена шестого порядка.

Из уравнений (1)–(3) можно вывести следующее уравнение движения:

$$m\ddot{u}_n = K(u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1}) - 2ku_n - 4\alpha u_n^3 - 6\beta u_n^5. \quad (4)$$

Решения приведенного выше уравнения (4) при  $\alpha = \beta = 0$  представляют собой линейные комбинации нормальных мод  $u_n \sim \exp[i(qn - \omega_q t)]$  с волновым числом  $q$  и частотой  $\omega_q$ , удовлетворяющие дисперсионному соотношению

$$\omega_q^2 = \frac{2}{m} [k - K(\cos q - 1)], \quad (5)$$

которое представлено на рис. 2.

Были изучены свойства дискретных бризеров (ДБ), которые будут представлены в докладе (зависимость частоты и энергии от амплитуды). Для возбуждения ДБ для случая жесткого ангармонизма использовались следующие начальные условия (приближенное решение):

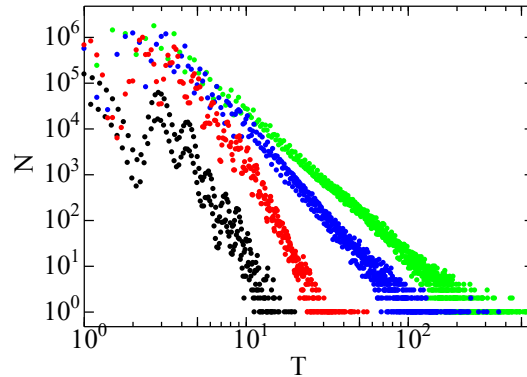
$$u_n(0) = \frac{(-1)^n A_{DB}}{\cos h[\theta(n-N/2)]}, \quad \dot{u}_n(0) = 0, \quad (6)$$

а для ангармонизма мягкого типа –

$$u_n(0) = \frac{A_{DB}}{\cos h[\theta(n-N/2)]}, \quad \dot{u}_n(0) = 0. \quad (7)$$

В рассматриваемой цепочке из 1024 атомов возбуждались тепловые колебания, и после термализации в течение 1000 единиц времени рассчитывалось время жизни  $T$  атомов в высокоэнергетическом состоянии в течение компьютерного эксперимента длительностью  $10^6$  единиц времени.

Количество наблюдений атомов в высокоэнергетическом состоянии  $N$  в течение времени  $T$  представлено на рис. 3 для различных значений средней энергии на атом  $E$ .



**Рис. 3.** Количество наблюдений атомов в высокоэнергетическом состоянии  $N$  в течение времени  $T$  для различных значений средней энергии на атом  $E$ . Черные точки –  $E = 10^{-2}$ , красные –  $E = 4$ , синие точки –  $E = 8$ , зеленые точки –  $E = 12$ . Результаты для случая жесткого типа нелинейности

Как видно из рис. 3, с повышением энергии цепочки растет время жизни атомов в высокоэнергетическом состоянии. В докладе данное явление будет связано с возбуждением дискретных бризеров при повышении энергии цепочки.

1. Дмитриев С. В., Корзникова Е. А., Баимова Ю. А., Веларде М. Г. Дискретные бризеры в кристаллах // УФН. 2016. Т. 186, № 5. С. 471–488.
2. Моркина А. Ю., Сингх М., Бебихов Ю. В., Корзникова Е. А., Дмитриев С. В. Изменение теплоемкости цепочки Ферми – Паста – Улама, вызванное локализацией энергии // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2021. Т. 18, № 1. С. 119–128.

## **МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ВОЛНОВЫХ МОД В ХВОСТАХ МЕТЕОРОИДОВ**

*Т. И. Морозова*

Институт космических исследований РАН, Москва

Описан механизм модуляционного взаимодействия различных волновых мод в хвостах метеороидов. Модуляционная неустойчивость различных мод колебаний может приводить к возникновению ряда наблюдательных эффектов в метеороидных хвостах, таких как электрофонные шумы. В частности, это может быть модуляционная неустойчивость электромагнитных волн от ударной волны метеороида, связанная с пылевой звуковой модой, а также модуляционная неустойчивость нижнегибридных и ленгмюровских волн. В первом случае могут рождаться волны, которые потом преобразуются в звуковые, когда дойдут до поверхности Земли. В двух последних случаях могут возникать магнитные поля, величины которых сравнимы с наблюдаемыми магнитными полями во время экспериментов с магнитометрами, а также распространяться поперечные электромагнитные колебания, которые, достигая поверхности Земли, могут восприниматься как электрофонные шумы, слышимые одновременно с пролетом метеороидов. Сделан перерасчет изменения электронной концентрации в профиле хвоста метеороида с учетом перераспределения свободных зарядов на поверхности пылевых частиц. Показано влияние вспышек метеороидов на развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой в хвостах метеороидов, а также определены концентрации пыли и электронов во время вспышек на их характерных высотах порядка 90 км.

## БРИЗЕРЫ В СПОНТАННО ВОЗМУЩЕННОМ КОНДЕНСАТЕ

*И. И. Мулладжанов*<sup>1,2</sup>, *Р. И. Мулладжанов*<sup>2,3</sup>, *А. А. Гелаиш*<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет

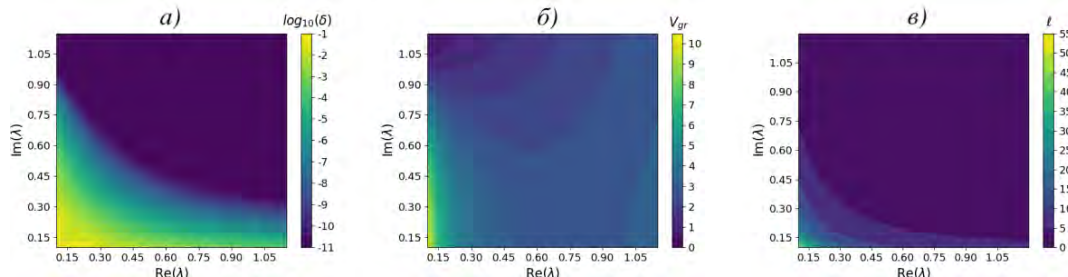
<sup>3</sup>Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

<sup>4</sup>Сколковский институт науки и технологии, Москва

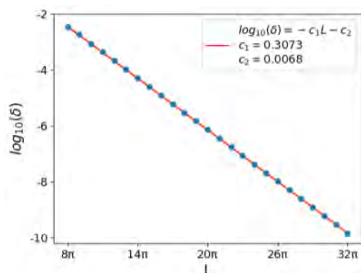
Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) является моделью распространения нелинейных волн. НУШ описывает поведение огибающей волнового пакета в различных средах. Например, распространение гравитационных волн на поверхности глубокой воды в первом приближении, распространение света в оптоволокне с кубической (керровской) нелинейностью.

НУШ можно полностью проинтегрировать (решить) с помощью метода обратной задачи рассеяния (МОЗР). Идея заключается в преобразовании волнового поля в так называемые данные рассеяния, представляющие собой нелинейный аналог традиционных фурье-гармоник [1, 2]. Данные рассеяния НУШ могут быть получены в результате решения задачи рассеяния для вспомогательной линейной системы Захарова – Шабата, где волновое поле играет роль потенциала.

Рассматривается задача о модуляционной неустойчивости в рамках модели фокусирующего НУШ с периодическими граничными условиями. В качестве начального условия выбран постоянный фон, возмущенный длинноволновым шумом разной амплитуды. Наблюдается то, как изменение параметров шума влияет на появление бризерных структур. Для идентификации бризерных структур изучается спектр задачи Захарова – Шабата. Бризеры представляют собой узкие зоны на спектральном портрете задачи Захарова – Шабата. Идентификация бризерных структур представляет собой отдельную задачу, для которой необходимо сформулировать набор признаков, подтверждающих, что структура является именно бризером. Для случая периодических граничных условий был адаптирован метод фурье-коллокаций. С его помощью были получены спектры задачи Захарова – Шабата для модельных задач, по которым был проведен дальнейший анализ полученных зон. В качестве признаков нами были выделены: ширина зоны в спектральном пространстве (рис. 1, *а*), скорость бризера (рис. 1, *б*), пространственная ширина бризера (рис. 1, *в*).



**Рис. 1.** Зависимость ширины зоны бризера в спектральном пространстве в логарифмическом масштабе (*а*), скорости бризера (*б*), пространственной ширины бризера (*в*) от положения зоны бризера



**Рис. 2.** Зависимость ширины зоны бризера в спектральном пространстве в логарифмическом масштабе от размера периодического ящика

Также при помощи численного эксперимента было показано, что зависимость ширины зоны бризера в спектральном пространстве от размера периодического ящика имеет степенной характер (рис. 2).

1. Захаров В. Е., Шабат А. Б. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, № 1. С. 118–134.
2. Теория солитонов : метод обратной задачи / В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Питаевский. М. : Наука, 1980. 319 с.



## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭМИ С ЧАСТОТАМИ РЕЗОНАНСА ШУМАНА НА РАСТЕНИЯ ГОРОХА И ПШЕНИЦЫ

Н. С. Мишенская<sup>1,2</sup>, Ю. В. Синицына<sup>1,2</sup>, Е. А. Кальясова<sup>1</sup>, В. С. Сухов<sup>2,3</sup>, Е. Н. Громова<sup>3</sup>,  
А. В. Жирова<sup>1</sup>, И. В. Карнеева<sup>1</sup>, Н. В. Ильин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Кафедра биохимии и биотехнологии ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>3</sup>Кафедра биофизики ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Влияние экстремально низкочастотных электромагнитных полей с частотами, близкими к вариациям геомагнитного поля, на живые объекты является актуальной темой в современной биологии. В работе представлены результаты исследования восприимчивости процессов фотосинтеза и редокс-метаболизма растений пшеницы и гороха к воздействию электромагнитных излучений с частотами 7,8 Гц, 14,3 Гц, 20,8 Гц (напряженность 18 мкТл). Длительность воздействия составила 30 мин (кратковременная обработка) или 18 дней (длительная обработка). Переменные магнитного поля создавали с помощью соосно расположенных колец Гельмгольца, область однородного магнитного поля диаметром 20 см находилась в центре между кольцами. Растения контрольной группы находились вне действия магнитного поля в том же помещении и при той же освещенности, что и опытные растения.

Исследования проводили на растениях пшеницы (*Triticum aestivum* L.) и гороха (*Pisum sativum* L.). После окончания экспозиции регистрировали основные параметры световых реакций фотосинтеза методом РАМ-флуориметрии (максимальный квантовый выход фотосистемы II, эффективный квантовый выход фотосистемы II, нефотохимическое тушение NPQ, фотохимическое тушение pQ), липидный состав мембран, содержание МДА, активность ферментов-антиоксидантов супероксиддисмутазы (СОД) и каталазы, изоферментный состав СОД.

Обнаружено, что амплитуда изменений биофизических и биохимических параметров была наибольшей у растений пшеницы. Таким образом, растения пшеницы были более восприимчивы к воздействию изучаемых электромагнитных излучений, чем растения гороха. Кратковременное воздействие ЭМИ с частотами резонанса Шумана вызывает наиболее явный ответ в растениях пшеницы по сравнению с длительным. Растения гороха реагировали только на длительное воздействие.

Наибольший отклик биофизических и биохимических параметров растений был обнаружен после воздействия ЭМИ с частотами 14,3 и 20,8 Гц как при кратковременной, так и при длительной обработке.

# К АНАЛИТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ВЕЙБЕЛЕВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А. А. Нечаев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В докладе на основе энергетических инвариантов [1] для вейбелевской неустойчивости бесстолкновительной плазмы получено новое аналитическое выражение для соотношения между средней по пространству плотностью энергии магнитного поля  $w_B(t)$  в текущий момент времени  $t$ , волновым числом  $k$  доминирующей в спектре гармонике этого поля и параметром анизотропии плазмы  $A = T_z/T_\perp - 1$ . Предполагается, что в начальный момент задано анизотропное распределение электронов по скоростям с эффективной температурой  $T_{z0}$  вдоль некоторой оси  $z$  и одинаковыми температурами  $T_{\perp 0}$  в ортогональных направлениях, причем параметр анизотропии  $A_0 = A(t=0) > 0$ .

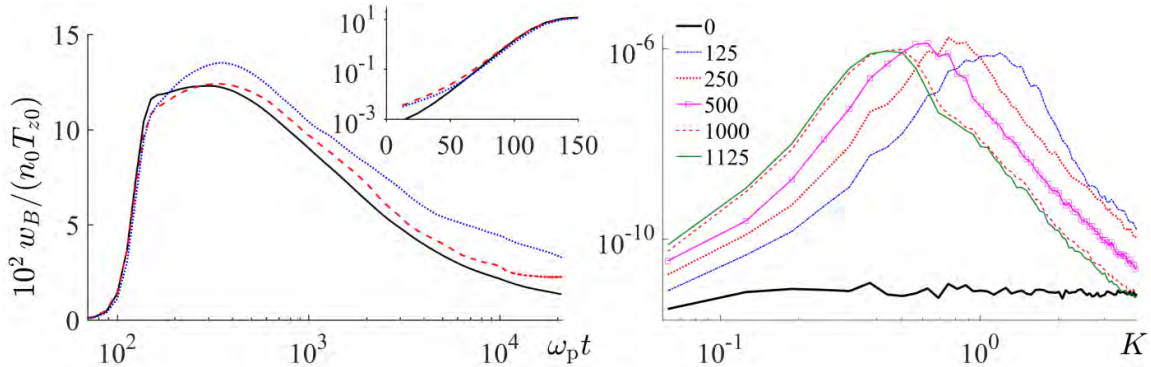
Если в дополнение к приближениям, сделанным в [1], считать, что в пространственном спектре вейбелевской неустойчивости доминирует одна гармоника, и пренебречь вкладом ионов в вейбелевские токи, легко получить соотношение

$$\frac{w_B}{n_0 T_{z0}} = \frac{2K^2}{1+K^2} \frac{A_0 - A}{2(1+K^2) + A + 1} (1+A_0)^{-1} \leq \frac{1}{2,5 + \sqrt{6}} \frac{A_0}{1+A_0}, \quad (1)$$

где  $n_0$  – концентрация плазмы,  $K = kc/\omega_p$  – безразмерное волновое число,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $c$  – скорость света в вакууме. В правой части неравенства стоит максимум написанного выражения, формально достигаемый при  $K^4 = (A+3)/2$ ,  $A = 0$ .

Приведенное соотношение справедливо для произвольных функций распределений электронов по скоростям и не подразумевает их автомодельности в ходе неустойчивости (ср. [2]).

Для проверки формулы (1) использованы результаты численного моделирования вейбелевской неустойчивости однородной бимаксвелловской электрон-ионной плазмы [3]. Расчеты проводились в двумерной (2D3V) геометрии с помощью кода DARWIN, в котором реализован метод частиц в ячейках (PIC) на основе безызлучательного приближения. В начальный момент времени частицы плазмы имели бимаксвелловские распределения по скоростям с параметром анизотропии  $A_0 = 9$ , масса иона составляла 36 масс электрона. Плоскостью моделирования служила плоскость  $xu$ , так что все величины были однородны вдоль оси  $z$ , соответствовавшей большей температуре частиц.



Слева – эволюция нормированной плотности энергии магнитного поля, усредненной в пространстве, в ходе вейбелевской неустойчивости однородной плазмы с бимаксвелловским распределением частиц по скоростям: сплошная линия – полученная в 2D3V-расчете PIC-кодом DARWIN [3] для отношения масс ионов и электронов 36; штриховая линия – формула (1) с подставленными из расчета параметрами  $A(t)$  и  $K(t)$ ; пунктир – формула (1) в предположении  $K^2 = A$  из статьи [2];  $\omega_p$  – плазменная частота. На врезке – увеличенный фрагмент линейной стадии неустойчивости. Справа – спектральная мощность вейбелевских токов, усредненная по направлениям волновых векторов, в зависимости от волнового числа  $K$  в разные моменты времени

Формула (1) демонстрирует удовлетворительное согласие с результатами расчетов на временах, на 2 порядка превышающих длительность линейной стадии неустойчивости (рисунок, левая панель).

Небольшие отклонения от нее наблюдаются с момента безразмерного времени порядка 1000, когда ширина спектра неустойчивости становится порядка самого волнового числа основной гармоники (правая панель). Другой причиной расхождения служит нарастание ионных токов, которые начинают превышать электронные с того же момента времени и определяют долговременную динамику магнитного поля [3], но не учитываются в соотношении (1).

Работа поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис», проект № 20-1-1-37-1.

1. *Davidson, R. C.* Energy constants associated with the nonlinear theory of electromagnetic instabilities / R. C. Davidson, D. A. Hammer // *Phys. Fluids*. 1971. V. 14. P. 1452–1455.
2. *Lemons, D. S.* Nonlinear theory of the Weibel instability / D. S. Lemons, D. Winske, S. P. Gary // *J. Plasma. Phys.* 1979. V. 21. P. 287–300.
3. *Бородачёв, Л. В.* Динамика самосогласованного магнитного поля и диффузионное рассеяние ионов в плазме с сильной анизотропией температуры / Л. В. Бородачёв [и др.] // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2016. Т. 59, № 12. С. 1107–1117.

# АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР, ФОРМИРУЕМЫХ В ПРОЦЕССЕ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*П. М. Никифорова<sup>1,2</sup>, А. В. Богацкая<sup>2</sup>, А. М. Попов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Прямая лазерная запись структур нано- и микрофотоники в объеме прозрачных твердых диэлектриков ультракороткими лазерными импульсами (УКИ) является отработанной и универсальной технологией создания волноводных цепей, преобразователей поляризации, элементов и устройств оптической памяти [1, 2]. Мультимасштабная иерархическая организация записанных субволновых наноструктур вещества в объеме диэлектриков [3] поднимает вопрос о динамической наномасштабной самоорганизации электромагнитных полей, плазмы и вещества в ходе прямой записи структур с помощью УКИ, что представляет собой чрезвычайно сложную самосогласованную задачу описания взаимодействий электромагнитных полей, плазмы и вещества, превосходящую по сложности даже задачу описания микромасштабной филаментации УКИ. С другой стороны, многие ключевые параметры мультимасштабных явлений нелинейного распространения и поглощения УКИ в диэлектриках с учетом дефокусировки и поглощения энергии электрон-дырочной плазмой, ее субпикосекундной динамики и транспорта, переноса энергии в ионную подсистему и структурной трансформации последней (например, повреждения путем автолокализации носителей и самоорганизации френкелевских точечных дефектов) до сих пор неизвестны, что существенно ограничивает предсказательную силу, а также саму возможность решения сложных самосогласованных задач взаимодействия электромагнитных полей, плазмы и вещества. В итоге дальнейший технический прогресс методов прямой лазерной записи функциональных нано- и микроструктур в диэлектриках пока идет вслепую, без ясного понимания фундаментальной физической картины взаимосвязей полевых, плазменных и материальных подсистем.

В данной работе проведено исследование одной из стадий задачи мультимасштабной самоорганизации вещества в объеме твердых диэлектриков при воздействии УКИ, а именно – анализ оптических свойств сформированных микро- и наноструктур при воздействии зондирующих пробных низкоинтенсивных сигналов. В данном случае все характеристики самоорганизованных плазменных структур будут взяты из экспериментальных данных [3].

В качестве зондирующего излучения мы будем рассматривать линейно поляризованные монохроматические электромагнитные волны УФ-среднего ИК-диапазона (длина волны в диапазоне 0,3–12 мкм), падающие нормально на самоорганизованную первичную решетку, состоящую из последовательности плазменных листов. Как было показано в [3], такая структура формируется в результате отражения воздействующего (записывающего) УК лазерного импульса от фокальной плазмы и возникновения вдоль оптической оси стоячей электромагнитной волны, формирующей периодический профиль ионизации вещества. Пространственная структура зондирующего электрического поля  $E(z)$  монохроматической волны с частотой  $\omega$  описывается уравнением Гельмгольца:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_\omega(z) E(z) = 0,$$

где  $\varepsilon_\omega(z)$  – заданный профиль диэлектрической проницаемости самоорганизованной плазменной структуры. Согласно недавним исследованиям авторов [4, 5], проведенным для оптических свойств подобных микроструктур в терагерцовом диапазоне частот, в таких структурах будут образовываться частотные «зоны» поглощения и прохождения излучения аналогично зонам фотонного кристалла.

Таким образом, проведенная в работе численная характеристика свойств первичной решетки, формирующейся в образцах в результате лазерной записи, совместно с данными эксперимента является важным этапом для дальнейшей оптимизации технологий наномасштабного конструирования свойств объемных материалов, что важно для ряда практических приложений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10076).

1. *Lei Y.* High speed ultrafast laser anisotropic nanostructuring by energy deposition control via near-field enhancement / Y. Lei, M. Sakakura, L. Wang, Y. Yu, H. Wang, G. Shayeganrad, and P. Kazansky // *Optica*. 2021. V. 8. P. 1365–1371.
2. *Wang H.* 100-layer error-free 5D optical data storage by ultrafast laser nanostructuring in glass / H. Wang, Y. Lei, L. Wang, M. Sakakura, Y. Yu, G. Shayeganrad, and P. G. Kazansky // *Laser & Photonics Reviews*. 2022. V. 16. P. 2100563.
3. *Kudryashov S.* Birefringent microstructures in bulk fluorite produced by ultrafast pulsewidth-dependent laser inscription / S. Kudryashov [et al.] // *Applied Surface Science*. 2021. V. 568. P. 150877.
4. *Bogatskaya A.* Resonant bolometric detection of broadband terahertz signals / A. Bogatskaya, N. Klenov, P. Nikiforova, A. Popov, A. Shchegolev // *Tech. Phys. Lett.* 2021. V. 47. P. 893–897.
5. *Богацкая А.* Особенности распространения и поглощения электромагнитных сигналов в периодических структурах из проводящих и диэлектрических слоев / А. Богацкая, Н. Кленов, П. Никифорова, А. Попов, А. Щеголев // *Опт. и спектр*. 2022. Т. 130. С. 481–487.

# ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ ПРИ РАЗЛЁТЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЛАКОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, И. Ю. Зудин, А. В. Стриковский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Представлены результаты модельных экспериментов [1, 2] по инъекции плотных плазменных облаков, создаваемых малогабаритным коаксиальным генератором, в вакуум и в фоновую плазму большого объема при наличии внешнего магнитного поля. На установке «Крот» реализован режим «безграничной» фоновой среды, позволяющий изучать динамику плазменного облака на масштабе порядка одного метра поперёк и вдоль квазизоднородного магнитного поля и приближающий условия к ионосферному активному эксперименту [3]. Рассмотрены неустойчивости, развивающиеся во время инъекции облака и на стадии его распада. На высокоэнергетической стадии расширения облака развивается электромагнитная неустойчивость нижнегибридного типа, проявляющаяся в виде интенсивных пульсаций магнитного поля. На стадии распада облака наблюдается желобковая неустойчивость его границы: исследована динамика образования и слияния желобков. Неустойчивости исследованы зондовыми методами, а также путём скоростной фотосъёмки облака камерой с быстрым затвором.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0028).

1. *Гуцин М. Е.* Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде «Крот» / Гуцин М. Е., Коробков С. В., Терехин В. А. [и др.] // Письма в Журнал технической и экспериментальной физики. 2018. Т. 108, № 5/6. С. 391–395.
2. *Коробков С. В.* Простейшая эрозионная плазменная пушка из коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией / Коробков С. В., Гуцин М. Е., Гундорин В. И. [и др.] // Письма в Журнал технической и физики. 2019. Т. 45, № 5. С. 45–48.
3. *Haerendel G.* Experiments with plasmas artificially injected into near-Earth space // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2019. V. 6. Art. 29.

# УСТОЙЧИВЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЭЭГ-АКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ НОЧНОГО СНА ПРИ СЛАБЫХ НАРУШЕНИЯХ КОГНИТИВНЫХ ФУНКЦИЙ

М. О. Журавлев<sup>1,2</sup>, К. С. Саматова<sup>1</sup>, М. Ю. Новиков<sup>1</sup>, А. Е. Руннова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В. И. Разумовского

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

Анализ биологических данных с использованием методов нелинейной динамики позволяет получать информацию о функциональном состоянии живых систем. Большое количество данных о состоянии организма может быть получено из электрических сигналов, сопровождающих процессы в работе сердца и мозга. В последнее время было разработано множество диагностических методик, основанных на этом подходе, однако диагностика (особенно ранняя диагностика) различных заболеваний все еще остается широкой и далеко не решенной задачей.

Многие нейродегенеративные заболевания трудно диагностировать на ранних стадиях. Например, для ранней диагностики легкого когнитивного нарушения (Mild Cognitive Impairment, MCI) требуется широкий спектр тестов, чтобы отличить симптомы MCI от нормальных последствий старения. В данной работе демонстрируется возможность использования нового подхода количественных оценок колебательных паттернов на электроэнцефалограммах (ЭЭГ), записанных во время ночного сна, для выявления пациентов с когнитивными дисфункциями [1–3].

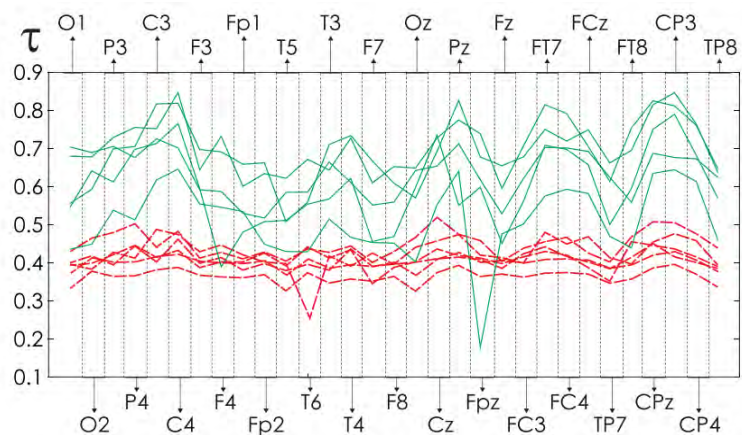
В данном исследовании приняли участие 11 добровольцев из числа пациентов Университетской клинической больницы имени С. Р. Миротворцева (Саратов, РФ) в возрасте от 60 до 75 лет, проходивших полисомнографическое исследование. Все субъекты исследования подписали информированное согласие на участие в клиническом исследовании, получили все необходимые объяснения по поводу исследования и согласились на последующую публикацию результатов исследования. Для регистрации многоканальной поверхностной ЭЭГ использовался электроэнцефалограф «Энцефалан-ЭЭГР-19/26» (ООО «Медиком МТД», Россия). Собранные экспериментальные данные обрабатывались с учетом конфиденциальности и анонимности участников исследования.

Все пациенты прошли оценку нейропсихологического статуса с помощью Монреальской когнитивной оценки (MoCA), Госпитальной шкалы тревожности и депрессии, теста на сонливость и качество сна, а также тестов на семантическую и фонематическую осведомленность и память. Сравнительная оценка когнитивных функций участников исследования с помощью MoCA выявила существенное различие показателей, согласно которым пациенты были разделены на две группы. В первую группу вошли 6 пациентов с оценкой MoCA < 27 (группа пациентов с когнитивными нарушениями), во вторую группу вошли 5 пациентов с оценкой MoCA > 27 (группа пациентов без когнитивных нарушений).

Анализ гипнограмм полисомнографических записей не выявил статистически значимых отличий между группами пациентов по продолжительности или количеству стадий, а также самой структуре сна.

Математическая обработка данных ЭЭГ проводилась по всей записи ночного сна без разделения на стадии, с использованием метода непрерывного вейвлетного преобразования (НВП). Основными преимуществами вейвлет-анализа являются простота частотно-временной развертки зашумленных нестационарных сигналов и хорошая скорость численной обработки, однако для анализа функциональной активности ансамблей нейронов головного мозга полезным представляется выявление паттернов частотной активности, развивающихся во времени. Для подобного анализа мы использовали модификацию метода скелетонов, суть которой сводится к выявлению максимумов моментального распределения энергии НВП для каждого момента времени с дальнейшим анализом динамики, позволяющим при соблюдении определенных заданных условий выделять частотные паттерны в различных частотных диапазонах. После выделения частотных паттернов рассчитываются среднее время существования и среднее количество паттернов в скользящем временном окне с длительностью 10 секунд в десяти частотных диапазонах:  $\Delta f_1$  [1; 2,5] Гц,  $\Delta f_2$  [2,5; 4,5] Гц,  $\Delta f_3$  [4,5; 6,5] Гц,  $\Delta f_4$  [5; 9] Гц,  $\Delta f_5$  [9; 12] Гц,  $\Delta f_6$  [12; 14] Гц,  $\Delta f_7$  [14; 20] Гц,  $\Delta f_8$  [20; 30] Гц,  $\Delta f_9$  [7; 9] Гц и  $\Delta f_{10}$  [6; 9] Гц.

Дальнейший анализ был связан с получением усредненных данных о среднем времени жизни и количестве паттернов различных частотных диапазонов в различных каналах записи для каждой из двух групп испытуемых. Были выявлены статистически значимые различия между двумя группами испытуемых при анализе длительности колебательных паттернов в ряде частотных диапазонов.



Среднее время жизни паттернов в диапазоне  $\Delta f_6$  [12; 14] в секундах для условно здоровых пациентов (зеленые непрерывные линии) и пациентов с умеренными когнитивными нарушениями (красные пунктирные линии) для каждого из 31 канала ЭЭГ

Наше исследование демонстрирует, что МСІ вызывает изменения электрической активности мозга в полосе частот [12; 14] Гц, что соответствует бета-ритму (мощность Бета 1), который связан с активностью в моторной коре головного мозга [4, 5]. Сегодня многочисленные исследования связывают нарушения когнитивного фона пациентов, наблюдаемые в различных состояниях, именно с изменениями активности моторной коры головного мозга [6–8].

Кроме того, мы обнаружили в группе пациентов с когнитивными нарушениями значительно меньший разброс в длительности паттернов в некоторых каналах ЭЭГ по сравнению с группой условно здоровых участников. Мы предполагаем, что это может быть истолковано как уменьшение сложности колебательных процессов в биоэлектрической активности головного мозга (см. рисунок).

Таким образом, приведенные выше результаты оценки изменений активности ЭЭГ у пациентов с умеренными когнитивными нарушениями по сравнению с группой условно здоровых пациентов, полученные путем прямого анализа всей записи ночного сна без разделения на стадии, внушают определенный оптимизм в области дальнейших работ по поиску подходов к объективному детектированию доклинических проявлений когнитивных нарушений у пациентов при ночном мониторинге сна.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Минздрава России № 056-00030-21-01 от 05.02.2021 г. «Теоретическое и экспериментальное исследование интегративной активности различных физиологических систем человека при стрессовых воздействиях» (номер государственного учета НИОКТР 121030900357-3).

1. Burns A. Alzheimers disease / A. Burns, S. Iliffe // BMJ. 2009. V. 338. Art. b158.
2. Shimokawa A. Influence of deteriorating ability of emotional comprehension on interpersonal behavior in Alzheimer-type dementia / A. Shimokawa, N. Yatomi, S. Anamizu, H. Torii, S. Isono, Y. Sugai, M. Kohno // Brain Cognit. 2001. V. 47. P. 423–433.
3. Dauwels J. Diagnosis of Alzheimer's disease from EEG signals: where are we standing? / J. Dauwels, F. Vialatte, A. Cichocki // Curr. Alzheimer Res. 2010. V. 7. P. 487–505.
4. Hari R. Human cortical oscillations: a neuromagnetic view through the skull / R. Hari, R. Salmelin // Trends Neurosci. 1997. V. 20. P. 44–49.
5. Jensen O. On the human sensorimotor-cortex beta rhythm: sources and modeling / O. Jensen, P. Goel, N. Kopell, M. Pohja, R. Hari, B. Ermentrout // Neuroimage. 2005. V. 26. P. 347–355.
6. Bracco L. Mild cognitive impairment: loss of linguistic task-induced changes in motor cortex excitability / L. Bracco, F. Giovannelli, V. Bessi, A. Borgheresi, A. Di Tullio, S. Sorbi, G. Zaccara, M. Cincotta // Neurology. 2009. V. 72. P. 928–934.
7. Annweiler C. Motor cortex and gait in mild cognitive impairment: a magnetic resonance spectroscopy and volumetric imaging study / C. Annweiler, O. Beauchet, R. Bartha, J. L. Wells, M. J. Borrie, V. Hachinski, M. Montero-Odasso // Brain. 2013. V. 136. P. 859–871.
8. Berens A. von. Feeling more self-confident, cheerful and safe. Experiences from a health-promoting intervention in community dwelling older adults—a qualitative study / A. von Berens, A. Koochek, M. Nydahl, R. Fielding, T. Gustafsson, D. Kim, T. Cederholm, M. Södergren // J. Nutr. Health Aging. 2018. V. 22. P. 541–548.



## СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ДВУХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ ВНЕШНЕГО ВЫСОКОДОБРОТНОГО РЕЗОНАТОРА

*Ю. В. Новожилова, Г. Г. Денисов, А. А. Богдашов, Р. М. Розенталь, А. В. Назаровский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В данной работе показана возможность стабилизации частоты и когерентной генерации двух автогенераторов с близкими параметрами при отражении части их излучения от внешнего высокодобротного резонатора. Эффект стабилизации частоты одного автогенератора внешним высокодобротным резонатором известен и применяется для различных типов генераторов – электронных и оптических [1–5]. В теоретических работах [6–8] было показано, что для стабилизации частоты необходимо, чтобы собственные частоты генератора и внешнего резонатора были достаточно близки, фаза запаздывания (расстояние до отражателя) была оптимальной, коэффициент отражения был мал по сравнению с единицей, а добротность внешнего резонатора была существенно больше добротности резонансной системы автогенератора, то есть должно быть выполнено условие

$$Q_g/Q_{ex} \ll |R| \ll 1, \quad (1)$$

где  $Q_g, Q_{ex}$  – добротности резонансных систем генератора и отражателя соответственно,  $R$  – коэффициент отражения. Недавно впервые экспериментально наблюдалась стабилизация частоты гиротрона – микроволнового генератора, основанного на циклотронном излучении электронного пучка, – внешним квазиоптическим резонатором [9].

Исследование стабилизации частоты двух генераторов-гиротронов внешним высокорезонансным отражателем актуально не только для таких приложений, где требуется излучение со стабильной частотой, как при диагностике плазмы и в плазменных экспериментах, но в перспективе также при создании комплекса когерентно излучающих гиротронов.

Схема двух генераторов-гиротронов с общим внешним высокодобротным отражателем изображена на рис. 1, а. С внешним резонатором, образованным двумя зеркалами, гиротроны связаны через делительные пластины. Такая схема описывается уравнениями трех связанных осцилляторов:

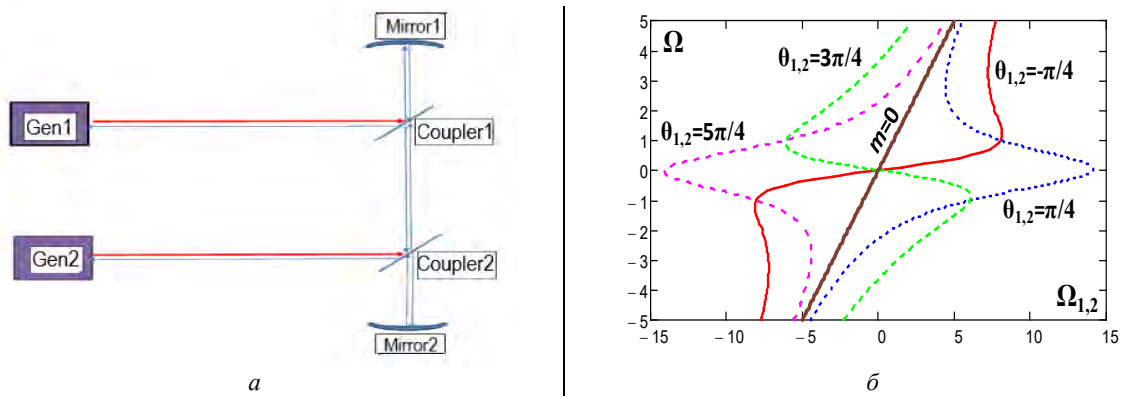
$$\frac{dF_1}{d\tau} + \frac{Q_3}{Q_1} F_1 + i2\delta_1 Q_3 F_1 = \frac{iQ_3}{Q_1} I_1 \chi_1 + \frac{2R_1 Q_3}{Q_1} e^{-i\theta_1} F_3, \quad (2)$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} + \frac{Q_3}{Q_2} F_2 + i2Q_3 \delta_2 F_2 = \frac{iQ_3}{Q_2} I_2 \chi_2 + \frac{2Q_3 R_2}{Q_2} e^{-i\theta_2} F_3, \quad (3)$$

$$\frac{dF_3}{d\tau} + F_3 = A_1 F_1 + A_2 F_2. \quad (4)$$

Здесь  $F_{1,2}$  и  $F_3$  – комплексные амплитуды полей в двух генераторах и во внешнем резонаторе,  $\tau$  – безразмерное время,  $Q_{1,2,3}$  – добротности резонансных систем генераторов и отражателя,  $I_{1,2}$  – параметры тока,  $\chi_{1,2}$  – нелинейные активные проводимости, вносимые активной средой (в случае электронных генераторов – электронным пучком) в резонаторы автогенераторов,  $R_{1,2}$  – коэффициенты отражения излучения первого и второго генераторов от внешнего резонатора,  $A_{1,2}$  – коэффициенты возбуждения внешнего резонатора генераторами,  $\delta_{1,2}$  – безразмерные расстройки между собственными частотами резонансной системы каждого автогенератора и собственной частотой внешнего резонатора.

Анализ стационарных состояний, в которых генераторы излучают когерентно ( $F_{1,2,3} = |F_{1,2,3}| e^{i\Omega\tau + i\varphi_{01,2,3}}$ , где  $|F_{1,2,3}| = \text{const}$ ,  $\Omega = \text{const}$ ), показывает, что частота излучения может быть стабилизирована, если выполнено условие, аналогичное (1), для каждого генератора:  $Q_{1,2}/Q_{ex} \ll |R_{1,2}| \ll 1$ . При этом изменение параметров системы приводит к существенно меньшим изменениям частоты генерации  $\Omega$ , чем в отсутствие отражений. Характерный вид зависимостей частоты от собственной частоты резонансной системы для двух одинаковых генераторов показан на рис. 1, б.



**Рис. 1.** Схема двух генераторов, связанных с внешним квазиоптическим резонатором через делительные пластины (а), и зависимость частоты излучения от собственных частот генераторов в случае одинаковых генераторов (б): коричневая сплошная линия – отражений нет, красная линия – оптимальные фазы запаздывания, синяя, зеленая и сиреневая линии – неоптимальные фазы запаздывания

Возрастающие участки функций на рис. 1, б устойчивы, убывающие – неустойчивы. Функции  $\Omega(\Omega_{1,2})$  неоднозначны, поэтому может наблюдаться гистерезис и скачки частоты излучения при возрастании и убывании собственных частот резонансных контуров автогенераторов.

Для оптимальной фазы запаздывания была исследована устойчивость стационарных состояний и сценарии возвращения в стационарные состояния при малых отклонениях амплитуд и фаз. При малом отклонении амплитуд и фаз генераторов и внешнего резонатора от их стационарных значений быстрее всего – с декрементами равными прочности предельного цикла автономных генераторов – убывают возмущения амплитуд генераторов. На следующем этапе за большее время порядка  $Q_{1,2}/R_{1,2}\omega_{ex}$  происходит захват фаз автогенераторов отраженной волной и установление стационарных значений этих фаз. На последнем, самом длительном этапе, за время порядка  $2Q_3/\omega_{ex}$  устанавливаются стационарные значения амплитуды и фазы внешнего резонатора ( $\omega_{ex}$  – собственная частота внешнего резонатора).

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-30071.

1. Jory H. R. Network for pulling a microwave generator to the frequency of its resonant load : U.S. Patent 3 714 592 A, Jan. 30, 1973.
2. Kozorezov G. G. Ferrite-decoupled magnetrons for electron accelerators // Vacuum Microwave Electronics: Collected Review Papers. Nizhny Novgorod, Russia: Institute of Applied Physics, 2002. P. 67–70.
3. Kazakevitch G. M. Stabilization of the microtron-injector for a wide-band compact FIR FEL / Kazakevitch G. M., Jeong Y. U., Pavlov V. M., and Lee B. C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2004. V. 528, № 1/2. P. 115–119.
4. Li H. Analysis of the noise spectra of a laser diode with optical feedback from a high-finesse resonator / Li H. and Abraham N. B. // IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25, № 8. P. 1782–1793.
5. Zolotovskii I. O. Frequency locking of a semiconductor laser by a ring fibre resonator / Zolotovskii I. O., Korobko D. A., Fotiadi A. A., and Panajotov K. // Quantum Electron. 2017. V. 47, № 10. P. 871–876.
6. Novozhilova Yu. V. Analytical theory of an RF generator phase-locked by the resonant load with delayed reflection / Novozhilova Yu. V., Ishenko A. S. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. V. 32, № 12 (2011). P. 1394–1406.
7. Glyavin M. Y. Stabilization of gyrotron frequency by reflection from nonresonant and resonant loads / Glyavin M. Y., Denisov G. G., Kulygin M. L., and Novozhilova Y. V. // Tech. Phys. Lett. 2015. V. 41, № 7. P. 628–631.
8. Zotova I. V. Time-domain theory of low-Q gyrotrons with frequency-dependent reflections of output radiation / Zotova I. V., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Sergeev A. S., and Rozental R. M. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25, № 1. Art. 013104.
9. Fokin A. P. Experimental demonstration of gyrotron frequency stabilization by resonant reflection / Fokin A. P., Bogdashov A. A., Novozhilova Yu. V., Bakunin V. L., Parshin V. V., and Glyavin M. Yu. // IEEE Electron Device Lett. 2021. V. 42, № 7. P. 1077–1080.

# АЛЬФА-ЭФФЕКТ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ПРИСУТСТВИИ ТРЁХМЕРНОГО КОГЕРЕНТНОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

*Д. Л. Огородников<sup>1,2</sup>, С. С. Вергелес<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Москва

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Уравнению Навье – Стокса, главному для гидродинамики, скоро исполняется 200 лет [1]. Однако до сих пор его решение для многих экспериментально наблюдаемых систем и практически важных задач [2] представляет трудность, если течения характеризуются большим числом Рейнольдса. В последние десятилетия резко повысилась точность регистрации скорости течения благодаря техническому прогрессу в оптических системах. Параллельно с этим возросла мощность вычислительных машин, что позволило производить массивные симуляции уравнения Навье – Стокса [3, 4]. Всё это дало пищу для построения теории двумерных когерентных вихрей, что было сделано в последние несколько лет [5]. Одним из следующих достижений статистической гидродинамики вполне могут стать результаты предлагаемого исследования – статистической теории трёхмерных когерентных вихрей в жидкости. Такие вихри наблюдаются как в природе, так и в искусственном эксперименте [6].

Когерентные вихри являются статистически устойчивыми формированиями. В двумерном течении такие вихри компенсируют потерю энергии из-за трения её поступлением непосредственно от мелкомасштабных флуктуаций [5]. Стоит отметить, что в двумерных и трёхмерных течениях перетекание энергии между крупномасштабным течением и флуктуациями происходит по-разному [7]. В частности, в двумерном когерентном вихре мелкомасштабные флуктуации, возбуждаемые внешними стохастическими силами, передают кинетическую энергию в вихрь, тогда как в трёхмерном течении энергия передаётся от крупномасштабного сдвигового течения мелкомасштабным флуктуациям. Модель двумерного течения является в большей части случаев упрощённым представлением трёхмерного течения, у которого третья компонента скорости оказывается подавленной. Однако подавление третьей компоненты скорости может быть вызвано вращением и быть не связанным с геометрическим механизмом. Теорема Прудмана – Тейлора утверждает [8], что при большом числе Россби скорость течения перестаёт изменяться вдоль оси вращения за счёт действия сил Кориолиса. В результате течения в удалённых от центра плоскостях и в третьем направлении оказываются разделёнными. Итак, успехи в экспериментальных и численных исследованиях последних лет позволили создать теорию двумерных [5] и трёхмерных когерентных вихрей [9].

Широко известным примером трёхмерного когерентного вихревого течения является торнадо [10], похожие течения реализуются в жидком внешнем ядре Земли [11]. В работе [9] исследовался аналитически механизм поддержания когерентного вихря в статистически устойчивом состоянии в быстро вращающейся турбулентной трёхмерной несжимаемой жидкости. Число Россби предполагалось малым как для мелкомасштабных турбулентных пульсаций, так и для крупномасштабного когерентного вихря, ось которого направлена вдоль оси вращения. Данная теория позволяет определить крупномасштабный профиль скорости, а также статистические свойства течения, в частности вычислить корреляционные [9, 12] и структурные функции [13] поля скорости.

Большой интерес представляет изучение трёхмерных когерентных течений проводящей жидкости в магнитном поле, поиск параметров течений, при которых возможна самогенерация магнитного поля – эффект динамо [14]. Следствием генерации магнитного поля является наличие электродвижущей силы  $E$ , величина которой зависит от напряжённости магнитного поля  $\vec{B}$ . Кроме того, за счёт турбулентного движения жидкости тороидальные магнитные поля могут преобразовываться в полоидальные. Данное явление называется альфа-эффектом и количественно определяется линейной зависимостью между электродвижущей силой и напряжённостью магнитного поля через псевдотензор  $\hat{\alpha}$ :  $\vec{E} = \hat{\alpha}\vec{B}$  [15]. Зачастую альфа-эффект определяет самогенерацию магнитного поля, которая обеспечивает наличие магнитного поля у большинства астрономических объектов [14]. В связи с этим большой интерес представляет определение альфа-эффекта для трёхмерного когерентного вихря проводящей жидкости в магнитном поле.

Целью данной работы является количественное определение величины альфа-эффекта для трёхмерного когерентного вихревого течения проводящей жидкости. Посчитаны элементы псевдотензора альфа-эффекта, определена их зависимость от характеристик течения жидкости (чисел Россби, Экма-

на, магнитного числа Прандтля, величины коэффициента сдвига). Альфа-эффект оказывается существенно анизотропным и зависит от соотношения между числом Россби и магнитным числом Прандтля. В работе показывается, что именно альфа-эффект приводит к росту магнитного поля со временем на начальной стадии, а также определяется область параметров задачи, при которых этот рост становится возможным.

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Гидродинамика. Т. VI. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001.
2. Saffman P. G. Two-dimensional problems in hydrodynamics and aerodynamics // Journal of the Franklin Institute. 1966. V. 281(1). P. 78–79.
3. Donzis D. A. et al. Vorticity moments in four numerical simulations of the 3D Navier–Stokes equations // Journal of Fluid Mechanics. 2013. V. 732. P. 316–331.
4. Subich C. J., Lamb K. G., Stasna M. Simulation of the Navier-Stokes equations in three dimensions with a spectral collocation method // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2013. V. 73. P. 103–129.
5. Kolokolov I., Lebedev V. Structure of coherent vortices generated by the inverse cascade of two-dimensional turbulence in a finite box // Physical Review E. 2016. V. 93(3). Art. 033104.
6. Orlov A. V., Brazhnikov M. Y., Levchenko A. A. Large-scale coherent vortex formation in two-dimensional turbulence // JETP Letters. 2018. V. 107(3). P. 157–162.
7. Kraichnan R. H. Small-scale structure of a scalar field convected by turbulence // The Physics of Fluids. 1968. V. 11. P. 5.
8. Proudman J. On the motion of solids in a liquid possessing vorticity // Proc. R. Soc. Lond. A. 1916. V. 92. P. 408–424.
9. Kolokolov I. V., Ogorodnikov L. L., Vergeles S. S. Structure of coherent columnar vortices in three-dimensional rotating turbulent flow // Physical Review Fluids. 2020. V. 5(3). Art. 034604.
10. Staley D. O., Gall R. L. Hydrodynamic instability of Small Eddies in Tornado Vortex // Journal of the Atmospheric Sciences. 1983. V. 41(3). P. 422.
11. Schubert G. Treatise on geophysics. V. 8 : Core dynamics. 2nd edition. Elsevier, 2015.
12. Огородников Л. Л., Вергелес С. С. Структура и пространственные корреляции столбчатых когерентных вихрей в трехмерной вращающейся жидкости // Забабахинские научные чтения. 2021. С. 24–25.
13. Ogorodnikov L. L., Vergeles S. S. Velocity structure function in a geostrophic coherent vortex under strong rotation : arXiv preprint. arXiv:2112.05976. 2021.
14. Zeldovich Y. B., Ruzmaikin A. A., Sokolov D. D. Magnetic Fields in Astrophysics. N. Y. : Gordon and Breach, 1983. 364 p.
15. Parker E. N. // The Astrophysical Journal. 1955. V. 122. P. 293.

# РАСПАД ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПАРУ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

*И. В. Оладышкин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Формирование лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (англ. LIPSS) изучается более 50 лет с момента первого наблюдения М. Бирнбаумом в образцах германия и арсенида галлия в 1965 г. [1]. В дальнейших исследованиях было обнаружено, что облучение металлов и диэлектриков короткими лазерными импульсами с высокой плотностью энергии также приводит к появлению периодических полос на поверхности (см., например, недавние обзоры [2, 3]). Ориентация и период пульсаций определяются как свойствами материала, так и параметрами оптических импульсов. В данной работе мы остановимся на случае металлов и высоколегированных полупроводников, где выполняется условие существования поверхностных плазмон-поляритонов, т. е. действительная часть диэлектрической проницаемости меньше  $-1$ . Помимо фундаментального интереса, этот эффект привлекает внимание как относительно простой и быстрый способ субмикронного структурирования материала.

Ключевая роль поверхностных плазмонов в структурировании металлов лазерными импульсами была доказана во многих экспериментальных и теоретических работах [2–7]. Общая электромагнитная теория формирования поверхностных периодических структур при возбуждении плазмонных мод была разработана Дж. Сайпом и соавторами в начале 1980-х годов в серии пионерских работ [5–7]. В рамках этой модели поверхностные плазмоны (наряду с другими дифракционными волнами) генерируются на случайных неровностях поверхности и одновременно интерферируют с падающим лазерным импульсом.

Несмотря на несомненный прогресс, достигнутый в этой области, самый начальный этап формирования поверхностных структур (как и результаты одноимпульсных экспериментов) остается не до конца понятным с теоретической точки зрения. Основная проблема в том, что эффективность возбуждения поверхностных плазмонов на случайной шероховатой поверхности крайне мала, тем более что образцы, используемые в реальных экспериментах, достаточно гладкие.

В данной работе мы теоретически показываем, что интенсивный фемтосекундный оптический импульс, падающий нормально на металлическую поверхность, неустойчив по отношению к распаду на пару встречных поверхностных плазмон-поляритонов. Интерференционное поле падающего импульса и поверхностных волн периодически нагревает среду, что вызывает пространственное возмущение диэлектрической проницаемости и, в свою очередь, резонансно усиливает конверсию. Таким образом, в отличие от более ранних теоретических работ, мы предсказываем нелинейный режим взаимодействия. Оцененное аналитически время нарастания неустойчивости для типичных металлов составляет 10–50 фс при плотностях лазерного излучения порядка  $1 \text{ Дж/см}^2$ , что соответствует условиям реальных одноимпульсных экспериментов, в ходе которых в образцах спонтанно возникают полосовые структуры. Амплитуда поверхностных плазмонов, развивающихся в неустойчивом режиме, должна на 1–3 порядка превосходить значения амплитуды, оцененные без учета описанной обратной связи.

Таким образом, механизм неустойчивого распада важен для понимания динамики поглощения оптического импульса в повреждающих условиях и перспективен для интерпретации экспериментов по формированию лазерно-индуцированных поверхностных структур (LIPSS).

1. *Birnbaum M.* Semiconductor surface damage produced by Ruby lasers / M. Birnbaum // *J. Appl. Phys.* 1965. V. 36. P. 3688.
2. *Bonse J.* Maxwell meets Marangoni – a review of theories on laser-induced periodic surface structures / J. Bonse, S. Gräf // *Laser & Photonics Reviews.* 2020. V. 14. P. 2000215.
3. *Bonse J.* Quo vadis LIPSS? – Recent and future trends on laser-induced periodic surface structures / J. Bonse // *Nanomaterials.* 2020. V. 10. P. 1950.
4. *Bonse J.* Femtosecond laser-induced periodic surface structures / J. Bonse, J. Kruger, S. Hohm and A. Rosenfeld // *J. Laser Appl.* 2012. V. 24. P. 042006.
5. *Sipe J. E.* Laser-induced periodic surface structure. I. Theory / J. E. Sipe, J. F. Young, J. S. Preston, H. M. van Driel // *Phys. Rev. B.* 1983. V. 27. P. 1141.
6. *Sipe J. E.* Laser-induced periodic surface structure. II. Experiments on Ge, Si, Al, and brass / J. E. Sipe, J. F. Young, J. S. Preston, H. M. van Driel // *Phys. Rev. B.* 1983. V. 27. P. 1155.
7. *Young J. F.* Laser-induced periodic surface structure. III. Fluence regimes, the role of feedback, and details of the induced topography in germanium / J. F. Young, J. E. Sipe, H. M. van Driel // *Phys. Rev. B.* 1984. V. 30. P. 2001.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЫСОКОДОБРОТНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ В РЕЖИМЕ ЗАТЯГИВАНИЯ С УЧЕТОМ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ

*В. И. Павлов<sup>1,2</sup>, Н. М. Кондратьев<sup>3</sup>, В. Е. Лобанов<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево

<sup>3</sup>Инновационный институт технологий, Абу-Даби, ОАЭ

<sup>4</sup>Российский квантовый центр, Сколково

При вводе лазерного излучения в высокодобротный оптический микрорезонатор практически неизбежно проявляются тепловые эффекты, такие как терморелактивный эффект и эффект теплового расширения [1, 2]. Зачастую они рассматриваются как паразитные и нежелательные, так как приводят к различного рода дрейфам, флуктуациям и неустойчивым режимам, что существенно усложняет применение оптических микрорезонаторов, в том числе и для реализации различных нелинейных взаимодействий [2–5]. В частности, тепловые эффекты могут сильно влиять на генерацию оптических частотных гребенок и солитонных структур [5–7]. Одним из методов компенсации тепловых эффектов является использование эффекта затягивания, связывающего частоту излучения лазера с собственной частотой микрорезонатора [8]. Однако, несмотря на вдохновляющие и многообещающие экспериментальные результаты [9], принципы и динамика эффекта затягивания при больших мощностях накачки в нелинейных режимах, включая тепловую нелинейность, изучены недостаточно.

Стандартная модель затягивания описывает зависимость расстройки частоты генерации лазера и резонансной частоты микрорезонатора  $\zeta_0 = 2(\omega_{\text{eff}} - \omega_0)/\kappa$  от нормированной расстройки резонансных частот резонатора лазера и микрорезонатора  $\xi_0 = 2(\omega_{\text{LC}} - \omega_0)/\kappa$ , где  $\omega_0$  и  $\kappa$  – частота и нагруженная ширина линии резонанса микрорезонатора, ближайшего к накачке,  $\omega_{\text{LC}}$  – резонансная частота резонатора лазера, модифицированная фактором Генри,  $\omega_{\text{eff}}$  – эффективная частота лазерного излучения. Перестроечные кривые, описывающие этот эффект, хорошо изучены для случая модели линейного микрорезонатора [8], т. е. для малых мощностей накачки (см. рисунок). Однако такая линейная модель затягивания предсказывает, что в режиме затягивания достижимая область отстройки в затаянном состоянии не перекрывается областью существования солитона, несмотря на достаточную мощность накачки, что противоречит известным экспериментальным результатам. Недавно было показано, что это противоречие связано с отсутствием керровской нелинейности в линейной модели затягивания [9]. В данной работе мы модифицируем модель затягивания, включая кубичную и тепловую нелинейность в линейную модель.

Мы решали уравнения связанных мод с обратным рассеянием для амплитуд прямой и обратной мод  $a_\mu$  и  $b_\mu$  с учетом эффектов само- и перекрестного воздействия, а также уравнение, описывающее динамику теплового сдвига резонансной частоты микрорезонатора частоты  $\theta$ :

$$\frac{da_\mu}{d\tau} = -(1 - i\zeta_\mu - i\theta)a_\mu + i\beta b_\mu + i\widehat{aaa}_\mu^* + i2\alpha_x a_\mu P_b + f\delta_{\mu 0}, \quad (1)$$

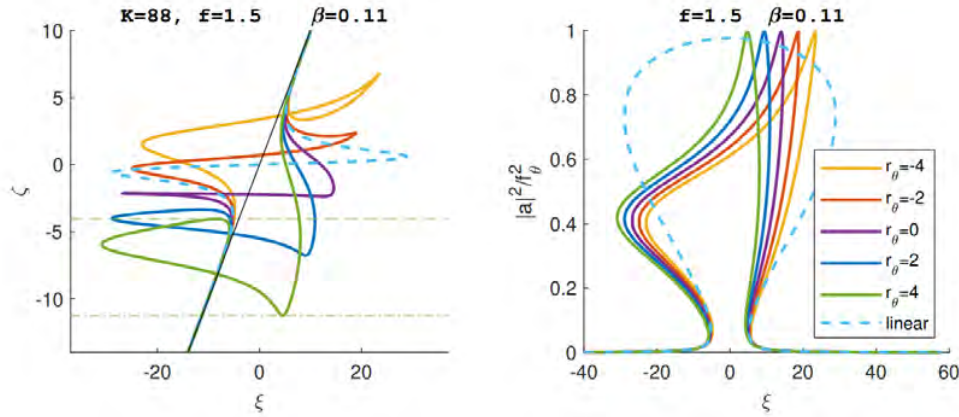
$$\frac{db_\mu}{d\tau} = -(1 - i\zeta_\mu - i\theta)b_\mu + i\beta^* a_\mu + i\widehat{bbb}_\mu^* + i2\alpha_x b_\mu P_a, \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{\kappa_\theta}{\kappa} (r_\theta (P_a + P_b) - \theta), \quad (3)$$

где  $\tau = \kappa t/2$  – нормированное время,  $\alpha_x$  – коэффициент перекрытия мод кросс-модуляции,  $\beta$  и  $f$  – нормированные коэффициент обратного рассеяния и амплитуда накачки,  $\widehat{aaa}_\mu^*$  и  $\widehat{bbb}_\mu^*$  – керровские нелинейные члены,  $P_a = \sum |a_\eta|^2$  и  $P_b = \sum |b_\eta|^2$  – средние интенсивности прямой и обратной волн. Тепловые параметры  $\kappa_\theta$  и  $r_\theta$  – обратное время тепловой релаксации и отношение теплового коэффициента нелинейности к керровскому.

Прежде всего, мы рассмотрели стационарное решение без нелинейной генерации и наблюдали, что тепловые эффекты еще больше деформируют перестроечные и резонансные кривые при затягивании. На рисунке представлены кривые для различных значений отношения коэффициента тепловой и керровской нелинейностей. Видно, что наклон полосы захвата увеличивается с увеличением  $r_\theta$ , что означает меньшую эффективность стабилизации. При этом увеличивается допустимый диапазон отстроек генерации. Еще одно важное замечание состоит в том, что для положительной терморелак-

ции точки  $\partial\zeta/\partial\xi = 0$  (бесконечный коэффициент стабилизации), которые также являются естественными границами, удерживающими внутри область захвата, в точности соответствуют критерию бистабильности нелинейного резонанса по отстройке генерации  $\zeta$  с эффективной нормированной амплитудой накачки  $f_\theta = \sqrt{1 + r_\theta}f$  (см. зеленые штриховые и штрихпунктирные линии на левой панели рисунка).



Перестроечная кривая настройки (слева) и резонансная кривая (справа) для разных значений  $r_\theta$ . Коэффициент кросс-модуляции  $\alpha_x = 1$ . Зеленые штрихпунктирные линии на левой панели определяют область бистабильности нелинейного резонанса по  $\zeta$  для  $f_\theta$  при  $r_\theta = 4$

Для моделирования динамики при затягивании мы включили скоростное уравнение лазерного излучения в систему (1)–(3), заменив член накачки  $f \rightarrow f_e a_l e^{-i\psi_s}$ :

$$\frac{dN_g}{d\tau} = \frac{g}{g_0} \frac{f_e^2}{\tilde{\kappa}_{WGR}} (\tilde{\kappa}_l - N_g |a_l|^2 + \tilde{\kappa}_N (\tilde{\kappa}_l - N_g)), \quad (4)$$

$$\frac{da_l}{d\tau} = (-i\xi_0 - i\nu_\xi \tau + (1 + i\alpha_g)N_g - \tilde{\kappa}_l) a_l - \frac{\tilde{\kappa}_{Laser} \tilde{\kappa}_{WGR}}{f_e} b_\mu e^{-i\psi_s}. \quad (5)$$

Первое уравнение описывает нормированную динамику концентрации носителей заряда  $N_g$ , а второе – нормированное поле лазера  $a_l$ . Мы исследовали зависимости от двух параметров:  $f$  и  $r_\theta$  – и получили, что реальная эволюция при сканировании частоты проявляется между кривой возмущенного резонанса и невозмущенной резонансной кривой. Если скорость сканирования частоты мала (или время тепловой релаксации велико), то эволюция ближе к кривой теплового влияния, и наоборот.

В результате разработана теория затягивания на микрорезонатор с керровским и тепловым эффектами. Мы провели как стационарный, так и динамический анализ. Показано, что хотя затягивание может приводить к колебательным режимам на границе области захвата, внутри области захвата система стабилизируется так, что формирование частотных гребенок и солитонов становится возможным.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-22-00872).

1. *Ilchenko, V.* Thermal nonlinear effects in optical whispering gallery microresonators / V. Ilchenko, M. L. Gorodetskiy // *Laser Physics*. 1992. № 2. P. 1004–1009.
2. *Fomin, A. E.* Nonstationary nonlinear effects in optical microspheres / A. E. Fomin, M. L. Gorodetskiy, I. S. Grudin, V. S. Ilchenko // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2005. № 22. P. 459–465.
3. *Carmon, T.* Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities / T. Carmon, L. Yang, J. K. Vahala // *Opt. Express*. 2004. № 12. P. 4742–4750.
4. *Diallo, S.* Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities / S. Diallo, G. Lin, Y. K. Chembo // *Opt. Lett.* 2015. № 40. P. 3834–3837.
5. *Leshem, A.* Thermal instabilities, frequency-comb formation, and temporal oscillations in Kerr microresonators / A. Leshem, Z. Qi, T. F. Carruthers // *Phys. Rev. A*. 2021. № 40. P. 013512.
6. *Herr, T.* Temporal solitons in optical microresonators / T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost // *Nat. Photon.* 2014. № 8. P. 145–152.
7. *Bao, C.* Direct soliton generation in microresonators / C. Bao, Xuan, Y. // *Opt. Lett.* 2017. № 42. P. 2519–2522.
8. *Kondratiev, N. M.* Self-injection locking of a laser diode to a high-Q WGM microresonator / N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, A. V. Cherenkov // *Opt. Express*. 2017. № 25. P. 28167–28178.
9. *Voloshin, A. S.* Dynamics of soliton self-injection locking in optical microresonators of a laser diode to a high-Q WGM microresonator / A. S. Voloshin, J. Liu, N. M. Kondratiev // *Nature Communications*. 2021. № 12. P. 235.

# ДИНАМИКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ, СИНХРОНИЗАЦИЯ И ХАОС В ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТАХ ПРИ МИЛЛИКЕЛЬВИННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*А. Л. Панкратов*<sup>1,2,3</sup>, *А. В. Гордеева*<sup>1,2</sup>, *Л. С. Ревин*<sup>1,2</sup>, *А. А. Яблоков*<sup>1,2</sup>,  
*Д. А. Ладейнов*<sup>2,3</sup>, *Е. В. Панкратова*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В нашей лаборатории проводится разработка и исследование прототипов счетчиков микроволновых фотонов на основе алюминиевых джозефсоновских контактов. Такие счетчики необходимы как для поиска частиц темной материи – аксионов [1], так и в качестве устройств квантовой обработки информации. Были исследованы образцы джозефсоновских контактов с малыми [2] и большими [3] критическими токами при рабочих температурах 20–50 мК и получены убедительные экспериментальные доказательства переключения контактов в резистивное состояние, инициируемое поглощением нескольких фотонов при значительно ослабленном сигнале синтезатора с частотой 10 ГГц. В этом случае гармонический сигнал представляет собой поток фотонов с энергией 6,6 йоктоджоулей, подчиняющийся распределению Пуассона. Получена статистика переключений и показано, что наклоны вероятности переключения соответствуют регистрации 1, 2, 3, 4 и 5 фотонов. Было продемонстрировано детектирование энергии пяти фотонов на частоте 10 ГГц со временем темнового счета более 10 с и эффективностью, близкой к единице. Показано, что благодаря использованию режима фазовой диффузии время между темновыми отсчетами детектора может быть увеличено на несколько порядков [2] как в классическом, так и в квантовом режиме. Исследовано влияние критического тока джозефсоновских контактов на характерную температуру перехода в режим фазовой диффузии.

Для дальнейшей оптимизации параметров счетчиков микроволновых фотонов проводятся теоретические [4] и экспериментальные исследования их нелинейной динамики при воздействии гармонического сигнала различных частот и мощностей. При этом наблюдаются эффекты резонансной активации, динамической бистабильности и задержки переключения шумом. При переходе от режима синхронизации переключений внешним сигналом к автономному случаю наблюдается эффект взаимного усиления хаоса и шума [5], который выражается в резком уширении гистограммы токов переключения вблизи температуры квантового кроссовера и пропадает при дальнейшем повышении рабочей температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-79-10170.

1. <https://naked-science.ru/article/column/v-ngtu-sdelali-shag-k-sozdaniyu-schetchika>.
2. *Pankratov A. L.* Towards a microwave single-photon counter for searching axions / *A. L. Pankratov, L. S. Revin, A. V. Gordeeva, A. A. Yablokov, L. S. Kuzmin, E. Il'ichev* // *NPJ Quantum Information*. 2022. V. 8. P. 61. URL: <https://www.nature.com/articles/s41534-022-00569-5>.
3. *Pankratov A. L.* Approaching microwave photon sensitivity with Al Josephson junctions / *A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, L. S. Revin, D. A. Ladeynov, A. A. Yablokov, L. S. Kuzmin* // *Beilstein J. Nano*. 2022. V. 13. P. 582–589. <https://doi.org/10.3762/bjnano.13.50>.
4. *Yablokov A. A.* Suppression of switching errors in weakly damped Josephson junctions / *A. A. Yablokov, V. M. Mylnikov, A. L. Pankratov, E. V. Pankratova, A. V. Gordeeva* // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2020. V. 136. P. 109817.
5. *Pankratov A. L.* Oscillations in Josephson transmission line stimulated by load in the presence of noise / *A. L. Pankratov, E. V. Pankratova, V. A. Shamporov, S. V. Shitov* // *Appl. Phys. Lett*. 2017. V. 110. P. 112601.



# ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВЕТРА ПО ДАННЫМ РАДИОЛОКАТОРОВ Ku- И Ka-ДИАПАЗОНОВ НА СПУТНИКЕ GPM

*М. А. Панфилова, В. Ю. Кареев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Основная доля информации о состоянии волнения на поверхности океана, поле приповерхностного ветра, а также о состоянии ледяного покрова поступает со спутников орбитального базирования. При этом, как правило, используются данные миссий, специализированных под конкретную задачу. Одним из направлений дистанционного зондирования является разработка алгоритмов получения новых данных по измерениям уже работающих миссий. В настоящей работе используются измерения радиолокатора на спутнике GPM (Global Precipitation Measurement), предназначенного для определения пространственного распределения осадков, применительно к определению скорости приповерхностного ветра. В работе использовались данные радиолокаторов Ku-диапазона и Ka-диапазона. Радиолокаторы работают в сканирующем режиме, при этом угол падения меняется в пределах  $\pm 18$  градусов, полоса обзора 245 км, а элемент разрешения имеет размер 5 км.

По данным радиолокаторов на спутнике GPM, а также по данным радиолокатора SWIM (Surface Waves Investigation and Monitoring) разработан ряд алгоритмов определения скорости ветра по геофизическим модельным функциям для каждого угла падения [1, 2]. Однако в работе [3] было продемонстрировано, что корреляция сечения обратного рассеяния ( $\sigma^0$ ) со скоростью ветра при углах падения  $8\text{--}10^\circ$  близка к нулю, поэтому определение скорости ветра в данном диапазоне углов падения проблематично. Сильная корреляция  $\sigma^0$  со скоростью ветра наблюдается при нулевом угле падения. В работе [4] показано, что в рамках приближения геометрической оптики сечение обратного рассеяния при нулевом угле падения  $\sigma^0(0)$  может быть восстановлено в полосе обзора радиолокатора для углов падения не более  $12^\circ$ . Для этого используются локальные зависимости  $\sigma^0$  от угла падения.

Был предложен следующий подход для определения скорости ветра по данным радиолокаторов на спутнике GPM: сначала в полосе обзора определяется  $\sigma^0(0)$  в рамках приближения геометрической оптики с помощью линейной зависимости сечения обратного рассеяния от угла падения, затем по этой величине определяется скорость ветра по регрессионной модели. Для построения регрессионной модели был собран объединенный массив данных радиолокатора о сечении обратного рассеяния и данных буев NDBC (National Data Buoy Center) о скорости ветра на высоте 10 м ( $U_{10}$ ) за период 2017–2019 годов. Восстановленные по данным радиолокатора Ku-диапазона данные о  $\sigma^0(0)$  в полосе обзора были объединены с измерениями буев таким образом, чтобы расстояние между буюм и центром пятна засветки не превышало 25 км, а временной интервал между измерением радиолокатора и записью с буя не превосходил 15 минут. Область вокруг буя, содержащая несколько элементов разрешения, исследовалась на наличие пространственных неоднородностей. В каждой области удаляются выбросы, и вычисляется среднее значение  $\sigma^0(0)$ . Массив пар значений ( $\sigma^0(0)$ ,  $U_{10}$ ) далее используется для построения модели.

Для определения коэффициентов модели использовалась половина массива ( $\sigma^0(0)$ ,  $U_{10}$ ), вторая половина применялась для валидации модели. Следуя процедуре, изложенной в работе [5], были выделены интервалы значений УЭПР с шагом 0,2 дБ – биннинг (binning). Все значения  $U_{10}$  в каждом интервале усредняются, а значение  $\sigma^0(0)$  берется в середине интервала. Аналогичная процедура биннинга была проведена для скорости ветра, при этом интервалы по скорости ветра выбирались с шагом 0,2 м/с. В обоих случаях оставлены значения только в тех интервалах, где количество измерений больше 10. Процедура биннинга позволяет уравновесить вклад различных диапазонов скоростей ветра при построении зависимости.

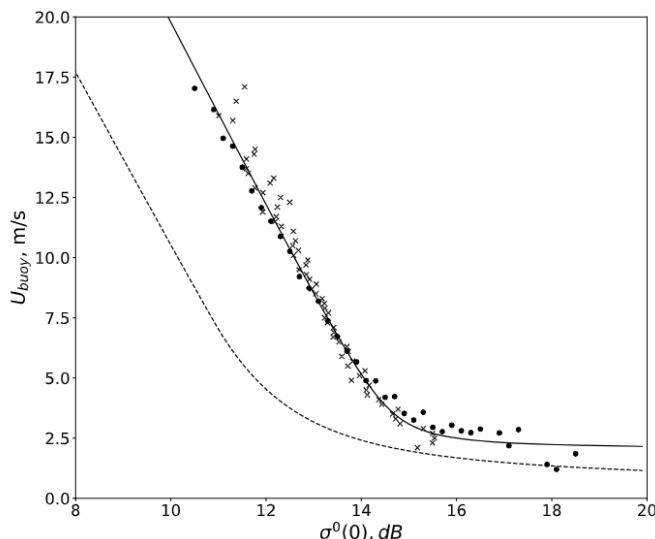
Получено более простое, чем в [5], выражение для зависимости скорости ветра от УЭПР при надире непосредственно по данным буев о скорости ветра:

$$U_{10} = -(a\sigma^0(0) + b) + \sqrt{(a\sigma^0(0) + b)^2 + c^2} + d, \quad (1)$$

где  $a = 1,84$ ,  $b = -26,83$ ,  $c = 2,38$ ,  $d = 1,7$  для Ku-диапазона и  $a = 1,49$ ,  $b = -20,3$ ,  $c = 3,01$ ,  $d = 1,46$  для Ka-диапазона. Полученная параметризация может применяться для анализа данных радиовысотометров. На рисунке представлена зависимость скорости ветра по данным буев от  $\sigma^0(0)$ . Точки соответствуют усредненным значениям скорости ветра при заданном УЭПР, звездочки – усредненным значениям УЭПР при заданном значении скорости ветра. Сплошная линия соответствует регрессионной

зависимости (1), а пунктирная линия – зависимости из [5] по данным радиовысотомера. Зависимости для DPR и радиовысотомера не совпадают, что связано с различиями калибровки радиолокаторов.

Качество работы алгоритма было проверено на половине массива, применяемой для валидации. Среднее отклонение и среднее квадратичное отклонение равны соответственно  $-0,12$  и  $1,83$  м/с, коэффициент корреляции равен  $0,84$  для Ku-диапазона; для Ka-диапазона среднее отклонение и среднее квадратичное отклонение равны соответственно  $0,02$  и  $1,36$  м/с, коэффициент корреляции равен  $0,89$ .



Зависимость скорости ветра по данным буев от  $\sigma^0(0)$ . Точки соответствуют усредненным значениям скорости ветра при заданном УЭПР, звездочки – усредненным значениям УЭПР при заданном значении скорости ветра. Сплошная линия соответствует регрессионной зависимости (1) для Ku-диапазона, а пунктирная – зависимости из работы [5]

Также была проведена валидация полученного алгоритма путем сравнения с данными скаттерометра ASCAT-A. Был собран объединенный массив скоростей ветра по данным ASCAT-A и DPR за январь 2017 года. Объединялись измерения, разнесенные по пространству не более чем на  $25$  км и по времени не более чем на  $15$  минут. Среднее отклонение и среднее квадратичное отклонение равны  $0,28$  и  $1,26$  м/с соответственно, коэффициент корреляции равен  $0,93$  для Ku-диапазона; для Ka-диапазона среднее отклонение и среднее квадратичное отклонение равны соответственно  $-0,58$  и  $1,33$  м/с, а коэффициент корреляции равен  $0,92$ .

По данным радиолокатора Ku-диапазона на спутнике GPM и измерениям морских буев построен алгоритм определения скорости ветра. Методика включает в себя два этапа: определение УЭПР при надире в широкой полосе обзора и вычисление скорости ветра по регрессионной модели. Преимущества обсуждаемого алгоритма состоят в том, что скорость ветра определяется в широкой полосе –  $145$  км, с высоким разрешением –  $5$  км, при этом данные могут быть получены в прибрежной зоне на расстоянии  $5$ – $10$  км от берега, а области осадков известны по данным того же прибора и легко исключаются из рассмотрения.

1. Ren L. Ocean surface wind speed dependence and retrieval from off-nadir CFOSAT SWIM data / L. Ren, J. Yang, Y. Xu, Y. Zhang, G. Zheng, J. Wang, J. Dai, C. Jiang // Earth and Space Science. 2021. V. 8, № 6. P. e2020EA001505.
2. Hossan A. Ku- and Ka-band ocean surface radar backscatter model functions at low-incidence angles using full-swath GPM DPR data / A. Hossan, W. L. Jones // Remote Sensing. 2021. V. 13, № 8. P. 1–27.
3. Chu X. Relationships between Ku-band radar backscatter and integrated wind and wave parameters at low incidence angles / X. Chu, Y. He, V. Y. Karaev // IEEE Transactions on geoscience and remote sensing. 2012. V. 5. P. 4599–4609.
4. Panfilova M. A. Oil slick observation at low incidence angles in Ku-band / M. A. Panfilova, V. Y. Karaev, J. Guo // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2018. V. 123, № 3. P. 1924–1936.
5. Abdalla S. Ku-band radar altimeter surface wind speed algorithm / S. Abdalla // Marine Geodesy. 2012. V. 35, sup 1. P. 276–298.

# АВТОКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА ФИЛЬТРОВАННОГО ПО ЧАСТОТЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕКОГЕРЕНТНО НАКАЧИВАЕМОГО ОДНОФОТОННОГО ИСТОЧНИКА

*И. В. Панюков*<sup>1</sup>, *В. Ю. Шишков*<sup>1,2,3</sup>, *Е. С. Андрианов*<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

В последние годы однофотонные источники света, для которых функция когерентности второго порядка равна нулю, привлекают большой интерес. Это связано, например, с их применением в квантовых вычислениях и в квантовой криптографии. Простейшим примером однофотонного источника является двухуровневый атом с ненулевым дипольным моментом перехода между уровнями.

С практической точки зрения интерес представляет управление скоростью и направлением излучения однофотонного источника при одновременном сохранении нулевого значения автокорреляционной функции второго порядка. В принципе, это может быть реализовано за счёт использования различных интерфейсов, таких как плазмонные наноантенны, диэлектрические микро- и наноструктуры [1].

Действительно, плазмонные наноантенны как увеличивают скорость излучения однофотонных источников благодаря эффекту Парселла [2], так и влияют на диаграмму направленности излучения. Однако наноантенны также вносят искажения в спектр испускаемого света [3]. В таких ситуациях из света от однофотонного источника неизбежно выделяются определённые частотные компоненты, которые в общем случае обладают статистикой отличной от статистики света всех гармоник, испущенных однофотонным источником.

Известно, что частотная фильтрация света может приводить к существенному изменению его статистических свойств [4]. До недавнего времени отсутствовали надёжные методы описания статистики света, прошедшего через спектральные фильтры, и анализ корреляций интенсивности фильтрованного света был возможен только для ограниченного числа задач.

Нами были исследованы статистические свойства света, испускаемого однофотонным источником, который представляет собой некогерентно накачиваемую двухуровневую систему [5]. Используя обобщённую квантовую теорему регрессии для неупорядоченных по времени корреляторов [6], мы получили аналитическое выражение для автокорреляционной функции второго порядка света однофотонного источника, пропущенного через спектральный фильтр. Мы показали, что статистические свойства света от однофотонных источников обеспечиваются нетривиальной квантовой интерференцией мод, лежащих внутри ширины линии однофотонного источника. Присутствие спектрального фильтра оказывает влияние на эту квантовую интерференцию, приводя к изменению статистических свойств света от однофотонного источника. Мы показали, что уменьшение ширины спектрального фильтра приводит к увеличению автокорреляционной функции второго порядка. Мы также показали, что в некоторых случаях применение спектрального фильтра приводит к немонотонной зависимости автокорреляционной функции второго порядка от времени.

1. *Lodahl P., Mahmoodian S., Stobbe S.* Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures // *Reviews of Modern Physics*. 2015. V. 87, № 2. P. 347.
2. *Koenderink A. F.* Single-photon nanoantennas // *ACS photonics*. 2017. V. 4, № 4. P. 710–722.
3. *Lodahl P., Mahmoodian S., Stobbe S.* Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures // *Reviews of Modern Physics*. 2015. V. 87, № 2. P. 347.
4. *López Carreño J. C., del Valle E., Laussy F. P.* Photon correlations from the Mollow triplet // *Laser & Photonics Reviews*. 2017. V. 11, № 5. P. 1700090.
5. *Panyukov I. V., Shishkov V. Y., Andrianov E. S.* Second-order autocorrelation function of spectrally filtered light from an incoherently pumped two-level system // *Annalen der Physik*. 2022. V. 534, № 2. P. 2100286.
6. *Blocher P. D., Molmer K.* Quantum regression theorem for out-of-time-ordered correlation functions // *Physical Review A*. 2019. V. 99, № 3. P. 033816.

# ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ И БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ НАНОРЕЗОНАТОРЕ

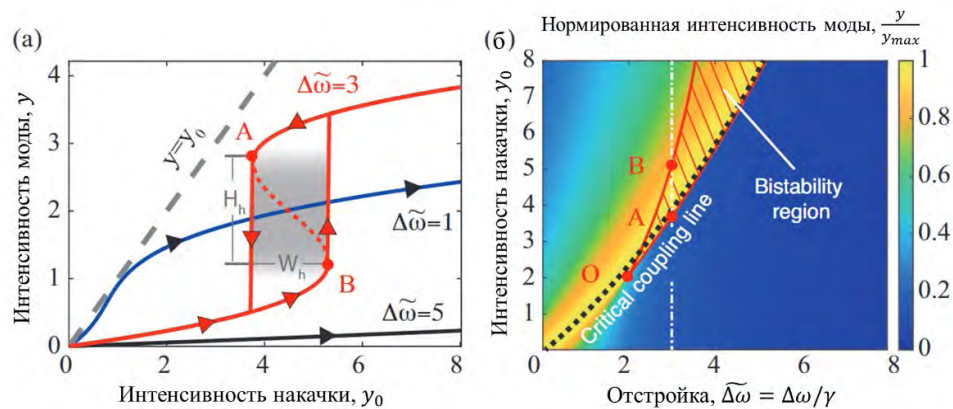
*О. И. Пашина, Д. Р. Рябов, Г. П. Зограф, М. И. Петров*

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург

Оптический нагрев резонансных полупроводниковых наноструктур является одной из ключевых задач современной нанофотоники и в зависимости от приложений может быть как достоинством, так и недостатком данных систем. Благодаря возбуждаемым в процессе облучения высокодобротным оптическим модам такие наноразмерные системы способны эффективно поглощать падающее излучение и преобразовывать свет в тепло, что может найти отклик во многих практических применениях. Однако без точного контроля и управления оптический нагрев способен вызвать перегрев и разрушение наноструктур, что объясняет необходимость точного анализа оптически индуцированных тепловых эффектов.

В последнее время активно исследовался линейный режим преобразования падающего электромагнитного излучения в тепло в полупроводниковых резонансных системах и было получено критическое условие связи, соответствующее наиболее эффективному оптическому нагреву [1], однако точный подход к оценке и оптимизации оптического повышения температуры в нелинейных системах не был продемонстрирован ранее.

Целью данной работы является описание тепловых процессов, возникающих при облучении структур, комплексный показатель преломления которых зависит от температуры  $n(T) + ik(T)$ . Последний эффект приводит к зависящим от интенсивности лазера термооптическим процессам – спектральному сдвигу оптических резонансов и изменению потерь в системе – и, как следствие, вызывает значительную нелинейность оптического нагрева.



**Рис. 1.** Интенсивность моды, пропорциональная температуре системы, в зависимости от интенсивности накачки (а). Синяя кривая демонстрирует нелинейность оптического нагрева. Красная кривая соответствует гистерезисному отклику системы. Карта зависимости интенсивности моды (температуры) от интенсивности накачки и от отстройки лазерного излучения (б). Красные линии ограничивают область бистабильности. Пунктирная линия показывает обобщенное условие критической связи в нелинейной системе [2]

Мы предлагаем аналитическую модель оптического нагрева, основанную на системе одномодового резонатора [3] и учитывающую температурное изменение свойств материала. Исследуя зависимость температуры моделируемой резонансной системы от интенсивности накачки и от частотной отстройки падающего лазерного излучения по отношению к положению собственной моды, мы приходим к термооптической бистабильности в некотором диапазоне параметров (рис. 1, б). Данный эффект заключается в существовании двух устойчивых положений равновесия температуры при определенной интенсивности падающего излучения и проявляется в гистерезисном отклике системы (рис. 1, а). Кроме того, мы также обобщаем критическое условие связи для нелинейного случая. Интересно, что в отличие от линейной системы нелинейный режим требует частотной отстройки падающего излучения для достижения максимальной температуры наноструктуры при фиксированной интенсивности лазера.

Более того, на основе предложенной аналитической модели мы разрабатываем оптимизированную наноразмерную систему для эффективного нелинейного оптического нагрева. Путем возбуждения азимутально поляризованным векторным пучком в кремниевой цилиндрической наночастице высокодобротного квазисвязанного состояния в континуальной моде (квази-БИКа) [4] мы достигаем минимизации радиационных потерь системы, а следовательно, сильной локализации поля внутри частицы, усиливающей оптическое поглощение и, соответственно, оптический нагрев. Упомянутое выше обобщенное условие критической связи достигается за счет модуляции безызлучательных потерь с помощью легирования наноструктуры [5]. Моделирование описанной системы демонстрирует гистерезисный отклик температуры, аналогичный результатам аналитической модели.

Подводя итоги, мы предполагаем, что продемонстрированный нами теоретический подход к описанию термооптической нелинейности и бистабильности может быть не только полезен для многих экспериментальных и практических приложений, но и применен для других оптических нелинейностей, когда самовоздействие системы под влиянием высокоинтенсивного лазерного луча вызывает изменение резонансных свойств наноструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 320076 (соглашение 20-12-00272).

1. *Zograf G. P. et al.* Resonant nonplasmonic nanoparticles for efficient temperature-feedback optical heating // *Nano Letters*. 2017. V. 17, № 5. P. 2945–2952.
2. *Ryabov D. et al.* Nonlinear optical heating of all-dielectric super-cavity: efficient light-to-heat conversion through giant thermorefractive bistability // *Nanophotonics*. 2022.
3. *Haus H.* Waves and Fields in Optoelectronics. Prentice-hall, 1984. P. 402.
4. *Hsu C. W. et al.* Bound states in the continuum // *Nature Reviews Materials*. 2016. V. 1, № 9. P. 1–13.
5. *Ryabov D. et al.* Optical heating of doped semiconductor nanocylinders supporting quasi-BIC modes // *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2021. V. 2015, № 1. P. 012129.

# УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ ПРИ ПОЛОГОМ ПАДЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ЗУБЧАТУЮ МИШЕНЬ

*С. Е. Перевалов, А. А. Соловьев, М. В. Стародубцев*

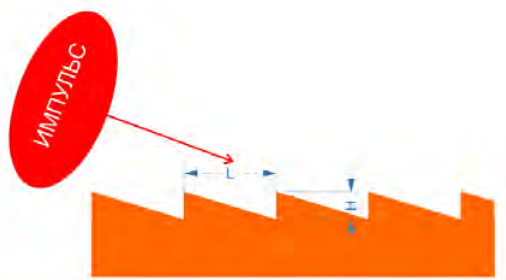
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Использование в лазерно-плазменных экспериментах при ускорении заряженных частиц мощными лазерными импульсами структурированных мишеней позволило значительно улучшить эффективность трансформации энергии лазерного излучения в количество заряженных частиц и их максимальную энергию. Среди таких примеров хорошо известны эксперименты с использованием мишеней, на поверхности которых сформирована структура в виде «нанотравы» [1], или с использованием пены [2].

Недавно было показано, что при взаимодействии лазерного импульса с резким краем твердотельной мишени происходит образование наносгустков электронов [3]. Такие наносгустки могут подхватываться поверхностной плазменной волной и ускоряться до нескольких сотен МэВ. При взаимодействии лазерных импульсов вдоль мишени электроны могут генерироваться как вдоль, так и поперек мишени, хотя в случае гладкой мишени электроны ускоряются преимущественно вдоль.

При формировании зубчатой структуры на поверхности мишени с масштабом порядка релеевской длины воздействие лазерного импульса приводит к возникновению плазменной волны, которая может обрываться на резких краях зубцов. Это приводит к дополнительному ускорению (нагреву) электронов поперек мишени. Такие электроны формируют поле разделения зарядов поперек мишени, приводящее к ускорению протонов.

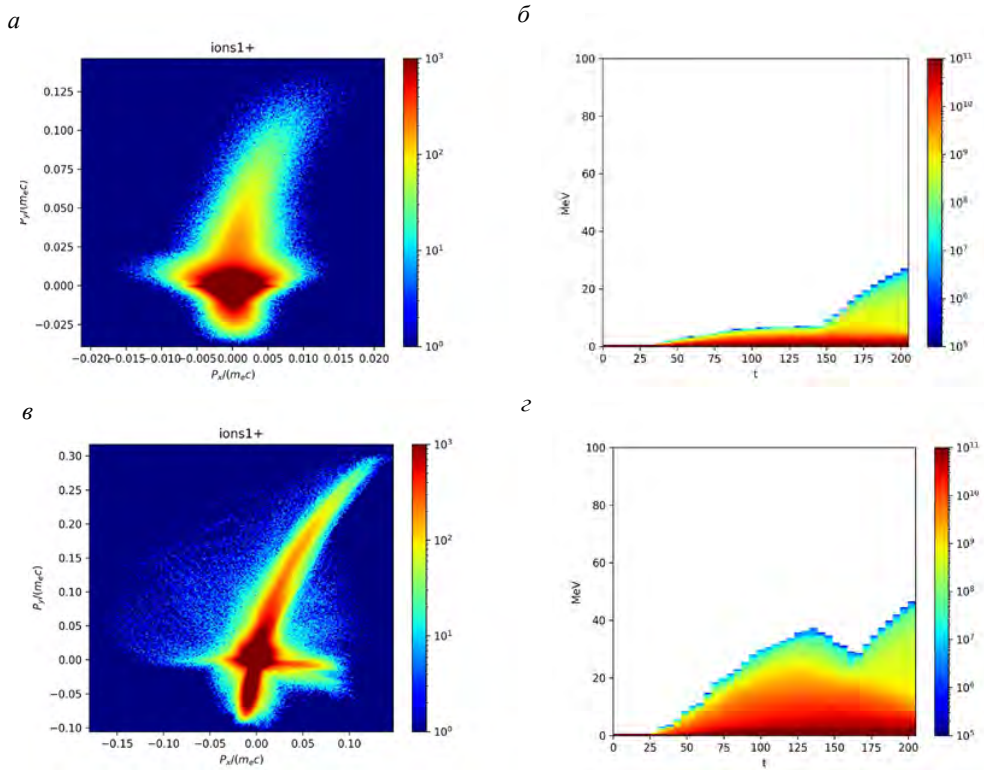
В работе представлены результаты численного 3D-моделирования. Моделирование было проведено с помощью трехмерного кода, использующего метод частиц в ячейках Virtual Laser Plasma Lab [4]. Расчеты проводились для конфигурации, показанной на рис. 1, при таких параметрах лазерного импульса: центральная длина волны 910 нм, длительность 30 фс,  $a_0 = 40$ , угол падения  $6,34^\circ$ , фокусировка  $f/4$ , соответствующая диаметру на полувысоте 4 мкм. Мишень из водорода с концентрацией  $30N_{cr}$ , где  $N_{cr}$  – критическая концентрация, задавалась в виде структуры с зубцами, у которых варьировалась высота  $H$  и длина  $L$ . Размер окна был  $X \times Y \times Z = 150 \times 20 \times 20$  с шагом  $dx \times dy \times dz = 0,03 \times 0,05 \times 0,5$  в длинах волн лазерного импульса.



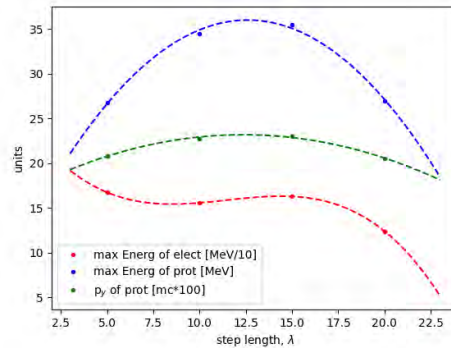
**Рис. 1.** Моделируемая методом частиц в ячейках конфигурация:  $H$  – высота зубца,  $L$  – длина зубца. Показано сечение в плоскости  $XY$

Для сравнения на рис. 2 показаны импульсы и спектры протонов в случае взаимодействия лазерного импульса с плоской мишенью ( $a$ ,  $b$ ) и ступенчатой мишенью. Из рисунка видно, что во втором случае максимальная энергия протонов может многократно превышать энергию протонов, получаемых в первом случае. Так же увеличивается поперечный к поверхности мишени импульс протонов, диаграмма направленности оказывается уже.

При варьировании длины зубца (рис. 3) было показано, что оптимальной оказывается длина, равная релеевской длине. Кроме того, показана зависимость ускорения протонов от высоты зубца.



**Рис. 2.** Сравнение результатов моделирования взаимодействия лазерного импульса с гладкой (а, б) и ступенчатой (в, з) мишенью. В левом столбце показаны импульсы протонов в момент времени  $150T_0$ , в правом – спектры протонов за все время моделирования



**Рис. 3.** Зависимость максимальной энергии (зеленый), компоненты импульса  $p_y$  протонов и максимальной энергии электронов от длины зубца

На основании расчетов и существующего ассортимента изготавливаемых дифракционных решеток типа эшелет были оценены выходные параметры источника протонов для лазерного комплекса PEARL. Для фокусировки  $f/4$  и энергии 10 Дж для длительности импульса 30 фс при длине волны 910 нм, что в настоящее время достижимо при использовании технологии нелинейной компрессии лазерных импульсов, в моделировании были получены протоны с энергиями более 50 МэВ.

1. Curtis A. et al. Micro-scale fusion in dense relativistic nanowire array plasmas // Nature Communications. 2018. V. 9, № 1. P. 1–7.
2. Rosmej O. N. et al. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. V. 62, № 11. P. 115024.
3. Shen X. F. et al. Electron acceleration in intense laser–solid interactions at parallel incidence // Quantum Electronics. 2021. V. 51, № 9. P. 833.
4. Pukhov A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) // Journal of Plasma Physics. 1999. V. 61, № 3. P. 425–433.

# ПОВЕДЕНИЕ РЕШЕНИЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ ТРАНСПОРТНОГО ПОТОКА

*М. А. Погребняк*

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

В условиях стремительного территориального расширения городов и, соответственно, последующего развития инфраструктуры, моделирование потоков автомобильного транспорта продолжает оставаться актуальным вопросом, требующим наиболее рационального и комфортного для человека решения. Транспорт – одна из ключевых систем городского организма, которую по важности уместно сравнить с кровоснабжением.

В текущей работе исследуется математическая модель движения транспортного потока, которая описывает движение  $N \in \mathbb{N}$  автомобилей и имеет вид системы дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом:

$$\begin{cases} \ddot{x}_n(t) = R_n \left[ a_n \left( \frac{v_{\max, n} - \dot{x}_{n-1}(t-\tau)}{1 + e^{k_n(x_n(t) - x_{n-1}(t-\tau) + s_n)}} + \dot{x}_{n-1}(t-\tau) - \dot{x}_n(t) \right) \right] + \\ + (1 - R_n) \left[ q_n \left( \frac{\dot{x}_n(t) [\dot{x}_{n-1}(t-\tau) - \dot{x}_n(t)]}{x_{n-1}(t-\tau) - x_n(t) - l_{n,\varepsilon}} \right) \right], \\ x_n(t) = \lambda_n, \quad \dot{x}_n(t) = v_n \quad \text{при } t \in [-\tau, 0]. \end{cases}$$

Здесь  $\Delta x_n(t, \tau) = x_{n-1}(t-\tau) - x_n(t)$  – расстояние между соседними автомобилями;  $\tau$  – время реакции водителя;  $a_n > 0$  и  $q_n > 0$  – коэффициенты, описывающие технические характеристики автомобиля, отвечающие за интенсивность его разгона и торможения соответственно;  $v_{\max, n} > 0$  – максимальная желаемая скорость;  $l_{n,\varepsilon} > 0$  – безопасное расстояние вида  $l_{n,\varepsilon} = l_n - \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  – добавка, служащая для предотвращения торможения автомобиля с неограниченной скоростью при  $\Delta x_n(t, \tau)$  достаточно близком к  $l_n$ ;  $k_n > 0$  и  $s_n > 0$  – параметры, описывающие поведения водителя:  $k_n$  показывает, насколько плавно водитель преследующего автомобиля подстраивает свою скорость под впереди идущий, а  $s_n$  отражает расстояние, начиная с которого влияние впереди идущего автомобиля перестаёт превалировать;  $\lambda_n$  – начальное положение автомобиля;  $v_n$  – начальная скорость автомобиля, а  $R_n$  – релейная функция вида

$$R_n = \begin{cases} 1, & \text{если } \Delta x_n(t, \tau) > \frac{\dot{x}_n^2(t)}{2\mu g} + l_n, \\ 0, & \text{если } \Delta x_n(t, \tau) \leq \frac{\dot{x}_n^2(t)}{2\mu g} + l_n, \end{cases}$$

где  $\mu$  – коэффициент трения, а  $g$  – ускорение свободного падения. Функция  $R_n$  описывает переключение «разгон-торможение».

Для модели был проведён анализ устойчивости равномерного режима движения, при котором все автомобили двигаются с одинаковой скоростью  $v_{\max}$  на расстояниях  $\Delta c_n = c_n - c_{n-1}$  друг от друга, где  $c_n$  – убывающая последовательность. Для любой убывающей последовательности  $c_n$  существует решение системы вида

$$x_n(t) = c_n + v_{\max} t.$$

Устойчивость такого решения зависит от знаков выражений:

$$d_n = -\tau v_{\max} + c_n - c_{n-1} - l_{n,\varepsilon}.$$

Справедлива следующая теорема:

*Если для  $\forall n$  выполняется неравенство  $d_n > 0$ , то равномерный режим устойчив. Если хотя бы при одном каком-то  $i$  выполняется неравенство  $d_i \leq 0$ , то равномерный режим неустойчив.*



**Доказательство.** В системе сделаем замену вида  $x_n(t) = v_{\max} t + z_n(t) + c_n$ , где  $z_n(t)$  малое. Таким образом, уравнение будет иметь следующий вид:

$$\ddot{z}_n(t) = R_n \left[ a \left( \frac{-\dot{z}_{n-1}(t-\tau)}{1 + e^{k(\tau v_{\max,n} + c_n - c_{n-1} + z_n(t) - z_{n-1}(t-\tau) + s)}} + \dot{z}_{n-1}(t-\tau) - \dot{z}_n(t) \right) \right] + (1 - R_n) \left[ q \left( \frac{(v_{\max,n} + \dot{z}_n(t))(\dot{z}_{n-1}(t-\tau) - \dot{z}_n(t))}{z_{n-1}(t-\tau) - z_n(t) - l_{n,\varepsilon}} \right) \right],$$

а релейная функция:

$$R_n = \begin{cases} 1, & \text{при } \Delta z_n(t, \tau) - \tau v_{\max,n} - c_n + c_{n-1} > \frac{(v_{\max,n} + \dot{z}_n(t))^2}{2\mu g} + l, \\ 0, & \text{при } \Delta z_n(t, \tau) - \tau v_{\max,n} - c_n + c_{n-1} \leq \frac{(v_{\max,n} + \dot{z}_n(t))^2}{2\mu g} + l. \end{cases}$$

Случай  $R(\Delta z_n(t, \tau)) = 1$  означает, что все автомобили двигаются на достаточно большом расстоянии друг от друга. Линеаризованное уравнение для данного случая выглядит следующим образом:

$$\ddot{z}_n(t) = a(b_n \dot{z}_{n-1}(t-\tau) - \dot{z}_n(t)),$$

где  $b_n = 1 - \frac{1}{1 + e^{k(\tau v_{\max,n} + c_n - c_{n-1} + s)}} > 0$ .

У полученного уравнения существует целое семейство постоянных решений, которое всегда устойчиво, так как нулевые собственные значения не учитываются из-за наличия семейства решений, а остальные собственные значения меньше нуля. Следовательно, рассматриваемый режим также устойчив.

Случай же  $R(\Delta z_n(t, \tau)) = 0$  означает, что все автомобили двигаются на небольшом расстоянии друг от друга. Линеаризованное уравнение для данного случая выглядит следующим образом:

$$\ddot{z}_n(t) = q v_{\max,n} \left( \frac{\dot{z}_{n-1}(t-\tau) - \dot{z}_n(t)}{d_n} \right),$$

где  $d_n = -\tau v_{\max,n} + c_n - c_{n-1} - l_{n,\varepsilon}$ . Устойчивость полученного линеаризованного уравнения зависит от знаков  $d_n$ . Таким образом, получаем, что при  $d_n > 0$  для  $\forall n$  рассматриваемый режим движения автомобилей устойчив, а если при каком-то  $d_i < 0$ , то режим неустойчив.

Из теоремы следует, что если все автомобили потока двигаются на довольно большом расстоянии друг от друга, то такой режим движения устойчив. Устойчивость теряется при увеличении скорости  $v_{\max,n}$ , времени реакции водителя  $\tau$ , безопасного расстояния между автомобилями  $l_n$  или при сокращении расстояния между двумя соседними автомобилями  $\Delta c_n$ .

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-71-30011).

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ КОРОТКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

*А. Р. Полетаева*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва  
Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва

При облучении плазмы лазером поглощаемая энергия частично преобразуется в энергию электронов, спектр которых сильно отличается от максвелловского. Кроме тепловых электронов, также генерируются быстрые электроны, чей спектр приближенно можно считать моноэнергетическим [1]. Взаимодействие генерируемых быстрых электронов с веществом может играть существенную роль в физических процессах в веществе после его облучения лазерным импульсом. Например, для зажигания лазерной термоядерной мишени при прямом облучении важной задачей является исключение предварительного прогрева мишени надтепловыми электронами, так как это приводит к снижению коэффициента термоядерного усиления мишени [2]. Поэтому для корректного описания физических процессов, протекающих в веществе после облучения лазерным импульсом, интересно создание численной модели с учетом теплопереноса быстрых электронов.

Модуль расчёта переноса энергии надтепловыми электронами был реализован в RZ-геометрии. Уравнение кинетики решается в многогрупповом приближении [3] методом дискретных ординат. В качестве набора дискретных ординат реализованы симметричные Sn-квадратуры и квадратуры Лебедева высокого порядка (в частности, квадратура 23-го порядка точности). Столкновения с электронами среды и нагрев вещества рассчитывается по модели [4] методом коротких характеристик. В силу малого влияния иницируемых электронами полей на нагрев вещества в объёме эти поля не учитываются, а на границе – учитываются из-за модификации граничных условий для уравнения переноса [3]. В качестве источника надтепловых электронов может рассматриваться как внешний электронный пучок, так и вклад от лазерного пучка.

Был реализован модуль расчёта переноса энергии надтепловыми электронами. Он встроен в программный комплекс 3DLINE [5], в котором используется приближение одножидкостной одностепенной газодинамики с электронной теплопроводностью и переносом излучения. Термодинамические параметры были рассчитаны как функция плотности и температуры по полуэмпирической методике FEOS [6, 7], основанной на модели Томаса – Ферми. Коэффициенты переноса теплового излучения были рассчитаны по столкновительно-излучательной модели кодом THERMOS [8]. Для демонстрации возможностей модуля была проведена серия численных экспериментов, в которых варьировался радиус падающего пучка электронов, угол расходимости и толщина образцов для двух материалов – алюминия и меди.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 21-11-00102).

1. *Пустовалов В. В.* Об одном точном решении теории квазилинейной релаксации параметрически неустойчивой плазмы в поле мощного излучения / В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17, № 2. С. 120–124.
2. *Демченко Н. Н.* Численное моделирование поглощения лазерного излучения в плазме с учетом резонансного механизма и генерации быстрых электронов для условий зажигания термоядерной мишени // ЖЭТФ. 2020. Т. 157, № 6. С. 1120–1130.
3. *Бакирова М. И.* Численное моделирование переноса энергии быстрыми электронами / М. И. Бакирова, В. В. Зверев, В. Я. Карпов, Т. В. Мищенко // Труды ФИАН. 1986. Т. 170. С. 73–92.
4. *Ribeyre X.* Dense plasma heating and Gbar shock formation by a high intensity flux of energetic electrons / X. Ribeyre, S. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolaï, V. T. Tikhonchuk // Physics of Plasmas. 2013. V. 20. P. 062705.
5. *Krukovskiy A. Y.* 3D simulation of the impact made by a noncentral laser pulse on a spherical tin target / A. Y. Krukovskiy, V. G. Novikov, I. P. Tsygvintsev // Mathematical Models and Computer Simulations. 2017. V. 9. P. 48–59.
6. *Faik S.* The equation of state package FEOS for high energy density matter / S. Faik, A. Tauschwitz, I. Iosilevskiy // Computer Physics Communications. 2018. V. 227. P. 117–125.
7. *Kemp A. J.* An equation of state code for hot dense matter, based on the QEOS description / A. J. Kemp, J. Meyer-ter-Vehn // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1998. V. 415, № 3. P. 674–676.
8. *Vichev I. Y.* On certain aspects of the THERMOS toolkit for modeling experiments / I. Y. Vichev, A. D. Solomyannaya, A. D. A. S. Grushin, D. A. Kim // High Energy Density Phys. 2019. V. 33. P. 100713.

# ГЕНЕРАЦИЯ ПОЛОСООБРАЗНОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ НЕКОЛЛИНЕАРНЫМИ ВОЛНАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

С. В. Филатов<sup>1,2</sup>, А. В. Поплевин<sup>1,2</sup>, А. А. Левченко<sup>1,2</sup>, В. М. Парфеньев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Формирование вихревого течения на поверхности жидкости уже довольно долгое время является предметом исследований. Лагранжева скорость для нескольких поверхностных волн, распространяющихся в произвольных направлениях [1], имеет ненулевую вертикальную завихренность. Завихренность, сгенерированная потоком на поверхности жидкости, может быть описана суммой двух слагаемых [2, 3]:

$$\Omega = \Omega_E + \Omega_S. \quad (1)$$

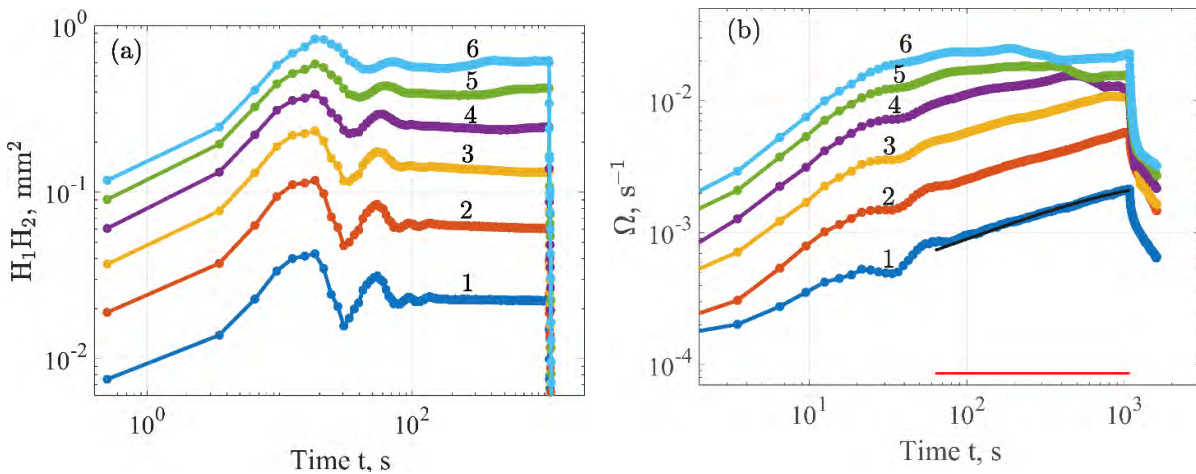
Первый член – эйлеров вклад – представляет собой среднюю скорость жидкости, второй же член представляет собой стоков дрейф в идеальной жидкости [4] в случае неколлинеарных волн. Эти два вклада имеют разные стационарные амплитуды и характерные временные масштабы. Характерное время стокова дрейфа  $T_S$  можно оценить как половину времени затухания волн, так как стоков дрейф квадратичен по амплитуде. Характерное время эйлерова вклада можно оценить как  $T_E = L^2/(\pi^2\nu)$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $L$  – горизонтальные размеры медленного течения,  $k$  – волновое число возбужденных поверхностных волн.

Взаимодействие поверхностных волн, распространяющихся под малым углом друг к другу, позволяет создавать горизонтальные дрейфовые течения различной пространственной структуры [5–7]. В данной работе исследовалось формирование полособразных вихревых течений поверхностными гравитационными волнами.

В экспериментальных условиях  $T_E \gg T_S$  из-за дополнительной диссипации волнового движения около границ системы [3] и загрязнения поверхности [2]. Последнее значительно влияет на амплитуду эйлерова вклада  $\Omega_E$  на поверхности жидкости, однако теория предсказывает его универсальную зависимость от времени:

$$\Omega_E(t) \propto \text{erf}[\sqrt{t/T_E}], \quad (2)$$

где  $\text{erf}$  – функция ошибок. Выражение (2) справедливо для жидкости конечной глубины  $d \gg 1/k$ , но применимость ограничена по времени  $t \ll d^2/\nu$ , за которое эйлерово течение не успевает проникнуть на дно из-за вязкой диффузии.



**Рис. 1.** Зависимость произведения амплитуд волн  $H_1H_2$  от времени (a) и зависимость амплитуды вертикальной завихренности  $\Omega(t)$  на поверхности жидкости (b). Разные кривые соответствуют разным значениям амплитуды  $H_1$ , распространяющейся вдоль оси  $X$ , в стационарном режиме: 1 – 0,17 мм, 2 – 0,29 мм, 3 – 0,43 мм, 4 – 0,57 мм, 5 – 0,72 мм, 6 – 0,85 мм. Амплитуда второй волны  $H_2 = 0,77H_1$  – см. (a). На рис. b также показан теоретический результат, соответствующий модели с модулем сжатия  $\epsilon = 0,37$  и  $T_E = 1001$  секунда

Экспериментально установлено, что дрейф мгновенно отслеживает изменения амплитуд волн, и поэтому скорость изменения этого вклада во времени определяется скоростью установления волнового движения. На больших временах вклад  $\Omega_S$  в общую вертикальную завихренность  $\Omega(t)$  оказывается малым.

Эйлеров вклад, напротив, имеет относительно медленную кинетику, и его рост во времени хорошо описывается зависимостью (2). Этот вклад приводит к увеличению полной завихренности  $\Omega(t)$ . Количественное согласие с теорией было достигнуто только при учете возможного загрязнения поверхности жидкости [2].

1. *Longuet-Higgins M. S.* Mass transport in water waves / M. S. Longuet-Higgins // *Phil. Trans. Soc. Lond.* 1953. V. 245. P. 535–581.
2. *Abella A. P.* Spatio-temporal analysis of surface waves generating octupole vortices in a square domain / A. P. Abella and M. N. Soriano // *J. Exp. Theor. Phys.* 2020. V. 130. P. 452–462.
3. *Parfenyev V. M.* Influence of a thin compressible insoluble liquid film on the eddy currents generated by interacting surface waves / V. M. Parfenyev and S. S. Vergeles // *Phys. Rev. Fluids.* 2018. V. 3. Art. 064702.
4. *Stokes G. G.* On the theory of oscillatory waves / G. G. Stokes // *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 1847. V. 8. P. 441.
5. *Nicolas J. A.* Three-dimensional streaming flows driven by oscillatory boundary layers / J. A. Nicolas and J. M. Vega // *Fluid Dyn. Res.* 2003. V. 32. P. 119–139.
6. *Filatov S. V.* Generation of a vortex flow by waves on the surface of a liquid / S. V. Filatov, M. Y. Brazhnikov, and A. A. Levchenko // *JETP letters.* 2015. V. 102. P. 432–436.
7. *Filatov S. V.* Nonlinear generation of vorticity by surface waves / S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Y. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. Art. 054501.

## ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ ВОЛНАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОЙ И ГЛУБОКОЙ ВОДЫ

С. В. Филатов<sup>1,2</sup>, А. В. Поплевин<sup>1,2</sup>, А. М. Лихтер<sup>3</sup>, О. Г. Королев<sup>3</sup>, В. И. Сербин<sup>3</sup>,  
А. В. Рыбаков<sup>3</sup>, Д. Д. Тумачев<sup>1,2</sup>, А. А. Левченко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

<sup>3</sup>Астраханский государственный университет им. В. Н. Татищева

В работах [1, 2] было показано, что распространяющиеся на поверхности жидкости нелинейные волны формируют вихревое течение, которое проникает в объём жидкости. При умеренном уровне возбуждения взаимно перпендикулярных волн на поверхности жидкости формируется решётка вихрей с периодом, равным длине волны [3].

В наших экспериментах на поверхности жидкости формируются две нелинейные системы: волновая и вихревая. Эти системы являются сильно нелинейными, поэтому в них происходит взаимодействие различных мод, приводящих к перетеканию энергии с одного масштаба на другой, развиваются высоковозбуждённые турбулентные состояния. Энергия из волновой системы поступает в вихревую систему, у которой даже при умеренных уровнях накачки число Рейнольдса составляет более  $10^3$  [4]. Поэтому стоит ожидать, что скорость течения жидкости, а значит и завихренность, и энергия вихревой системы будет величиной стохастической. Статистика средних значений энергии в турбулентных системах была предметом многих исследований. В системе капиллярных волн наблюдаются распределения, которые близки к гауссову распределению при умеренных уровнях накачки [5]. При высоких уровнях возбуждения распределения отклонялись от гауссова.

Также известно, что вихри, формируемые поверхностными волнами, проникают в объём жидкости [6]. В стационарном состоянии завихренность уменьшается с глубиной по экспоненциальному закону  $\Omega \sim \exp(-2z/z_0) + \exp(-\sqrt{2}z/z_0)$ , где  $z_0/2$  – характерная глубина проникновения. Первый член обусловлен стоковым увлечением, а второй – эйлеровым течением жидкости [1]. В экспериментах на мелкой воде (для вихревых структур), когда длина волны близка к глубине жидкости, вихри трутся о дно ванны, что увеличивает отток энергии из вихревой системы. На глубокой воде основным каналом диссипации энергии являются вязкие потери в объёме жидкости и трение о стенки ванны.

Экспериментально установлено, что структура вихревых течений, формируемая поверхностными нелинейными волнами, определяется её глубиной. На мелкой воде один большой вихрь доминирует над несколькими мелкими вихрями с противоположной завихренностью. На глубокой воде возникают два больших вихря с противоположной завихренностью. PDF-распределения модуля завихренности хорошо описываются гауссовой функцией на начальных временах при всех амплитудах накачки. Однако PDF-распределение энергии при малых амплитудах волн на поверхности мелкой воды отличается от нормального распределения. На поверхности глубокой воды на начальных временах PDF-распределение энергии близко к нормальному, но при больших временах накачки наблюдается деформация PDF-распределения в результате возникновения на поверхности жидкости крупномасштабных вихревых течений.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2022-1099.

1. *Filatov S. V.* Generation of vortices by gravity waves on a water surface / S. V. Filatov, S. A. Aliev, A. A. Levchenko, D. A. Khramov // JETP Letters. 2016. V. 104. P. 702–708.
2. *Kameke A. von.* Propagation of a chemical wave front in a quasi-two-dimensional superdiffusive flow / A. von Kameke, F. Huhn, G. Fernández-García, A. P. Muñozuri, and V. Pérez-Muñozuri // Phys. Rev. E. V. 81. Art. 066211.
3. *Filatov S. V.* Nonlinear generation of vorticity by surface waves / S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Yu. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. 054501.
4. *Filatov S. V.* Decay of a vortex lattice formed by gravity waves on the water surface / S. V. Filatov, A. A. Levchenko, D. A. Khramov // Results in Physics. 2019. V. 13. Art. 102229.
5. *Abdurakhimov L. V.* Distribution of the probability of oscillations of the surface of liquid hydrogen in the turbulent regime / L. V. Abdurakhimov, M. Yu. Brazhnikov, and A. A. Levchenko // JETP Letters. 2008. V. 88. P. 19–23.
6. *Parfenyev V. M.* Influence of a thin compressible insoluble liquid film on the eddy currents generated by interacting surface waves / V. M. Parfenyev and S. S. Vergeles // Phys. Rev. Fluids. 2018. V. 3. Art. 064702.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗВИТИЯ СУХИХ ГРОЗ

*А. П. Попыкина, Ф. Г. Сарафанов, С. О. Дементьева, Н. В. Ильин, Е. А. Мареев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Известно, что загрязнение атмосферы меняет её электрические свойства. Наличие аэрозолей может провоцировать изменение скорости и механизма разделения заряда. Так, в работе [1] изучается отклик суточной вариации напряженности электрического поля на задымление атмосферы и его связь с суточной вариацией температуры и других метеорологических параметров. Данная работа посвящена определению особенностей разделения заряда в атмосфере, связанных с дымовым шлейфом. Описываются изменения электрических и метеорологических характеристик атмосферы, выявленные при учете аэрозольной нагрузки от дыма лесных пожаров, а также антропогенного воздействия.

В настоящее время численные модели активно применяются для прогнозирования погоды и для изучения особенностей различных атмосферных процессов [2]. В данной работе проводится моделирование погодной ситуации для выделенных грозовых событий последних лет с помощью модели WRF-ARW. Расчет производится на двух вложенных доменах: внешний домен 1890 км × 1890 км с горизонтальным шагом сетки 3 км, внутренний домен – 210 км × 210 км с горизонтальным шагом сетки 1 км. Центром расчетов выбраны: а) пос. Богучаны, что определяется несколькими соображениями: во-первых, центральное положение во время пожаров лета 2020 года (по данным Лесопожарного центра Красноярского края); во-вторых, отсутствие сильной антропогенной аэрозольной нагрузки (крупных городов и предприятий) внутри меньшей расчетной области, что позволяет рассуждать о влиянии именно природных источников аэрозолей на изучаемые параметры; б) гостиница «Ока» г. Нижний Новгород, где расположен метеорологический радар, данные которого доступны для анализа.

Выделяются грозовые события, в течение которых выполнялись следующие условия: температура воздуха у поверхности превышает 30 °С, влажность воздуха у поверхности земли не превосходит 50 %. Согласно работе [3], удовлетворяющие этим критериям события можно отнести к сухим грозам, отличительной особенностью которых является наличие сильных молниевых разрядов вдали от основного очага дождя.

Численное моделирование грозовых событий проводится а) без учёта аэрозольной нагрузки, б) с учётом высокой аэрозольной нагрузки – симуляция эффекта лесных пожаров. Сравнительный анализ результатов моделирования позволяет сделать следующие выводы. Максимальная радиолокационная отражаемость в столбе может меняться в зависимости от способа учёта аэрозолей, как увеличиваясь, так и уменьшаясь. Глобальная структура областей высокой радиолокационной отражаемости не меняется при увеличении концентраций атмосферных аэрозолей, что говорит о локальном влиянии аэрозолей на физику облаков. Максимальные по внутреннему домену массовые доли твёрдых гидрометеоров, таких как льдинки и снег, возрастают в 1,5–2 раза при учёте сильной аэрозольной нагрузки, что, вероятно, приводит к изменению механизмов разделения заряда в облаках.

1. *Ипполитов И. И.* Суточные вариации напряженности электрического поля в дымах от лесных пожаров / Ипполитов И. И., Кабанов М. В., Нагорский П. М. // Известия академии наук. 2013. Т. 453, № 2. С. 207–210.
2. *Дементьева С. О.* Прогноз конвективных явлений и его верификация по данным наблюдений атмосферного электричества / Дементьева С. О., Ильин Н. В., Шаталина М. В., Мареев Е. А. // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56, вып. 2. С. 150–157.
3. *Nauslar N.* A forecast procedure for dry thunderstorms / Nauslar N., Kaplan M., Wallmann J., Brown T. // Journal of Operational Meteorology. 2013. V 1. P 200–214.

# СИНГУЛЯРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЙРОННОЙ АКТИВНОСТИ МЫШИ В СВОБОДНОМ ПОВЕДЕНИИ

Е. Л. Яковенко<sup>1</sup>, Н. А. Поспелов<sup>2</sup>, К. В. Анохин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Институт перспективных исследований мозга МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Сингулярный спектральный анализ (Singular Spectrum Analysis, SSA) – перспективный метод анализа развернутых во времени данных, позволяющий получить разложение исходного временного ряда на осмысленные компоненты, отделить фоновый шум от трендовых и осциллирующих составляющих. Он предполагает сингулярное разложение матрицы Ханкеля, которая получается из копий исследуемого временного ряда, сдвинутых относительно друг друга по времени, и последующую реконструкцию найденных сингулярных векторов в компоненты – составляющие исходного сигнала. В настоящей работе мы применили этот метод и его многомерный аналог (Multivariate Singular Spectrum Analysis, MSSA) для анализа данных кальциевой флуоресценции нейронов поля CA1 гиппокампа мыши в свободном исследовательском поведении.

SSA широко применяется для анализа и очистки сложных временных рядов, например в области финансовой математики [1]. В то же время его применение в нейронауке ограничивается анализом высокоуровневых сигналов мозга (ЭЭГ, МЭГ), демонстрирующих высокую степень периодичности [2]. В данной работе мы впервые применили этот метод к сигналам кальциевой флуоресценции отдельных нейронов. Такой сигнал отражает электрическую активность исследуемой клетки с некоторой временной задержкой, определяемой характерным временем связывания кальция с молекулой-сенсором. Флуоресцентный сигнал способен отражать коллективные процессы изменения уровня кальция в популяции клеток, которые влияют на возбудимость группы нейронов и недоступны для других методов регистрации [3].

С помощью SSA нам удалось разложить сигналы кальциевой флуоресценции нейронов на сумму компонент, обладающих индивидуальным смыслом. Например, первая компонента является индикатором наличия группы кальциевых событий (каждое из которых, в свою очередь, может включать в себя несколько потенциалов действия нейрона). Следующие компоненты уточняют разбиение группы на отдельные события – пики кальциевой флуоресценции и т. д. Данный анализ может быть использован как для идентификации осциллирующих мод, которые могут коррелировать с событиями на уровне популяции клеток или во внешней среде, так и для эффективной очистки сигнала от разнообразных шумов с помощью отсека «хвоста» сингулярного разложения.

Мы также использовали многомерный вариант метода (MSSA), широко применяющийся в климатологии [4], для анализа активности многих нейронов как многомерного временного ряда. Для этого мы разделили свободное поведение мыши на сессии покоя и локомоции и анализировали их отдельно. Мы показали существенные отличия в спектре MSSA-разложения и, следовательно, в устройстве паттернов коллективной активности в покое и в движении. Мы надеемся, что анализ компонент MSSA-разложения прольет свет на динамику перестройки функциональных сетей нейронов в процессе перехода между локомоцией и другим поведением, таким как планирование будущих побегов или *gerpays* [5].

Исследование выполнено при финансовой поддержке некоммерческого фонда развития науки и образования «Интеллект».

1. *Makshanov A., Musaev A., Grigoriev D.* Analyzing and forecasting financial series with singular spectral analysis // *Dependence Modeling*. V. 10, № 1. 2022. P. 215–224 ; <https://doi.org/10.1515/demo-2022-0112>.
2. *Hu H., Guo S., Liu R., Wang P.* An adaptive singular spectrum analysis method for extracting brain rhythms of electroencephalography // *PeerJ*. 2017. Jun 28;5:e3474 ; doi: 10.7717/peerj.3474. PMID: 28674650; PMCID: PMC5493032.
3. *de Melo Reis R. A., Freitas H. R., de Mello F. G.* Cell calcium imaging as a reliable method to study neuron–glial circuits // *Front. Neurosci.* 2020. 14:569361 ; doi: 10.3389/fnins.2020.569361.
4. *Raynaud S., Yiou P., Kleeman R., Speich S.* Using MSSA to determine explicitly the oscillatory dynamics of weakly nonlinear climate systems // *Nonlinear Processes in Geophysics, European Geosciences, Union (EGU)*. 2005. V. 12, № 6. P. 807–815.
5. *Carr M., Jadhav S., Frank L.* Hippocampal replay in the awake state: a potential substrate for memory consolidation and retrieval // *Nat. Neurosci.* 2011. V. 14. P. 147–153 ; <https://doi.org/10.1038/nn.2732>.

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО ГРАФЕНА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

*Е. И. Преображенский, И. В. Оладышкин, М. Д. Токман*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В настоящее время изучение графена и графеноподобных наноструктур является новым и активно развивающимся направлением. Они обладают уникальными свойствами, которые можно использовать для производства современных устройств, например транзисторов или биосенсоров. Кроме того, помещая графен в разные условия, в него можно интеркалировать различные атомы. В частности, при обработке водородсодержащей плазмой графен можно гидрогенизировать и превратить в *графан*, который обладает отличными от изначального материала свойствами [1]. Такой материал может найти применение в водородной энергетике или при создании полупроводниковых приборов.

Исследование оптических свойств графана, полученных из модельного гамильтониана [2], может привлечь внимание к этому материалу. На основе модифицированного оператора релаксации матрицы плотности [3], использование которого не нарушает уравнения непрерывности для возмущений плотности тока и заряда в диссипативной системе, можно получить выражения для проводимости графана, откуда можно получить измеримые на практике параметры данного монослоя. Сопоставление теоретических и экспериментально полученных коэффициентов отражения и прохождения электромагнитного излучения через графан, а также дисперсионных свойств и констант поглощения для 2D-плазмонов позволит верифицировать адекватность теоретических моделей графана. В частности, измерение длины поглощения поверхностных плазмонов позволило бы получить данные о времени релаксации межподзонной и внутризонной квантовой когерентности в терагерцовом и инфракрасном диапазонах частот. Модельный гамильтониан, предложенный в работе [2], имеет вид

$$\hat{H}_k^{(v)} = -a\hat{I}(k_x^2 + k_y^2) - b[\sigma_z(k_x^2 - k_y^2) + 2\sigma_x k_x k_y], \quad (1)$$

где  $k_{x,y}$  – квазиимпульс электрона, спроецированный на соответствующую ось,  $\sigma_{x,z}$  – матрицы Паули,  $\hat{I}$  – единичная матрица,  $a = -\frac{1,31}{m_0}$ ,  $b = -\frac{0,49}{m_0}$ ,  $m_0$  – масса электрона в вакууме. Гамильтониану (1) соответствует закон дисперсии  $E^\pm = -(a \mp b)k^2$  в валентной зоне, где могут возникать межподзонные и внутризонные переходы.

Затем, считая характерную величину волнового числа электронов большой по сравнению с обратным масштабом неоднородности электромагнитного поля, можно воспользоваться приближением однородного поля (для межподзонной компоненты проводимости это приближение соответствует модели прямых переходов). Решая уравнение Шрёдингера с гамильтонианом (1) в случае вырожденного распределения Ферми с учетом модифицированного оператора релаксации матрицы плотности [3], а также предполагая, что константа релаксации  $\gamma$  не меняется, можно получить выражение для поверхностной проводимости  $\sigma$  слоя графана (2).

$$\sigma(\omega) = \sigma_{inter}(\omega) + \sigma_{intra}(\omega), \quad (2)$$

$$\sigma_{intra}(\omega) = i \frac{e^2 g}{4\pi\hbar^2 \omega} \frac{1}{1 + i \frac{\gamma_{intra}}{\omega}} \sum_{\pm} \left| k \frac{\partial E^\pm(k)}{\partial k} \right|_{E^\pm = E_F}, \quad (3)$$

$$\sigma_{inter}(\omega) = -i\omega \frac{e^2 g}{2\pi^2} \int_{\Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} \left( \int_0^{2\pi} |x_{(+)}k(-)k|^2 d\theta_k \right) \frac{k\Delta E \left| \frac{d\Delta E}{dk} \right|^{-1} d\Delta E}{(\Delta E)^2 - \hbar^2(\omega^2 + 2i\omega\gamma_{inter})}, \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $g$  – фактор вырождения,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка,  $\gamma_{inter}$ ,  $\gamma_{intra}$  – межподзонная и внутризонная константы релаксации, величины  $\Delta E$  определяются точками пересечения уровня Ферми с зависимостями  $E^\pm$ ,  $E_F$  – энергия Ферми. На основе поверхностной проводимости  $\sigma$  можно рассчитать другие параметры углеродной наноструктуры, например коэффициенты отражения и прохождения или дисперсию 2D-плазмонов.

1. *Vodopyanov A.* A new plasma-based approach to hydrogen intercalation of graphene / *Vodopyanov A., Preobrazhensky E., Nezhdanov A., Zorina M., Mashin A., Yakimova R., Gogova D.* // *Superlattices and Microstructures*. 2021. V. 160. Art. 107066.
2. *Cudazzo P.* Strong charge-transfer excitonic effects and the Bose-Einstein exciton condensate in graphene / *Cudazzo P., Attaccalite C., Tokatly I. V., & Rubio A.* // *Physical Review Letters*. 2010. V. 104, № 22. Art. 226804.
3. *Erukhimova M.* Relaxation operator for quasiparticles in a solid / *Erukhimova M., Wang Y., Tokman M., & Belyanin A.* // *Physical Review B*. 2020. V. 102, № 23. Art. 235103.



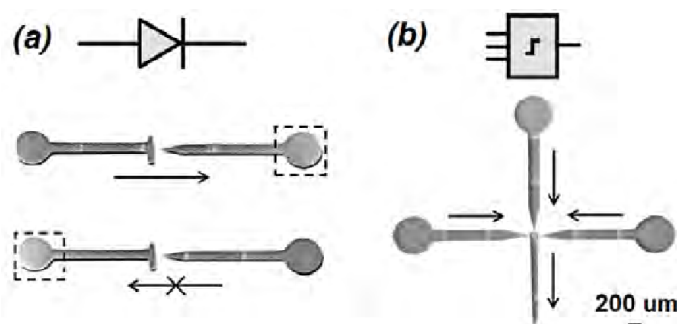
## ПРОЕКТИРОВАНИЕ НЕЙРОМОРФНОГО ЧИПА НА ХИМИЧЕСКИХ МИКРООСЦИЛЛЯТОРАХ

*И. С. Проскуркин, И. Л. Мальфанов, Д. А. Сафонов, В. К. Ванаг*

Центр нелинейной химии Балтийского федерального университета им. И. Канта, Калининград

На сегодняшний день существует множество нейроморфных чипов, устройство которых основано на сети искусственных нейронов на электронных схемах. Однако последние достижения в области нелинейной динамики и нелинейной химии [1–3] открывают новые перспективы в создании нейроморфных чипов на основе сетей искусственных нейронов, способных работать без электричества. Синтетическим нейроном для такой сети может служить спайковый химический микроосциллятор, функционирующий при протекании колебательной реакции Белоусова – Жаботинского (БЖ) [4, 5]. БЖ-реакция представляет собой окисление, как правило, малоновой кислоты (МА) броматом в кислой среде, катализируемое ионами металлов или такими металлокомплексами, как ферроин ( $\text{Fe}(\text{phen})_3^{2+}$ ) или фоточувствительный  $\text{Ru}(\text{bpy})_3^{2+}$ , где phen – это 1,10-фенантролин, а bpy – это 2,2'-бипиридин.

В исследованных нами ранее иерархических сетях БЖ-микроосцилляторов [1, 2] однонаправленные импульсные связи между микроосцилляторами и возбудимыми ячейками были реализованы с помощью контролируемых компьютером импульсов света. В данной работе для реализации подобных связей без использования электричества спроектированы и созданы следующие элементы нейроморфного чипа: возбудимый канал или волновод, по которому сигнал от микроосциллятора передается в виде химической волны, «химический диод», через который химическая волна проходит только в одном направлении, и «химический триггер» с заданным порогом возбуждения (рис. 1).



**Рис. 1.** Работа элементов в нейроморфных чипах: *a* – «химический диод», *b* – «химический триггер». Светлые полоски на чипах обозначают фронт химической волны. Пунктирной линией выделена область, в которой колебания подавлены с помощью света. Стрелками обозначено направление распространения химических волн. Концентрации БЖ-реагентов:  $[\text{MA}] = 0,36 \text{ M}$ ,  $[\text{NaBrO}_3] = 0,27 \text{ M}$ ,  $[\text{NaBr}] = 0,07$ ,  $[\text{H}_2\text{SO}_4] = 0,6 \text{ M}$ . Концентрация катализатора в геле  $[\text{Ru}(\text{bpy})_2(5\text{-acphen})^{2+}] = 3,5 \text{ mM}$ . Период колебаний в кружках  $T \cong 16 \text{ c}$

Подобно электронным микросхемам на полупроводниках, нейроморфный химический чип был создан в виде химической интегральной схемы, по дорожкам которой вместо электрического тока пробегают химические волны. Для этого разработан новый метод создания химических чипов, заключающийся в синтезе тонкого слоя акриламидного геля с иммобилизованным фоточувствительным катализатором  $\text{Ru}(\text{bpy})_2(5\text{-acphen})^{2+}$  с помощью фотополимеризации на стеклянной пластине. Предложенный технологический процесс схож с процессом фотолитографии, применяемой в микроэлектронике, однако преимущественным отличием является то, что химический чип получается сразу на этапе экспонирования геля.

Полученный чип начинает функционировать при его погружении в БЖ-раствор без катализатора. Большие кружки генерирует БЖ-волны и выполняют функцию микроосцилляторов, каналы играют роль проводников химических волн, а специальные соединения каналов представляют собой «химический диод» и «химический триггер» (см. рис. 1). На рис. 1, *a* представлена работа «химического диода». Химические волны проходят через «диод» только в одном направлении – слева направо, что

позволяет реализовать в чипе однонаправленную импульсную связь. На рис. 1, *b* представлена работа «химического триггера», срабатывающего только от одновременного прихода в заданную точку трех химических волн. Срабатывание «триггера» регистрируется как возбуждение волны в заданной точке.

Это исследование получило финансовую поддержку из гранта № 22-21-00189 Российского научного фонда (РНФ).

1. *Proskurkin I. S.* Experimental verification of an opto-chemical “neurocomputer” / I. S. Proskurkin, P. S. Smelov, V. K. Vanag // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2020. V. 22. P. 19359–19367.
2. *Proskurkin I. S.* Random decision-making in networks of pulse-coupled spike oscillators / I. S. Proskurkin, V. K. Vanag // *Automation and Remote Control.* 2022. V. 83, № 6. P. 935–945.
3. *Safonov D. A.* Oscillatory microcells connected on a ring by chemical waves / D. A. Safonov, V. K. Vanag // *Chaos.* 2021. V. 31. P. 063134.
4. *Белоусов Б. П.* // Сборник рефератов по радиационной медицине за 1958 г. М. : Медгиз, 1959. С. 145.
5. *Жаботинский А. М.* Периодические окислительные реакции в жидкой фазе // *Докл. АН СССР.* 1964. Т. 157, № 2. С. 392–395.

## ГЕНЕРАЦИЯ ЦУНАМИ АТМОСФЕРНОЙ ВОЛНОЙ ЛЭМБА, ВЫЗВАННОЙ ВУЛКАНИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ

*В. В. Прядун<sup>1</sup>, М. А. Носов<sup>1,2</sup>, К. А. Семенов<sup>1</sup>, С. В. Колесов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН, Южно-Сахалинск

Взрывное извержение вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай, произошедшее 15 января 2022 года в тихоокеанском регионе, сопровождалось формированием волны Лэмба в атмосфере, которая несколько раз обогнула земной шар, и волн цунами в океане, высоты которых достигали 15 м в ближней зоне и 1–3 м в дальней зоне на расстоянии порядка 10 тыс. км от источника. Данное событие является уникальным, поскольку впервые в истории науки столь мощное взрывное извержение было аппаратно зарегистрировано комплексом геофизических инструментов с высоким качеством и детальностью (наземные барографы, донные датчики давления, сейсмометры, спутниковые снимки и т. д.).

В самом начале инструментальной эпохи около 140 лет назад было зарегистрировано другое похожее событие – взрыв вулкана Кракатау (1883 г.). Волны цунами от этого события были зарегистрированы береговыми мареографами не только в Индийском, но и в Тихом, и в Атлантическом океанах. Анализ записей мареографов позволил выявить удивительный факт: вступление волн цунами часто происходило существенно раньше расчетного времени. Раннее вступление волн цунами, которые были вызваны взрывом вулкана Кракатау, обсуждалось в нескольких научных работах 20-го и начала 21-го веков. В целом было понятно, что эффект связан с возможностью формирования волн цунами вдали от вулкана под действием атмосферной взрывной волны. Но за недостатком натуральных данных эта тема развития не получила.

Событие 15 января 2022 года позволило пролить свет на парадокс раннего вступления вулкано-генных цунами. Целью данной работы является аналитическое и численное исследование механизма генерации цунами бегущими атмосферными возмущениями.

Показано, что в океане с постоянной глубиной бегущее атмосферное возмущение приводит к вынужденному возмущению водного слоя, а свободные поверхностные гравитационные волны при этом не возникают. Свободные волны (цунами) могут возникать в бассейне с переменной глубиной. Для скачкообразного изменения глубин получены аналитические выражения, позволяющие рассчитать амплитуду свободных волн.

Построена численная модель, позволяющая воспроизводить возникновение длинных гравитационных волн под действием бегущего атмосферного возмущения в бассейне с произвольным распределением глубин. Работа численной модели протестирована с использованием аналитических формул для скачка глубин. Численно исследовано влияние крутизны склона на амплитуду возбуждаемых волн цунами.

На основе записей наземных барографов сети IRIS тихоокеанского региона построена радиально симметричная модельная волна Лэмба, профиль и амплитуда которой максимально близки к наблюдаемым сигналам. Такая модельная волна удобна для использования в численных расчетах генерации цунами. Численные расчеты с использованием реального рельефа дна Тихого океана позволили выявить сектора, в которых генерация цунами волной Лэмба была наиболее эффективна.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СТРУКТУР В КОЛЬЦЕ ГЕНЕРАТОРОВ ВАН ДЕР ПОЛЯ – МАТЬЕ

*И. Р. Рамазанов, И. А. Корнеев, Т. Е. Вадивасова, А. В. Слепнев*

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Исследование поведения связанных автоколебательных систем относится к числу основных направлений развития нелинейной динамики. Среди многообразия связанных колебательных систем большой интерес представляет взаимодействие колебательных систем с параметрическим воздействием [1]. Однако встречаются и такие случаи, когда параметрическое воздействие оказывается на автоколебательную систему. Такие модели применяются для описания поведения перестраиваемых микро- и наноэлектромеханических (МЭМС и НЭМС) генераторов высокочастотных колебаний [2, 3]. В работе [2] для описания колебаний дискового резонатора под воздействием лазера применяется уравнение Ван дер Поля, а для моделирования параметрического воздействия добавляется слагаемое  $\cos(2\omega t)$  из уравнения Матье. Также для более точного описания реальной модели в уравнение могут добавляться различные нелинейные члены. Построенная таким образом модель оказывается проще для аналитического исследования, но при этом демонстрирует все основные явления, наблюдаемые в натурном эксперименте. В современной электронике могут применяться различные массивы из МЭМС или НЭМС в качестве датчиков сдвига частоты или генераторов частоты, но реализация таких устройств оказывается достаточно сложной. Отдельные элементы могут иметь различные нелинейность и резонансные частоты, что приводит к снижению чувствительности датчиков и увеличению ширины спектра сигнала. Поэтому имеется практическая необходимость исследования не только индивидуального, но и коллективного поведения подобных систем.

В данной работе показана коллективная динамика автогенераторов с параметрическим воздействием на примере простой модели в виде кольца генераторов Ван дер Поля – Матье с диссипативной связью. На плоскости параметров «амплитуда параметрического воздействия – сила связи» показаны основные режимы динамики в случае идентичных параметров парциальных элементов, а также показаны особенности синхронизации при случайном распределении собственных частот генераторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 20-52-12004.

1. *Bena I.* Coupled parametric oscillators / I. Bena, C. V. Broeck // *Europhysics Letters.* 1999. V. 48. P. 498–504.
2. *Pandey M.* Frequency locking in a forced Mathieu–van der Pol–duffing system / M. Pandey, R. H. Rand, A. T. Zehnder // *Nonlinear Dynamics.* 2007. V. 54. P. 3–12.
3. *Houri S.* Direct and parametric synchronization of a graphene self-oscillator / S. Hourı, S. J. Cartamil-Bueno, M. Poot, P. G. Steeneken, H. S. J. van der Zant, W. J. Venstra // *Applied Physics Letters.* 2017. V. 110, № 7. Art. 073103.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕРСИИ $\text{CH}_4$ В ПЛАЗМОТРОНЕ

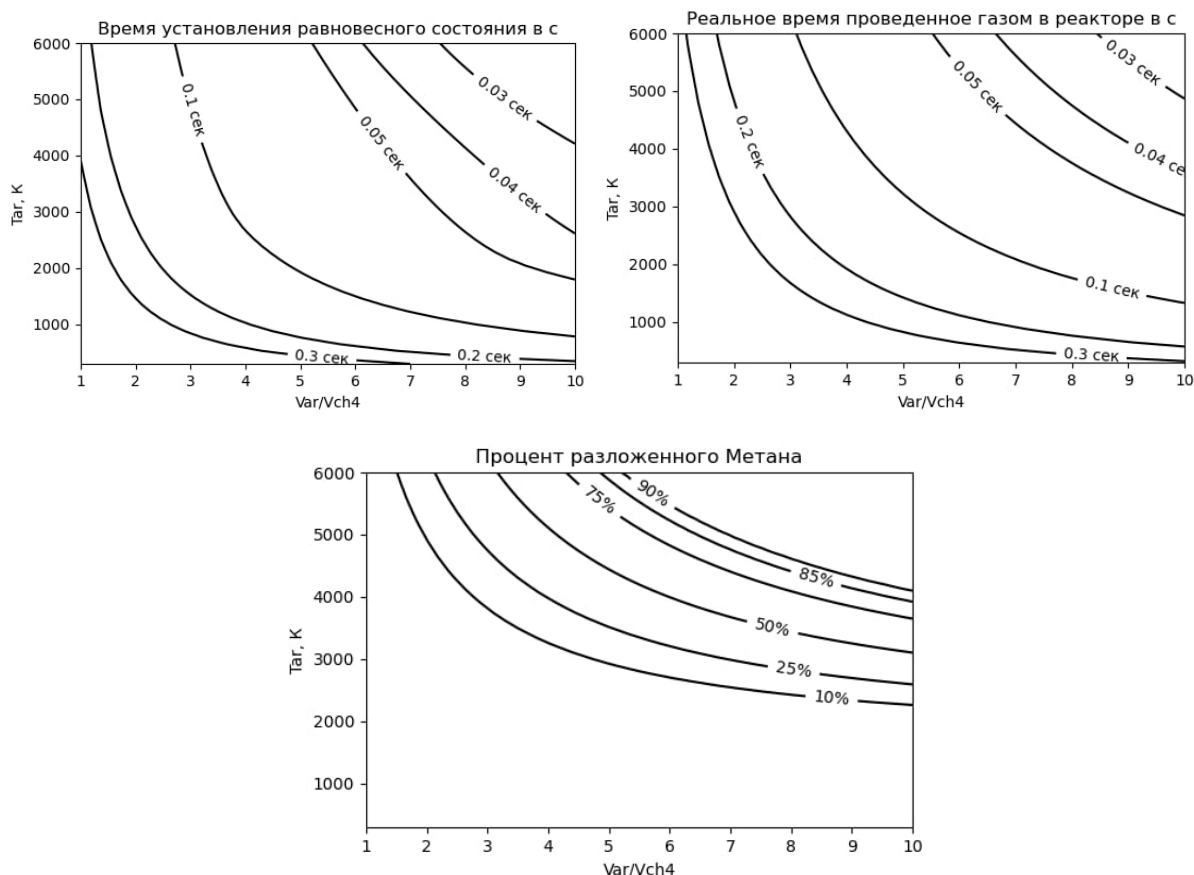
*М. А. Ремез, А. В. Водопьянов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

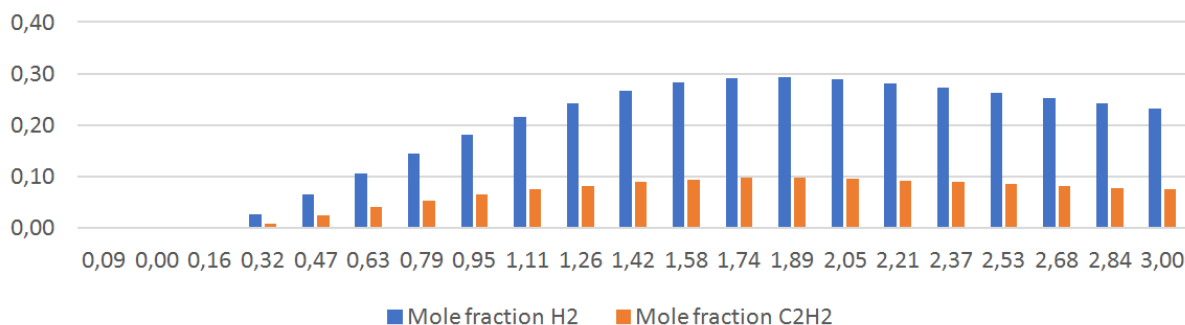
Концентрация углекислого газа в атмосфере неуклонно растет. Активное выделение  $\text{CO}_2$  и других парниковых газов связано с промышленной деятельностью человека [1]. Это приводит к серьезным экологическим проблемам, прежде всего к изменению климата. В связи с этим возникает множество научно-технических задач. К таким задачам относятся разработка безопасных для окружающей среды методов утилизации углекислого газа, а также нахождение новых и оптимизация действующих способов получения энергии без обильных выбросов  $\text{CO}_2$ . К таким способам относятся, помимо прочих, и водородная энергетика, развитие которой активно стимулируется правительствами разных стран.

Исследование конверсии углекислого газа и метана в плазмотроне представляет интерес в рамках обеих упомянутых выше задач. Во-первых, это способ разложить  $\text{CO}_2$  на составляющие при атмосферном давлении [2]. Во-вторых, при разложении  $\text{CH}_4$  в выходной газовой смеси будет присутствовать водород, получение которого является важной задачей для развития водородной энергетики.

В данной работе рассматривается термодинамическая компьютерная модель плазмотрона на основе ВЧ-разряда. С помощью этой модели получены данные, которые являются информативными для экспериментальных исследований.



## Молярные доли водорода и ацетилена от потока CH<sub>4</sub> (м<sup>3</sup>/ч)



Плазма учтена в системе как источник нагрева плазмообразующего газа, аргона. В рамках модели рассматривается взаимодействие горячего аргона и метана. В расчете учтено 53 соединения и 325 реакций, большая часть которых обратима. Среди имеющихся в модели углеводородных соединений рассматриваются только те, молярная доля которых составляет хотя бы одну сотую процента. Вручную задаются размеры плазматрона и давление, программа же численными методами решает уравнение на внутреннюю энергию газа.

В работе исследованы зависимости времени установления термодинамического равновесия, реального времени, проводимого смесью газов внутри плазматрона, степени конверсии от параметров (температуры горячего газа и отношения потоков аргона и метана). Полученные графики можно будет использовать для оценки параметров, необходимых для оптимального прохождения реакции.

Затем был рассмотрен состав выходной смеси. Установлено, что без учета образования сажи в смеси образуется ацетилен, молярная доля которого в четыре раза меньше, чем у H<sub>2</sub>. При наличии сажи молярная доля снижается.

1. The Keeling Curve. URL: <https://keelingcurve.ucsd.edu/2018/09/19/is-the-current-rise-in-co2-definitely-caused-by-human-activities/>.
2. Mansfeld D. A., Sintsov S. V., Chekmarev N. V., Vodopyanov A. V. Conversion of carbon dioxide in microwave plasma torch sustained by gyrotron radiation at frequency of 24 GHz at atmospheric pressure // Journal of CO<sub>2</sub> Utilization. 2020. June; doi:10.1016/j.jcou.2020.101197.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. Т. II. М. : Наука, 1990. 591 с.
4. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М. : Наука, 1983. 416 с.
5. Жуков М. Ф. Электродуговые нагреватели газа (плазматроны) / Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. М. : Наука, 1973. 232 с.

## РАСШИРЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭПИДЕМИИ: COVID-19 И ПСИХИЧЕСКИЕ ЗАБОЛЕВАНИЯ

*А. А. Романюха, К. А. Новиков, Т. Е. Санникова*

Институт вычислительной математики РАН, Москва

Исследование процессов, вызванных пандемией COVID-19, показало, что оценка воздействия пандемии на здоровье населения является более сложной задачей, чем только учет числа заболевших и летальных исходов. Примером является распространение депрессии и тревоги, приводящее к снижению качества жизни, работоспособности и продолжительности жизни. Опубликованные данные показывают 25–30 % прирост распространенности депрессии и тревоги в ходе пандемии COVID-19 [1]. Этот рост связывается с изменением образа жизни, снижением числа контактов, общения с другими людьми, снижением доходов, ростом числа заболевших людей и неопределенностью будущего [2].

Таким образом, карантинные мероприятия способствуют развитию депрессии и тревоги. Но карантин является единственным методом контроля эпидемии до разработки и применения вакцины. Следовательно, исследование отношения между положительными и отрицательными эффектами карантинных мероприятий в ходе пандемии является актуальной задачей. Для решения этой задачи используется агентная модель, включающая:

1. Алгоритм расчета характеристики потерь здоровья (QALY – quality-adjusted life-year). Эта мера используется ВОЗ для оценки эффективности здравоохранения и позволяет в одной шкале оценивать вред здоровью, связанный с инфекционными и неинфекционными заболеваниями [3]. Для этого вводятся переменная состояния агентов – текущий уровень здоровья, зависящий от возраста, сопутствующий заболеваний, тяжести COVID-19, депрессии и тревожности агента. Результатом является оценка количества лет здоровой жизни, потерянных популяцией (/100 000 человек \* время).
2. Агентную модель распространения и заболевания COVID-19.
3. Агентную модель распространения депрессии и тревоги. Модель основана на психологической теории уязвимости – *стресса* [3] и предполагает распределение индивидов по уровню уязвимости и перехода в состояние депрессии (или тревоги) под воздействием *стресса*.
4. Алгоритм расчета индивидуальной психологической нагрузки (*стресса*), зависящей от строгости карантинных мероприятий и текущей заболеваемости среди ближайшего окружения агента. Предполагается, что с течением времени агент может адаптироваться и выйти из состояния депрессии и тревоги.

Результаты расчетов показали существование оптимального уровня «строгости» карантина, при котором минимизируются суммарные потери здоровья популяции.

1. *Santomauro D. F. et al.* Global prevalence and burden of depressive and anxiety disorders in 204 countries and territories in 2020 due to the COVID-19 pandemic // *The Lancet*, 398 (2021) 1700–1712.
2. *Pliskin J. P., Shepard D. S., Weinstein M. C.* Utility Functions for Life Years and Health Status // *Operations Research*, 28(1) (1980): 206-224. URL: <https://doi.org/10.1287/opre.28.1.206>.
3. *Hammen C.* Stress and depression // *Annu. Rev. Clin. Psychol.* 1 (2005) 293– 319 ; doi:10.1146/annurev.clinpsy.1.102803.143938.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СО ВСТРЕЧНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА: НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ, МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОНОВ

*А. А. Ростунцова<sup>1,2</sup>, Н. М. Рыскин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

В нелинейной физике широко известно явление модуляционной неустойчивости (МН), при котором монохроматическая волна с несущей частотой  $\omega$  неустойчива относительно медленных модуляций на боковых частотах  $\omega \pm \Omega$ ,  $\Omega \ll \omega$  [1]. Это явление наблюдается в различных физических системах, включая оптические волокна, электромагнитные линии передач, волны на воде и в плазме, и представляет практический интерес, поскольку может приводить к генерации солитонов огибающей.

В работах [2, 3] была указана возможность преобразования непрерывного микроволнового сигнала в близкую к периодической последовательность солитоноподобных импульсов при циклотронном взаимодействии волны со встречным, изначально прямолинейным, электронным пучком. Наши исследования, представленные в [4], показали, что этот эффект обусловлен развитием МН.

В данной работе представлены результаты теоретического анализа циклотронного взаимодействия волны со встречным невозбужденным потоком электронов, включая нахождение точных аналитических стационарных решений и определение условий развития и характера МН. Такой анализ позволяет объяснить, почему в системе наблюдаются те или иные динамические режимы, а также определяет структуру областей этих режимов на плоскости управляющих параметров. Таким образом, мы находим аналитические условия для генерации последовательности микроволновых импульсов и подтверждаем их результатами численного интегрирования уравнений электронно-волнового взаимодействия, а также прямым 3D particle-in-cell (PIC) моделированием.

В рассматриваемой модели кольцевой пучок электронов, направляемый однородным продольным магнитным полем  $B_0$ , взаимодействует с обратной  $TE_{11}$ -волной в цилиндрическом волноводе в условиях циклотронного резонанса  $\omega_r + h_r V_z \approx \omega_H$ . Здесь  $\omega_r$  и  $h_r = h_r(\omega_r)$  – частота и постоянная распространения волны соответственно,  $V_z$  – продольная скорость электронов,  $\omega_H = eB_0 / (m_e \gamma)$  – циклотронная частота,  $e$  и  $m$  – заряд и масса покоя электрона,  $\gamma$  – фактор Лоренца. Такое электронно-волновое взаимодействие описывается хорошо известными уравнениями [2–4]

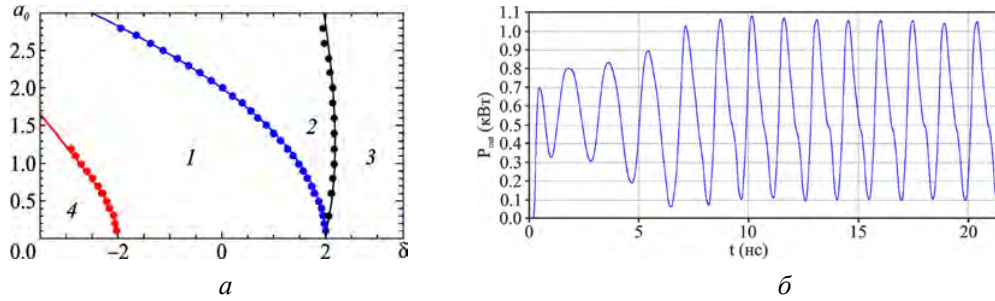
$$\frac{\partial a}{\partial \tau} - \frac{\partial a}{\partial Z} = -p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + i|p|^2 p = a, \quad (1)$$

где  $a$  – безразмерная комплексная амплитуда поля волны,  $p$  – нормированный поперечный импульс электронов,  $Z$  и  $\tau$  – безразмерные независимые переменные, характеризующие продольную координату и время. На правом конце при  $Z = L$  система возбуждается внешним гармоническим сигналом  $a(Z = L) = a_0 \exp(i\delta\tau)$ , где  $a_0$  – амплитуда сигнала, а  $\delta$  – нормированная отстройка частоты сигнала  $\omega_r$  от частоты циклотронного резонанса  $\omega_H$ . Считается, что у электронов отсутствует начальная вращательная скорость, т. е.  $p(Z = 0) = 0$ . Такой электронный пучок формирует пассивную среду из невозмущенных неизохронных циклотронных осцилляторов, и распространяющаяся ему навстречу волна при выполнении условия (1) начинает поглощаться, возбуждая поперечные осцилляции электронов. Для уменьшения отражений в моделировании использовалось плавное нарастание магнитного поля  $B_0$  вблизи левой границы системы.

Анализ нелинейного дисперсионного соотношения для решений уравнений (1) в виде монохроматической волны показал, что в системе существует частотная полоса непропускания (область  $I$  на рис. 1,  $a$ ), связанная с полным циклотронным поглощением волны, причем ее границы смещаются в область более низких частот при увеличении амплитуды. Поэтому с ростом мощности сигнала становится возможным распространение волны без затухания, однако в соответствии с критерием Лайтхилла [1] при этом имеет место МН. Поскольку система возбуждается входным сигналом на одной из границ, поведение нестационарной волны определяется характером МН. Используя седловой анализ, представленный в [5], мы обнаружили, что МН меняет характер с абсолютного на конвективный с



увеличением частоты волны (граница изображена на рис. 1, *a* черной сплошной линией). В случае конвективной МН устанавливается стационарный одночастотный режим пропускания (область 3 на рис. 1, *a*), а в случае абсолютной МН имеет место автомодуляция (область 2 на рис. 1, *a*), которая приводит в том числе к генерации последовательности солитонов. Стационарное прохождение волны также имеет место в области низких частот, где МН отсутствует (область 4 на рис. 1, *a*).



**Рис. 1.** Области непропускания (1), автомодуляции (2) и стационарного одночастотного прохождения волны (3, 4) на плоскости параметров входного сигнала (*a*); теоретические данные и результаты численного моделирования уравнений (1) отображены сплошными линиями и точками соответственно. Генерация последовательности импульсов, наблюдаемая в 3D-PIC-моделировании (*б*)

В рамках более строгого теоретического анализа, учитывающего граничные условия, были найдены аналитические стационарные решения вида  $a(Z, \tau) = a(Z)e^{i\delta\tau}$ ,  $p(Z, \tau) = p(Z)e^{i\delta\tau}$ . Найденные решения выражаются через эллиптические функции Якоби и являются периодическими. Когда период решений стремится к бесконечности, они описывают солитоны. В одном случае они соответствуют светлым солитонам, амплитуда максимума которых зависит от частотной отстройки волны:

$$|a|_{bright}^2 = 4 - 2\delta \quad (2)$$

(синяя сплошная линия на рис. 1, *a*), а в другом случае – серым солитонам, представляющим собой локальный минимум поля, возникающий относительно постоянного уровня интенсивности поля:

$$|a|_{dark}^2 = (\delta^2 - 6)\sqrt{12 + \delta^2} / 27 - \delta^3 / 27 \quad (3)$$

(красная сплошная линия на рис. 1, *a*).

Результаты численного интегрирования уравнений (1) подтвердили теоретические выводы о режимах, реализующихся в исследуемой системе, причем показано, что границы полосы непропускания определяются параметрами светлых и темных солитонов (см. рис. 1, *a*). Вблизи верхней границы непропускания (синие точки на рис. 1, *a*) автомодуляция, обусловленная абсолютной МН, близка к периодической, но с увеличением частоты входного сигнала приобретает более сложный характер. Поэтому соотношение (2) является практически интересным, поскольку определяет соотношение между параметрами входного сигнала, при котором в системе генерируется близкая к периодической последовательность светлых солитонов.

Теоретические выводы о смене динамических режимов при изменении частоты падающей волны также хорошо согласуются с результатами прямого 3D-PIC-моделирования. Оно проводилось для цилиндрического волновода с радиусом  $r_b = 0,4$  мм и длиной  $l = 20$  мм при продольном магнитном поле  $B_0 = 8,9$  Тл [3]. Вдоль системы распространялся прямолинейный пучок электронов с энергией  $W_0 = 1,828$  кэВ и током  $I_0 = 100$  мА. На рис. 1, *б* представлен пример генерации последовательности импульсов при входном гармоническом сигнале мощностью  $P_0 = 1$  кВт и частотой  $\omega_r = 241$  ГГц.

1. Zakharov V. E., Ostrovsky L. A. Modulation instability: The beginning // *Physica D*. 2009. V. 238, № 5. P. 540–548.
2. Zotova I. V., Ginzburg N. S., Zhelezнов И. В., Sergeev A. S. Модуляция интенсивного СВЧ-излучения при резонансном взаимодействии со встречным потоком невозбужденных циклотронных осцилляторов // *Письма в ЖТФ*. 2014. Т. 40, № 12. С. 1–10.
3. Zotova I. V., Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Kocharovskaya E. R., Zaslavsky V. Yu. Conversion of an electromagnetic wave into a periodic train of solitons under cyclotron resonance interaction with a backward beam of unexcited electron-oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 143901.
4. Rostuntsova A. A., Ryskin N. M., Zotova I. V., Ginzburg N. S. Modulation instability of an electromagnetic wave interacting with a counterpropagating electron beam under condition of cyclotron resonance absorption // *Phys. Rev. E*. 2022. V. 106. P. 014214.
5. Балякин А. А., Рыскин Н. М. Смена характера модуляционной неустойчивости вблизи критической частоты // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30, № 5. С. 6–13.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ СУБТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛА

*А. А. Ростунцова<sup>1,2</sup>, Н. М. Рыскин<sup>1,2</sup>, Р. А. Торгашов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

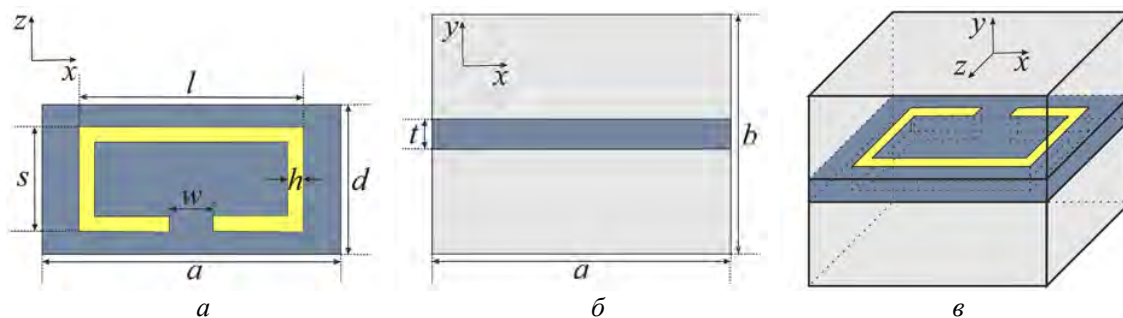
<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Одной из актуальных задач современной вакуумной СВЧ-электроники является разработка миниатюрных усилителей на основе лампы бегущей волны (ЛБВ) субтерагерцевого диапазона (0,1–0,3 ТГц), характеризующихся высоким коэффициентом усиления в широкой полосе частот [1]. Перспективным подходом к решению этой задачи является использование метаматериалов при проектировании замедляющих систем (ЗС) для ЛБВ [2]. Метаматериалы представляют собой среды, которые обладают необычными электродинамическими свойствами, обусловленными искусственно созданной периодической структурой из резонансных элементов определенной геометрической формы [3, 4]. В зависимости от геометрии структуры эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости таких сред могут принимать нестандартные значения (в том числе отрицательные), что позволяет управлять дисперсией волн в ЗС и подбирать ее в соответствии с требуемыми характеристиками ЛБВ.

В качестве фундаментальных строительных блоков для метаматериалов могут выступать разомкнутые кольцевые резонаторы (РКР) [5]. В работе [6] была предложена ЗС на основе РКР, реализованная в виде разомкнутых кольцевых щелей, периодически вырезанных внутри металлических пластин, расположенных в прямоугольном волноводе. В данной работе приводятся результаты исследования электродинамических характеристик ЗС подобного типа. Такое исследование позволяет выявить основные особенности, к которым приводит использование метаматериала, и определить оптимальную форму щели для создания широкополосной ЗС с высоким замедлением и сопротивлением связи в субтерагерцевом диапазоне.

На рисунке 1 представлена размерная схема одного периода исследуемой ЗС при параметрах, близких к оптимальным. В прямоугольный волновод шириной  $a = 1000$  мкм и высотой  $b = 800$  мкм помещена металлическая пластина толщиной  $t = 100$  мкм. В пластине с периодом  $d = 500$  мкм вырезаны щели в форме разомкнутого прямоугольного кольца толщиной  $h = 50$  мкм и размерами  $s = 350$  мкм в продольном и  $l = 750$  мкм в поперечном направлениях. Ширина разрыва кольца  $w = 150$  мкм.

Численное моделирование проводилось в среде COMSOL Multiphysics. Дисперсионная диаграмма для основной моды, полученная при моделировании такой системы, представлена на рис. 2, а. При сдвигах фазы на период структуры  $0 < \varphi < \pi$  дисперсия является аномальной, т. е. такую ЗС можно использовать для создания генератора обратной волны [6], однако для этого необходимы релятивистские электронные пучки с энергиями порядка сотен кэВ. В то же время при сдвигах фазы, превышающих  $\pi$ , дисперсия является нормальной и возможно эффективное усиление на прямой гармонике. В рабочем диапазоне 85–90 ГГц (W-диапазон) коэффициент замедления волны  $n = c/v_{ph} \sim 5-6$ , что соответствует напряжениям синхронизма, не превышающим 10 кВ.



**Рис. 1.** Схема одного периода исследуемой ЗС: *а* – форма воздушной щели в металлической пластине; *б* – расположение металлической пластины внутри прямоугольного волновода; *в* – общий вид одного периода ЗС

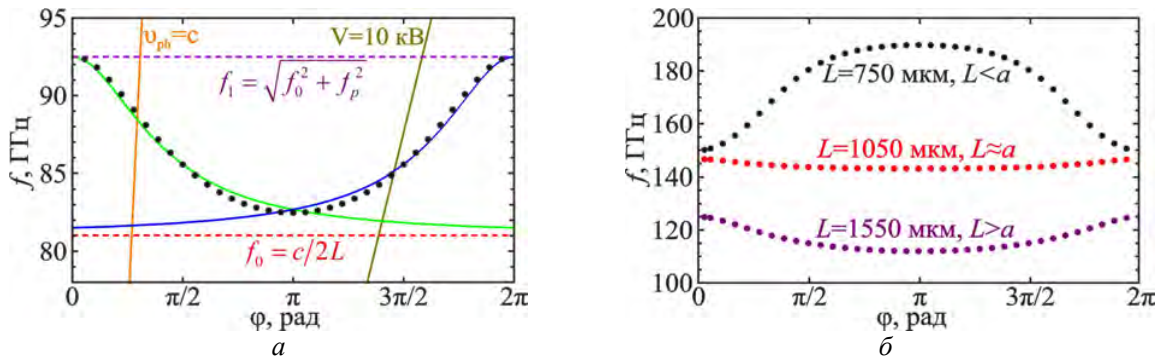
Теоретическую модель рассматриваемой среды можно строить, основываясь на классической теории Друде – Лоренца для описания взаимодействия электромагнитных волн с металлами и диэлектриками (см., например, [2, 6]). Эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды определяются как

$$\mu_{\text{эфф}} = 1 - \frac{f_a^2}{f^2}, \quad \varepsilon_{\text{эфф}} = 1 - \frac{f_p^2}{f^2 - f_0^2}, \quad (1)$$

где  $f$  – рабочая частота,  $f_a = c/(2a)$  – критическая частота волновода,  $c$  – скорость света в вакууме,  $f_0$  – резонансная частота щели,  $f_p$  – так называемая плазменная частота метаматериала. На рисунке 2,  $a$  изображена дисперсионная диаграмма, соответствующая теоретической модели, а именно кривые

$$\varphi(f) = \frac{2\pi d}{c} f \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}(f) \mu_{\text{эфф}}(f)}, \quad \varphi(f) = 2\pi - \frac{2\pi d}{c} f \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}(f) \mu_{\text{эфф}}(f)}. \quad (2)$$

Сопоставление дисперсионной диаграммы, полученной для теоретической модели, с результатами моделирования (см. рис. 2,  $a$ ) показывает эффективность такого описания среды. Нижняя граница полосы частот определяется резонансной частотой щели, которая приблизительно равна  $f_0 \approx c/(2L)$ , где  $L$  – длина щели. Верхняя частотная отсечка соответствует частоте  $f_1 = \sqrt{f_0^2 + f_p^2}$ . Стоит отметить, что в рабочем диапазоне  $\mu_{\text{эфф}}$  и  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  оказываются отрицательными, т. е. рассматриваемая структура представляет собой левую среду.



**Рис. 2.** Дисперсионные диаграммы:  $a$  – сравнение результатов моделирования с теоретическими выводами, точками показаны результаты численного моделирования, сплошными кривыми – теоретические зависимости, сплошными прямыми – линия скорости света и скорости пучка при ускоряющем напряжении  $V = 10$  кВ;  $b$  – результаты моделирования при разных длинах щели  $L$

Как показали результаты моделирования, частоты  $f_0$  и  $f_p$  зависят от длины щели  $L$ . С уменьшением  $L$  полоса частот основной моды уменьшается. Когда длина щели становится равной ширине волновода  $L = a$ , дисперсия практически отсутствует (см. рис. 2,  $b$ ). При  $L < a$  тип дисперсии меняется (см. рис. 2,  $b$ ): при  $0 < \varphi < \pi$  дисперсия нормальная, а при  $\pi < \varphi < 2\pi$  – аномальная.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00181).

1. Григорьев А. Д. Терагерцевая электроника / А. Д. Григорьев. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2020. 305 с.
2. Metamaterial-inspired vacuum electron devices and accelerators / Z. Duan, M. A. Shapiro, E. Schamiloglu [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. 2019. V. 66, № 1. P. 207–218.
3. Shadrivov I. V. Nonlinear, tunable and active metamaterials / I. V. Shadrivov, M. Lapine, Yu. S. Kivshar. Berlin : Springer, 2015. 324 p.
4. Вендик И. Б. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (обзор) / И. Б. Вендик, О. Г. Вендик // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 1. С. 3–28.
5. Головков А. А. Разрезные кольцевые резонаторы – теория и эксперименты / А. А. Головков, С. В. Кейс // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2011. Вып. 5. С. 107–115.
6. Design of a metamaterial-based backward-wave oscillator / J. S. Hummelt, S. M. Lewis, M. A. Shapiro, R. J. Temkin // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42, № 4. P. 930–936.

# ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ ХИМЕР В КОЛЬЦЕ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ АДДИТИВНОГО ШУМА

*В. А. Нечаев, Е. В. Рыбалова, Г. И. Стрелкова*

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Исследование реальных динамических систем, будь то биологических, информационных или энергетических, сталкивается с проблемой наличия в них шумов различной природы и с различными характеристиками. В то же время в различных системах могут наблюдаться самые разнообразные пространственно-временные режимы, на которые шум может оказывать различное воздействие. Одним из особых динамических режимов, который может наблюдаться в ансамбле связанных элементов, является химерная структура (химера), впервые описанная в статье [1], однако термин был введен позднее в статье [2]. Химерные состояния являются переходной стадией при уменьшении силы связи между элементами ансамбля и, следовательно, при переходе от режима полной синхронизации (когерентности) элементов ансамбля к режиму полной рассинхронизации (некогерентности) или пространственно-временного хаоса. Стоит отметить, что такой переход может происходить и через другие состояния частичной синхронизации, например через уединенные состояния [3, 4]. Химерные состояния наблюдаются в ансамблях с различными типами индивидуальных элементов: хаотических моделях с дискретным и непрерывным временем, осцилляторах Стюарта – Ландау, моделях Курамото с инерцией, моделях нейронов Фитц-Хью – Нагumo, Ходжкина – Хаксли, осцилляторах Гинзбурга – Ландау. Ранее нами было изучено влияние неоднородности управляющих параметров парциальных элементов на вероятность появления химерных структур в кольце нелокально связанных логистических отображений [5], в этой работе мы изучили влияние аддитивного шума на динамику такой системы, а также на динамику кольца нелокально связанных отображений Эно.

В данной работе мы исследовали кольцо нелокально связанных хаотических отображений, математический вид которого представлен далее:

$$x_i^{t+1} = f(x_i^t, y_i^t) + \frac{\sigma}{2R} \sum_{j=i-R}^{i+R} [f(x_j^t, y_j^t) - f(x_i^t, y_i^t)] + A\psi_i^t(n), \quad y_i^{t+1} = g(x_i^t, y_i^t),$$

где  $x_i^t$  – динамическая переменная,  $t$  – дискретное время,  $i = 1, 2, 3, \dots, N = 1000$  – номер осциллятора,  $\sigma$  – коэффициент нелокальной связи (сила связи)  $i$ -го осциллятора с  $R = 320$  соседями слева и справа. В качестве источника шума в нашем исследовании использовался генератор нормального белого шума с интенсивностью  $A$ .

В качестве парциальных элементов использовались хаотические отображения. Во-первых, одномерное логистическое отображение:  $x^{t+1} = f(x^t) = \alpha x^t(1 - x^t)$ , где  $\alpha = 3,8$  – управляющий параметр отображения, значение которого соответствует хаотической динамике одиночного логистического отображения. Второй использованный вариант парциальных элементов – двумерное отображение Эно:

$$\begin{cases} x^{t+1} = f(x^t, y^t) = 1 - \alpha(x^t)^2 + y^t, \\ y^{t+1} = g(x^t, y^t) = \beta x^t, \end{cases}$$

где  $\alpha = 1,4$  и  $\beta = 0,3$  – управляющие параметры системы, значение которых соответствует хаотичной динамике одиночного отображения Эно.

В ходе исследования было показано, что в системе наблюдается явление, подобное резонансу: существует определенный интервал значений параметров силы связи и интенсивности шума, при которых вероятность появления химерных структур стремится к 100 %. Отметим, что в отсутствие шума вероятность появления химерных структур в наших исследованиях достигала значения только 97 %. Таким образом, воздействие шума на систему увеличивает бассейн притяжения к химерным структурам, структура которых является сложной из-за хаотической динамики и бистабильности парциальных элементов и их большого количества в системе. Кроме этого, ярким отличием поведения кольца нелокально связанных отображений Эно от поведения кольца нелокально связанных логистических отображений является наличие двух областей на плоскости параметров «силы связи – интенсивность шума» с ненулевой вероятностью наблюдения химерных структур, а следовательно, и наличие двух максимумов этой вероятности. Проведенные исследования выполнялись минимум для

50 начальных условий, что обеспечило хорошую статистическую независимость полученных результатов.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 20-12-00119).

1. *Kuramoto Y., Battogtokh D.* Coexistence of coherence and incoherence in nonlocally coupled phase oscillators // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 2002. V. 5, № 4. P. 380–385.
2. *Abrams D. M., Strogatz S. H.* Chimera states for coupled oscillators // *Physical Review Letters*. 2004. V. 93, № 17. P. 174102.
3. *Jaros P., Maistrenko Y., Kapitaniak T.* Chimera states on the route from coherence to rotating waves // *Physical Review E*. 2015. V. 91, № 2. P. 022907.
4. *Berner R. et al.* Solitary states in adaptive nonlocal oscillator networks // *The European Physical Journal Special Topics*. 2020. V. 229, № 12. P. 2183–2203.
5. *Нечаев В. А., Рыбалова Е. В., Стрелкова Г. И.* Влияние неоднородности параметров на существование химерных структур в кольце нелокально связанных отображений // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*. 2021. Т. 29, № 6. С. 943–952.

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ГИРОТРОНА НА ОСНОВЕ МОДИФИЦИРОВАННОЙ КВАЗИЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ

А. Б. Адилова<sup>1,2</sup>, Н. В. Григорьева<sup>1,2</sup>, А. Г. Рожнев<sup>1,2</sup>, Н. М. Рыскин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Гиротрон относится к числу наиболее известных приборов вакуумной микроволновой электроники [1]. Среди различных областей применения гиротронов следует прежде всего выделить электронно-циклотронный нагрев плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС). Также гиротроны находят применение для диагностики плазмы, спектроскопии, микроволновой обработки материалов и ряда других приложений. Гиротрон представляет собой разновидность классического электронного мазера на циклотронном резонансе. Активной средой в гиротроне является винтовой электронный пучок, движущийся в однородном магнитном поле. Он взаимодействует с полем собственного колебания открытого волноводного резонатора, причем критическая частота рабочей моды  $TE_{m,n}$  близка к циклотронной частоте или к ее гармонике. В современных гиротронах для УТС, как правило, рабочими являются моды «шепчущей галереи» с азимутальными индексами  $m \sim 20 \div 30$  и радиальными индексами  $n \sim 10$ . В таких условиях сгущение спектра мод приводит к тому, что в полюсу циклотронного резонанса попадает сразу несколько собственных частот. Поэтому изучение процессов взаимодействия мод является важной задачей, для решения которой широко используются методы теории колебаний и нелинейной динамики [2, 3]. В частности, в последнее время активно изучаются вопросы подавления паразитных мод за счет воздействия внешним сигналом или сигналом, отраженным от удаленной нагрузки [4].

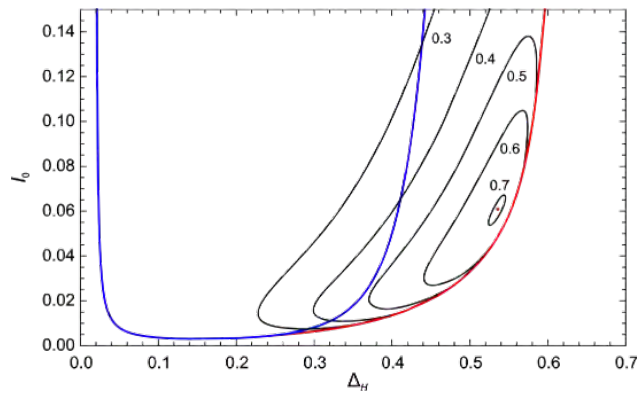
В данной работе режимы динамики гиротрона исследуются на основе так называемой модифицированной квазилинейной модели (см., например, [5]). В рамках этой модели уравнение возбуждения резонатора гиротрона током электронного пучка представляется в виде

$$\frac{dA}{d\tau} + A = I_0 \Phi(|A|^2, \Delta_H) \cdot A, \quad (1)$$

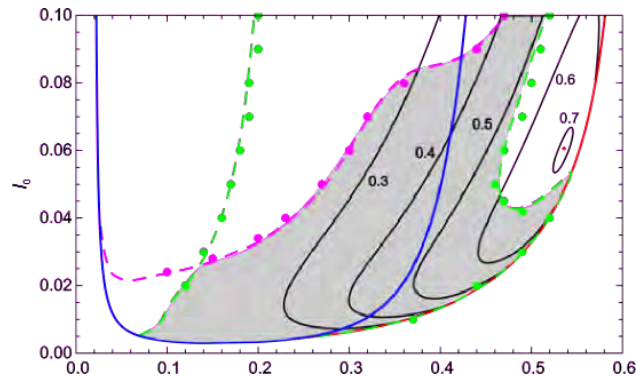
где  $A$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда,  $\tau$  – нормированное время,  $I_0$  – нормированный ток пучка, а  $\Phi$  – комплексная функция электронной восприимчивости. Она находится в результате интегрирования уравнений движения электронов в поле резонатора и зависит от амплитуды колебаний и расстройки циклотронного резонанса  $\Delta_H$ , пропорциональной разности собственной частоты рабочей моды и циклотронной частоты. При вычислении функции восприимчивости предполагается, что поле рабочей моды в резонаторе аппроксимируется гауссовой функцией. Подобное распределение поля часто используется при теоретическом анализе режимов колебаний гиротрона [3–5]. Все величины в (1) являются безразмерными, более подробно нормировка переменных приведена, например, в [3–6].

Функция  $\Phi(|A|^2, \Delta_H)$  определяет характеристики режима генерации рабочей моды. Например, на рис. 1 приведены границы мягкого и жесткого возбуждения на плоскости параметров  $\Delta_H, I_0$ , которая традиционно используется для анализа режимов колебаний гиротрона (по сути, это плоскость нормированных параметров «магнитное поле – ток пучка»). На нее наложены линии равного КПД. Характерной особенностью гиротрона является то, что высокий КПД достигается в области жесткого возбуждения.

Однако основной интерес представляет изучение процессов конкуренции мод. В частности, хорошо известно, что одномодовые режимы с КПД, близким к максимальному, неустойчивы при достаточно высокой плотности спектра мод [2–4, 6]. Модель (1) не позволяет непосредственно анализировать многомодовые процессы. Тем не менее, используя методику, развитую, например, в [7], можно найти условия возбуждения паразитных мод и проанализировать устойчивость рабочей моды. По сути, при этом необходимо рассмотреть процессы двухмодового взаимодействия (возбуждение паразитной моды на фоне рабочей) и процессы взаимодействия трех мод с квазиэквидистантным спектром (четырёхфотонный параметрический распад). В последнем случае рабочая мода  $TE_{m,n}$  может быть неустойчивой относительно возбуждения пар мод  $TE_{m\pm s, n}$ ,  $s = 1, 2, \dots$



**Рис. 1.** Границы мягкого (синяя линия) и жесткого (красная линия) возбуждения на плоскости безразмерных параметров «расстройка циклотронного резонанса – параметр тока» и линии равного КПД. Красным кружком отмечена точка максимального КПД  $\eta_{\max} = 0,704$



**Рис. 2.** Область устойчивости рабочей моды (серый цвет) при параметре плотности спектра мод  $\Delta_s = 0,2$ . Границы возбуждения мод с  $s = \pm 1$  и  $s = \pm 2$  показаны зелеными и фиолетовыми пунктирными линиями соответственно. Кружки – результаты численного моделирования [8]

На рисунке 2 показаны границы зоны устойчивости рабочей моды в гиротроне с эквидистантным спектром мод, безразмерные расстройки частот которых равны  $\pm s\Delta_0$ ,  $s = 1, 2, \dots$ ,  $\Delta_0 = 0,2$ . Такое значение  $\Delta_0$  соответствует параметрам гиротрона для УТС с рабочей модой  $TE_{28,12}$  [3]. Видно, что неустойчивость рабочей моды связана с возбуждением пар сателлитов с  $s = 1$  (т. е. ближайших к основной) либо  $s = 2$ . Границы хорошо совпадают с результатами численных расчетов по многомодовой теории гиротрона [8], которые показаны кружками. Представленная методика значительно облегчает интерпретацию результатов численного моделирования, что в случае большого числа взаимодействующих мод является непростой задачей [3, 6, 8]. Также она позволяет проанализировать влияние внешнего сигнала и отражений на границы зоны устойчивости рабочей моды.

1. *Nusinovich G. S.* The gyrotron at 50: historical overview / G. S. Nusinovich, M. Thumm, M. I. Petelin // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2014. V. 35. P. 325–381.
2. *Nusinovich G. S.* Review of the theory of mode interaction in gyrodevices // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1999. V. 27. P. 313–326.
3. *Бакунин В. Л.* Зоны устойчивой одномодовой генерации в гиротроне со сверхразмерным резонатором / В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Н. А. Завольский, М. А. Моисеев // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2012. Т. 20, № 6. С. 67–81.
4. *Новожилова Ю. В.* Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: обзор / Ю. В. Новожилова, Г. Г. Денисов, М. Ю. Глявин [и др.] // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2017. Т. 25, № 1. С. 4–11.
5. *Адилова А. Б.* Исследование синхронизации в системе двух гиротронов с запаздыванием в канале связи на основе модифицированной квазилинейной модели / Адилова А. Б., Рыскин Н. М. // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2018. Т. 26, № 6. С. 68–81.
6. *Bakunin V. L.* Investigation of mode interaction for a gyrotron with dense mode spectrum / V. L. Bakunin, M. Yu. Glyavin, G. G. Denisov, Yu. V. Novozhilova // *J. Electromag. Waves Appl.* 2021. V. 35. P. 19–26.
7. *Глявин М. Ю.* Устойчивость одномодовых колебаний в гиротроне / М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович // *Радиотехника и электроника*. 1991. Т. 36. С. 512–520.
8. *Melnikova M. M.* Influence of reflections on mode competition processes in a high-power multimode gyrotron / M. M. Melnikova, N. M. Ryskin // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. Art. 013104.



# УЛУЧШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КВАНТОВЫХ НЕВОЗМУЩАЮЩИХ ИЗМЕРЕНИЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА

*Д. И. Салыкина<sup>1,2</sup>, С. Н. Балыбин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Москва

В квантовой физике проведение измерения обычно возмущает измеряемую величину, внося дополнительный шум в исследуемую систему. Для случаев, когда нам важно оставлять интересующую величину неизменной, была предложена концепция квантовых невозмущающих измерений (QND – quantum nondemolition measurements) [1]. Интересной областью для применения QND является квантовая оптика, поскольку в ней может быть достигнута высокая чувствительность, ограниченная уже квантовыми шумами, и доступны хорошие нелинейные среды.

Схемы QND с использованием керровской кубической нелинейности  $\chi^{(3)}$  оптических кристаллов для создания эффекта кросс-фазовой модуляции (XPM – cross-phase modulation) были предложены в работах [2, 3]. Примерно в то же время началась и экспериментальная деятельность в области QND [4–6]. В качестве одного из возможных устройств для проведения невозмущающих измерений сейчас рассматриваются микрорезонаторы с модами шепчущей галереи. Преимуществом таких устройств является их высокая добротность и небольшие размеры. Также в них можно добиться хороших значений нелинейности [7].

Мешающим эффектом при использовании кубической нелинейности является самофазовая модуляция (SPM – self-phase modulation). Свет, проходя в среде, вызывает изменение показателя преломления среды из-за оптического эффекта Керра. Изменение показателя преломления, в свою очередь, ведет к сдвигу фазы в исходной волне. В работе [8] проводилось рассмотрение влияния эффекта самофазовой модуляции на чувствительность системы и возможность его устранения при помощи правильного подбора измеряемой квадратуры.

Распространенным способом повышения чувствительности оптической схемы является внесение на ее вход сжатых состояний света. В работе [9] Кейвс показал, что, используя этот метод в интерферометрах, мы можем преодолеть предел дробового шума. Экспериментально эффективность применения сжатых состояний света была продемонстрирована в работах [10–12].

Однако одним из значительных недостатков сжатого света является его неустойчивость к потерям. На данный момент в эксперименте достигнуты значения сжатия 7–12 дБ [13] в интерферометрических схемах и около 5 дБ [14] в схемах на чипе.

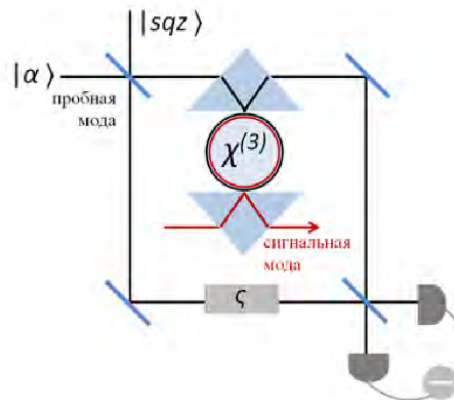


Схема QND-измерения

В настоящей работе мы предлагаем способ улучшить рассмотренную в [8] схему QND с помощью внедрения сжатых состояний света на ее вход (см. рисунок). Результирующая чувствительность становится лучше на фактор сжатия и приближает нас к однофотонному пределу чувствительности. Проведен учет эффекта SPM, доказано, что его негативное влияние можно обойти путем корректного выбора годинного угла  $\phi$ . Также проведен учет потерь и предоставлены оценки для эффективности детекторов и мощности накачки для работы с QND в данной схеме.



1. *Braginsky V. B., Vorontsov Y. I., Thorne K. S.* Quantum nondemolition measurements // *Science*. New York, 1980. 209(4456), 547–557.
2. *Braginsky V. B., Vyatchanin S. P.* // *Sov. Phys. Dokl.* 1981. 26(5), 686.
3. *Milburn G. J., Walls D. F.* Quantum nondemolition measurements via quadratic coupling // *Phys. Rev. A.* 1983. 28, 2065.
4. *Levenson M. D., Shelby R. M., Reid M., Walls D. F.* Quantum nondemolition detection of optical quadrature amplitudes // *Phys. Rev. Lett.* 1986. 57, 2473.
5. *Roch J. F., Roger G., Grangier P., Courty J. M., Reynaud S.* Quantum non-demolition measurements in optics: a review and some recent experimental results // *Applied Phys. B.* 1992. 55, 291–297.
6. *Poizat J. P., Grangier P.* Experimental realization of a quantum optical tap // *Phys. Rev. Lett.* 1993. 70, 271–274.
7. *Braginsky V. B., Gorodetsky M. L., Ilchenko V. S.* Qualityfactor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes // *Phys. Lett. A.* 1989. 137, 393.
8. *Balybin S. N., Matsko A. B., Khalili F. Ya., Strekalov D. V., Ilchenko V. S., Savchenkov A. A., Lebedev N. M., Bilenko I. A.* Quantum nondemolition measurements of photon number in monolithic microcavities // *Phys. Rev. A.* 2022. 106, 013720.
9. *Caves C. M.* Quantum-mechanical noise in an interferometer // *Phys. Rev. D.* 1981. 23, 1693.
10. *Bilek J., Li B., Hoff U. B., Madsen L., Forstner S., Prakash V., Schäfermeier C., Gehring T., Bowen W. P., Andersen U. L.* Quantum-enhanced optomechanical magnetometry // *Conference on Lasers and Electro-Optics : OSA Technical Digest* [online]. Optica Publishing Group, 2018. Art. JTh2A.25.
11. *Cai Y., Roslund J., Thiel V., Fabre C., Treps N.* Quantum enhanced measurement of an optical frequency comb // *npj Quantum Information.* 2020, 7, 1–8.
12. *Yap M. J., Cripe J., Mansell G. L. et al.* Broadband reduction of quantum radiation pressure noise via squeezed light injection // *Nat. Photonics.* 2020. 14, 19–23.
13. *Darsow-Fromm C., Gurs J., Schnabel R., Steinlechner S.* Squeezed light at 2128 nm for future gravitational-wave observatories // *Optics Letters.* 2021. 46, 5850–5853.
14. *Dutt A., Luke K., Sasikanth M., Gaeta A. L., Nussenzveig P., Lipson M.* On-chip optical squeezing // *Phys. Rev. Applied.* 2015. 3, 044005.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ПРИ ЭМПИРИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

*Р. С. Самойлов, А. С. Гаверилов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Реконструкция динамических систем (ДС) по наблюдаемым данным (эмпирическая реконструкция) – актуальное направление научных исследований, так как это один из эффективных способов моделирования сложных систем, законы которых не до конца известны и/или не могут быть надежно использованы для решения практических задач. К таким системам относятся, например, климат и нейросистемы, поэтому в них часто возникают задачи эмпирической реконструкции.

Общую постановку задачи реконструкции можно сформулировать следующим образом. Пусть имеется ряд измерений, полученный в результате наблюдений за переменными некоторой ДС. Ставится задача: реконструкция ДС по наблюдаемому временному ряду. Под реконструкцией понимается задание пространства фазовых переменных и задание оператора эволюции (ОЭ) ДС, действующего в этом пространстве. Уравнения и законы эволюции ДС, вообще говоря, могут быть как детерминированными [1], так и случайными [2].

Так как количество данных всегда конечно, то одно и то же множество измерений можно описать с той или иной точностью различными уравнениями ДС с различными параметрами. Таким образом, имеется неопределенность этих уравнений и параметров, то есть изначальная некорректность обратной задачи. Одним из наиболее универсальных способов формализации и решения обратных задач является байесов подход [3]. Этот подход описывает неопределенность параметров модели посредством их плотности вероятности (ПВ) и позволяет получить из заданного априорного распределения параметров их апостериорное распределение. Дальнейший процесс реконструкции системы состоит в анализе апостериорного распределения. Часто в качестве результата реконструкции рассматривают параметры модели, отвечающие максимуму апостериорного распределения, то есть наиболее вероятные параметры при условии наблюдаемых данных.

В работах [4, 5] разработаны достаточно общие методы байесовой реконструкции ДС, позволяющие реконструировать ОЭ системы в заданных переменных в форме автономной или слабонеавтономной стохастической модели, параметризуемой с помощью искусственных нейронных сетей (ИНС). Эти методы успешно применяются к различным климатическим задачам: прогноз явления Эль-Ниньо [6], исследование механизмов климатического перехода 1 млн лет назад [7]. При этом в них используется лишь модель с наиболее вероятными параметрами.

В этой работе исследуется и модернизируется реконструкция ОЭ системы в форме нестационарной низкоразмерной стохастической модели, о которой говорилось ранее. Рассматривается задача прогноза эволюции системы, как краткосрочного (прогноз траектории системы), так и долгосрочного (прогноз критических переходов). Идея модернизации состоит в том, что для восстановления ОЭ не всегда достаточно ограничиваться знанием об одной точке максимума апостериорного распределения параметров. Наоборот, необходимо руководствоваться именно полным видом этого распределения, или хотя бы приближенным в окрестности наиболее вероятных значений параметров. Последнее и делается в этой работе: вблизи точки максимума строится и используется гауссова аппроксимация апостериорной ПВ. На основе этой аппроксимации оцениваются поправки к доверительным интервалам реконструкции системы и ее прогноза. В используемой стохастической модели уже есть один тип неопределенности, связанный с ее случайной природой (неопределенность по шуму). Можно сказать, что модернизация реконструкции ДС добавляет учет неопределенности по параметрам.

Сначала в работе приводится алгоритм учета дополнительной неопределенности, и корректность исполнения этого алгоритма (отдельный учет неопределенности по параметрам) апробируется на модельном примере, представляющем собой простую задачу аппроксимации. На основе этого примера делается вывод о том, что данный алгоритм имеет смысл применять лишь к моделям с оптимальными гиперпараметрами (структурные параметры, например степень полинома, при полиномиальной аппроксимации), не являющимися ни слишком простыми, ни слишком сложными (переобученными).

А затем на примере реконструкции конкретной слабонестационарной ДС (отображение Ikeda [8, 9] с динамическим шумом), испытывающей критические переходы, сравниваются два подхода: первый (учет неопределенности по шуму) и второй, более точный, модернизированный (учет неопределенности и по шуму, и по параметрам). Рассматривается способность модели при помощи этих

подходов предсказывать поведение реконструируемой ДС на длинном (прогноз критических переходов) и коротком (прогноз фазовых траекторий) временных масштабах.

Показывается, что в долгосрочном прогнозе второй подход демонстрирует явное преимущество перед первым. Учет неопределенности по параметрам существенно поправляет (уширяет) доверительные интервалы предсказания, делая их более адекватными с точки зрения истинного поведения системы. В частности, именно у модернизированной с помощью второго подхода модели появляется возможность предсказывать моменты критических переходов с ненулевой вероятностью, когда модель с прогнозом на основе первого подхода оказывается неспособной предсказать время перехода.

Также показывается, что в краткосрочном прогнозе значительной разницы между доверительными интервалами предсказания поведения системы между первым и вторым подходом не наблюдается. Объясняется это тем, что на таком временном масштабе нестационарность системы практически не проявляется, то есть за это время не происходит значимой перестройки фазового пространства системы. Неопределенность решения в таком случае формируется в основном за счет шума (явной стохастичности ОЭ).

Таким образом, демонстрируется, что модернизированный подход может быть полезен для улучшения долгосрочных прогнозов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 20-62-46056.

1. *Анищенко В. С.* Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Фундаментальные основы и избранные проблемы / В. С. Анищенко, Т. Е. Вадивасова, В. В. Астахов ; под ред. В. С. Анищенко. – Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1999. – 368 с. : ил.
2. *Arnold, Ludwig.* Random Dynamical Systems. – Berlin : Springer-Verlag, 1998. – (Springer Monographs in Mathematics).
3. *Jeffreys, Harold.* Theory of Probability. – Oxford : Clarendon Press, 1998. – P. 459.
4. *Molkov Y. I.* Random dynamical models from time series / Molkov Y. I., Loskutov E. M., Mukhin D. N., & Feigin A. M. // Physical Review E. 2012. V. 85, № 3. Art. 036216.
5. *Gavrilov A.* Bayesian optimization of empirical model with state-dependent stochastic forcing. / Gavrilov A., Loskutov E., & Mukhin D. // Chaos, Solitons and Fractals. 2017. V. 104. P. 327–337.
6. *Gavrilov A.* Linear dynamical modes as new variables for data-driven ENSO forecast / Gavrilov A., Seleznev A., Mukhin D., Loskutov E., Feigin A., & Kurths J. // Climate Dynamics. 2019. V. 52, № 3/4. P. 2199–2216.
7. *Mukhin D.* Bayesian data analysis for revealing causes of the middle pleistocene transition / Mukhin D., Gavrilov A., Loskutov E., Kurths J., & Feigin A. // Scientific Reports. 2019. V. 9, № 1. Art. 7328.
8. *Kensuke, Ikeda.* Multiple-valued stationary state and its instability of the transmitted light by a ring cavity system // Optics Communications. 1979. V. 30, № 2. P. 257–261.
9. *Ikeda K.* Optical turbulence: chaotic behavior of transmitted light from a ring cavity / Ikeda K., Daido H., Akimoto O. // Physical Review Letters. 1980. V. 45, № 9. P. 709–712.

# СИНХРОНИЗАЦИЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ ГЛОБАЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ И ОБЩИМ ШУМОМ

*А. Е. Самойлова*<sup>1,2</sup>, *Д. С. Голдобин*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

<sup>2</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет

Механизм синхронизации общим шумом [1, 2] кардинально отличается от механизма синхронизации связью (в частности, глобальной связью) [3]. Как следствие, взаимодействие этих двух механизмов оказывается нетривиальным, особенно конкуренция, возникающая при противоположной направленности их действия (например, синхронизирующий общий шум и десинхронизирующая связь) [4–6]. В связи со сложностью конкуренции двух механизмов достоверное исследование и понимание ее природы оставалось проблематичным вплоть до момента, когда появилась возможность построить строгое математическое описание задачи, допускающее аналитическое исследование. Возможность построения такого описания связана с теорией Отта – Антонсена [7]. В рамках этой теории могут быть исследованы две парадигматические ситуации [4, 5]. Однако случай, рассмотренный в работе [5], при всей схожести уравнений на уравнения динамики джозефсоновских контактов [8], предполагает форму глобальной связи курамотовского типа. Это может быть актуально для активных ротаторов и тета-нейронов, но для джозефсоновских контактов такие варианты глобальной связи невозможны [8]. Для цепей джозефсоновских контактов флуктуации входного тока действуют как общий шум, что делает явление синхронизации общим шумом актуальным для таких систем. Вместе с тем с точки зрения математической физики проблема взаимодействия двух механизмов синхронизации в такой системе является оригинальной и нетривиальной. В частности, возможно возникновение нетипичного (по сравнению с [4, 6]) скейлинга средних частот колебаний тока в элементах.

Мы рассматриваем цепь из  $N$  последовательно соединенных сверхпроводниковых джозефсоновских контактов, которая параллельно зашунтирована омическим сопротивлением. Динамика скачка фазы волновой функции  $\varphi$  через каждый элемент описывается следующим дифференциальным уравнением в безразмерном виде:

$$\dot{\varphi}_j = \Omega + \sigma \xi(t) - \sin \varphi_j + K \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sin \varphi_k, \quad (1)$$

где  $\Omega + \sigma \xi(t)$  – скорость изменения фазы с некоторым входящим общим шумом  $\xi(t)$ ,  $K$  – коэффициент связи. В рамках теории Отта – Антонсена динамику системы удобно описывать в терминах параметра порядка:

$$Z = \left\langle e^{i\varphi_j} \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{i\varphi_j},$$
$$\dot{R} = \frac{1-R^2}{2} \cos \Phi, \quad \dot{\Phi} = \Omega + \sigma \xi(t) + KR \sin \Phi - \frac{1+R^2}{2R} \sin \Phi, \quad (2)$$

где  $R$  и  $\Phi$  – модуль и фаза параметра порядка,  $Z = R \exp(i\Phi)$ . Для неидентичных элементов предполагается лоренцево распределение частот:

$$g(\Omega) = \frac{\gamma}{\pi [\gamma^2 + (\Omega - \Omega_0)^2]}, \quad (3)$$

где  $\Omega_0$  – это центр распределения,  $\gamma$  – это его полуширина на полувысоте.

В отсутствие общего шума единственный устойчивый режим синхронного поведения элементов ансамбля связан с отсутствием колебаний – элементы оказываются в стационарном состоянии. Этот режим возникает при достаточно сильной отрицательной связи  $K < -\Omega + 1$ . Коллективные синхронные колебательные режимы возможны при  $-\Omega + 1 < K < \Omega + 1$ , но они являются нейтрально устойчивыми из-за консервативного характера связи. При наличии общего шума элементы синхронизируются при  $K < 1$ . Заслуживает особого внимания десинхронизация элементов при  $K > 1$  и произвольной интенсивности шума – в рамках фазового приближения десинхронизация слабым шумом невозможна [2]. Возможность такой десинхронизации в рассматриваемой системе связана с существенно нелинейной сильной связью между элементами.

В рамках уравнений (2) невозможно исследование асимптотического поведения средних частот неидентичных элементов. Для такого анализа требуется переход к естественным переменным «действие – угол» [5]:

$$\dot{J} = -2\gamma J(J+1) + \sqrt{J(J+1)} \cos \Phi, \quad \dot{\Phi} = \Omega_0 + \sigma \xi(t) + K \sqrt{\frac{J}{J+1}} \sin \Phi - \frac{J+1/2}{\sqrt{J(J+1)}} \sin \Phi, \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = \omega - \sin(\theta + \Phi) + \frac{J+1/2}{\sqrt{J(J+1)}} \sin \Phi, \quad (5)$$

где  $\theta = \varphi - \Phi$  – разность фаз между джозефсоновским контактом, имеющим собственную частоту  $\Omega = \Omega_0 + \omega$ , и средним полем. В рамках данных уравнений произведено строгое осреднение динамики по быстрому вращению подлинных фаз. На основе осредненных уравнений исследована синхронизация в ансамбле идентичных элементов и при расстройке собственных частот. Эти же уравнения позволяют описывать свойства скейлинга средних частот индивидуальных осцилляторов. В случае джозефсоновских контактов средняя частота колебаний элемента дает макроскопическое напряжение нестационарного эффекта Джозефсона.

Работа выполнена в рамках бюджетной темы № 121112200078-7.

1. *Пиковский А. С.* Синхронизация и стохастизация ансамбля автогенераторов внешним шумом // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 5. С. 576–581.
2. *Голдобин Д. С., Пиковский А. С.* О синхронизации периодических автоколебаний общим шумом // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 10/11. С. 1013–1019.
3. *Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю.* Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003. 496 с.
4. *Голдобин Д. С., Долматова А. В., Розенблюм М., Пиковский А.* Синхронизация в ансамблях Курамото – Сакагучи при конкурирующем влиянии общего шума и глобальной связи // Известия вузов. ПНД. 2017. Т. 25, № 6. С. 5–37.
5. *Долматова А. В., Голдобин Д. С., Пиковский А. С.* Притяжение и отталкивание частот при синхронизации связанных активных ротаторов общим шумом // Известия вузов. ПНД. 2019. Т. 27, № 6. С. 91–112.
6. *Голдобин Д. С., Долматова А. В.* Эффект расхождения частот в ансамблях автоколебательных систем с отталкивающей глобальной связью при синхронизации общим шумом // Известия вузов. ПНД. 2019. Т. 27, № 3. С. 33–60.
7. *Ott E., Antonsen T. M.* Low dimensional behavior of large systems of globally coupled oscillators // Chaos. 2008. V. 18. Art. 037113.
8. *Marvel S. A., Strogatz S. H.* Invariant submanifold for series arrays of Josephson junctions // Chaos. 2009. V. 19. Art. 013132.

## ИЗУЧЕНИЕ СВЯЗИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ С СУХИМИ ГРОЗАМИ ПО ДАННЫМ WWLLN

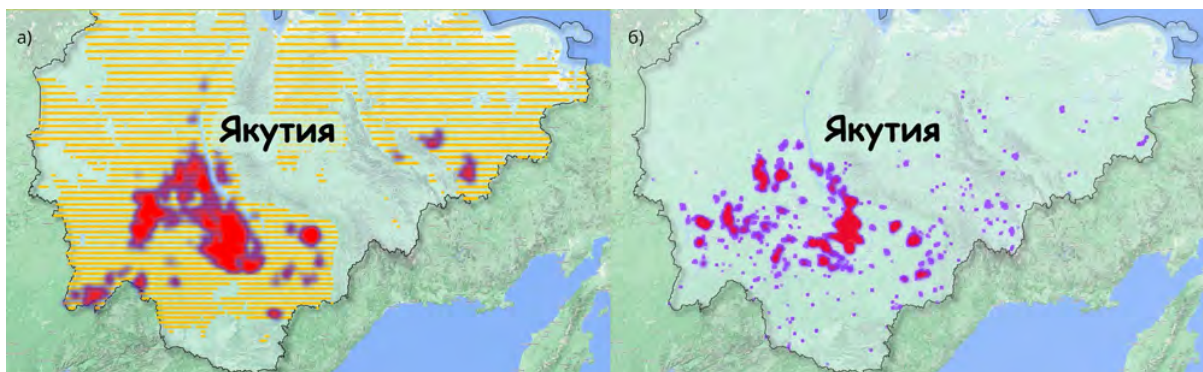
*Ф. Г. Сарафанов<sup>1,2</sup>, А. П. Попыкина<sup>1,2</sup>, Н. В. Ильин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Большой интерес в свете крупных лесных пожаров последних лет вызывает явление сухих гроз, происходящих в условиях высокой температуры (более 30 °С) и низкой влажности воздуха. В этом случае капли воды могут не успевать долетать до поверхности, испаряясь во время полёта, а вертикальные разряды молний, в первую очередь достаточно длинные и энергичные положительные разряды, с большей вероятностью способны привести к пожару. Связь гроз и особенно сухих гроз с лесными пожарами также интересна в контексте изменения климата [1, 2].

Существуют гипотезы о связи увеличения числа лесных пожаров с ростом грозовой активности на основе анализа периода с 1980 по 2015 год [3]. В настоящей работе проводится исследование молниевой активности летом 2021 года в Якутии в условиях крупнейших в мире лесных пожаров, и с помощью вспомогательных данных выделение сухих гроз, и сравнение последних с картой фактических пожаров. Визуализация подготовленных датасетов сухих гроз и лесных пожаров представлена на рисунке.



На картах представлены: плотность сухих гроз, от 1 до 10 грозовых ячеек (а), и площадь отдельных пожаров, от 1 км<sup>2</sup> до 10<sup>4</sup> км<sup>2</sup> (б). Штриховкой жёлтого цвета обозначены области, в которых температура воздуха превышала 30 °С, но грозы по данным WWLLN отсутствовали

Принципиально важный наблюдаемый эффект состоит в том, что только высокая температура не объясняет пространственное распределение пожаров, в то время как определяемые в данном исследовании области сухих гроз структурно соответствуют самым большим очагам лесных пожаров, что может быть существенно для активного предупреждения пожаров при помощи систем грозопеленгации и оперативного мониторинга метеопараметров.

Для молний сухих гроз, выбранных в данном исследовании, также была рассчитана средняя энергия. Особое внимание привлекает обнаруженный факт того, что молнии сухих гроз обладают вдвое большей средней энергией. Это может свидетельствовать о принципиальном отличии сухих гроз от обычных, связанном со структурой грозового облака, способной обеспечить большее, чем в обычных грозах, количество высокоэнергичных длительных положительных разрядов.

1. Rorig M. Predicting wildfire risk through dry thunderstorm potential / Rorig M., McKay S., Ferguson S., Werth P. // Journal of Applied Meteorology and Climatology. 2007. V. 88. P. 841–842.
2. Mareev E. A. Global atmospheric electric circuit in the Earth's climate system // Topical problems of nonlinear wave physics, Nizhny Novgorod, Russia, 20–26 July. 2008. P. 65–66.
3. Mueller S. Climate relationships with increasing wildfire in the southwestern US from 1984 to 2015 / Mueller S., Thode A., Margolis E., Yocom L., Young J., Iniguez J. // Forest Ecology and Management. 2020. V. 460. P. 14.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ НЕЙРОМОРФНОГО КОМПЬЮТЕРА В СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ ГЕЛЯ

*Д. А. Сафонов, И. С. Проскуркин, И. Л. Мальфанов, В. К. Ванаг*

Центр нелинейной химии Балтийского федерального университета им. И. Канта, Калининград

Разрабатывая химический нейроморфный компьютер [1], мы ищем новые, более удобные, способы его практической реализации. Был предложен метод фотополимеризации акриламидного геля с иммобилизованным светочувствительным катализатором реакции Белоусова – Жаботинского (БЖ). При погружении полученного таким методом полимера в водный раствор БЖ без катализатора в нём создаются условия для протекания реакции БЖ. Путём наложения световой маски во время фотополимеризации геометрические параметры плоской гелевой плёнки можно легко контролировать, что позволяет получать различные функциональные элементы: колебательные и возбудимые ячейки, волноводы, диоды [2] и триггеры.

Для более полного понимания наблюдаемых в химическом эксперименте явлений мы численно исследуем распределённые системы со специальной геометрией на плоскости. Динамика области геля описывается редуцированной моделью Ванага – Эпстина [3]:

$$\partial x/\partial t = -k_1xy + k_2y - 2k_3x^2 + k_4x(c_0 - z)/(c_0 - z + c_{\min}) + D_x \nabla^2 x, \quad (1)$$

$$\partial y/\partial t = -k_1xy - k_2y + k_0z + D_y \nabla^2 y, \quad (2)$$

$$\partial z/\partial t = 2k_4x(c_0 - z)/(c_0 - z + c_{\min}) - k_0z - k_{10}z, \quad (3)$$

где  $x$  – концентрация активатора  $\text{HBrO}_2$ ,  $y$  – ингибитора  $\text{Br}^-$ ,  $z$  – окисленной формы катализатора;  $D_x$ ,  $D_y$  – коэффициенты диффузии (катализатор иммобилизован); коэффициенты  $k_i$  – константы скоростей элементарных реакций;  $c_0$  – суммарная концентрация окисленной и восстановленной формы катализатора;  $c_{\min}$  – минимальная концентрация восстановленной формы.

Модель (1)–(3) в целом схожа с более известным орегонатором [4], но в отличие от него учитывает влияние изменения концентрации катализатора в восстановленной форме ( $c_0 - z$ ) на автокатализ, что даёт более правдоподобную кинетику, лучше согласующуюся с наблюдаемой в химическом эксперименте.

Так как в водном растворе отсутствует катализатор, то в соответствующей области интегрирования вместо уравнений (1)–(3) используются следующие:

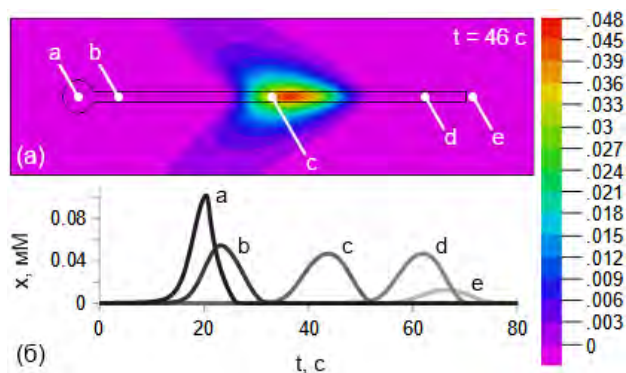
$$\partial x/\partial t = -k_1xy + k_2y - 2k_3x^2 + D_x \nabla^2 x, \quad (4)$$

$$\partial y/\partial t = -k_1xy - k_2y + D_y \nabla^2 y, \quad (5)$$

а переменная  $z$  из неё исключена.

Решение УЧП осуществляется в пакете конечно-элементного моделирования FlexPDE (PDE Solutions, Sunol, CA), основанном на методе Ньютона – Рафсона с адаптивным шагом по времени и сетке. Алгоритм FlexPDE автоматически переопределяет шаг и сетку, пока ошибка не окажется меньше заданного значения. Геометрия области интегрирования задаётся примитивными линиями, на которых определяются граничные условия. Внешние границы полагаются непроницаемыми для реагентов, что соответствует граничному условию нулевого потока. Все внутренние границы являются границами между гелевой и водной фазами, а потому через них диффузия активатора и ингибитора осуществляется свободно.

Показано, что размер и форма гелевых областей влияют на характер протекания реакции БЖ в геле (см. рисунок). Так, круглая область (ячейка) имеет критический диаметр  $d_{cr}$ , до которого автоколебания в ней подавлены. Чем диаметр  $d > d_{cr}$  больше, тем ближе период и амплитуда колебаний в ней к получаемым для точечной (ОДУ) системы, соответствующей (1)–(3). Это объясняется уменьшением влияния диффузии активатора и ингибитора через границу раздела фаз на автокатализ в центре гелевой области. Максимум концентрации по всему времени интегрирования диффундирующего в водный раствор активатора/ингибитора экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния от границы геля в соответствие с уравнениями (4), (5).



Распространение автокаталитической волны в прямоугольном канале (волноводе), инициированной колебательной ячейкой (а). Размеры области геля (очерчена сплошной чёрной линией): диаметр ячейки 120 мкм; ширина канала 40 мкм; длина канала 1500 мкм. Динамика активатора  $x$  в отмеченных на кадре симуляции точках (б). Здесь хорошо видна зависимость амплитуды автокаталитической волны от геометрии. В момент её зарождения в ячейке (точка а) амплитуда максимальна, становится меньше при переходе в более узкую область волновода (точки b, c и d). Концентрация активатора  $x$  резко падает в водной фазе (точка e), где в отсутствие условий для автокатализа рассеивается в соответствии с уравнениями (4), (5)

В круге близкого к критическому диаметра  $d < d_{cr}$  возможно вызвать автокатализ внешним возбуждающим воздействием, что соответствует поведению возбудимой ячейки и волновода. Однако ширина такого прямоугольного волновода должна быть меньше критического диаметра примерно вдвое. Это объясняется меньшим периметром контакта гелевой и водной фаз на единицу длины волновода и, как следствие, менее интенсивным диффузионным обменом между ними.

Полученные результаты качественно согласуются с данными химического эксперимента, что говорит в пользу корректности выбранной модели.

Данное исследование было поддержано из средств программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» БФУ им. И. Канта.

1. *Vanag V. K.* Hierarchical network of pulse coupled chemical oscillators with adaptive behavior: Chemical neurocomputer // *Chaos*. 2019. V. 29, № 8. Art. 083104.
2. *Safonov D. A., Vanag V. K.* Oscillatory microcells connected on a ring by chemical waves // *Chaos*. 2021. V. 31, № 6. Art. 063134.
3. *Vanag V. K., Epstein I. R.* A model for jumping and bubble waves in the Belousov–Zhabotinsky-aerosol OT system // *J. Chem. Phys.* 2009. V. 131, № 10. P. 104512.
4. *Field R. J., Noyes R. M.* Oscillations in chemical systems. IV. Limit cycle behavior in a model of a real chemical reaction // *J. Chem. Phys.* 1974. V. 60, № 5. P. 1877–1884.



## РАЗРАБОТКА АГЕНТНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ОБЩЕСТВА В УСЛОВИЯХ ЭПИДЕМИЙ

*Д. Н. Мухин, С. Е. Сафонов, А. С. Гаврилов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Сильная вариативность и плохая предсказуемость поведенческих реакций общества на внешние события являются основными источниками неопределенностей при моделировании процессов в социуме.

В работе предпринята попытка описания поведенческой активности общества на основе модели распространения мнений, представляющей собой агентную модель, в которой динамика агентов задается системой дифференциальных уравнений со случайной матрицей связей.

За основу была взята модель [1], описывающая динамику мнений в социальных сетях и учитывающая зависимость вероятности связи между агентами от близости их мнений. Данная модель была модифицирована в целях обеспечения возможности введения различными способами «суперагентов» – источников мнений с намного большей, чем у рядовых агентов, степенью влияния, и были исследованы различные характеристики отклика модели на внешний сигнал суперагента. Такая модификация дает возможность описывать воздействие на социум мнений и сведений, транслируемых через средства массовой информации.

В докладе обсуждается возможность приспособления модели и использование ее для моделирования социальной активности в условиях эпидемий: например, динамики числа людей, соблюдающих самоизоляцию, и числа вакцинированных.

1. *Baumann, F.* Modeling echo chambers and holarization dynamics in social networks / F. Baumann, P. Lorenz-Spreen, I. M. Sokolov, M. Starnini // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. P. 048301.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА НА РЕЖИМ РАБОТЫ ГИРОТРОНОВ

*А. С. Седов, А. П. Фокин, А. С. Зуев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В данной работе описывается подход к увеличению частоты и выходной мощности излучения гирорезонансных приборов, а также управлению их параметрами, основанный на селективном возбуждении высоких циклотронных гармоник за счет специально подобранного коэффициента отражения от выходного окна. При этом происходит интерференция отраженного сигнала в резонаторе гиротрона с собственным полем резонатора, что может как увеличивать, так и уменьшать амплитуду поля в зависимости от фазы приходящего излучения. Поскольку в приборах вакуумной электроники в целом и в гироприборах в частности зависимость КПД и мощности излучения носит нелинейный характер, то таким образом можно как существенно изменить выходные характеристики прибора, так и селективно воздействовать на возбуждение или подавление мод на других гармониках гирочастоты [1].

Ранее системы с отражением использовались для самых разных целей, в том числе синхронизации и захвата частоты. В то же время вопрос селекции рабочей моды в гиротроне практически не обсуждался. Отражение можно внести в систему, например, путем введения кольцевой диафрагмы (рис. 1), расположенной в волноводном переходе после резонатора, или путем изменения толщины выходного окна.

Ранее теоретически и экспериментально было показано, что при движении кольцевой диафрагмы вдоль оси прибора изменяется дифракционная и, соответственно, полная добротность электродинамической системы [2]. При этом зависимость добротности от расстояния диафрагмы до резонатора имеет периодический характер, период зависимости зависит от длины волны излучения. На основе данных результатов было сделано предположение, что с помощью подбора параметров отражения можно не только улучшить условия самовозбуждения нужных мод, но и эффективно подавить все возможные паразитные моды в тех режимах работы гиротрона, где это актуально.

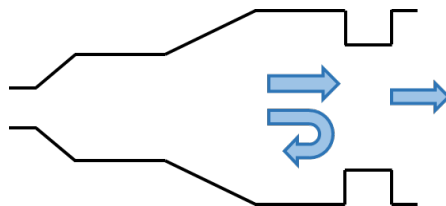
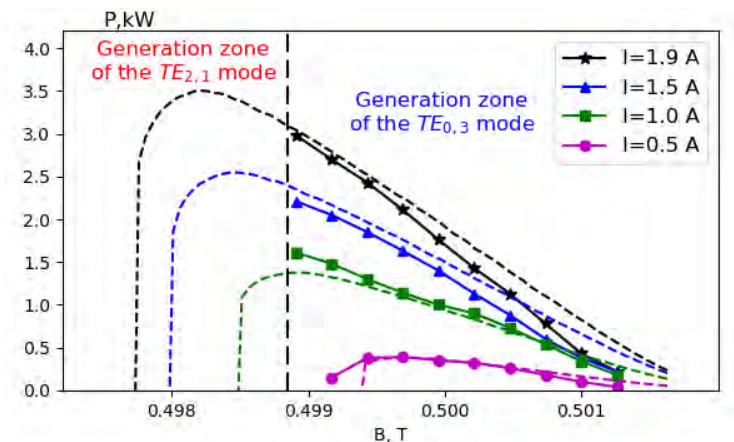


Рис. 1. Общий вид резонатора с отражением

Для экспериментального подтверждения эффективности рассматриваемого метода выбора был выбран технологический гиротронный комплекс с масляным магнитом и рабочей частотой около 28 ГГц [3]. Этот прибор не имеет встроенного квазиоптического преобразователя, что упрощает систему ввода отраженного излучения. Данный гиротрон оптимизировался для обеспечения рабочего режима генерации на второй циклотронной гармонике. Также при изменении ведущего магнитного поля можно добиться генерации моды, синхронной с основной циклотронной гармоникой. Основной целью эксперимента было обеспечение режима генерации моды на третьей гармонике гирочастоты при наличии отражения.

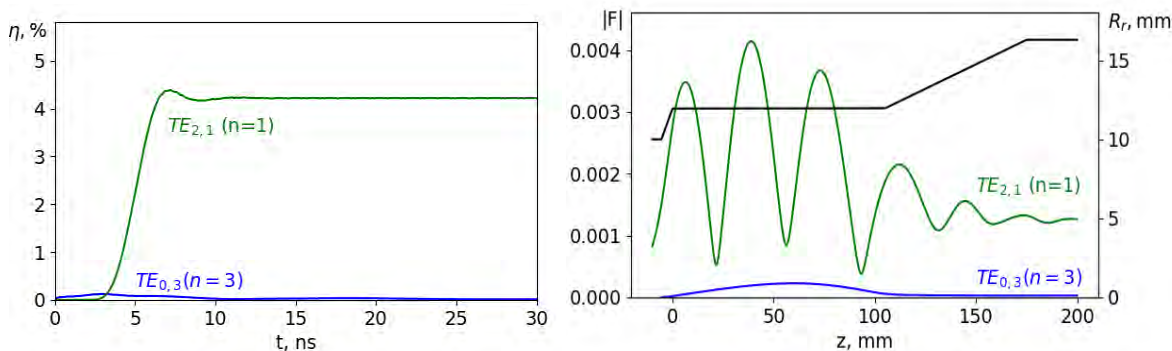
Регулировка коэффициента отражения в системе обеспечивалась изменением толщины выходного окна за счет дополнительных пластин, плотно прижатых к основному окну гиротрона, которое сделано из нитрида бора. На первом этапе были рассчитаны коэффициенты отражения мод от диэлектрического слоя, состоящего из выходного окна и дополнительной пластины. Были выбраны две толщины дополнительных пластин: 2,72 мм (пластина 1), что соответствует минимальному отражению мод на всех гармониках гирочастоты, и 2,21 мм (пластина 2). В случае второй пластины для режима работы  $TE_{0,3}$  с частотой генерации 40,5 ГГц на третьей циклотронной гармонике отраженный сигнал составил около 55 %, а для наиболее опасной моды на первой гармонике  $TE_{2,1}$  коэффициент отражения был менее 20 %. Внедрение в систему пластины 2 позволяет существенно снизить минимальный стартовый ток рабочей моды  $TE_{0,3}$ .

В эксперименте с пластиной 1 генерировалась только паразитная мода на основной гармонике гирочастоты. В случае эксперимента с пластиной 2 была обнаружена устойчивая одномодовая генерация моды  $TE_{0,3}$  на третьей циклотронной гармонике (рис. 2). Максимальная выходная мощность излучения в режиме  $TE_{0,3}$  составила 3 кВт при КПД 8 %, что, по имеющимся у авторов данным, является рекордным показателем для гиротронов, работающих на третьей гармонике в непрерывном режиме с относительно низким уровнем ускоряющего напряжения (20 кВ) [18]. Результаты экспериментов хорошо согласуются с результатами численного моделирования (рис. 2).



**Рис. 2.** Зависимость выходной мощности для моды  $TE_{0,3}$  на третьей гармонике от магнитного поля для различных токов пучка (штриховые линии – расчетные значения, сплошные линии – результаты экспериментов)

Для полного объяснения экспериментальных результатов было проведено численное моделирование с использованием нестационарной модели, учитывающей нелинейное взаимодействие нескольких мод. Результаты данного моделирования для случая без отражения и тока электронного пучка 2 А показаны на рис. 3. Для более детального анализа полученных данных необходима более сложная модель, которая учитывает различные коэффициенты отражения для разных мод (что соответствует различным профилям электродинамической системы).



**Рис. 3.** Расчетная структура ВЧ-поля (слева) и зависимость амплитуд поля от времени (справа) для рабочего (синие линии) и паразитного (зеленые линии) режимов многомодового взаимодействия

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН на проведение научных исследований по теме № 0030-2021-0027.

1. *Bogdashov A. A.* Experimental study of the influence of reflections from a non-resonant load on the gyrotron operation regime / Bogdashov A. A., Fokin A. P., Glyavin M. Y., Novozhilova Y. V., Sedov A. S. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2020. V. 41, № 2. P. 164–170.
2. *Fokin A. P.* Experimental demonstration of the third cyclotron harmonic excitation in technological gyrotron with delayed selective feedback / Fokin A. P., Sedov A. S., Zuev A. S. // *Review of Scientific Instruments*. 2020. V. 91, № 2. P. 024706.
3. *Bykov Yu.* Microwave source based on the 24 GHz 3kW gyrotron with permanent magnet / Bykov Yu., Denisov G., Ereemeev A. et al. // *The 29-th Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12-th Int. Conference on Terahertz Electronics*. University of Karlsruhe, Germany, Conference Digest. 2004. P. M12.3-191.

# АЛЕКСАНДРИТОВЫЙ ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

*И. И. Кузнецов, А. В. Седунова*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

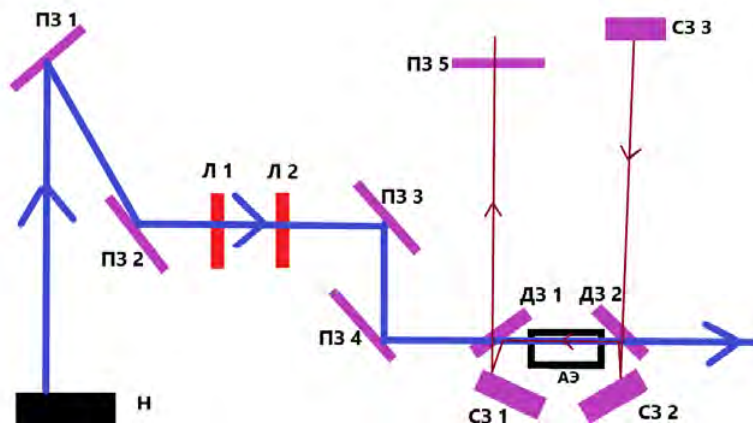
Развитие лазеров на александрите началось благодаря высокой теплопроводности, широкому спектру поглощения и низкому порогу генерации. Эти свойства позволили эффективно использовать ламповую накачку на высоких мощностях без тепловых разрушений. Сейчас популярность лазеров на александрите связана с накачкой лазерными диодами в синих и красных диапазонах спектра. Лазеры на александрите применяются, например, в медицине, косметологии, в качестве лидаров, при обработке металлов. Поэтому было исследовано усиление сигнала и лазерная генерация на кристалле александрита с накачкой одиночным синим диодом.

Было проведено численное моделирование поглощения накачки и усиление сигнала на основе балансных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_p}{\partial z} = -(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)(N_{\text{Al}} - N_{\text{Up}}) - (\sigma_{\text{em}}(\lambda_p) - \sigma_{\text{ESA}}(\lambda_p))N_{\text{Up}})I_p \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} = -(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_L)(N_{\text{Al}} - N_{\text{Up}}) - (\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) - \sigma_{\text{ESA}}(\lambda_L))N_{\text{Up}})I_L \\ \frac{\partial N_{\text{Up}}}{\partial t} = \frac{I_p}{h\nu_p}(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)(N_{\text{Al}} - N_{\text{Up}}) - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)N_{\text{Up}}) + \frac{I_L}{h\nu_L}(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_L)(N_{\text{Al}} - N_{\text{Up}}) - \sigma_{\text{em}}(\lambda_L)N_{\text{Up}}) - \frac{N_{\text{Up}}}{\tau} \end{cases} \quad (1)$$

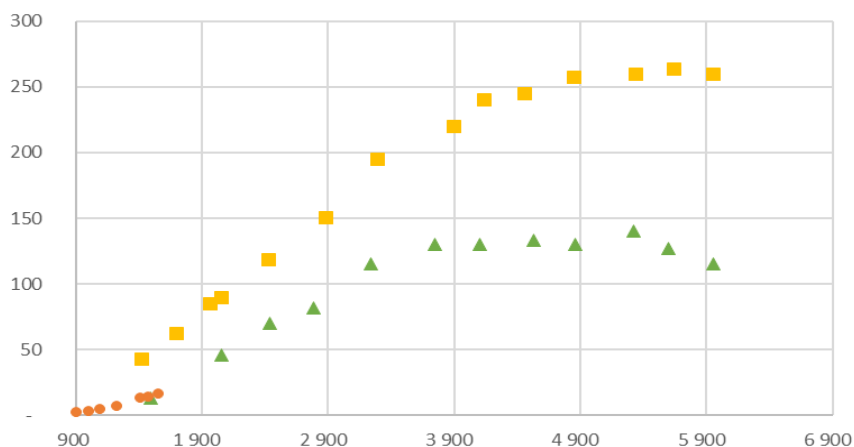
где  $I_p$  и  $I_L$  – интенсивности накачки и лазерной генерации,  $N_{\text{Up}}$  – населённость верхнего уровня,  $\sigma_{\text{abs}}$ ,  $\sigma_{\text{ESA}}$  – эффективные сечения поглощения в основном и возбуждённом состоянии,  $\sigma_{\text{em}}$  – эффективное сечение усиления,  $N_{\text{Al}}$  – объёмная концентрация ионов  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\lambda_p$ ,  $\lambda_L$  – длина волны накачки и лазерного излучения,  $\nu_p$ ,  $\nu_L$  – частота излучения накачки и лазерного излучения.

Проведено экспериментальное исследование и сравнение с теоретическим результатом. На рис. 1 представлена схема установки. Излучение накачки проходит через систему линз (Л 1 и Л 2) для того, чтобы получить в активном элементе пучок нужного размера, а именно меньше  $100 \text{ мкм} \times 100 \text{ мкм}$ . После плоского зеркала 4 (ПЗ 4) собран резонатор. Лазерная генерация проходит через сферические зеркала 1–3 (СЗ 1–3), как показано на схеме, и за плоским зеркалом 5 (ПЗ 5) получаем генерацию.



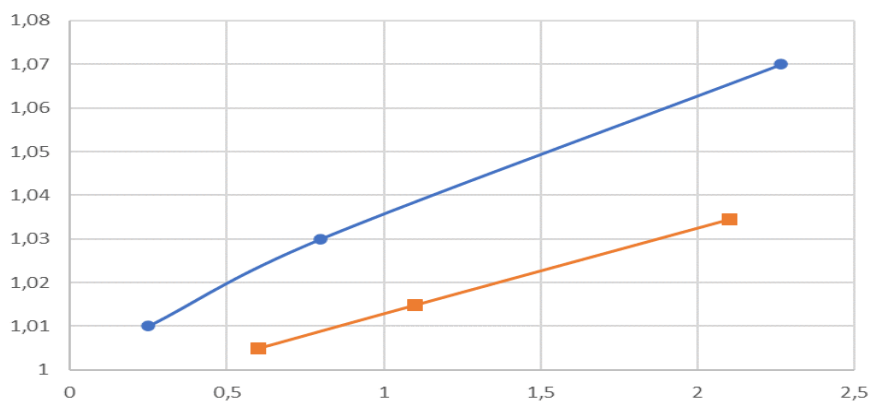
**Рис. 1.** Схема установки. ПЗ 1–4 – плоские зеркала, ПЗ 5 – выходное зеркало, Л 1 – сферическая линза, Л 2 – цилиндрическая линза, ДЗ 1, 2 – дихроичные зеркала, СЗ 1–4 – сферические зеркала, Н – накачка, АЭ – активный элемент, излучение накачки – синий пучок, лазерная генерация – красный пучок

На рис. 2 показана зависимость мощность лазера от мощности накачки. Наибольшая мощность и эффективность была достигнута при пропускании выходного зеркала 1 %, так как с увеличением пропускания через зеркало растут потери в резонаторе. В итоге растёт порог генерации и мощность лазера падает. Видно, что при большой мощности накачки рост мощности генератора замедляется, что, вероятно, связано с нагревом кристалла.



**Рис. 2.** График зависимости мощности лазера от мощности накачки для пропускания выходного зеркала 1 % (жёлтый), 3 % (зелёный) в непрерывном режиме и 7 % (оранжевый) в импульсном

Из экспериментальных значений мощности накачки на пороге генерации при различных выходных зеркалах можно вычислить зависимость коэффициента усиления от мощности накачки. Известно, что на пороге генерации усиление в резонаторе равно потерям. Величину потерь можно считать равной пропусканию выходного зеркала. Для построения графика берём значения накачки, при котором появляется генерация для пропускания выходных зеркал 1 %, 3 % и 7 %. По оси ординат откладываем коэффициент усиления, из которого извлекли корень, так как лазерное излучение дважды проходит через активный элемент за обход резонатора.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента усиления от мощности накачки: оранжевый цвет – результат, полученный на практике; синий – результат численного расчёта

На рис. 3 показана зависимость коэффициента усиления от мощности накачки. Теоретический график проходит выше, что может объясняться различными экспериментальными факторами, не учтёнными в расчёте, включая нагрев кристалла, пассивные потери в резонаторе и т. д. Данный вопрос требует дополнительного изучения.

1. Temperature dependence of Alexandrite effective emission cross section and small signal gain over the 25-450°C range / Antalya Bilim University. 2019.
2. Shand M. L., Walling J. C., Morris R. C. Excited-state absorption in the pump region of alexandrite. 1998.
3. Shand M. L., Walling J. C. Excited-state absorption in the Lasing Wavelength Region of Alexandrite. 1982.

# РОЛЬ МУЛЬТИПЛЕКСИНГА ПРИ УПРАВЛЕНИИ СТОХАСТИЧЕСКИМ РЕЗОНАНСОМ В МНОГОСЛОЙНЫХ СЕТЯХ СВЯЗАННЫХ БИСТАБИЛЬНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

*В. В. Семенов<sup>1</sup>, А. С. Захарова<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Берлинский технический университет

В настоящее время известно большое количество методов управления характеристиками индуцированных шумом колебаний в режиме стохастического резонанса: введение запаздывающей обратной связи [1, 2], подстройка статистических характеристик шума, к примеру время корреляции [3], одновременное использование аддитивного и мультипликативного шума [4], изменение силы связи в случае связанных осцилляторов [5, 6]. В представленной работе предлагается новый метод усиления и подавления стохастического резонанса, реализуемый в многослойных сетях связанных осцилляторов, где каждый  $i$ -й элемент слоя связан с  $i$ -ми элементами соседних слоев. В зарубежной литературе подобный тип связи между слоями получил название multiplexing (мультиплексинг). Предлагаемый авторами метод управления коллективной динамикой в режиме стохастического резонанса заключается в изменении силы связи между слоями. Подобный подход был успешно применен ранее в целях управления эффектом когерентного резонанса, наблюдаемым в многослойных сетях возбудимых осцилляторов [7]. Таким образом, проведенные исследования имели две цели: разработка нового метода управления стохастическим резонансом, а также выявление глобального характера влияния на резонансные стохастические явления мультиплексинга, позволяющего усиливать или подавлять регулярность стохастических колебаний.

Исследуемая система представляет собой многослойную сеть, каждый слой которой представляет собой кольцо связанных бистабильных осцилляторов с локальной связью. Рассматриваются случаи присутствия шума и внешней периодической силы в одном и во всех слоях. В общем виде уравнения исследуемой модели имеют вид

$$\frac{dx_{i,l}}{dt} = mx_{i,l} - x_{i,l}^3 + A \sin(\omega_c t) + \sqrt{2D}n_{i,l}(t) + \frac{\sigma_x}{2} \sum_{j=i-1}^{i+1} (x_{j,l} - x_{i,l}) + \frac{\sigma}{2} \sum_{j=l-1}^{l+1} (x_{i,j} - x_{i,l}), \quad (1)$$

где индексы  $i$  и  $l$  обозначают номер осциллятора в слое и номер слоя соответственно.

Полученные результаты показали, что вариация параметра  $\sigma$ , отвечающего за силу связи между слоями, позволяет как усиливать, так и ослаблять проявления стохастического резонанса. В частности, изменение силы связи между слоями позволяет существенно увеличить максимально достигаемое значение «сигнал/шум» по сравнению с динамикой одиночного слоя. Совмещая полученные результаты с анализом публикации [7], можно утверждать, что конструктивная роль мультиплексинга в контексте резонансных стохастических явлений, связанных с индуцированной шумом регулярностью (когерентностью), имеет глобальный характер. Детальное описание результатов содержится в публикации [8], направленной в журнал *Chaos*.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-00038).

1. Meyer D., Du L., Wang C. // Journal of Statistical Physics. 2009. V. 137. P. 625–638.
2. Jia Z.-L. // Physica Scripta. 2010. V. 81. P. 015002.
3. Hänggi P. et al. // Journal of Statistical Physics. 1993. V. 70. P. 25–47.
4. Qiao Z. et al. // Phys. Rev. E. 2016. V. 94. P. 052214.
5. Neiman A., Schimansky-Geier L. // Phys. Lett. A. 1995. V. 197. P. 379–386.
6. Nicolis C., Nicolis G. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. P. 042214.
7. Semenova N., Zakharova A. // Chaos. 2018. V. 28. P. 051104.
8. Semenov V., Zakharova A. // arXiv. 2022. V. 2209.00433.

# ВЛИЯНИЕ ШУМА НА РЕКУРРЕНТНЫЕ НЕЙРОННЫЕ СЕТИ

Н. И. Семенова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
Институт физики, Саратов

Нейронные сети (НС) успешно применяются для решения многих задач, включая распознавание изображений, классификацию изображений, улучшение звукозаписи, распознавание речи, предсказание климатических явлений и многие другие [1]. Основным принципом построения НС является распространение сигналов между нейронами с помощью связей с некоторыми коэффициентами. При этом наибольшей эффективности и скорости можно добиться за счет распараллеливания вычислений на высокопроизводительных вычислительных кластерах. Однако в этом случае узким местом является скорость доступа к памяти и обработки данных. Максимальное быстродействие может быть достигнуто только тогда, когда НС полностью аппаратно реализована. В этом случае исчезает проблема доступа к памяти и математических операций с большим объемом данных, поскольку каждому нейрону соответствует аналоговая нелинейная составляющая, а каждому соединению – физический канал связи. Физическая реализация НС принципиально меняет особенности воздействия шума. В случае цифровой компьютерной реализации НС шум может поступать в систему исключительно с входным сигналом, тогда как в аналоговой НС имеется множество внутренних источников шума с разными свойствами.

В наших предыдущих работах [2–4] мы изучали влияние шума на глубокие НС. В данной работе задача усложняется изучением шума в рекуррентной НС. Основное различие между рекуррентными и глубокими сетями заключается в том, что рекуррентные сети запоминают последовательность входных сигналов. Существует много видов рекуррентных нейронных сетей: рекурсивная сеть, эхо-сеть, НС Хопфилда, НС Элмана, ВМ, LSTM и т. д. В нашей предыдущей работе [2] мы уже рассматривали нейронные эхо-сети (ESN) с линейными нейронами. Однако функция активации часто бывает нелинейной, и это может привести к совершенно другим результатам (сравните [2] и [3] для НС с прямой связью).

В данной работе исследуется влияние шума на рекуррентные сети на примере эхо-сети. Рассматриваются несколько типов шумов. В зависимости от того, каким образом шум влияет на выходной сигнал одного отдельно взятого нейрона, рассматривается аддитивный и мультипликативный шум. Аддитивный шум добавляется к полезному сигналу, и его характеристики никак не связаны с самим сигналом. Мультипликативный шум умножается на выходной сигнал нейрона, таким образом значения выходного сигнала влияют на дисперсию шума. В зависимости от того, как шум влияет на группу нейронов, рассматривается коррелированный и некоррелированный шум. Коррелированный шум имеет одно и то же значение для всего резервуара в один момент времени, тогда как некоррелированный шум представляет собой в один момент времени набор значений, соответствующий числу нейронов.

Схема рассматриваемой эхо-сети приведена на рисунке. Она содержит в себе входной и выходной слои, состоящие из одного нейрона, и так называемый резервуар, в котором находится  $N = 100$  зашумленных нейронов.

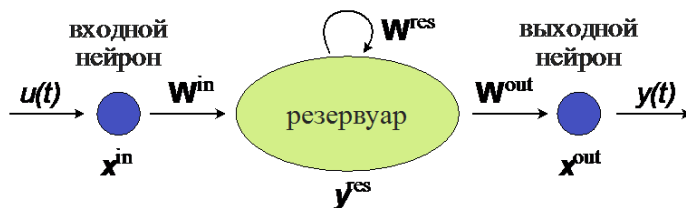


Схема рассматриваемой эхо-сети

Как показано на рисунке, связь между нейронами из разных слоев реализована при помощи однородных матриц связи  $\{\mathbf{W}^{in}\}_i = 1$ ,  $\{\mathbf{W}^{res}\}_{ij} = 1/N$ ,  $\{\mathbf{W}^{out}\}_i = 1/N$ . Размеры матриц  $(N \times 1)$ ,  $(N \times N)$ ,  $(N \times 1)$  соответственно. Выходной сигнал эхо-сети определяется как  $y(t) = \mathbf{y}^{res}(t) \cdot \mathbf{W}^{out}$ .



Состояние нейронов внутри резервуара до шумового воздействия описывается уравнением

$$\mathbf{x}^{\text{res}}(t) = f(\alpha \cdot \mathbf{x}^{\text{in}}(t) \cdot \mathbf{W}^{\text{in}} + \beta \cdot \mathbf{y}^{\text{res}}(t-1) \cdot \mathbf{W}^{\text{res}}), \quad (1)$$

где  $f$  – функция активации нейронов,  $f(x) = 1/(1 + e^{-7x})$ , параметры  $\alpha$  и  $\beta$  отвечают за вклад сигналов из входного слоя в момент времени  $t$  и из резервуара в момент  $(t-1)$ . После шумового воздействия состояние  $i$ -го нейрона становится

$$y_i^{\text{res}} = x_i^{\text{res}} \cdot (1 + \eta^{\text{C,M}}) (1 + \eta_i^{\text{U,M}}) + \eta^{\text{C,A}} + \eta_i^{\text{U,A}}, \quad (2)$$

где  $\eta$  – источник белого гауссовского шума с нулевым средним и вариацией  $V$ . Индекс «U» указывает на то, что шум некоррелированный. Это означает, что каждый  $i$ -й нейрон в момент времени  $t$  получает свое  $i$ -е значение шума. Индекс «C» указывает на то, что шум коррелированный, т. е. все нейроны внутри резервуара получают одно и то же значение шума в момент времени  $t$ . Индексы «A» и «M» указывают на аддитивный и мультипликативный шум соответственно. Аддитивный шум добавляется к полезному сигналу, в то время как мультипликативный шум умножается на него.

Для оценки влияния шума в численном эксперименте используются две характеристики: вариация (квадрат дисперсии) и отношение сигнал/шум (SNR), которое считается как отношение квадрата среднего выходного сигнала к его вариации. Для их вычисления каждый входной сигнал повторялся 300 раз, и на основе этого массива данных вычислялись статистические характеристики.

В результате численного моделирования было показано, что общие свойства накопления шума в эхо-сети с обратной временной связью аналогичны глубоким нейронным сетям. Добавление обратной связи ( $\beta \neq 0$ ) приводит к изменениям, аналогичным влиянию глубины на глубокие нейронные сети.

Коррелированный шум приводит к меньшим значениям SNR, чем аналогичный некоррелированный шум, что говорит о том, что система за счет связи способна сама подавлять некоррелированные шумы, в то время как коррелированные шумы накапливаются. Наличие нелинейной активационной функции приводит не только к изменению вида зависимостей SNR и вариации от выходного сигнала, но и к другому распределению точек. В случае сигмоиды, которая имеет две горизонтальные асимптоты, точки SNR-зависимости фокусируются около выходных значений 0 и 1. При этом наибольшее негативное шумовое воздействие оказывается на выходные значения, соответствующие наибольшему коэффициенту угла наклона функции активации (для рассматриваемой функции сигмоиды это значение соответствует 0,5). Похожий эффект нелинейности наблюдался нами для глубокой НС [2, 3].

Работа была поддержана Российским научным фондом в рамках проекта 21-72-00002.

1. *Paliwal M.* Neural networks and statistical techniques: a review of applications / M. Paliwal, U. A. Kumar // *Expert Systems with Applications*. 2009. V. 36, № 1. P. 2–17.
2. *Semenova N.* Fundamental aspects of noise in analog-hardware neural networks / N. Semenova, X. Porte, L. Andreoli, M. Jacquot, L. Larger, D. Brunner // *Chaos*. 2019. V. 29, № 10. P. 103128.
3. *Semenova N.* Understanding and mitigating noise in trained deep neural networks / N. Semenova, L. Larger, D. Brunner // *Neural Networks*. 2022. V. 146. P. 151–160.
4. *Semenova N.* Noise mitigation strategies in physical feedforward neural networks / N. Semenova, D. Brunner // *Chaos*. 2022. V. 32, № 6. P. 061106.



# ОБУЧЕНИЕ И ТЕСТИРОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ СИСТЕМ ФИТЦ-ХЬЮ – НАГУМО

*Н. И. Семенова, К. С. Сергеев, А. В. Слепнев*

Институт физики Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского

За последние несколько лет большую популярность обрело направление искусственных нейронных сетей (ИНС). На данный момент ИНС используются в задачах, которые ранее считались не решаемыми без человеческого интеллекта. К таким задачам относятся, например, распознавание изображений, прогнозирование погодных, социальных, экономических явлений и многое другое [1]. Это направление исследований является бурно развивающимся, и к одному из ответвлений, в рамках которых ведутся современные исследования, относится улучшение работы нейронных сетей, их точности и скорости работы. Одним из вариантов решения поставленной проблемы является приближение ИНС к биологически реалистичным моделям [2, 3]. К такому приближению относятся спайковые нейронные сети (СНС), состоящие из спайковых нейронов [2]. При этом передача информации между нейронами приближена к биологическим нейронам и закодирована в длительности или последовательности импульсов.

В данной работе в качестве искусственных нейронов ИНС используются системы Фитц-Хью – Нагумо (ФХН):

$$\begin{aligned}\varepsilon \dot{x} &= x - \frac{x^3}{3} - y \\ \dot{y} &= x + a + I(t),\end{aligned}\tag{1}$$

где  $\varepsilon$ ,  $a$  – параметры системы ФХН,  $I(t)$  – входной сигнал. Переменные  $x$  и  $y$  – это переменные, описывающие состояние системы. При такой записи уравнения системы ФХН параметр  $a$  является бифуркационным. При нулевом входном сигнале значения  $|a| < 1$  соответствуют колебательному режиму, а  $|a| \geq 1$  отвечает возбудимому режиму. Однако предложенная конфигурация позволяет при помощи зафиксированного входного сигнала смещать значение управляющего параметра и, следовательно, менять тип установившегося режима.

Такая замена позволяет приблизить модель ИНС к биологической системе и оценить особенности одновременного использования моделей биологических нейронов и топологии сети, полученной при машинном обучении. В качестве рассматриваемой ИНС была выбрана простейшая глубокая сеть, состоящая из одного входного слоя, одного скрытого слоя с системами ФХН и одного выходного слоя. Для обучения сети была выбрана распространенная задача распознавания изображений рукописных цифр, основанная на базе данных MNIST. Каждое изображение из этой базы данных является черно-белым изображением размером  $28 \times 28$  пикселей, которое обычно трансформируется в векторный вид. Поэтому входной слой нейронной сети состоит из 784 линейных нейронов, связанных со скрытым слоем при помощи матрицы связи  $\mathbf{W}^{\text{in}}$ . Полученный сигнал с входных нейронов передается в скрытый слой в качестве входного сигнала. Наиболее оптимальным способом передачи входного сигнала в системы ФХН показал себя  $I(t) = -0,5 \cdot \tanh(x^{\text{in}} \cdot \mathbf{W}^{\text{in}})$ . Такая замена позволяет перенормировать входной сигнал, и тогда входной сигнал может изменяться в диапазоне  $|I(t)| < 0,5$ . Если параметр  $a = 0$ , тогда все системы ФХН находятся в колебательном режиме независимо от входного изображения. Скрытый слой ИНС состоит из 200 систем ФХН, тогда вектор входных сигналов  $I(t)$  содержит 200 значений, а матрица связи входного и скрытого слоев  $\mathbf{W}^{\text{in}}$  имеет размер  $784 \times 200$ .

В базе данных MNIST содержатся изображения рукописных цифр от 0 до 9. Задача их распознавания обычно решается при помощи логической регрессии [4]. Для этого в выходной слой добавляется 10 нейронов, каждый из которых соответствует определенной цифре. Выходной сигнал всей ИНС – это порядковый номер выходного нейрона, который имеет максимальный выходной сигнал. Тогда скрытый слой, состоящий из систем ФХН, и выходной слой связаны между собой матрицей связи  $\mathbf{W}^{\text{out}}$ , имеющей размер  $200 \times 10$ .

Для того чтобы получить оптимальную для распознавания топологию связи, для начала обучим простую ИНС без систем ФХН. Для этого была использована библиотека глубокого обучения Keras для языка программирования Python [5]. В заданной ИНС нейроны входного и выходного слоя были линейными, а нейроны скрытого слоя – нелинейными с активационной функцией типа «сигмоида»  $y(x) = 1/(1 + e^{-x})$ . Средняя точность распознавания цифр на обучающем множестве базы данных MNIST составила 99,5 %, а на проверочном множестве – 97,7 %.

Далее нейроны скрытого слоя были заменены системами ФХН. Так как переменная  $x$  системы ФХН изменяется в пределах от  $-2$  до  $2$ , а топология обученной ИНС была получена исходя из нелинейных нейронов с функцией сигмоиды в скрытом слое с пределами изменения выходных значений  $(-1; 1)$ , то выходной сигнал новой ИНС с системами ФХН определяется уравнением  $x^{\text{out}} = 0,5 \cdot x \cdot W^{\text{out}}$  для сохранения тех же пределов значений.

Системы ФХН находятся в колебательном режиме, поэтому конечный ответ сети осциллирует. Таким образом в разные моменты времени сеть может выдавать разные ответы для одного и того же входного изображения. В качестве финального ответа ИНС была выбрана цифра, которой соответствовал нейрон, ответ которого был максимальным в течение не менее 60 % всей реализации. В таблице ниже приведена точность исходной обученной ИНС и точность сети с системами ФХН в скрытом слое для обучающего и проверочного наборов данных.

Точность обученной ИНС и ИНС с системами ФХН в скрытом слое для всех цифр

		Цифра										Среднее
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Обучающее множество	Обученная ИНС	99,8	99,6	99,5	99,6	99,2	99,3	99,7	99,5	99,3	99,7	<b>99,5</b>
	ИНС с ФХН	99,9	17,4	83,7	95,1	95,2	61,0	99,7	70,1	100,0	98,7	<b>82,1</b>
Проверочное множество	Обученная ИНС	99,1	99,9	97,4	97,8	94,2	98,1	98,2	97,0	97,1	98,3	<b>97,7</b>
	ИНС с ФХН	99,5	17,7	80,2	95,0	93,2	63,6	98,3	67,7	99,6	96,3	<b>81,1</b>

Таким образом, предложенный метод добавления систем ФХН в ИНС приводит к довольно высокой точности распознавания. Средняя точность распознавания обучающих данных составляет 82,1 %, а проверочных – 81,1 %. Для некоторых цифр точность распознавания составляет более 99 %.

С использованием описанного выше метода добавления систем ФХН и ИНС задача была усложнена до обучения ИНС с системами ФХН без использования топологии уже обученной сети. Для обучения новой ИНС была написана программа собственной разработки, которая позволяла обучать ИНС с дифференциальными уравнениями методом линейной регрессии. Средняя точность работы ИНС на обучающих данных составила 82,2 %, а на проверочных – 79,9 %.

Таким образом, в работе была предложена методика построения ИНС с системами ФХН в скрытом слое. Сначала предложенная методика была опробована на уже обученной ИНС, в которой нейроны скрытого слоя были заменены системами ФХН, а затем ИНС с системами ФХН была обучена и показала хорошую точность на обучающих и проверочных данных.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках стипендии Президента РФ СП-749.2022.5.

1. Paliwal M. Neural networks and statistical techniques: a review of applications / M. Paliwal, U. A. Kumar // Expert Systems with Applications. 2009. V. 36, № 1. P. 2–17.
2. Maass W. Networks of spiking neurons: the third generation of spiking neural network models / W. Maass // Neural Networks. 1997. V. 10, № 9. P. 1659–1671.
3. Ghosh-Dastidar S. Spiking neural networks / S. Ghosh-Dastidar, H. Adeli // International Journal of Neural Systems. 2009. V. 19, № 04. P. 295–308.
4. Deng L. The MNIST database of handwritten digit images for machine learning research / L. Deng // IEEE Signal Processing Magazine. 2012. V. 141.
5. Chollet F. Keras. 2015. URL: <http://www.keras.io> (дата обращения: 05.09.2022).

# НЕЭРМИТОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ЭРМИТОВЫХ СИСТЕМАХ

*Т. Т. Сергеев*<sup>1,2,3</sup>, *А. А. Зябловский*<sup>1,2,3</sup>, *Е. С. Андрианов*<sup>1,2,3</sup>, *Ю. Е. Лозовик*<sup>2,3,4,5</sup>

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

<sup>3</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

<sup>4</sup>Институт спектроскопии РАН, Троицк

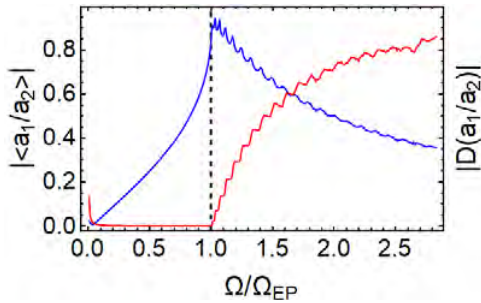
<sup>5</sup>Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ

В последнее время неэрмитовы системы привлекают большое внимание [1]. Неэрмитовы системы с сильной связью характеризуются неэрмитовым фазовым переходом в особой точке (exceptional point, EP). Как известно, неэрмитовость возникает вследствие взаимодействия системы с окружающей средой [2]. В таком случае, как правило, окружение имеет бесконечное число степеней свободы. Структура вида система-резервуар является эрмитовой. Отсюда возникает вопрос о наличии в такой системе фазового перехода и особой точки.

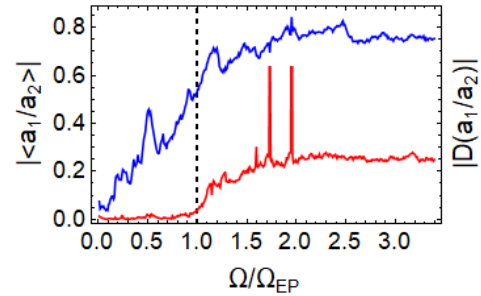
В нашей работе в качестве модели эрмитовой системы используется система из двух связанных осцилляторов, которые, в свою очередь, связаны со своими резервуарами. Резервуары моделируются набором осцилляторов. Гамильтониан такой системы записывается следующим образом:

$$\hat{H} = \omega_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \omega_0 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 + \Omega (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1) + \sum_{k=1}^{N_1} \omega_k^{(1)} \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k + \sum_{k=1}^{N_2} \omega_k^{(2)} \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k + \sum_{k=1}^{N_1} g_1 (\hat{b}_k^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_k) + \sum_{k=1}^{N_2} g_2 (\hat{c}_k^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{c}_k). \quad (1)$$

В работе [3] показано, что в эрмитовой системе с конечным числом степеней свободы существует фазовый переход полностью идентичный неэрмитовому фазовому переходу, причем константа связи между осцилляторами в точке перехода в эрмитовой системе совпадает со значение константы связи в особой точке в неэрмитовой системе. В качестве параметра порядка выступает отношение амплитуд осцилляторов. Ниже приведены графики зависимости среднего значения и дисперсии отношения амплитуд осцилляторов от константы связи для различных систем (рис. 1 и 2).



**Рис. 1.** График среднего (синяя кривая) и дисперсии (красная кривая) отношения амплитуд осцилляторов в зависимости от константы связи для неэрмитовой системы



**Рис. 2.** График среднего (синяя кривая) и дисперсии (красная кривая) отношения амплитуд осцилляторов в зависимости от константы связи для эрмитовой системы

Из графиков видно, что неэрмитовый фазовый переход имеет место и в эрмитовых системах. Более того, этот переход существует в эрмитовых системах со сложной динамикой, которая характеризуется коллапсами и возрождениями. В работе продемонстрировано, что неэрмитовый переход существует в эрмитовых системах с очень малыми резервуарами, в которых число степеней свободы порядка 10 (рис. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10057).

1. *Miri M. A., Alù A.* Exceptional points in optics and photonics // *Science*. 2019. V. 363, № 6422. Art. eaar7709.
2. *Scully M. O., Zubairy M. S.* *Quantum Optics*. Cambridge : University Press, 1999.
3. *Sergeev T. T., Zyblovsky A. A., Andrianov E. S., Lozovik Yu. E.* Phase transition at exceptional point in Hermitian systems : arXiv preprint. arXiv:2207.01862. 2022.

# ПРОНИЦАЕМОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИ НЕПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЭКСТРЕМАЛЬНО ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*М. А. Серебряков, Е. Н. Неруш, И. Ю. Костюков*

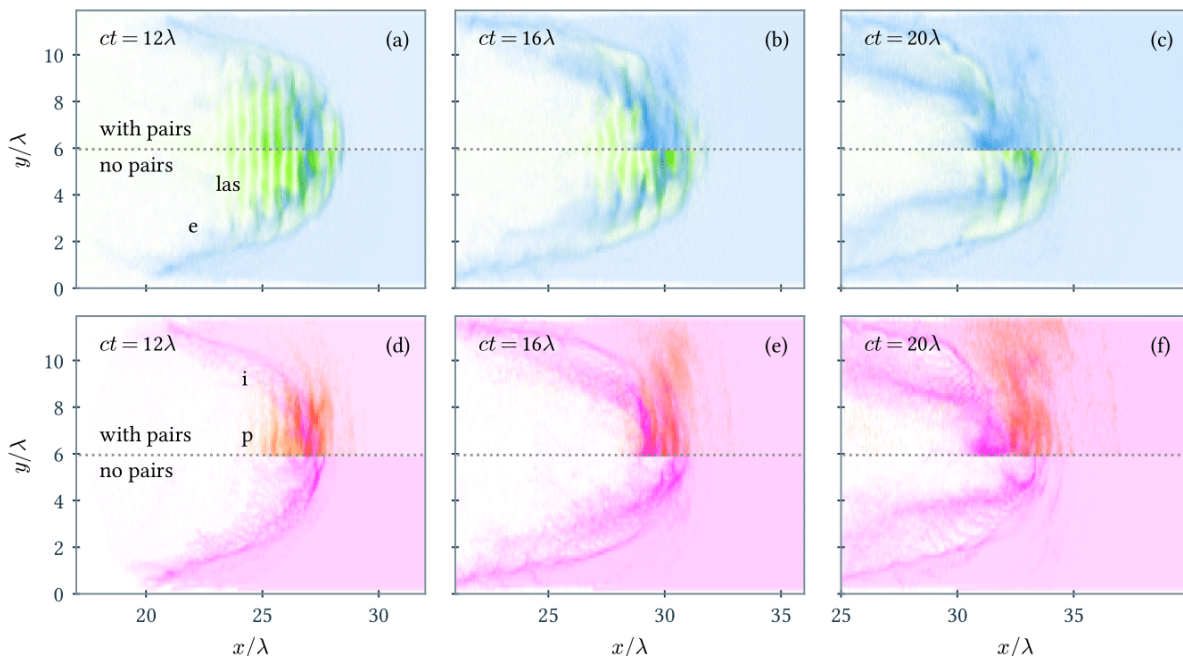
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Считается, что релятивистски неплотная ( $n_e < a_0 n_{cr}$ ) плазма прозрачна для интенсивного лазерного излучения [1]. Здесь  $n_e$  и  $n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$  – это плотность электронной плазмы и критическая плотность соответственно,  $a_0 = eE_0/mc\omega$  – нормированная амплитуда лазерного поля.

Однако трёхмерное моделирование методом частиц в ячейках с помощью кода QUILL [2] демонстрирует аномально высокое поглощение лазерного поля, начиная с интенсивности излучения примерно  $3 \times 10^{24}$  Вт·см<sup>-2</sup> для оптических длин волн. После этой границы дальнейшее повышение интенсивности лазерного поля не приводит к существенному увеличению глубины проникновения (оцениваемой по потере импульсом 50 % энергии) лазерного импульса в плазменную мишень.

При этом моделирование производится с учётом излучения гамма-квантов и последующим образованием электрон-позитронных пар в сильном поле. Эти эффекты приводят к возникновению самоподдерживающегося электромагнитного каскада в лазерном поле. В работе показано, что, несмотря на низкую плотность плазмы, продольное электрическое поле, генерируемое ей, существенно влияет на развитие электромагнитного каскада.

В то же время моделирование без учёта рождения  $e^+e^-$ -пар демонстрирует, что плазма остаётся прозрачной для излучения, и глубина проникновения импульса с увеличением интенсивности излучения растёт по закону близкому к линейному. В предыдущих работах поглощение лазерного поля в образованной в результате лазер-плазменного взаимодействия плазме наблюдалось лишь для сложных конфигураций поля и плотных плазменных мишеней.



Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00077).

1. *Kattani F.* Threshold of induced transparency in the relativistic interaction of an electromagnetic wave with overdense plasmas / *Kattani F., Kim A., Anderson D., and Lisak M.* // *Physical Review E.* 2000. V. 62. P. 1234–1237.
2. QUILL. URL: <https://github.com/QUILL-PIC/Quill>.

# ФИЛАМЕНТАРНАЯ СТРУКТУРА НЕРАВНОВЕСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО В ПОТОКЕ ГАЗА В КВАЗИОПТИЧЕСКОМ ПУЧКЕ НЕПРЕРЫВНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*С. В. Синцов, А. В. Водопьянов, Д. А. Мансфельд, Н. В. Чекмарев, Е. И. Преображенский*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Проведено исследование структуры и параметров неравновесного плазменного факела атмосферного давления, поддерживаемого в потоке аргона в окружающей атмосфере воздуха в сфокусированном квазиоптическом пучке непрерывного излучения гиротрона с частотой 24 ГГц. Разряд состоит из ярких окруженных плазменным ореолом нитевидных каналов, ориентированных вдоль направления потока газа. Показано, что мелкомасштабная структура разряда связана с особенностями развития ионизационно-перегревной неустойчивости в потоке газа.

Хорошо известно, что микроволновые разряды высокого давления в неподвижном газе имеют неоднородную нитевидную структуру, ориентированную вдоль направления электрического поля волны и окруженную неравновесным плазменным ореолом, который образуется вокруг нитей вследствие их ультрафиолетового излучения. Такая нитевидная структура разряда связана с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости [1–3]. Актуальность исследования неравновесных филаментарных микроволновых разрядов высокого давления обусловлена их потенциальными приложениями в современной промышленной плазмохимии [3–5].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования плазменных параметров неравновесного разряда атмосферного давления, поддерживаемого в потоке аргона в окружающей атмосфере воздуха в сфокусированном квазиоптическом пучке непрерывного миллиметрового излучения с частотой 24 ГГц и мощностью до 5 кВт [4, 5]. Непрерывный разряд представляет собой плазменный факел, в структуре которого наблюдаются яркие нитевидные каналы, ориентированные вдоль направления потока газа независимо от направления электрического поля волны, берущие свое начало на срезе трубки газового напуска. Вокруг филаментов образуется область самостоятельного разряда – плазменный ореол, визуально воспринимаемый как основной объем факела. Формирование в разряде нитевидной структуры обусловлено особенностями развития ионизационно-перегревной неустойчивости в потоке газа. С ростом мощности нагрева длина факела и количество пронизывающих его нитевидных каналов увеличиваются. Толщина нитей сохраняется вдоль их длины, не зависит от мощности нагрева и определяется амбиполярной диффузионной длиной электронов, которая составляет 0,4 мм. Плотность плазмы в нитях составляет  $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что на два порядка превышает критическое значение для частоты греющего поля, температура газа достигает 3000 К. Плазменный ореол образуется за счет турбулентного диффузионного выноса плазмы из нитей. Плотность плазмы в ореоле близка к критической для частоты греющего поля и составляет  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температура газа не превышает 600 К. При этом температура электронов в ореоле более чем на порядок превышает температуру газа и составляет 1 эВ, что обуславливает перспективность данного типа разряда атмосферного давления в потоке газа для неравновесной плазмохимии.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00376).

1. *Gildenburg V. B., Kim A. V.* // *Physics of Plasmas*. 1980. **6**, 496.
2. *Bogatov N. A., Bykov Yu. V., Benediktov N. P. et al.* // *Fiz. Plazmy*. 1986. **12**, 725.
3. *Artem'ev K. V., Batanov G. M., Berezhetskaya N. K., Borzosekov V. D., Gritsinin S. I., Davydov A. M., Shakhmatov V. A.* // *Plasma Physics Reports*. 2020. **46**, 311.
4. *Mansfeld D., Sintsov S., Chekmarev N., Vodopyanov A.* // *Journal of CO<sub>2</sub> Utilization*. 2020. **40**, 191.
5. *Sintsov S., Tabata K., Mansfeld D., Vodopyanov A., Komurasaki K.* // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2020. **53**, 541.

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ С БОЛЬШИМ АСПЕКТНЫМ СООТНОШЕНИЕМ СТОРОН

*А. Д. Сладков*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Магнитное пересоединение обеспечивает быстрое преобразование энергии магнитного поля в энергию заряженных частиц плазмы в условиях от лабораторных до астрофизических. Обсуждаемые вопросы включают структуру и динамику токовых слоев магнитного пересоединения и, в частности, скорость пересоединения в сильно протяженных слоях, длина которых намного превышает внутренние кинетические масштабы плазмы, такие как инерционные длины частиц и их гирорадиусы. Лазерная плазма, в которой магнитные поля генерируются вследствие эффекта батареи Бирмана [1], является новой экспериментальной платформой для исследования процесса пересоединения в системах с большим соотношением глобального размера и кинетических масштабов плазмы. Наблюдения за токовым слоем в такой плазме помогают выявить важные свойства пересоединения в режиме, при котором давление плазмы много больше магнитного давления.

Ширина токового слоя определяет скорость роста неустойчивостей токового слоя в моделях быстрого пересоединения, основанных на тиринг-неустойчивости [2], которая приводит к образованию плазмоидов. В недавней экспериментальной работе [3] по магнитному пересоединению в протяженных токовых слоях, у которых отношение длины слоя к его полуширине превышало 100, предположили, что наблюдаемые высокие скорости пересоединения предполагают важность переноса импульса электронов. В данной работе представлены результаты трехмерного численного моделирования магнитного пересоединения в вытянутой лазерной плазме и рассмотрены как бесстолкновительный случай с учетом переноса импульса электронов, так и случай с дополнительным учетом эффектов столкновений частиц плазмы.

В используемом гибридном коде ионы рассматриваются как набор дискретных частиц, а электроны – как нейтрализующая безмассовая жидкость, описываемая тензором давления [4]. При этом плазму считаем квазинейтральной и в уравнениях Максвелла пренебрегаем током смещения. Решение уравнения эволюции для электронного давления позволяет вычислить температуру электронов и добавить эффект ион-электронных столкновений в закон Ома, который описывает электрическое поле. Эффект электрон-ионных столкновений учтен в слагаемом в виде произведения полного тока на сопротивление, которое зависит от электронной температуры в степени  $-3/2$ . Ион-ионное взаимодействие учтено через попарные столкновения. Представленная самосогласованная модель позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте скорость пересоединения и скорость роста тиринг-моды.

1. *Nilson P. M. et al.* Magnetic reconnection and plasma dynamics in two-beam laser-solid interactions // *Physical Review Letters*. 2006. V. 97, № 25. P. 255001.
2. *Loureiro N. F. et al.* Instability of current sheets and formation of plasmoid chains // *Physics of Plasmas*. 2007. V. 14, № 10. P. 100703.
3. *Fox W. et al.* Fast magnetic reconnection in highly-extended current sheets at the National Ignition Facility : arXiv preprint. 2020. arXiv:2003.06351.
4. *Sladkov A. et al.* Numerical study of non-gyrotropic electron pressure effects in collisionless magnetic reconnection // *Physics of Plasmas*. 2021. V. 28, № 7. P. 072108.

# ВЛИЯНИЕ МЕМРИСТИВНОЙ СВЯЗИ НА ДИНАМИКУ ОДНО- И ДВУХСЛОЙНОЙ СЕТЕЙ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ФИТЦ-ХЬЮ – НАГУМО

*И. А. Корнеев, И. Р. Рамазанов, В. В. Семенов, А. В. Слепнев, Т. Е. Вадивасова*

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Концепция мемристора как особого радиотехнического элемента с памятью о предыдущих состояниях была предложена Чуа [1], а затем развита им и Каном [2]. Позже были созданы прототипы устройств с мемристивными свойствами на основе полупроводников, оксидов металлов, полимеров, графеновых пленок и других технологий. На мемристоры возлагаются большие надежды по применению их в электронике, а также в системах передачи и обработки информации. Кроме того, наличие мемристора в электронных цепях может существенно изменить характер колебаний в них и привести к возникновению новых типов динамики.

Важной задачей является оценка влияния мемристивных элементов и мемристивной связи на динамику сложных многокомпонентных систем. Имеющиеся исследования на эту тему в основном касаются поведения искусственных нейронных сетей и эффектов адаптивной синхронизации, наблюдаемых в таких системах [3–5]. Несмотря на значительное количество подобных исследований, поведение ансамблей с мемристивной связью изучено недостаточно. Особенности их пространственно-временной динамики, связанные с мемристивным характером взаимодействия, до конца не выявлены.

В данной работе исследуется одно- и двухслойная сети осцилляторов Фитц-Хью – Нагумо. Рассматривается случай мемристивной связи как между элементами слоя [5], так и между слоями сети [6]. Демонстрируется влияние начальных состояний мемристивного элемента на характеристики бегущих волн в автоколебательном и возбудимом режимах элементов сети. Рассматривается также случай связи через неидеальные мемристоры, для которых характерно «забывание» начальных состояний с течением времени. Оценивается устойчивость свойств системы к слабому отклонению элементов связи от идеальной модели мемристора. Исследуются особенности синхронизации бегущих волн в мемристивно связанных ансамблях возбудимых осцилляторов как в случае идентичных ансамблей, так и при наличии расстройки по управляющим параметрам. Анализируется влияние начальных состояний мемристоров связи на эффект синхронизации в случае идеальных мемристоров и мемристоров с «забыванием» начальных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-12-00119.

1. *Chua L.* Memristor – the missing circuit element // *IEEE Trans. Circuit. Theory.* 1971. V. 18. P. 507–519.
2. *Chua L.* Memristive devices and systems / L. Chua, S. M. Kang // *Proc. IEEE.* 1976. V. 64. P. 209–223.
3. *Chen C.* Adaptive lag synchronization of memristive neural networks with mixed delays / C. Chen, L. Li, H. Peng, Y. Yang // *IEEE Access.* 2018. V. 6. P. 40768–40777.
4. *Chen C.* Finite-time synchronization of memristor-based neural networks with mixed delays / C. Chen, L. Li, H. Peng, Y. Yang, T. Li // *Neurocomputing.* 2017. V. 235. P. 83–89.
5. *Korneev I. A.* The impact of memristive coupling initial states on travelling waves in an ensemble of the FitzHugh–Nagumo oscillators / I. A. Korneev, V. V. Semenov, A. V. Slepnev, T. E. Vadivasova // *Chaos, Solitons and Fractals.* 2021. V. 147. P. 110923.
6. *Korneev I. A.* Synchronization of traveling waves in memristively coupled ensembles of fitzhugh–nagumo neurons with periodic boundary conditions / I. A. Korneev, I. R. Ramazanov, V. V. Semenov, A. V. Slepnev, T. E. Vadivasova // *Front. Phys.* 2022. V. 10. P. 886476.

# СОЛИТОННЫЕ ХИМЕРЫ В СИСТЕМЕ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИФФУЗИОННЫМ ПОЛЕМ

*Л. А. Смирнов<sup>1,2</sup>, М. И. Болотов<sup>1</sup>, Г. В. Осипов<sup>1</sup>, А. С. Пиковский<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>3</sup>Потсдамский университет, Германия

В целом ряде многочастичных систем взаимодействие между осцилляторными элементами происходит не напрямую, а опосредованно через внешнее окружение, которое создает общее действующее поле [1]. В настоящий момент особый интерес для исследователей в области нелинейной динамики и коллективных явлений в композитных средах представляет возникновение химерных режимов, для которых характерным признаком считается одновременное сосуществование областей макроскопического размера как с полностью когерентным, так и с асинхронным поведением макроскопических структурных единиц [2, 3]. Возникновение устойчивых пространственных разбиений среды на зоны с различной динамикой и корреляционными свойствами напрямую связано с таким фундаментальным явлением, как частичное нарушение симметрии [4]. При этом системе чаще всего присуща мультистабильность режимов, а однородное синхронное состояние оказывается притягивающим многообразием.

В данной работе рассматривается ранее ненаблюдаемый вид химер, который можно проассоциировать с диссипативными солитонами, так как они непосредственно связаны с уединенными решениями замкнутой системы уравнений для усредненных комплексных полей, к которым, в частности, относится локальный параметр порядка, показывающий степень фазовой синхронизации осцилляторов в окрестности каждой точки среды. Установлено, что учет конечного времени процесса диффузионного распространения действующего поля способствует стабилизации солитонных химер, которые с точки зрения поведения частиц выглядят как небольшие обособленные когерентные домены на фоне протяженных областей асинхронно движущихся элементов.

Для исследования указанных выше явлений была рассмотрена среда, в которой динамика фаз  $\varphi(x, t)$  распределенных в ней осцилляторов описывается с помощью следующего уравнения:

$$\partial_t \varphi(x, t) = \omega + \text{Im} \left[ \exp(-i(\varphi(x, t) + \alpha)) H(x, t) \right], \quad (1)$$

где  $\omega$  – собственная частота осцилляторов. Здесь  $H(x, t)$  представляет собой комплексную форму записи действующего поля, источником которого служат непосредственно сами осцилляторы, а его дальнейшая эволюция происходит согласно диффузионному закону:

$$\tau \partial_t H(x, t) = \partial_{xx}^2 H(x, t) - H(x, t) + \exp(i\varphi(x, t)). \quad (2)$$

Данное поле  $H(x, t)$  определяет нелокальное взаимодействие в среде. Параметр  $\tau$  задает временной масштаб распространения взаимодействия в среде, а  $\alpha$  играет роль фазового сдвига в связи [5].

В ходе работы было показано, что интересующие нас солитоноподобные химерные режимы (рис. 1, *a*) можно найти как гомоклинические траектории вспомогательной системы обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка. Описан сценарий возникновения устойчивых химерных режимов из пространственно однородных состояний. С помощью данного подхода численно найдены семейства соответствующих уединенных решений. Кроме того, был разработан асимптотический подход, который позволяет аналитически описать структуру данных решений. Было показано, что этот развитый метод возмущений дает хорошее приближение для формы и характеристик диссипативного солитона в определенном диапазоне параметров.

Прямое численное моделирование динамики солитонных химер в рамках дискретного варианта системы (1), (2) показало наличие любопытного конечномерного эффекта: после длительного переходного процесса, в течение которого центр когерентной области практически не смещается (за исключением небольших флуктуаций относительно исходного положения), синхронный домен начинает двигаться с почти постоянной скоростью и время от времени спонтанно меняет направление движения (рис. 1, *б*). На рисунке 1, *б* можно увидеть несколько моментов времени, когда солитон останавливается, но затем после относительно короткого ожидания снова начинает двигаться. Продемонстрировано, что солитонные химеры притягиваются друг к другу, поэтому два солитона, находящие-



ся на некотором расстоянии, сближаются и в конце концов сливаются. Взаимодействие менее выражено, если солитоны имеют сдвиг фаз в противофазе, в этом случае в ходе длительного начального этапа они сначала подстраивают свои фазы, а затем сливаются [6].

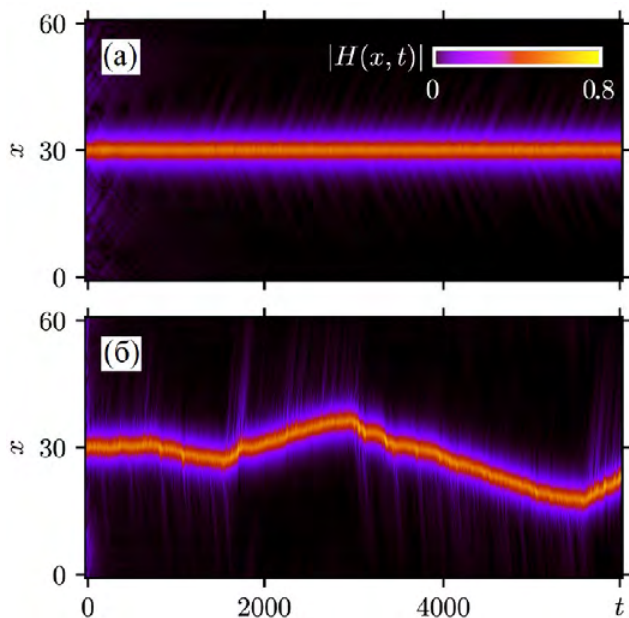


Рис. 1

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 22-12-00348).

1. *Gregor, T.* The onset of collective behavior in social amoebae / T. Gregor, K. Fujimoto, N. Masaki, S. Sawai // *Nature*. 2010. V. 328. P. 1021–1025.
2. *Kuramoto, Y.* Coexistence of coherence and incoherence in nonlocally coupled phase oscillators / Y. Kuramoto, D. Battogtokh // *Nonlinear Phenom. Complex Syst.* 2002. V. 5. P. 380.
3. *Wolfrum, M.* Chimera states are chaotic transients / M. Wolfrum, O. E. Omel'chenko // *Phys. Rev. E*. 2011. V. 84. P. 015201(R).
4. *Motter, A. E.* Spontaneous synchrony breaking / A. E. Motter // *Nature Physics*. 2010. V. 6. P. 164–165.
5. *Smirnov, L.* Chimera patterns in the Kuramoto-Battogtokh model / L. Smirnov, G. Osipov, A. Pikovsky // *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2017. V. 50. P. 08LT01.
6. *Smirnov, L. A.* Finite-density-induced motility and turbulence of chimera solitons / L. A. Smirnov, M. I. Bolotov, D. I. Bolotov, G. V. Osipov, A. Pikovsky // *New J. Phys.* 2022. V. 24. P. 043042.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ФАЗ ФОТОННЫХ РЕШЁТОК

*Е. О. Смолина<sup>1,2</sup>, А. С. Хорькин<sup>1</sup>, Д. А. Смирнова<sup>1,2</sup>, Н. С. Куликов<sup>1</sup>, Л. А. Смирнов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Топологическая фотоника открывает новые возможности для разработки энергоэффективных оптических устройств связи и обработки информации. Прежде всего это обусловлено особенностью топологических состояний классического и квантового света, заключающейся в их малой чувствительности к помехам, несовершенствам фабрикации и рассеянию на дефектах, что позволяет обеспечить надёжные каналы для распространения сигналов и их спектральную стабильность. Как оказалось, данное свойство можно связать с тем, что поддерживающая возникновение топологических мод структура обладает ненулевым топологическим инвариантом [1]. Поэтому определение такого рода величины является важной задачей диагностики экспериментальных образцов, в которых предварительно сформирована решётка волноводов, и привлекает к себе интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. В данной работе представлены два различных подхода, позволяющие определить топологические свойства фотонных решёток. В основе первого из них лежит исследование структурных особенностей волнового поля на нелинейной стадии развития модуляционной неустойчивости. Ключевая идея второго подхода состоит в интерпретации исходной проблемы как задачи классификации и использовании для её решения методов машинного и глубокого обучения. Обе представленные нами концепции являются альтернативой трудоёмкому процессу извлечения топологических характеристик образцов путём восстановления их зонных структур в импульсном пространстве с помощью томографии. Каждый из методов апробирован в рамках детальных численных расчётов и показал свою эффективность, а их непосредственная реализация в экспериментах может оказать существенное влияние на развитие топологической фотоники в целом.

В первом случае для выявления базовых закономерностей и демонстрации основных принципов изучалась модуляционная неустойчивость блоховских мод в двумерной киральной квадратной решётке с нелинейностью керровского типа [2]. Прежде всего были определены области в пространстве параметров исследуемой модели, в которых малые возмущения экспоненциально нарастают, о чём свидетельствует наличие положительной мнимой части у собственных значений гамильтониана линейаризованной задачи. Для дополнительного контроля полученных результатов были сделаны аналитические оценки для инкремента неустойчивости в континуальном пределе в рамках уравнений, структурно схожих с уравнениями Дирака для двухкомпонентной волновой функции. К такого рода соотношениям можно перейти, разложив модельный гамильтониан приближения сильной связи, записанный в фурье-пространстве, вблизи выбранной точки высокой симметрии зоны Бриллюэна с точностью до слагаемых второго порядка малости по возмущениям к волновому вектору. Затем особенности развития модуляционной неустойчивости на нелинейной стадии изучались численно непосредственно с помощью прямого численного моделирования динамики волнового поля в рассматриваемой дискретной решётке с учётом эффектов самовоздействия.

В итоге было установлено следующее: при некоторой критической интенсивности происходит бифуркация, сопровождающаяся формированием нелинейного дираковского конуса в обеих топологических фазах, но устойчивость в окрестности этой точки чувствительна к топологии зонной структуры. Это может быть проиллюстрировано, например, угловой зависимостью максимального инкремента неустойчивости нелинейной блоховской волны. В нетривиальной фазе существует направление, вдоль которого сохраняется устойчивость, тогда как в тривиальной фазе неустойчивости возникают для всех углов. В численном моделировании мы получили, что в нетривиальной фазе развитие процесса модуляционной неустойчивости на больших временах приводит к формированию квантованных вихревых образований в распределении поля из исходно однородного фона интенсивности. Топологический инвариант (число Черна для данной решётки) при этом выражается через количество образовавшихся вихрей, что можно непосредственно наблюдать в эксперименте и таким образом характеризовать топологию системы. Мы продемонстрировали применимость данного подхода и для флоке-систем [3], где число Черна можно также извлечь из количества сингулярностей, возникающих в нетривиальной поляризационной структуре. Также мы предложили метод, позволяющий различать аномальные топологические фазы флоке-решёток путём анализа динамики суперпозиционных объёмных состояний [4]. Мы описали схему, позволяющую идентифицировать точки инверсии высокой

симметрии (dynamical symmetry inversion points), что позволяет отличать аномальную флюке-фазу от тривиального случая. Эти подходы могут быть реализованы для экспериментального анализа топологических фаз света в нелинейных массивах волноводов.

В рамках второго подхода была исследована возможность классификации топологических фаз фотонных решёток с радиационными потерями с помощью методов машинного и глубокого обучения. В качестве конкретной платформы рассмотрена димеризованная решётка оптических волноводов, состоящая из  $N$  элементов, ориентированных вдоль оси  $z$ , соответствующая модели Су – Шриффера – Хигера с контролируруемыми потерями. В данной постановке мы решали задачу предсказания наличия топологически защищённых мод, сосредоточенных вблизи границ решётки, что может быть формализовано как принадлежность образца к одному из 4 классов (каждый из двух краёв может быть тривиальным или нетривиальным).

В работе [5] было проведено теоретическое исследование аналогичных систем и показано, что топологический инвариант может быть извлечён из проектора поля, захваченного в решётке после высвечивания части энергии в ходе эволюции локализованного в начальный момент времени возбуждения. Была показана сходимость фазы Зака к квантованным значениям (0 или  $\pi$ ), что позволяет корректно различать топологически тривиальную и нетривиальную фазы. Однако, как оказалось при непосредственной экспериментальной реализации данной схемы, для вычисления проектора следует знать фазу поля, распределение которой представляет собой трудоёмкую экспериментальную задачу. Поэтому мы рассмотрели возможность детектирования топологических состояний в зонной структуре с помощью методов машинного и глубокого обучения по измерению интенсивности на выходе решётки в  $N_c$  центральных элементах; при этом для интерпретации полученных результатов мы будем использовать развитую в [5] теорию.

При подготовке обучающих и тестовых выборок решалась система дискретных уравнений, описывающих динамику электромагнитного излучения в фотонной решётке для комплексных амплитуд поля. Отметим, что при этом к входящим в систему коэффициентам связи между структурными волноводными элементами был добавлен 5-процентный шум, что моделирует дефекты изготовления решётки. Полученные данные сгруппированы по таким признакам, как длина трассы продольного распространения излучения  $L$ , общее число волноводов в системе  $N$  и количество центральных волноводов  $N_c$ , по распределению интенсивности поля в которых должны определяться топологические свойства; то есть на входе алгоритмов машинного и глубокого обучения принимается вектор размерностью  $N_c$ , а на выходе мы получаем один из четырёх возможных ответов о принадлежности к одному из выделенных нами классов.

Показано, что по мере увеличения  $L$  наблюдается увеличение точности рассмотренных методов, что соответствует построенной теоретической модели. Было установлено, что наилучшие результаты предсказания демонстрируют метод опорных векторов, относящийся к методам машинного обучения, и полносвязанные глубокие нейросети. Поэтому для дальнейшего детального исследования зависимости эффективности предсказания от параметров задачи мы остановились именно на этих двух подходах. В частности, проанализирована точность работы данных методов для различных  $N$  и  $N_c$ .

Исследования поддержаны проектом 0729-2021-013, выполняемым в рамках государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ лабораториями, прошедшими конкурсный отбор в рамках национального проекта «Наука и университеты».

1. Ozawa T., Price H. M., Amo A., Goldman N., Hafezi M., Lu L., Rechtsman M. C., Schuster D., Simon J., Zilberberg O., Carusotto I. Topological photonics // *Reviews of Modern Physics*. 2019. V. 91. P. 015006.
2. Smirnova D. A., Smirnov L. A., Smolina E., Angelakis D. G., Leykam D. Gradient catastrophe of nonlinear photonic valley-Hall edge pulses // *Physical Review Research*. 2021. V. 3. P. 043027.
3. Leykam D., Smolina E., Maluckov A., Flach S., Smirnova D. A. Probing band topology using modulational instability // *Physical Review Letters*. 2021. V. 126. P. 073901.
4. Maluckov A., Smolina E., Leykam D., Gundogdu S., Angelakis D. G., Smirnova D. A. Nonlinear signatures of Floquet band topology // *Physical Review B*. 2022. V. 105. P. 115133.
5. Leykam D., Smirnova D. A. Probing bulk topological invariants using leaky photonic lattices // *Nature Physics*. 2021. V. 17. P. 632–638.

# ИССЛЕДОВАНИЕ АТТРАКТОРОВ И ИХ БАСЕЙНОВ ПРИТЯЖЕНИЯ В СЕТИ ХОПФИЛДА

*В. В. Клиньшов, И. А. Соловьев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Сеть Хопфилда [1] является классической моделью ассоциативной памяти, в которой запоминание информации осуществляется путем выбора матрицы связей между нейронами по определенному правилу. Тогда запомненные образы сохраняются в виде аттракторов сети. В процессе работы сеть из состояния с образом, близким к запомненному, переходит в аттрактор, соответствующий этому запомненному образу. Данный процесс соответствует распознаванию образа или вспоминанию сохраненной в сети информации.

Однако оказывается, что помимо полезных в сети могут существовать и так называемые паразитные аттракторы, не соответствующие никакой запомненной информации. Они ухудшают функционирование сети. В зависимости от начального состояния сеть может сойтись как к полезному, так и к паразитному аттрактору. Множество состояний, из которых сеть сходится к определенному аттрактору, называется его бассейном притяжения. Размер, форма и взаимное расположение бассейнов притяжения полезных и паразитных аттракторов оказывают ключевое влияние на функционирование сети как системы ассоциативной памяти.

В работе проведено детальное исследование аттракторов сети Хопфилда и бассейнов их притяжения в зависимости от параметров системы – размера сети и числа запомненных образов. Изучено количество и взаимное расположение паразитных аттракторов, показано, что число паразитных аттракторов растет по мере увеличения числа запомненных образов.

Для характеристики бассейнов притяжения аттракторов использовались их относительный размер [2] и так называемый порог устойчивости [3] – минимальное расстояние от аттрактора до границы его бассейна притяжения. Для полезных аттракторов данная величина соответствует минимальному искажению запомненного образа, после которого система не в состоянии его распознать. Показано, что пороги устойчивости полезных аттракторов уменьшаются при увеличении числа запомненных образов, тогда как пороги устойчивости паразитных аттракторов, напротив, увеличиваются. Полученные данные позволили оценить максимальное число образов, которые может хранить сеть без фатальных ошибок в их распознавании. Полученная оценка  $0,15N$  образов качественно согласуется с результатами оригинальной работы [1].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-10114.

1. *Hopfield, J. J.* Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities // Proceedings of the National Academy of sciences, 1982, 79(8), 2554–2558.
2. *Menck, P. J., Heitzig, J., Marwan, N., Kurths, J.* How basin stability complements the linear-stability paradigm // Nature Physics, 2013, 9(2), 89–92.
3. *Klinshov, V. V., Nekorkin, V. I., Kurths, J.* Stability threshold approach for complex dynamical systems // New Journal of Physics, 2015, 18(1), 013004.

# ГЕНЕРАЦИЯ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА ПРИ ПОМОЩИ КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

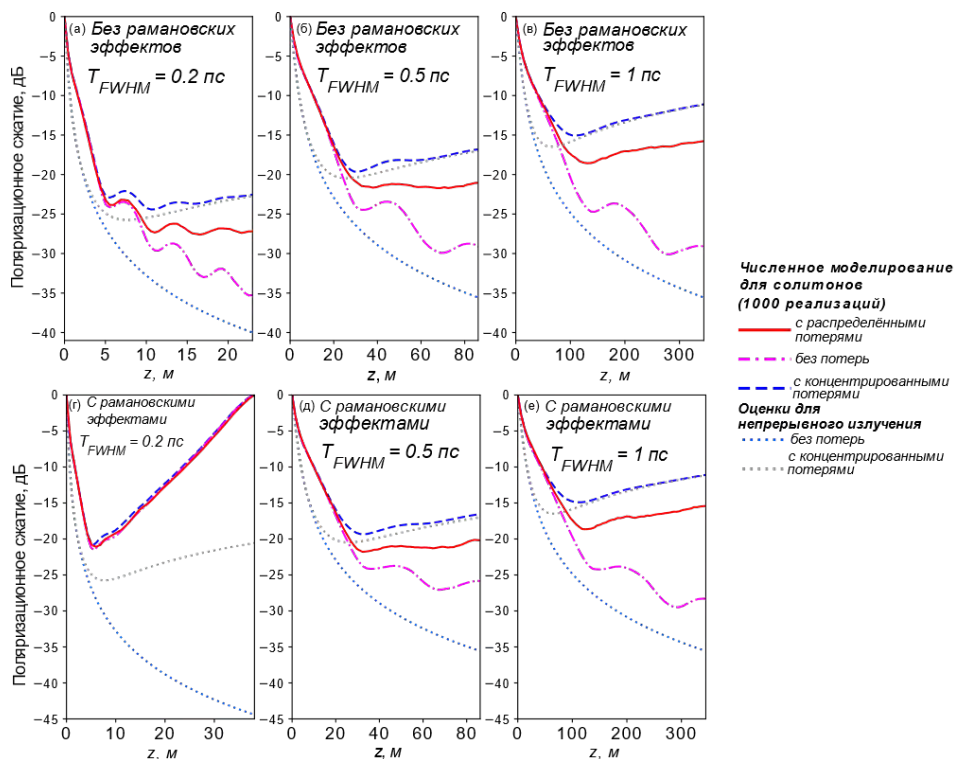
А. А. Сорокин<sup>1</sup>, Е. А. Анашкина<sup>1</sup>, Г. Лойхс<sup>1,2</sup>, А. В. Андрианов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт физики света Общества Макса Планка, Эрланген, Германия

В настоящее время получение неклассических многофотонных состояний света со сжатыми квантовыми флуктуациями (для которых одна квадратура оптического поля меньше квантового предела) – широко востребованная задача [1]. Подобные состояния находят применение в прецизионной квантовой метрологии, квантовых сетях, квантовых вычислениях с непрерывными переменными, при детектировании гравитационных волн [1, 2]. Создание источников с сильным сжатием квантовых шумов (лучше  $-10$  дБ) позволит повысить эффективность высокоточных измерительных устройств. Для генерации сжатого света могут быть использованы такие нелинейные системы, как параметрические усилители, полупроводниковые лазеры, атомные ансамбли. Одним из методов генерации подобных состояний является использование нелинейного эффекта Керра при распространении лазерных сигналов через оптическое волокно [1]. В экспериментах по получению сжатого света этим методом обычно используются кварцевые волокна [3–5]. Представляет большой интерес теоретическое исследование пределов сжатия в кварцевых волокнах и выявление эффектов, ответственных за ухудшение сжатия в проведенных ранее и ведущихся в данный момент экспериментах. Кроме того, большую актуальность имеет исследование перспектив генерации сжатого света в волокнах из специальных стекол, обладающих высокой нелинейностью.

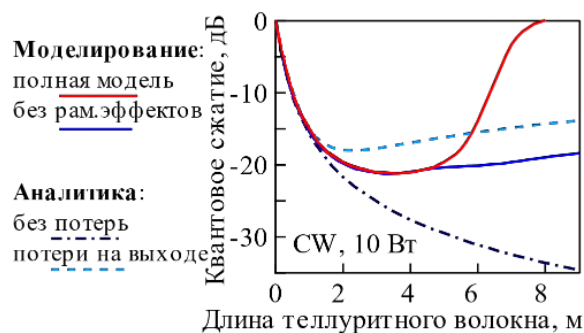
Для построения источников сжатого излучения необходим теоретический анализ влияния различных физических факторов на пределы сжатия квантовых шумов, а также методы простой аналитической оценки сжатия источника. Для этих целей был написан численный код, который моделировал сжатие для сигналов, распространяющихся по волокну в рамках нелинейного стохастического уравнения Шредингера в вигнеровском представлении. Этот код был использован для исследования зависимости характера поведения поляризационного сжатия солитонов в кварцевом волокне от их длительности (рис. 1) [6].



**Рис. 1.** Сжатие для солитонов, распространяющихся через кварцевое волокно, при различных длительностях сигнала. Сверху приведены графики без учета рамановских эффектов, снизу – с учетом

Также для этих сигналов было проанализировано влияние ограничивающих сжатие физических факторов и показано, что сжатие в коротких импульсах ограничивается рамановскими эффектами, а в длинных – потерями из-за увеличения характерных нелинейных длин.

Использование специальных волокон, обладающих более высокой нелинейностью (на 1–3 порядка превышает нелинейность кварцевых волокон), может привести к генерации неклассического света с более сильным сжатием квантовых флуктуаций. Такие волокна могут быть выполнены на основе стекол со специальным химическим составом, включая теллуридные (на основе диоксида теллура) и халькогенидные [7]. По этим причинам многообещающим является исследование перспектив использования теллуридных и халькогенидных стекол для получения сжатого света. На основе вышеупомянутого кода была продемонстрирована возможность получения сжатия света со сжатием квантовых шумов до уровня  $-20$  дБ, что превосходит значения сжатия для кварцевых волокон (рис. 2) [8, 9]. Также был проведен анализ зависимости сжатия для постоянных сигналов в теллуридных и халькогенидных волокнах от длины волокна и мощности сигнала, показавший возможность достижения сжатия на уровне лучше  $-20$  дБ. Таким образом, волокна на основе высоконелинейных стекол перспективны для генерации сжатого света.



**Рис. 2.** Результаты моделирования сжатия для постоянного сигнала в теллуридном волокне. В диапазоне от 2 до 5 м сжатие в сигнале превосходит  $-20$  дБ

1. Andersen U. L., Gehring T., Marquardt C., Leuchs G. 30 years of squeezed light generation // *Physica Scripta*. 2016. V. 91, № 5. P. 053001.
2. Steinlechner J. et al. Silicon-based optical mirror coatings for ultrahigh precision metrology and sensing // *Physical Review Letters*. 2018. V. 120, № 26. P. 263602.
3. Rosenbluh M., Shelby R. M. Squeezed optical solitons // *Physical Review Letters*. 1991. V. 66, № 2. P. 153.
4. Corney J. F., Heersink J., Dong R., Josse V., Drummond P. D., Leuchs G., Andersen U. L. Simulations and experiments on polarization squeezing in optical fiber // *Physical Review A*. 2008. V. 78, № 2. P. 023831.
5. Tran T. X., Cassemiro K. N., Söller C., Blow K. J., Biancalana F. Hybrid squeezing of solitonic resonant radiation in photonic crystal fibers // *Physical Review A*. 2011. V. 84, № 1. P. 013824.
6. Sorokin A. A. et al. Numerical simulations on polarization quantum noise squeezing for ultrashort solitons in optical fiber with enlarged mode field area // *Photonics*. 2021 V. 8, № 6. P. 226.
7. Tao G. et al. Infrared fibers // *Advances in Optics and Photonics*. 2015. V. 7, № 2. P. 379–458.
8. Anashkina E. A., Sorokin A. A., Leuchs G., Andrianov A. V. Quantum noise squeezing of CW light in tellurite glass fibres // *Results in Physics*. 2021. V. 30. P. 104843.
9. Sorokin A. A. et al. Formation of non-classical multiphoton states of light with squeezed quantum fluctuations in bismuth-modified tellurite glass fibers // *Optics and Spectroscopy*. 2022. V. 130, № 2. P. 102–107.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ МАЛОРАЗМЕРНЫХ АНСАМБЛЕЙ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

А. П. Кузнецов<sup>1</sup>, Ю. В. Седова<sup>1</sup>, Н. В. Станкевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

Динамика взаимодействующих автоколебательных осцилляторов является важной задачей в различных областях науки и техники. При взаимодействии наблюдаются различные нелинейные эффекты, например синхронизация [1]. Классическое явление синхронизации состоит в подстройке частот взаимодействующих автоколебательных систем. Если динамика автономной системы представляет собой хаотические колебания, можно говорить о хаотической синхронизации [1, 2]. Отдельную задачу представляет случай, когда автономные подсистемы демонстрируют квазипериодические колебания. Квазипериодические колебания в простейшем случае характеризуются двумя несоизмеримыми частотами. Данная задача исследована в литературе гораздо меньше, чем случай хаотических автоколебаний. При этом такая задача очень многопланова, так как могут быть учтены различные эффекты, ассоциирующиеся с квазипериодическими колебаниями, такие как резонансы и разрушение квазипериодических колебаний с формированием хаоса. В работах [3–5] представлены результаты исследования синхронизации двух связанных квазипериодических генераторов, детально описаны картины синхронизации в случае различного выбора параметров автономных подсистем [3, 5], а также новые нелинейные эффекты: длительные каскады бифуркаций удвоения торов и формирование хаотических аттракторов с дополнительным нулевым показателем Ляпунова [4].

В рамках данной работы мы предполагаем развитие данной тематики и рассматриваем модель трех взаимодействующих квазипериодических генераторов. Модель трех взаимодействующих квазипериодических генераторов запишем следующим образом:

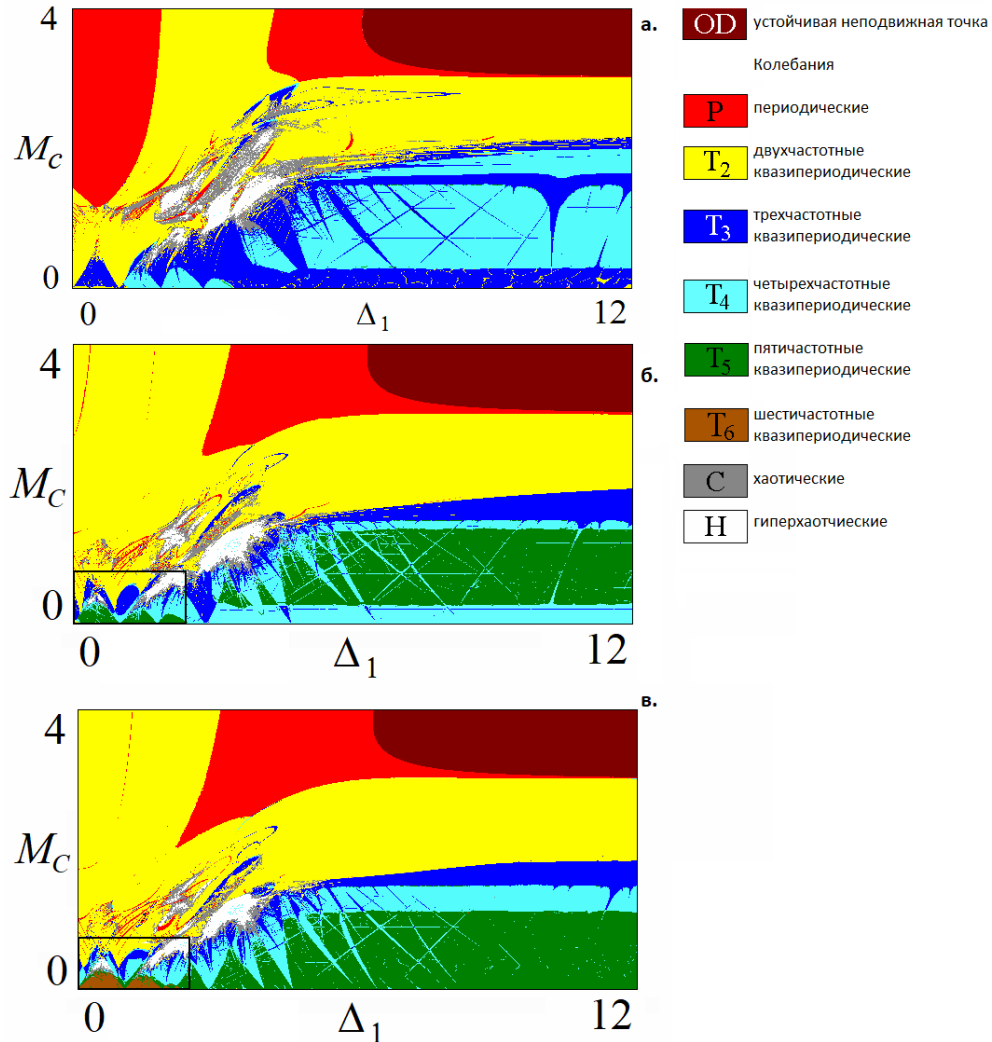
$$\begin{aligned}
 \ddot{x}_1 - (\lambda_1 + z_1 + x_1^2 - \beta x_1^4) \dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + M_C (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) &= 0, \\
 \dot{z}_1 &= b(\varepsilon - z_1) - k\dot{x}_1^2, \\
 \ddot{x}_2 - (\lambda_2 + z_2 + x_2^2 - \beta x_2^4) \dot{x}_2 + (\omega_0 + \Delta_1)^2 x_2 + M_C (2\dot{x}_2 - \dot{x}_1 - \dot{x}_3) &= 0, \\
 \dot{z}_2 &= b(\varepsilon - z_2) - k\dot{x}_2^2, \\
 \ddot{x}_3 - (\lambda_3 + z_3 + x_3^2 - \beta x_3^4) \dot{x}_3 + (\omega_0 + \Delta_2)^2 x_3 + M_C (\dot{x}_3 - \dot{x}_2) &= 0, \\
 \dot{z}_3 &= b(\varepsilon - z_3) - k\dot{x}_3^2,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $x_i, y_i = \dot{x}_i, z_i$  – динамические переменные каждого осциллятора,  $i = 1, \dots, 3$ ,  $\lambda_i, \beta, b, \varepsilon, k$  – параметры осцилляторов,  $M_C$  – коэффициент связи,  $\omega_0$  – собственная частота первого осциллятора,  $\Delta_1, \Delta_2$  – параметры отстройки частот второго и третьего осцилляторов от первого.

Исследование синхронизации предполагает параметрический анализ, в качестве управляющих параметров при этом необходимо рассматривать параметры, отвечающие за связь осцилляторов, а также за их частоты. В рамках данной работы мы фиксировали различным образом параметр базовой частоты осцилляторов и варьировали частотные расстройки. Различный выбор параметра собственной частоты  $\omega_0$  дает возможность рассматривать разнообразие типов собственной динамики подсистем, а также моделировать ситуации с вовлечением различного количества частот в динамику.

Исследование сложной динамики, в том числе многочастотной квазипериодической, можно провести с помощью анализа полного спектра показателей Ляпунова. В рамках данной работы спектр показателей Ляпунова является одним из важнейших инструментариев для анализа динамики системы. На рисунке представлены карты показателей Ляпунова для модели (1), на которых цветами отмечены области с различной динамикой (расшифровка цветовой палитры дана справа). Три карты соответствуют трем случаям выбора частоты  $\omega_0$ , которые дают три различные ситуации:  $a$  – базовый набор частот осцилляторов содержит 4 компоненты;  $b$  – 5 компонент;  $v$  – 6 компонент. На картах показателей Ляпунова хорошо видно, что при изменении параметра и увеличении базового количества частот на картах появляются новые области многочастотной квазипериодической динамики. Данные области появляются при малой частотной расстройке и с увеличением расстройки исчезают, что связано с уменьшением количества несоизмеримых частот при вариации частотной расстройки центрального осциллятора. В области малых частотных расстроек наблюдаются два языка фазовой син-

хронизации, отвечающие попарной синхронизации между первым и вторым осцилляторами, а также между вторым и третьим.



Карты показателей Ляпунова модели трех связанных квазипериодических генераторов (1) при  $\varepsilon = 4$ ,  $b = 1$ ,  $k = 0,02$ ,  $\beta = 1/18$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = -1$ ,  $\Delta_2 = 1$ :  $a - \omega_0 = 5$  – первый и третий осцилляторы демонстрируют периодические автоколебания;  $\delta - \omega_0 = 6$  – первый осциллятор демонстрирует периодические автоколебания, третий осциллятор – двухчастотные квазипериодические колебания;  $\nu - \omega_0 = 2\pi$  – первый и третий осцилляторы демонстрируют двухчастотные квазипериодические автоколебания

В рамках доклада будет представлено детальное исследование динамики системы трех связанных квазипериодических генераторов, проведен сравнительный анализ особенностей синхронизации со случаем двух связанных осцилляторов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00121).

1. Пиковский А. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление / А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс. М. : Техносфера, 2003. 493 с.
2. Mosekilde E. Chaotic synchronization: applications to living systems / E. Mosekilde, Y. Maistrenko, D. Postnov. Singapore : World Scientific, 2002. (Series A ; Vol. 42). 430 p.
3. Kuznetsov A. P. Dynamics of coupled generators of quasiperiodic oscillations: different types of synchronization and other phenomena / A. P. Kuznetsov, S. P. Kuznetsov, N. A. Shchegoleva, N. V. Stankevich // Physica D. 2019. V. 398. P. 1–12.
4. Stankevich N. V. Three-dimensional torus breakdown and chaos with two zero Lyapunov exponents in coupled radio-physical generators / N. V. Stankevich, N. A. Shchegoleva, I. R. Sataev, A. P. Kuznetsov // Journal of Computational and Nonlinear Dynamics. 2020. V. 15, № 11. P. 111001.
5. Кузнецов А. П. Синхронизация связанных генераторов квазипериодических колебаний при разрушении инвариантной кривой / А. П. Кузнецов, Н. В. Станкевич, Н. А. Щеголева // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2021. Т. 29, № 1. С. 136–159.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПОРТРЕТОВ ДЛЯ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПРЯМОМ ЛАЗЕРНОМ УСКОРЕНИИ

*Е. М. Стародубцева<sup>1</sup>, И. Н. Цымбалов<sup>1,3</sup>, Д. А. Горлова<sup>1,3</sup>,  
К. А. Иванов<sup>1,2</sup>, А. Б. Савельев-Трофимов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва

<sup>3</sup>Физический институт им. Лебедева, Москва

Современные лазерные системы позволяют генерировать импульсы малой длительности (10–1000 фс) и пиковой мощности до нескольких ПВт, что при фокусировке позволяет достигать релятивистских интенсивностей ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Вследствие различных механизмов ускорения электроны в плазме могут набирать энергию в десятки и даже сотни МэВ. Одним из эффективных механизмов ускорения электронов является прямое лазерное ускорение (DLA) [1]. Прямое лазерное ускорение электронов экспериментально изучалось в лаборатории релятивистской лазерной плазмы МГУ на 1 ТВт Ti:Sa лазерной системе (интенсивность в вакууме  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Был получен коллимированный пучок электронов (расходимость  $\sim 0,05$  рад) с температурой 2 МэВ [2].

Целью нашего исследования был поиск оптимальных условий в DLA для ускорения электронов с низкими начальными энергиями, появившихся вследствие ионизации.

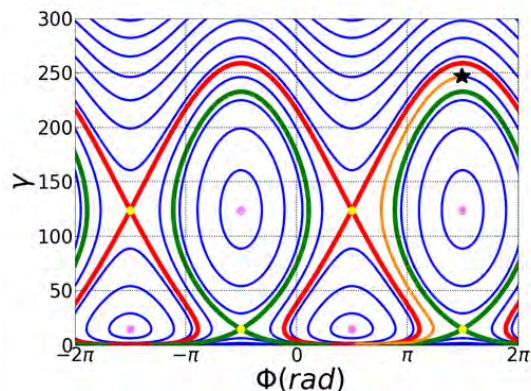
Была рассмотрена упрощенная двумерная модель [3] с цилиндрическим водородным плазменным каналом, представленным в виде статических линейных электрического и магнитного полей, и лазерным излучением в виде плоской волны. Поведение электронов в канале описывается фазовыми портретами [3], представляющими зависимость энергии электрона от относительной фазы лазерного поля и бетатронных колебаний. Были проанализированы изменения топологии и характер бифуркации этих фазовых портретов, а также разработаны методы выбора топологии фазового портрета, соответствующей ускорению низкоэнергетических электронов в широком диапазоне начальных фаз (рисунок). Этот режим определяется параметрами плазменного канала.

Полученные результаты были подтверждены численным интегрированием уравнений движения. Аналитическая модель и результаты численного интегрирования совпадают как по диапазону начальных параметров, так и по максимальным энергиям, приобретаемым электронами.

В качестве дальнейшего исследования ускорения электронов при ионизационной инжекции была проведена серия 2D-PIC-моделирования для различных параметров плазменного канала (плотность электронов вне канала варьировалась от  $0,02n_{cr}$  до  $0,1n_{cr}$ , где  $n_{cr}$  – критическая плотность). Лазерное излучение имело гауссову огибающую с интенсивностью, варьируемой от  $a_0 = 1,5$  до  $a_0 = 7,0$ , длительностью 800 фс, в результате чего длина плазменного канала оказывалась приблизительно 50 мкм.

Реализовано построение фазовых портретов из моделирования PIC. Было проведено сравнение моделирования PIC и аналитической модели. При достаточно больших интенсивностях  $a_0 > 3,0$  концентрация электронов внутри канала достаточно мала, чтобы удовлетворять необходимому для эффективного ускорения низкоэнергетических электронов соотношению. Однако для слишком высоких интенсивностей  $a_0 > 6,0$  канал слишком быстро разрушается и эффективного набора энергии нет.

Разработанный подход может быть использован для описания и оптимизации ускорения электронов DLA при произвольных начальных и конечных энергиях и может заложить основу для дальнейшего изучения инжекции электронов при прямом лазерном ускорении. Детально это исследование описано в препринте [4].



Фазовый портрет  $\gamma(\Phi)$  электрона в плазменном канале. Топология, обеспечивающая эффективную ионизационную инжекцию

1. Pukhov A. et al. // Phys. Plasmas. 1999. 6:2847.
2. Tsymbalov I. et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. 63(2):022001.
3. Tsakiris G. D. et al. // Physics of Plasmas. 2000. 7(7):3017–3030.
4. Starodubtseva E., Tsymbalov I., Gorlova D., Ivanov K., Savel'ev A. arXiv:2202.02822 (2021).

## К ВОПРОСУ О ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЗАВИХРЕННОСТИ БОЛЬШОГО КРАСНОГО ПЯТНА ЮПИТЕРА

Б. П. Суетин

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Большое красное пятно Юпитера (далее БКПЮ) – вихрь, наблюдаемый в атмосфере газового гиганта в течение трехсот лет. Данные об этом атмосферном явлении получали как с помощью телескопов, так и с использованием специализированных космических аппаратов. Часть характеристик БКПЮ была измерена тем или иным способом, но существуют такие физические параметры, которые невозможно измерить непосредственно. Расчету таких параметров и посвящена данная работа, а именно потенциальной завихренности и относительной завихренности БКПЮ.

Используя работы [1, 2], положим, что БКПЮ является мезомасштабным трехмерным вихрем с ядром эллипсоидальной формы, помещенным в сдвиговое фоновое течение. В общем случае все три размера ядра разные. Теория указанных работ описывает эволюцию всех геометрических параметров вихря и при разумных допущениях, основанных на реальных свойствах БКПЮ, можно найти теоретическую связь параметров вихря с параметрами фонового течения:

$$(\varepsilon^2 - 1) \frac{K}{2} \int_0^{\infty} \frac{\mu d\mu}{\sqrt{\left(\mu^2 + \left(\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon}\right)\mu + 1\right)^3 (K^2 + \mu)}} - \frac{\Gamma}{\sigma} = 0. \quad (1)$$

Данное уравнение связывает между собой четыре параметра вихря:  $\varepsilon$  – удлинение вихря по горизонтали – отношение большой горизонтальной полуоси эллипсоида  $a$  к его малой горизонтальной полуоси  $b$ ;  $K$  – параметр вертикальной сплюснутости ядра,  $K = \frac{N}{f} \frac{c}{\sqrt{ab}}$  ( $N = \text{const}$  – частота Вайсяля – Брента,  $f = \text{const}$  – параметр Кориолиса,  $c$  – размер вертикальной полуоси);  $\sigma$  – превышение потенциальной завихренности ядра над ее фоновым значением  $[\frac{1}{c}]$ ;  $\Gamma$  – горизонтальный сдвиг фонового течения  $[\frac{1}{c}]$ .

Анализ уравнения (1) позволил определить значение потенциальной завихренности  $\sigma$  и рассчитать на ее основе относительную завихренность БКПЮ, которые напрямую не измерялись.

Проделанные исследования показали, что для описания качественного и количественного поведения БКПЮ можно пользоваться аналитической моделью эллипсоидального вихря [1, 2], с использованием которой удается связать физические параметры вихря и фонового течения между собой, – уравнение (1).

1. Жмур В. В., Панкратов К. К. Динамика эллипсоидального приповерхностного вихря в неоднородном потоке // *Океанология*. 1989. Т. 29, № 2. С. 205–211.
2. Жмур В. В. Мезомасштабные вихри океана. М.: ГЕОС, 2011. 384 с.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ С КВАНТОВЫМИ ВИХРЯМИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

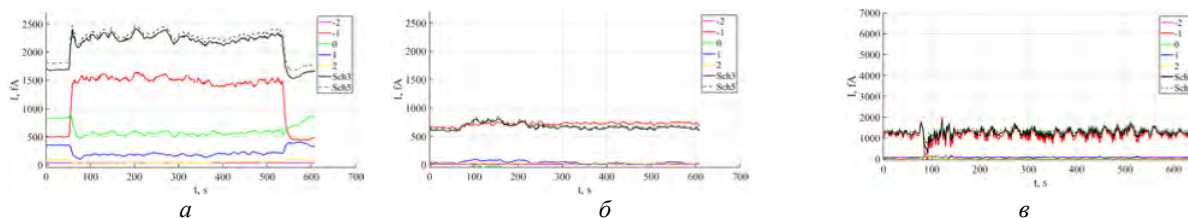
*М. Р. Султанова*<sup>1,2</sup>, *И. А. Ремизов*<sup>1,2</sup>, *А. А. Левченко*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Проведено экспериментальное исследование движения отрицательных зарядов, инжектированных под поверхность жидкости, в объеме сверхтекучего He-II при температуре  $T \approx 1,5$  К при разной конфигурации статического электрического поля. Интересно, что в случае конфигурации, когда заряды двигаются в объеме He-II, плотность тока и силовые линии электрического поля совпадают, а при конфигурации, когда электрическое поле прижимает заряды к свободной поверхности He-II, можно заметить отклонение распределения плотности тока от той, которая задается электрическим полем.

Эксперименты проводились в низкотемпературной установке с интервалом рабочих температур 1,5–4,2 К, представляющей собой криостат, в который помещена экспериментальная ячейка. Был проведен ряд измерений при различных конфигурациях поля. В первом случае с помощью электрического поля в экспериментальной ячейке заряды прижимались к поверхности жидкости (рис. 1, а), на верхнюю грань подавалось –50 В, на нижнюю грань подавалось –100 В. Видно, что после включения накачки ток на приемных коллекторах перераспределяется. Однако при конфигурации электрического поля так, что заряды уходят глубоко в объем на верхнюю грань –100 В, на нижнюю –50 В, видно, что ток на приемных коллекторах не претерпевает сильных изменений (рис. 1, б). Что интересно, при полном заполнении экспериментальной ячейки жидким гелием и первой конфигурации поля картина на принимающем сборном коллекторе похожа с ситуацией, где заряды движутся глубоко в объеме (рис. 1, в).



**Рис. 1.** Зависимости от времени тока на принимающих коллекторах в сверхтекучем гелии He-II

Таким образом, наличие свободной поверхности существенно влияет на транспорт заряда в сверхтекучем гелии, что можно связать с рассеиванием зарядов на заряженной двумерной поверхности жидкости. Рассеивание инжектированных в жидкий гелий зарядов при возбуждении волн на поверхности жидкого гелия ранее исследовалось в нашей работе [1]. Волны на поверхности жидкости согласно [2] приводят к формированию эйлеровой завихренности, а при высоких амплитудах накачки отдельные вихри начинают перекрываться, образуя валы завихренности, на которых рассеиваются инжектированные заряды.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2022-1099.

1. *Remizov I. A., Sultanova M. R., Levchenko A. A., Mezhev-Deglin L. P.* // Low Temperature Physics // Fizika Nizkikh Temperatur. 2021. V. 47, iss. 5. P. 378–382 / 409–413.
2. *Filatov S. V., Parfenyev V. M., Vergeles S. S., Brazhnikov M. Y., Levchenko A. A., Lebedev V. V.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. 054501.

## АНАЛИЗ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ COVID-19

*А. Е. Суроегина<sup>1</sup>, Е. Н. Пелиновский<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

11 марта 2020 года Всемирная организация здравоохранения объявила, что болезнь COVID-19 переросла в глобальную и теперь является одним из важных объектов прогноза, поскольку почти все на планете испытали на себе тяжесть ее воздействия на организм. Если посмотреть на вспышки эпидемии с математической точки зрения, то можно увидеть некоторые закономерности, позволяющие предсказать распространение в ближайшем будущем. Распространение эпидемии в любой стране имеет практически тот же сценарий: сначала происходит быстрый рост случаев (близкий к экспоненциальному или степенному), который затем замедляется (числовые значения констант, описывающих эти зависимости, естественно, различны для разных стран). В целом эти кривые довольно плавные, хотя на некоторых из них заметны изломы, связанные с действием карантинных мер.

Для описания скорости распространения и прогнозирования их последствий используется ряд нелинейных математических моделей различной сложности. Логистическое уравнение (уравнение Ферхульста) и модель Гомперца на примере распространения коронавирусной инфекции для первой волны рассмотрены в работах [1, 2], однако существуют и более сложные модели [3, 4]. Но эпидемия не закончилась на первой волне, на данный момент в России на подходе уже 6-я. В работе [5] предлагается доступный работающий метод прогнозирования поведения эпидемии на различных этапах. Основная идея автора состоит в том, чтобы взять данные за определенное количество дней (17 дней – известная скорость распространения на данный момент и на шестнадцать предшествующих), аппроксимировать по ним параболу

$$N_{n+1} = a(M - N_n)(N - N_n), \quad (1)$$

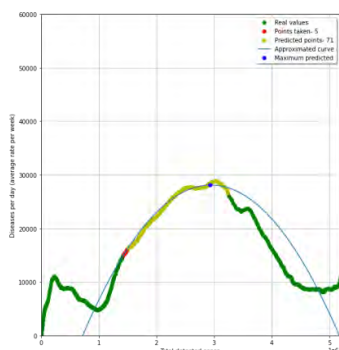
где  $N_n$  – количество всех больных, а  $N_{n+1}$  – скорость заболевания. Полученные коэффициенты  $a$ ,  $M$ ,  $N$  подставляются в решение уравнения (1):

$$N(t) = M + 0,5(N - M) \left( 1 + \tanh(k(t - T)) \right), \quad (2)$$

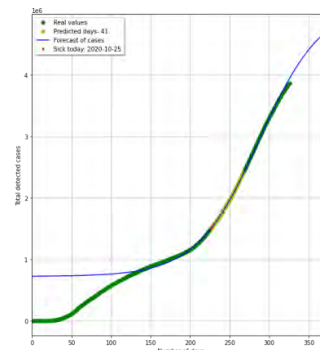
где  $k = 0,5a(N - M)$ , а  $T$  вычисляется подстановкой в уравнение (2) числа заболевших на данный день. В результате чего получается прогноз заболеваемости на некоторое время вперед. Таким образом, получая новые данные и двигая кривую по ним, можно узнать дальнейшее поведение COVID-19. Несмотря на простоту подхода, данная модель довольно хорошо работает.

В своей работе мы постарались ответить на ряд вопросов. Почему берутся данные за 17 дней, а не меньше, ведь для построения параболы достаточно трех точек? На сколько дней вперед можно сделать прогноз? Можно ли наложить этот алгоритм на другие модели?

Для ответа на вопросы алгоритм аппроксимации и анализа был полностью реализован на языке Python, что позволило наглядно продемонстрировать результаты. Программа была запущена для различного количества точек: от 3 до 20 с целью выявить достаточное количество данных. Чтобы оценить полученные результаты, было посчитано количество точек, наиболее приближенных к аппроксимированной кривой и к решению уравнения. На рисунках 1 и 2 приведен пример реализации.



**Рис. 1.** Зависимость средней скорости распространения COVID-19 от общего количества для модели логистического уравнения со сдвигом



**Рис. 2.** Общее количество заболевших в день для модели логистического уравнения со сдвигом

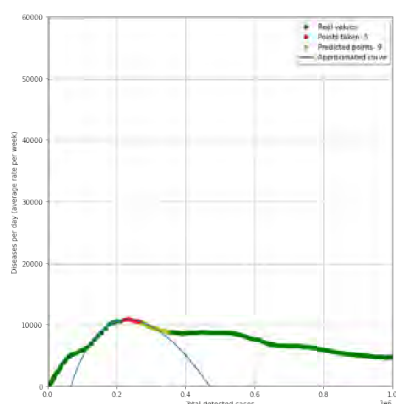
В результате чего было получено, что наиболее хорошие прогнозы получались при выборе данных от 4 до 7 дней. На приведенном графике продемонстрирован случай, когда было использовано 5 точек. Однако стоит отметить, что при фиксированном количестве точек было построено меньше парабол, чем хотелось бы, так как не любая парабола подойдет (ветви должны быть направлены вниз, точки пересечения с осью  $Ox$  должны быть положительны и т. п.). Поэтому алгоритм был изменен таким образом, что если «хорошая» парабола не строится, то мы добавляем точки из прошлого. Это позволило сделать более подробные прогнозы.

Второй этап оценки был реализован при помощи подсчета наиболее приближенных значений к построенным графикам. Желтым цветом были отмечены точки, которые находились ближе к кривым. Несмотря на то что правый график на рис. 2 достаточно близок к фактическим значениям, разброс будет в пределах 20 000 человек, что практически не заметно в таких масштабах. Таким образом получили в среднем прогноз на 11 дней, что довольно хорошо при условии, что взяты данные за пять дней.

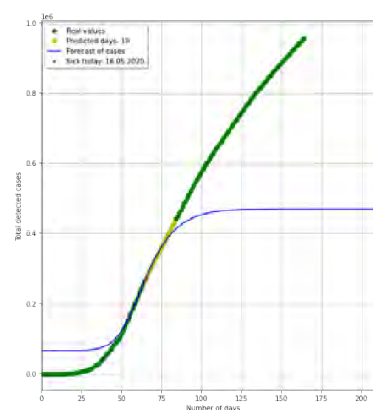
Для ответа на третий вопрос данный алгоритм был наложен на модель Гомперца, но не в обычном виде, а со сдвигом:

$$N_{n+1} = a(M - N_n)(N - \ln(N_n)), \quad (3)$$

где  $N_n$  – количество всех больных, а  $N_{n+1}$  – скорость заболевания. Однако данное уравнение не имеет решения, поэтому дополнительно был реализован алгоритм Рунге – Кутты 4-го порядка. Графики получились схожими.



**Рис. 3.** Зависимость средней скорости распространения COVID-19 от общего количества для модели Гомперца со сдвигом



**Рис. 4.** Общее количество заболевших в день для модели Гомперца со сдвигом

Каждая модель (логистическая и Гомперца со сдвигом) имеет свои плюсы и минусы, но в целом их поведение схоже, поэтому прогноз, построенный на основе этих моделей, довольно схож. Оптимальное количество точек для построения модели не больше 7, а средний прогноз – на 11–12 дней.

Частично исследования поддержаны грантом РФФИ № 19-12-00253.

1. *Pelinovsky E., Kurkin A., Kurkina O., Kokoulina M., Epifanova A.* Logistic equation and COVID-19 // *Chaos, Solitons and Fractals.* 2020. V. 140. P. 110241.
2. *Pelinovsky E., Kokoulina M., Epifanova A., Kurkin A., Kurkina O., Tang M., Macau E., Kirillin M.* Gompertz model in COVID-19 spreading simulation // *Chaos, Solitons and Fractals.* 2022. V. 154. P. 111699.
3. *Tze Ping Pang N., Kamu A., Kassim M. A. M., Mun Ho C.* Monitoring the impact of Movement Control Order (MCO) in flattening the cumulative daily cases curve of Covid-19 in Malaysia: a generalized logistic growth modeling approach // *Infectious Disease Modelling.* 2021. V. 6. P. 898–908.
4. *Vieira B. H., Hiar N. H., Cardoso G. C.* Uncertainty reduction in logistic growth regression using surrogate systems carrying capacities: a COVID-19 case study // *Brazilian Journal of Physics.* 2022. V. 52. P. 15.
5. *Абрамов С. М., Травин С. О.* Об анализе, моделировании и прогнозе статистики эпидемии коронавируса в России // *Цифровая экономика.* 2020. Т. 2, № 10. С. 5–19.

# ТРАНСПОРТ ПРОТОНОВ ЧЕРЕЗ ТИЛАКОИДНУЮ МЕМБРАНУ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МИШЕНЬ ДЕЙСТВИЯ СВЕРХНИЗКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

*В. С. Сухов*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Фотосинтез, обеспечивающий преобразование солнечной энергии в энергию биохимических связей и лежащий в основе продукционного процесса, является одним из ключевых процессов биосферы. Традиционно фотосинтетические процессы разделяются на две стадии. (i) Световая стадия, включающая в себя фотофизические реакции поглощения квантов света специальной пигментной антенной и фотохимические реакции, поддерживающие первичное разделение зарядов в реакционных центрах, транспорт электронов по электрон-транспортной цепи (ЭТЦ) хлоропластов и транспорт протонов через тилакоидные мембраны во внутритилакоидное пространство. Итоговым результатом световой стадии является образование высокоэнергетических соединений (АТФ и НАДФН); при этом образование АТФ обусловлено обратным выходом протонов через специализированный фермент  $H^+$ -АТФ-синтазу. (ii) Темновая стадия, включающая в себя совокупность биохимических реакций, обеспечивающих фиксацию атмосферного  $CO_2$  и образование углеводов соединений; АТФ и НАДФН являются источником энергии для темновой стадии фотосинтеза.

Фотосинтетические процессы зависят от действия многочисленных факторов среды, включая интенсивность освещения, температуру, доступность воды, многие из которых могут иметь стрессовый характер. В случае стрессовых воздействий одним из ключевых механизмов нарушения физиологических процессов у растений является фотоповреждение ЭТЦ хлоропластов. Оно может быть связано как с избыточной интенсивностью освещения, так и с нарушением образования продуктов световой стадии (в случае нарушения темновой стадии; например, при действии низких или высоких температур или при закрытии устьиц в условиях засухи). Фотосинтетический аппарат высших растений имеет ряд механизмов, обеспечивающих защиту от фотоповреждения; в частности, это развитие быстрой компоненты нефотохимического тушения флуоресценции хлорофилла ( $NPQ_F$ ), которая обусловлена транспортом протонов через тилакоидные мембраны и закислением внутреннего пространства тилакоидов.  $NPQ_F$  развивается в условиях увеличения интенсивности освещения (в частности, при переходах «темнота – свет») и при нарушении процессов темновой стадии фотосинтеза – вследствие действия стрессовых факторов.

Сверхнизкочастотные электромагнитные поля, включая антропогенные поля с промышленными частотами (50 и 60 Гц) и естественные поля с частотами резонанса Шумана (прежде всего, 7,8, 14,3 и 20,8 Гц), обусловленные грозовыми событиями, являются важным фактором, влияющим на живые системы. При этом основным фактором влияния является, по-видимому, магнитная компонента поля, так как глубина проникновения электрического поля в живые объекты низка. Известно, что сверхнизкочастотные магнитные поля (СНМП) могут влиять на гомеостаз ионов в живых объектах, влияя на их связывание с ферментами и, по-видимому, модифицируя их транспорт через биологические мембраны. Исходя из этого, можно ожидать, что СНМП должны также влиять на световую стадию фотосинтеза и, в частности, на ее регуляторные процессы, включая формирование  $NPQ_F$ .

Исследования влияния СНМП с частотами резонанса Шумана показывают [1], что кратковременное действие поля с частотами 7,8, 14,3 и 20,8 Гц и хроническое действие с частотой 14,3 Гц влияют на параметры световой стадии у пшеницы при интенсивности СНМП 18 мкТл. При этом прежде всего следует отметить уменьшение времени формирования  $NPQ_F$  при переходе «темнота – свет», которое наблюдается как при кратковременном, так и при хроническом действии СНМП. Уменьшение времени формирования  $NPQ_F$  сопровождается также снижением времени активации ЭТЦ хлоропластов на свету, которое проявляется в уменьшении времени возрастания квантового выхода фотохимических реакций фотосистемы II. Важно отметить, что в случае кратковременного воздействия СНМП снижение времени возрастания  $NPQ_F$  сопровождается уменьшением абсолютной величины  $NPQ_F$  и величины медленно релаксирующей компоненты нефотохимического тушения ( $NPQ_S$ ). Первое, по-видимому, связано с более низкой величиной стационарного закисления внутритилакоидного пространства на свету; а второе свидетельствует о меньшем фотоповреждении фотосинтетического аппарата в исследованных условиях.



Выявленные эффекты воспроизводятся в широком диапазоне интенсивностей магнитного поля [2]; в частности, снижение времени активации  $NPQ_F$  и ЭТЦ, уменьшение абсолютной величины  $NPQ_F$  и  $NPQ_S$  и возрастание квантового выхода фотохимических реакций фотосистемы II наблюдаются даже при 3 мкТл интенсивности СНМП. Это подтверждает влияние СНМП на регуляцию световой стадии фотосинтеза интенсивностью освещения и показывает положительное влияние поля на фотосинтетические процессы. В частности, увеличение стационарного квантового выхода фотохимических реакций фотосистемы II в условиях освещения и снижение стационарной величины  $NPQ_F$  подтверждают большую эффективность функционирования ЭТЦ в исследуемых условиях, а снижение стационарной величины  $NPQ_S$  показывает меньшее фотоповреждение фотосистемы II в исследованных условиях.

Как было отмечено выше, изменения транспорта протонов через тилакоидную мембрану могут быть потенциальным механизмом влияния СНМП на процессы световой стадии фотосинтеза, так как такой транспорт определяет рН внутритилакоидного пространства, а именно величина внутритилакоидного рН и скорость его изменения при изменении интенсивности освещения определяют параметры нефотохимического тушения и ЭТЦ. Предположение об участии изменений протонного транспорта в реализации влияния СНМП подтверждается [2] исследованиями влияния поля на параметры электрохромного сдвига в поглощении света на длине волны 520 нм, которые используются для выявления градиента электрохимического потенциала на тилакоидной мембране и для оценки протонной проводимости таких мембран. Исследования электрохромного сдвига показывают, что обработка СНМП снижает стационарную величину электрохимического градиента на тилакоидной мембране (т. е., по-видимому, уменьшает закисление внутритилакоидного пространства) и увеличивает проводимость тилакоидных мембран для протонов; последний эффект может быть основным механизмом влияния СНМП на фотосинтетические процессы.

Анализ упрощенной математической модели протонного транспорта через тилакоидную мембрану [2] подтверждает участие возрастания ее протонной проводимости в ответе фотосинтеза на действие СНМП. В то же время такой анализ дополнительно показывает, что возрастание протонной проводимости тилакоидной мембраны не может быть связано с активацией ЭТЦ или увеличением активности  $H^+$ -АТФ-синтазы, которые являются основными системами, участвующими в поддержании гомеостаза протонов во внутритилакоидном пространстве. По-видимому, эффект СНМП связан с активацией дополнительных путей транспорта протонов через тилакоидные мембраны; в частности, с возрастанием протонной утечки или активацией систем протон-катионного обмена.

В целом можно заключить, что СНМП могут оказывать существенное влияние на световую стадию фотосинтеза высших растений и, прежде всего, на процессы ее регуляции интенсивностью освещения; такое влияние опосредуется модификацией транспорта протонов через тилакоидные мембраны хлоропластов. Влияние СНМП имеет скорее положительный характер: увеличивается стационарный квантовый выход фотохимических реакций фотосистемы II, снижается тепловая диссипация избыточной энергии (уменьшается  $NPQ_F$ ) и фотоповреждение фотосистемы II на свету (уменьшается  $NPQ_S$ ). В то же время важно отметить, что эффект СНМП может различаться для различных видов растений; в частности, исследования параметров световой стадии у проростков гороха не показывают статистически значимых изменений [1]. Последний результат позволяет предположить, что влияние СНМП на растительные экосистемы, состоящие из различных видов, может иметь сложный характер и, в частности, модифицировать соотношение таких видов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации, контракт № 075-15-2019-1892.

1. *Sukhov V.* Influence of magnetic field with schumann resonance frequencies on photosynthetic light reactions in wheat and pea / V. Sukhov, E. Sukhova, Y. Sinitsyna, E. Gromova, N. Mshenskaya, A. Ryabkova, N. Ilin, V. Vodeneev, E. Mareev, C. Price // *Cells*. 2021. V. 10. Art. 149.
2. *Sukhova E.* Change in  $H^+$  transport across thylakoid membrane as potential mechanism of 14.3 Hz magnetic field impact on photosynthetic light reactions in seedlings of wheat (*Triticum aestivum* L.) / E. Sukhova, E. Gromova, L. Yudina, A. Kior, Y. Vetrova, N. Ilin, E. Mareev, V. Vodeneev, V. Sukhov // *Plants*. 2021. V. 10. Art. 2207.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ АСПЕКТОВ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТЕМОВ

*А. А. Сысоев<sup>1,2</sup>, Д. И. Иудин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

<sup>2</sup> Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Известно, что отрицательные лидеры в воздухе всегда распространяются ступенчатым образом. Положительные лидеры в основном растут непрерывно, но при некоторых условиях также могут образовывать ступени (см., например, [1]). Независимо от полярности новая ступень лидера образуется за счёт присоединения к основному лидеру биполярного пространственного, источником которого служит небольшое вытянутое вдоль направления электрического поля веретенообразное плазменное образование, называемое пространственным стемом. Несмотря на наличие некоторых гипотез [2, 3], механизм формирования не имеющих гальванической связи с каналом основного лидера пространственных стемов вызывает много вопросов. Не понятно также, каким образом пространственные стемы становятся точками роста сначала стримеров, а затем и двунаправленных лидерных каналов. Так, авторы монографии [4, с. 92] характеризуют картину испускания пространственными стемами положительных и отрицательных стримеров словами «прямо-таки мистическая».

В недавней работе [3] была показана возможность формирования предшествующих пространственным стемам центров ионизации на границе стримерной короны отрицательного лидера под действием пространственно-временного шума, элементами которого являются заряженные останки головок остановившихся отрицательных стримеров, формирующих корону лидера. Необходимым условием реализации механизма [3] является высокое по сравнению со средним уровнем, но достижимое значение локальной плотности заряда. Настоящее исследование развивает идеи работы [3] на более крупных масштабах. Постановка задачи включает рассмотрение канала нисходящего лидера молнии, распространяющегося вдоль направления вертикального внешнего электрического поля. Лидер включает в себя идеально проводящий канал, окружённый чехлом заряда и оканчивающийся (на некоторой высоте над землёй) растущей из его головки стримерной короной. Радиальное поле внутри чехла заряда лидера полагается равным порогу поддержания роста стримеров, а радиус чехла  $R_{sh}$  при заданном погонном заряде  $\rho_{sh}$  рассчитывается из теоремы Гаусса. Для каждого расчёта генерируется случайная структура стримерной короны (при заданной степени заполнения доступного объёма полусферы с радиусом  $R_{sh}$ ), а запасённый в ней заряд оценивается как  $\rho_{sh}R_{sh}$ . Продольное электрическое поле каналов внутри стримерной зоны лидера является изменяемым параметром. Математическая часть задачи формулируется в виде системы алгебраических уравнений, аналогичной описанной в работе [5]. В качестве неизвестных выступают заряды в точках канала, чехла и стримерной зоны, а также потенциал лидерного канала.

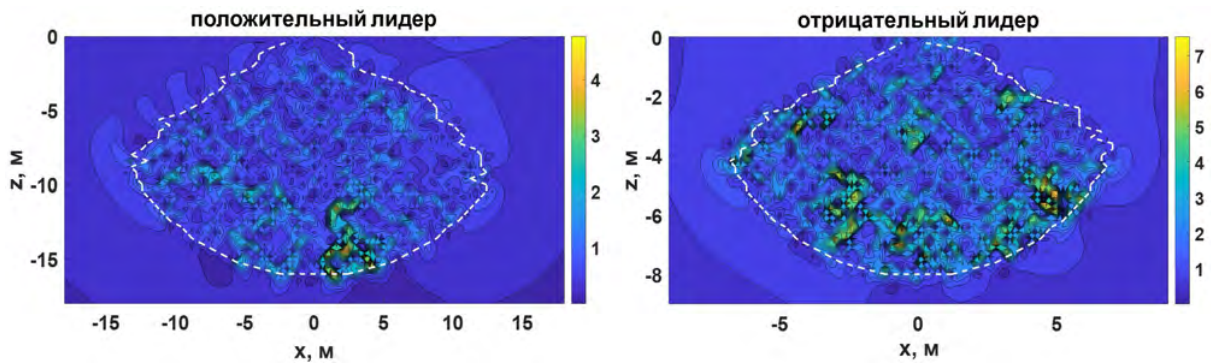
Результаты расчётов позволяют проанализировать пространственное распределение электрического поля в объёме стримерной короны и исследовать связь между максимальным полем внутри или на границе стримерной зоны с её фрактальной размерностью  $d_f$ , которую можно рассматривать как степень заполнения пространства стримерными каналами. Модель не включает в себя элементов плазмохимии, но поскольку скорости большинства плазмохимических реакций являются резкими функциями электрического поля, позволяет сделать некоторые выводы об особенностях формирования пространственных стемов в случаях положительного и отрицательного лидеров молнии.

Основные результаты работы таковы:

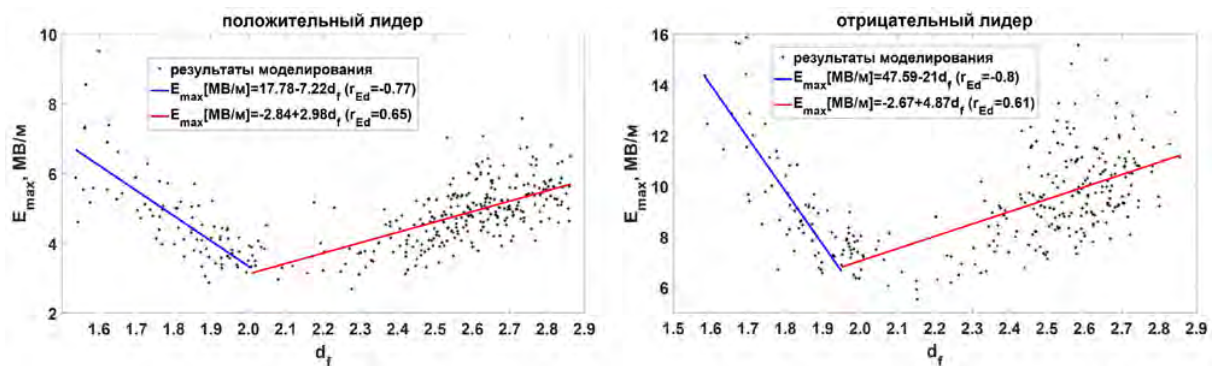
1. Локальные (иногда довольно протяжённые) зоны усиления электрического поля в объёме и на периферии стримерной короны лидера (см. рис. 1) связаны с пространственными неоднородностями распределения разрядных каналов (объёмной плотности заряда). При этом практически всегда наблюдаются области, поле в которых значительно превышает порог пробоя воздуха и которые можно назвать зонами ионизации и потенциальными местами возникновения пространственных стемов.

2. В случае положительного лидера локальные усиления поля слабее из-за двукратной асимметрии пороговых полей роста положительных и отрицательных стримеров. Возможно, именно поэтому положительные лидеры в основном распространяются непрерывно. Однако области, в которых превышено поле пробоя воздуха, также имеют место, что говорит о ненулевой вероятности образования пространственных стемов и, как следствие, ступеней.





**Рис. 1.** Распределение амплитуды электрического поля в плоскости  $xz$  для случаев положительного (справа,  $d_f = 2,67$ ) и отрицательного (слева,  $d_f = 2,71$ ) лидеров молнии на высоте 1 км над уровнем моря. Погонная плотность заряда лидеров  $\rho_{sh}$  полагалась равной 400 мкКл/м. Пунктирной линией показана граница стримерной зоны в данной плоскости. Цветовые шкалы показывают амплитуду электрического поля в МВ/м



**Рис. 2.** Зависимость максимального электрического поля внутри стримерной короны от её фрактальной размерности на высоте 1 км над уровнем моря. Для каждого из участков построены линейные аппроксимации и указаны коэффициенты корреляции Пирсона. Погонная плотность заряда лидеров  $\rho_{sh}$  полагалась равной 300 мкКл/м

3. Величина локального усиления электрического поля в объёме и на периферии стримерной короны зависит от её фрактальной размерности. Предсказываемая моделью зависимость не является монотонной и имеет две характерные области (рис. 2). Сначала максимальное поле внутри или на границе стримерной короны быстро падает при росте её фрактальной размерности до величины порядка 2, а затем более медленно растёт. Первый (падающий) участок может быть связан с тем, что меньшая фрактальная размерность означает большую концентрацию заряда и, соответственно, большее значение локального электрического поля. Второй (растущий) участок можно объяснить тем, что при большом количестве каналов, когда структура стримерной короны приближается к сплошной полусфере, а  $d_f$  стремится к 3, растёт влияние «пустот» стримерной короны, которые превращаются в «особые зоны», поле внутри которых усиливается. Для дальнейшего анализа влияния фрактальной структуры стримерной короны на возможность формирования пространственных стемов необходимы исследования фрактальных размерностей реальных стримерных зон лидеров обеих полярностей.

4. Показано, что условия формирования пространственных стемов ухудшаются с увеличением высоты над уровнем моря.

1. Kostinskiy A. Y. Abrupt elongation (stepping) of negative and positive leaders culminating in an intense corona streamer burst : observations in long sparks and implications for lightning / A. Y. Kostinskiy, V. S. Syssoev, N. A. Bogatov, E. A. Mareev, M. G. Andreev, M. U. Bulatov [et al.] // J. Geophys. Res. Atmos. 2018. V. 123. P. 5360–5375.
2. Malagón-Romero A. Spontaneous emergence of space stems ahead of negative leaders in lightning and long sparks / A. Malagón-Romero, A. Luque // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46, № 7. P. 4029–4038.
3. Syssoev A. A. On a possible mechanism of space stem formation at the negative corona streamer burst periphery / A. A. Syssoev, D. I. Iudin // Atmos. Res. 2021. V. 259. P. 105685.
4. Базелян Э. М. Физика молнии и молниезащиты / Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер. М. : Физматлит, 2001. 320 с.
5. Syssoev A. A. Relay charge transport in thunderclouds and its role in lightning initiation / A. A. Syssoev, D. I. Iudin, F. D. Iudin, V. Yu. Klimashov, A. A. Emelyanov // Sci. Rep. 2022. V. 12. Art. 7090.

# СОВМЕСТНАЯ МНОГОМОДОВАЯ СТАТИСТИКА ЧИСЕЛ ЧАСТИЦ В БОЗЕ-КОНДЕНСАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМОВ: ТЕОРЕМА О ХАФНИАНЕ И АТОМНЫЙ БОЗОННЫЙ СЭМПЛИНГ

*С. В. Тарасов*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

При описании бозе-газа, удерживаемого в ловушке с температурой заметно ниже критической, традиционно полагается, что  $N$  атомов системы разделены на две фракции. Первая фракция формирует бозе-конденсат – основную, макроскопически заполненную моду системы со значительным числом частиц  $N_0$ . Вторая фракция формирует облако несконденсированного газа. Такое разбиение имеет случайный, стохастический характер, и описывающие его вероятностные распределения являются объектом теоретических и экспериментальных исследований. В прошлом было показано, что статистика полного числа атомов вне конденсата (и, соответственно, полного числа атомов в конденсате) может демонстрировать нетривиальные свойства [1] – например, иметь негауссов характер даже в термодинамическом пределе, демонстрировать зависимость от наложенных граничных условий.

В настоящем докладе ставится и решается задача анализа многомодовой статистики ансамбля надконденсатных атомов. Вместо поиска статистики полного числа частиц в неконденсированной фракции бозе-газа предлагается исследовать совместное распределение чисел заполнения разных пространственных мод, относящихся к этой неконденсированной фракции. Такие пространственные моды можно считать ассоциированными с системой детекторов, осуществляющих одновременное измерение соответствующих чисел атомов. Полученные результаты обнаруживают параллели поставленной задачи о бозе-газе с определёнными задачами квантовых вычислений.

Анализ проведён в рамках приближения Боголюбова – Попова, в рамках которого оператор числа частиц в конденсате заменяется на его среднее значение, и система описывается гамильтонианом, квадратичным по операторам рождения и уничтожения. При этом волновая функция конденсата описывается нелинейным уравнением Гросса – Питаевского и потому существенно перестраивается при изменении интенсивности межчастичного взаимодействия атомов. Волновые функции существующих в системе возбуждений (квазичастиц) и их энергии являются решениями системы уравнений Боголюбова – де Жена и явно зависят от профиля средней плотности конденсата. Выбор различных пространственных мод неконденсированной фракции бозе-газа, совместная статистика чисел заполнения которых анализируется, допускается произвольным (за исключением естественного ограничения, что все они должны лежать в пространстве, ортогональном волновой функции конденсата).

Исследование совместной статистики оказывается возможным осуществить аналитически методом характеристической функции. Явную зависимость волновых функций конденсата и квазичастиц от амплитуды нелинейного слагаемого уравнения Гросса – Питаевского удастся учесть путём использования специальной «скользящей» полной системы ортонормированных функций, по построению включающей волновую функцию конденсата как один из элементов и потому позволяющей простой переход к ортогональному пространству. Другим важным обстоятельством, которое удастся корректно учесть с использованием интегрального преобразования Вигнера, является то, что связь между операторами рождения/уничтожения атомов, распределение которых исследуется, и операторами рождения/уничтожения квазичастиц, диагонализующих гамильтониан системы, содержит многомодовое сжатие (иными словами, боголюбовское преобразование перемешивает между собой операторы рождения и уничтожения в разных модах, а не только сами пространственные моды системы). В итоге для совместной характеристической функции исследуемого многомодового распределения чисел частиц в модах надконденсата получено явное выражение в терминах корреляционной матрицы, составленной из нормальных и аномальных средних от операторов рождения и уничтожения частиц в выбранных для наблюдения пространственных модах [2].

Переход от совместной характеристической функции к совместным вероятностям, предполагающий с математической точки зрения вычисление смешанной производной, осуществлен с применением модификации теоремы Вика об операторных средних и показывает, что искомые вероятности пропорциональны хафнианам определённых матриц. Хафнианы, то есть суммы по всем возможным перестановкам от произведений элементов симметричных матриц чётного размера,

$$\text{haf } S_{2m \times 2m} \equiv \sum_{\sigma \in S_{2m}} \prod_{j=1}^{2m} S_{\sigma(2j-1), \sigma(2j)},$$

могут рассматриваться как обобщение матричных перманентов и являются в общем случае #P-сложными для вычисления математическими объектами, для расчёта которых нет известных алгоритмов полиномиальной сложности для классических компьютеров.

Это обстоятельство выглядит интригующим с точки зрения квантовых вычислений и обнаруживает прямую аналогию рассматриваемой задачи о детальной статистике равновесного бозе-газа с задачей о гауссовом сэмплинге бозонов, где сжатый свет распространяется вдоль интерферометра от входных каналов к выходным, перераспределяясь из канала в канал. Концепция симулятора Gaussian Boson Sampler, широко обсуждаемого и используемого в качестве перспективного демонстратора квантового превосходства [3], базируется на том, что совместные вероятности детектируемых чисел фотонов похожим образом связаны с матричными хафнианами [4]. Несмотря на то что физически оптическая и атомная система выглядят заметно отличающимися друг от друга – в первой имеем существенно неравновесный ансамбль невзаимодействующих фотонов, во второй тепловое равновесие фиксированного числа массивных частиц, испытывающих межчастичное рассеяние и образующих сложное коллективное состояние, описываемое нелинейным уравнением, – параллели указываются явно. Так, роль внешних источников оптической установки для бозе-газа играют квазичастицы, порождённые тепловыми шумами; сжатия источников в атомной системе нет, но многомодовое сжатие возникает естественным образом при рассмотрении боголюбовского преобразования от квазичастиц к детектируемым частицам; роль настраиваемого интерферометра играет профиль ловушки и расстановка детекторов (выбор пространственных надконденсатных мод, числа частиц в которых измеряются). Всё это позволяет обсуждать возможности создания на базе систем с бозе-конденсатом симуляторов – атомных бозонных сэмплеров, а также формулировать определённые требования для профилей ловушек для таких применений.

Отдельного внимания заслуживает то обстоятельство, что в рамках выбранного метода исследования оказались одновременно известны явные аналитические выражения и для характеристической функции совместного распределения, и для совместных вероятностей. Это позволило доказать теорему [5] о производящей функции хафнианов, подобную широко известной теореме Мак-Махона о связи матричных детерминантов и перманентов, но удивительным образом не сформулированную ранее ни квантово-вычислительным, ни комбинаторным сообществами:

$$\frac{1}{\det(\mathbb{1} - Z (\bigoplus_{k=1}^m \sigma_x) S)} = \sum_{\{n_k\}} \text{haf } \tilde{S}(\{n_k\}) \prod_{k=1}^m \frac{z_k^{n_k}}{n_k!}.$$

Здесь  $S$  есть любая комплексная симметричная матрица чётного размера;  $Z = \text{diag}\{z_1, z_1, z_2, z_2, \dots\}$  есть диагональная матрица, составленная из попарно повторяющихся аргументов;  $\sigma_x$  есть первая матрица Паули; матрица  $\tilde{S}(\{n_k\})$  в правой части строится кратным повторением  $2 \times 2$  блоков исходной матрицы  $S$ . Тот факт, что матричный перманент равен хафниану специальной блочной матрицы, порождает также ещё одно новое альтернативное доказательство теоремы Мак-Махона. Найденная теорема позволяет единообразно проводить анализ совместных вероятностей и совместных моментов и кумулянтов, что может иметь широкое применение во многих задачах многочастичной квантовой статистики.

Представляемые научные результаты получены при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», грант 20-1-3-50-1.

1. *Tarasov S. V.* Bose-Einstein-condensate fluctuations versus an interparticle interaction / *Tarasov S. V., Kocharovskiy V. V., Kocharovskiy V. V.* // *Physical Review A*. 2020. V. 102, № 4. Art. 043315.
2. *Kocharovskiy V. V.* Quantum supremacy of the many-body fluctuations in the occupations of the excited particle states in a Bose-Einstein-condensed gas / *Kocharovskiy V. V., Kocharovskiy V. V., Tarasov S. V.* // *arXiv.org*. 2022. URL: [arxiv.org/abs/2201.00427](https://arxiv.org/abs/2201.00427).
3. *Kruse R.* Detailed study of Gaussian boson sampling / *Kruse R., Hamilton C. S., Sansoni L., Barkhofen S., Silberhorn C., Jex I.* // *Physical Review A*. 2019. V. 100, № 3. Art. 032326.
4. *Zhong H. S.* Phase-programmable gaussian boson sampling using stimulated squeezed light / *Zhong H. S., Deng Y. H., Qin J.* [et al.] // *Physical Review Letters*. 2021. V. 127, № 18. Art. 180502.
5. *Kocharovskiy V. V.* The Hafnian master theorem / *Kocharovskiy V. V., Kocharovskiy V. V., Tarasov S. V.* // *Linear Algebra*. 2022. V. 651. P. 144–161.

# НЕЛИНЕЙНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ АМПЛИТУД СПИНОВЫХ ВОЛН В ОСОБЫХ ТОЧКАХ

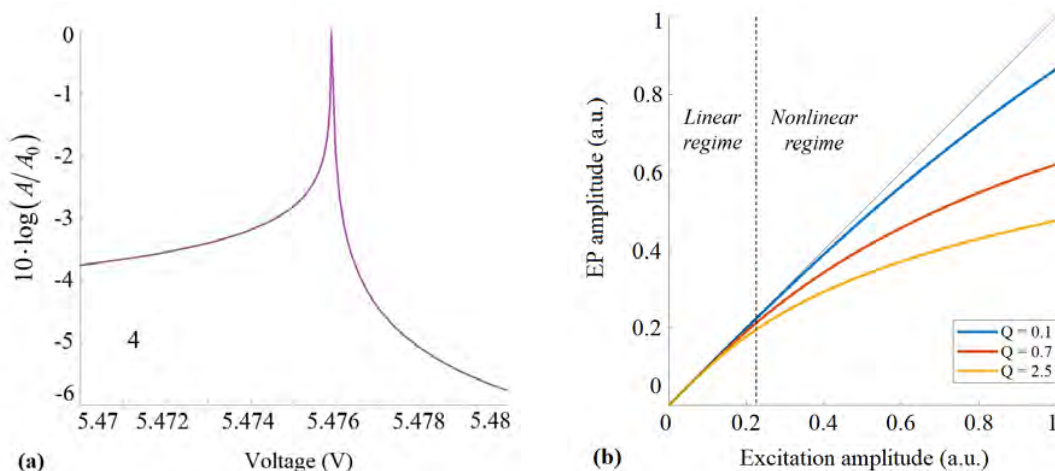
*О. С. Темная, С. А. Никитов*

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Микро- и нановолноводы и гетероструктуры являются базовыми структурами магноники. Такие структуры необходимы для задач обработки информации, поскольку диапазон частот спиновых волн лежит между единицами гигагерц и единицами терагерц. В то же время стандартная технология КМОП ограничена гигагерцевым частотным диапазоном. Одним из важнейших свойств магнонных структур является возможность передачи энергии коллективных мод между связанными волноводами. На этот процесс можно влиять, изменяя собственное затухание спиновых волн. В настоящее время интерес исследователей вызывают РТ-симметричные магнонные системы, в которых усиление затухания спиновых волн в одном волноводе балансируется ослаблением затухания в другом. В общем смысле РТ-симметричными называют физические системы, которые описываются псевдоэрмитовыми гамильтонианами и при этом могут иметь вещественный спектр собственных значений [1]. В дисперсионных характеристиках таких систем существуют так называемые особые точки, в которых наблюдается резкий рост амплитуды колебаний. В особых точках вещественные собственные значения системы становятся комплексными, при этом собственные значения и собственные векторы системы вырождаются. Таким образом, РТ-симметричные системы представляют собой экзотический класс консервативных систем, которые в то же время обладают свойствами диссипативных систем. Кроме того, уникальная природа РТ-симметричных систем позволяет наблюдать такие необычные эффекты, как одномодовая лазерная генерация и усиленная чувствительность.

Данная работа направлена на исследование РТ-симметричной системы связанных магнонных волноводов с равноценно сбалансированным усилением и затуханием спиновых волн. Управление усилением и затуханием спиновых волн в системе осуществляется с помощью спинового эффекта Холла, возникающего на границе раздела ферромагнетик – нормальный металл. Изменение затухания достигается за счет разнонаправленного пропускания постоянного тока через металл [2].

Благодаря узкой резонансной линии (рис. 1, *a*) на основе рассматриваемой системы можно создать высокочувствительные сенсоры. Однако существенную роль в этих системах должны играть нелинейные эффекты. Оценим влияние этих эффектов на рост амплитуды в исключительной точке. Как уже упоминалось ранее, амплитуды магнитных колебаний в магнонных волноводах резко возрастают в особой точке.



**Рис. 1.** Зависимость резонансной амплитуды от напряжения (*a*) и зависимость напряжения особой точки от амплитуды входного сигнала (*b*)

Система уравнений для комплексных амплитуд имеет вид

$$\begin{cases} \dot{c}_1 + i\Omega c_1 + \Gamma_0(1 + Q|c_1|^2)c_1 - \Gamma_1 c_1 = i\Omega_c c_2 + \Lambda_0 e^{-i\omega t}, \\ \dot{c}_2 + i\Omega c_2 + \Gamma_0(1 + Q|c_2|^2)c_2 + \Gamma_1 c_2 = i\Omega_c c_1, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\Gamma_0$  – линейная скорость релаксации однородной прецессии намагниченности,  $\Lambda_0$  – амплитуда внешнего сигнала;  $Q$  – безразмерный параметр нелинейной релаксации, отражающий ограничение продольной составляющей вектора намагниченности при достаточно больших значениях амплитуд внешнего сигнала. Обычно параметр  $Q$  определяется из экспериментальных данных [4, 5].

Отметим, что в систему (1) не входит нелинейный коэффициент, отражающий сдвиг частоты ферромагнитного резонанса, характеризующий эффект неизохронности – зависимость частоты колебаний от амплитуды. Его можно исключить, подобрав определенным образом величину магнитного поля и его направление. Рассмотрим влияние введенного коэффициента  $Q$  на изменение амплитуд колебаний в особой точке при изменении этого коэффициента. Соответствующая зависимость представлена на рис. 1, б. При увеличении амплитуды внешнего сигнала амплитуда колебаний ограничивается, также ее ограничивает параметр нелинейности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-29-03015 мк).

1. *Bender C. M., Boettcher S.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 5243.
2. *Wang Z., Sun Y., Wu M., Tiberkevich V., Slavin A.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 146602.
3. *Miri M.-A., Alù A.* // Science. 2019. V. 363. P. 6422.
4. *Slavin A., Tiberkevich V.* // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. P. 7.
5. *Lake S. R., Divinskiy B., Schmidt G., Demokritov S. O., Demidov V. E.* // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 034010.

## ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ АКТИВНЫХ СРЕД НА РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

*Е. А. Терещенков*<sup>1,2,3</sup>, *Е. С. Андрианов*<sup>1,2,3</sup>, *А. А. Зябловский*<sup>1,2,3,4</sup>, *А. П. Виноградов*<sup>1,2,3</sup>,  
*А. А. Пухов*<sup>2,3</sup>, *А. А. Лисянский*<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

<sup>5</sup>Department of Physics, Queens College of the City University of New York, USA

<sup>6</sup>The Graduate Center of the City University of New York, USA

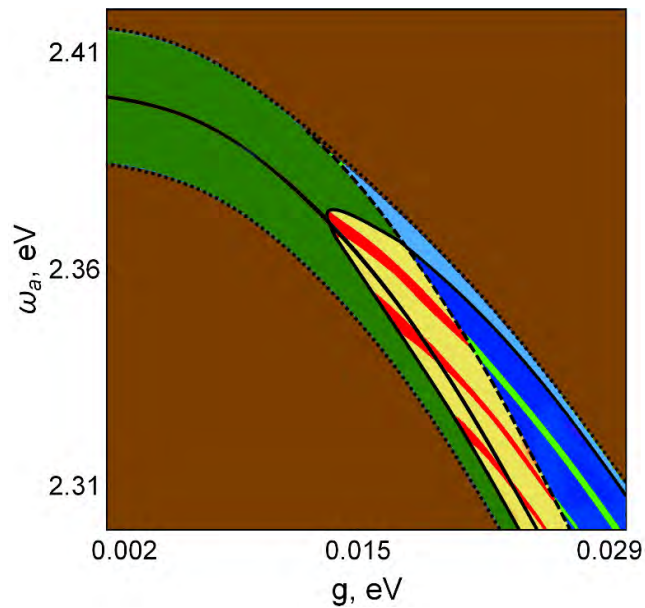
В работе рассмотрено влияние оптических фононов на усиливающие свойства лазеров, в активной среде которых реализуется сильное электрон-фононное взаимодействие. Были рассмотрены усиливающие среды на основе коллоидных квантовых точек (КТ). В обычных лазерах предполагается некогерентная накачка, а генерация определяется взаимодействием поляризации электронной подсистемы КТ с модой резонатора. Связь электрического поля резонатора с поляризацией активной среды рассматривается в дипольном приближении и характеризуется константой Раби [1, 2]. Как правило, наблюдаемое усиление в обычных лазерах намного превышает усиление за счет вынужденного комбинационного рассеяния. Поэтому даже в лазерах, использующих активные среды с сильным взаимодействием электронов и фононов, влиянием оптических фононов на работу лазера обычно пренебрегают.

Гамильтониан рассматриваемой системы представляет собой обычный гамильтониан Джайнса – Каммингса с двумя дополнительными членами, описывающими энергию межмолекулярных колебаний ядер, и гамильтониан Фрелиха взаимодействия электронной и колебательной подсистем [3]:

$$\hat{H} = \hbar\omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_g \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma} + \hbar\Omega_R (\hat{a}\hat{\sigma}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}) + \hbar\omega_b \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hbar g \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma} (\hat{b}^\dagger + \hat{b}).$$

В данном гамильтониане первый член – гамильтониан электромагнитного поля в резонаторе,  $\hat{a}^\dagger$  и  $\hat{a}$  – операторы рождения и уничтожения кванта электромагнитного поля. Эти операторы удовлетворяют коммутационному соотношению  $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = \hat{1}$ . Второй член описывает гамильтониан экситона КТ, моделируемого двухуровневой системой. Операторы  $\hat{\sigma} = |g\rangle\langle e|$  и  $\hat{\sigma}^\dagger = |e\rangle\langle g|$  являются операторами переходов из возбужденного состояния в основное и обратно, а  $\hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma}$  является оператором заселенности возбужденного электронного состояния в КТ. Эти операторы удовлетворяют коммутационному соотношению  $[\hat{\sigma}^\dagger, \hat{\sigma}] = \hat{D}$ , где оператор  $\hat{D}$  определяет инверсию населенностей возбужденного и основного состояний. Третье слагаемое – взаимодействие КТ с модой резонатора,  $\Omega_R = -\mathbf{d}_{eg} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) / \hbar$  – постоянная Раби взаимодействия,  $\mathbf{d}_{eg}$  – матричный элемент экситонного перехода,  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  – электрическое поле «на один фотон» моды резонатора в месте расположения КТ  $\mathbf{r}$ . Четвертый член в рассматриваемом гамильтониане описывает оптический фонон в гармоническом приближении. Операторы  $\hat{b}^\dagger$  и  $\hat{b}$  являются операторами рождения и уничтожения фонона; эти операторы удовлетворяют коммутационному соотношению  $[\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = \hat{1}$ . Последний член представляет собой взаимодействие электронной и колебательной подсистем. Оператор  $\hat{b}^\dagger + \hat{b}$  имеет смысл оператора амплитуды ядерного возбуждения.

С помощью компьютерного моделирования управляющего уравнения для матрицы плотности системы показано, что существует область параметров константы Фрелиха  $g$  и частоты резонатора  $\omega_a$ , внутри которой возможны только обычные режимы генерации, а именно тривиальный режим (коричневая область на рисунке) без когерентного оптического поля и режим генерации, при котором среднее когерентное оптическое поле не равно нулю (зеленая область на рисунке). В обоих режимах когерентные фононы не возбуждаются.



Режимы работы лазера в плоскости параметров  $(\omega_a, g)$  [4]

За пределами этой области появляются новые режимы работы (см. рисунок). Один из этих новых режимов характеризуется возбуждением когерентных совместных автоколебаний как оптического поля в резонаторе, так и оптических фононов в активной среде (красная область на рисунке).

Также обнаружено, что для КТ с низкой скоростью поперечной релаксации режим с когерентными фононами может трансформироваться в хаотический режим (желтая область на рисунке), аналогичный странному аттрактору со спектром, содержащим бесконечное число частот, несоизмеримых с частотой оптических фононов.

Наконец, показано, что в отличие от обычных лазеров существует область значений  $g$  и  $\omega_a$ , в которой одновременно устойчивы два различных режима (салатовая, синяя и голубая области на рисунке). Этими режимами может быть любая пара из следующих: тривиальный режим, обычный лазерный режим, режим генерации когерентных фононов и хаотический режим. Какой режим реализуется на практике, определяется начальными условиями.

1. Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University press, 1995.
2. Scully M., Zubairy M. Quantum Optics. Cambridge : Cambridge University press, 1997.
3. Shishkov V. Y., Andrianov E., Pukhov A., Vinogradov A., Lisyansky A. Enhancement of the Raman effect by infrared pumping // Physical Review Letters. 2019. V. 122, № 15. Art. 153905.
4. Tereshchenkov E., Andrianov E., Zyablovsky A., Pukhov A., Vinogradov A., Lisyansky A. Operational regimes of lasers based on gain media with a large Raman scattering cross-section // Scientific Reports. 2022. V. 12, № 1. P. 1–14.



## АКТИВНОСТЬ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ПОКОЯ ГОЛОВНОГО МОЗГА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ И НАРУШЕНИИ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПАМЯТИ

*К. А. Торопова<sup>1</sup>, О. И. Ивашкина<sup>1</sup>, А. А. Иванова<sup>2</sup>, К. В. Анохин<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>Институт перспективных исследований мозга МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup>Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН, Москва

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт нормальной физиологии им. П. К. Анохина, Москва

Активность сетей состояния покоя – это скоординированные взаимодействия областей мозга в моменты, когда субъект не выполняет никакую задачу. Ранее исследование сетей состояния покоя позволило раскрыть основные характеристики функционального коннектома человека. Так, было показано, что сети состояния покоя состоят из сильно взаимосвязанных хабов, которые обеспечивают эффективную глобальную коммуникацию во всем мозге. Кроме того, они образуют функционально разделенные модули – плотно связанные кластеры узлов, также называемые сетевыми сообществами. При этом функциональные коннектомы имеют архитектуру малого мира, характеризующуюся малой длиной путей и высоким коэффициентом кластеризации между узлами. И наконец, сети покоя также соответствуют характеристикам безмасштабных сетей, в которых средняя степень узлов невелика, однако высокий уровень глобальной связности обеспечивается узлами-хабами с очень высокими степенями. Однако несмотря на обширную характеристику сетей состояния покоя, остается много неясностей относительно их когнитивной функции. Одна из гипотез состоит в том, что активность сетей состояния покоя отражает скрытую активацию, воспроизведение и консолидацию индивидуально приобретенных нейронных сетей предыдущего опыта, который подготавливает и предопределяет восприятие, осознание и реакцию организма на внешние события. Однако классические неинвазивные методы фМРТ, ЭЭГ и МЭГ, используемые для исследования сетей состояния покоя у человека и животных, не могут пометить конкретные клеточные элементы нейронной сети и связать их активность с индивидуальным опытом для проверки таких гипотез. Чтобы преодолеть это ограничение, мы разработали подход к клеточной визуализации нейронных сетей состояния покоя в мозге мыши и сопоставления их активности с прошлым опытом животного. В качестве модели сильного переживания с потенциальным влиянием на последующую сетевую активность в состоянии покоя мы использовали короткий стрессор, используемый для моделирования посттравматического стрессового расстройства (ПТСР) у мышей. Для выполнения широкомасштабной нейровизуализации сетей состояния покоя клеток в мозге мыши мы использовали c-Fos иммуногистохимическое картирование активности нейронов.

Нами была проанализирована активность мозга в состоянии покоя у интактных мышей, не получавших никаких воздействий («наивные» мыши); у мышей, обученных условно-рефлекторному замиранию (группа «Обучение»); у животных, подвергнутых однократному травматическому опыту, индуцировавшему у них ПТСР (группа «ПТСР»); и у мышей, которым, чтобы предотвратить развитие ПТСР, при получении травматического опыта вводили блокатор синтеза белка циклогексимид (ЦГ) (группа «ПТСР+ЦГ»). Известно, что блокада синтеза белка нарушает консолидацию памяти, в том числе сильной аверсивной памяти. Ранее нами было показано, что блокада синтеза белка при получении травматического опыта препятствует развитию симптомов ПТСР. Таким образом, нами были взяты группы животных со сформированной нормальной памятью («Обучение»), травматической памятью («ПТСР») и травматической памятью, формирование которой было нарушено («ПТСР+ЦГ»).

Активность мозга животных анализировали методом клеточного c-Fos-нейроимиджинга через 7 дней после поведенческого воздействия и без какого-либо напоминания о нем – то есть животные в момент анализа активности мозга находились в состоянии покоя. Нами была проанализирована c-fos-активность 41 области мозга, а именно: ассоциативных, сенсорных (зрительных, слуховых, сомато-сенсорных) и моторных областей неокортекса; гиппокампа; парагиппокампальных областей коры; миндалины; базальных ядер; ассоциативных и сенсорных ядер таламуса; ядер гипоталамуса и среднего мозга. Было показано, что обучение оказывает существенное влияние на активность мозга мышей в состоянии покоя через 24 часа. У животных, имевших прошлый опыт ассоциативного обучения, количество c-Fos положительных клеток было значимо повышено по сравнению с контрольными мышами в прелимбической коре, ретроспленальной коре, височной ассоциативной коре, паравентрикулярном ядре таламуса, базолатеральном, латеральном и центральном ядрах миндалины. Разви-



тие ПТСР приводило к глобальным изменениям активности мозга: количество Fos-активных нейронов было значимо повышено в различных областях мозга при извлечении травматической памяти. Так, в состоянии покоя у животных с ПТСР наблюдалась повышенная активность в 11 областях мозга, для которых ранее было показано участие в сетях страха у человека и животных. Нами были получены результаты, показывающие, что введение циклогексимида перед индукцией ПТСР не только приводит к амнезии на уровне поведения и устраняет основные симптомы ПТСР, но и возвращает к норме активность почти всех этих областей в покое. Так, только в 3 структурах (теменной ассоциативной коре, гранулярной ретроспленальной коре и паравентрикулярном ядре таламуса) активность в покое была выше у группы «ПТСР+ЦГ» по сравнению с «наивными» мышами. Также только в этих трех областях активность в покое у группы «ПТСР+ЦГ» была такой же высокой, как и у группы «ПТСР», которой не вводили блокатор синтеза белка и у которой посттравматическое расстройство развилось в полной мере.

Далее, при помощи методов корреляционного анализа и подходов теории графов нами была исследована связанность структур мозга в сетях покоя у интактных и обученных мышей, а также были реконструированы функциональные сети покоя мозга этих животных и выявлены их основные кластеры. Анализ функциональной связанности структур мозга показал, что обучение привело к значительным изменениям в структуре функциональных связей сетей покоя, затронувшим большинство областей мозга. Сила связей между структурами была в целом меньшей у группы «Обучение», чем у группы «Наивные», а также уменьшилось общее количество связей – это говорит о том, что наличие прошлого опыта ассоциативного обучения делает сети состояния покоя более вариабельными. Если у интактных мышей наибольшее количество связей в сети покоя объединяло различные области коры, как сенсорные, так и ассоциативные, а также базальные ядра, то у животных группы «Обучение» основная масса связей приходилась на гиппокамп, парагиппокампальные области и миндалину, а также таламус и ассоциативные области коры и в значительно меньшей степени – на сенсорные области коры. Обучение привело к значительному повышению функциональной связанности миндалины: у «наивных» мышей на три ядра миндалины было только две функциональные связи, тогда как у обученных животных миндалина имела 25 связей с другими областями мозга, в основном различными зонами коры. Нами было найдено существенное изменение в структуре связей в покое после обучения также для гиппокампа: количество функциональных связей данной области было небольшим у интактных животных и значительно повысилось после обучения.

Кроме того, нами было проведено сопоставление активности мозга в покое и структуры сетей покоя у животных, ранее сформировавших нормальную ассоциативную память по сравнению с мышами, развившими посттравматическое стрессовое расстройство (ПТСР). Данный анализ показал, что ПТСР и обучение имеют некоторое сходство в своем влиянии на сети покоя: в обоих случаях наблюдалась активация миндалины, ассоциативных зон коры и таламуса в покое, однако в случае ПТСР эта активация была значимо больше. Также и индукция ПТСР, и обучение приводили к существенному изменению структуры сетей покоя по сравнению с «наивными» мышами и к повышению связанности миндалины и других областей мозга. Однако в остальном эти изменения были разнонаправленными: тогда как у животных группы «Обучение» основная масса связей приходилась на гиппокамп, парагиппокампальные и ассоциативные области коры, у группы «ПТСР» основная масса связей приходилась на различные области таламуса, стриатума и миндалины. Кроме того, только индукция ПТСР, но не обучение, приводили к повышенной активности в покое тех областей мозга, которые входят в системы стрессорного ответа – например, околосредоводопроводного серого вещества.

Анализ функциональной связанности показал, что сети состояния покоя группы «ПТСР+ЦГ» не были похожи ни на сети «наивных» мышей, вообще не получавших аверсивного опыта, ни на сети животных с ПТСР. У группы «ПТСР+ЦГ» средняя сила связей в сети покоя была значительно выше, а общее количество связей – напротив, значительно ниже, чем у «наивных» мышей или животных с ПТСР. Это говорит о том, что введение циклогексимида в сочетании с индукцией ПТСР делало функциональные связи в состоянии покоя более вариабельными, и сохранялись только наиболее устойчивые из них. Общей чертой сетей покоя животных с нарушенным ПТСР и «наивных» мышей была высокая связанность цингулярной и ретроспленальной коры с другими областями, а с сетями покоя мышей с развитым ПТСР их объединяло наличие высокой связанности миндалины и паравентрикулярного ядра таламуса. При этом плотный кластер функционально связанных сенсорных областей, присутствующий и у «наивных животных», и у мышей с ПТСР, у животных с нарушенным ПТСР полностью разрушался. Кроме того, зрительные и слуховые области коры утратили большинство своих связей с другими областями.

Таким образом, нами впервые были получены данные об изменении активности мозга в покое, а также состава или структуры сетей покоя под воздействием прошлого опыта ассоциативного обучения. Также мы выявили характерные черты, которые отличают активность мозга в покое и структуру сетей покоя у животных с нормальной аверсивной памятью и мышей с травматической памятью, приводящей к развитию ПТСР. Кроме того, мы показали, что введение циклогексимида перед индукцией ПТСР способно практически полностью предотвратить появление поведенческих симптомов данного расстройства у мышей, а также снизить аномально повышенную активность мозга травмированных животных в состоянии покоя. Тем не менее анализ функциональной связанности показал, что такое нарушение развития ПТСР не возвращает нормальную структуру сетей покоя у травмированных мышей – вместо этого сети покоя животных с нарушенным ПТСР приходят в новое состояние, имеющее как черты нормальных сетей покоя (наблюдаемых у интактных мышей), так и сетей покоя мышей с ПТСР, а также особенности, не наблюдающиеся ни у интактных, ни у травмированных животных. Таким образом, наши данные демонстрируют, что следы прошлого травматического опыта могут сохраняться в структуре сетей покоя даже тогда, когда поведенчески и на уровне активности областей мозга они не выявляются. Такой результат важен для разработки новых подходов к оценке эффективности терапии тревожных расстройств у человека и, возможно, объясняет патологическую устойчивость травматического опыта и его значительную резистентность к терапии.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-15-00283, Междисциплинарной научной-образовательной школой Московского университета «Мозг, когнитивные системы, искусственный интеллект», а также некоммерческого фонда развития науки и образования «Интеллект».

# СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНЕЙНОГО ПОЛЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

*А. С. Трезубов*<sup>1,2</sup>, *Е. Г. Диденкулова*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Высшая школа экономики, Нижний Новгород

Ветровые волны на воде возникают в результате воздействия воздушных масс на поверхность воды. Особый интерес представляет установившаяся в результате продолжительного воздействия постоянного ветра морская поверхность. К классу ветровых волн относятся аномально большие волны в океане, которые получили название «волны-убийцы» [1, 2]. Такие волны, как правило, возникают внезапно без видимых причин и имеют небольшое время жизни – от нескольких минут до десятков секунд. Принято считать волной-убийцей ту, чья высота не менее чем в два раза выше, чем значительная высота волнения. В первую очередь волны-убийцы возникают в результате случайного наложения волн с разными параметрами. Такие волны несут в себе серьезную опасность для судов, нефтегазовых платформ, прибрежной инфраструктуры и людей, отдыхающих на берегу, поэтому в настоящее время являются объектами исследований.

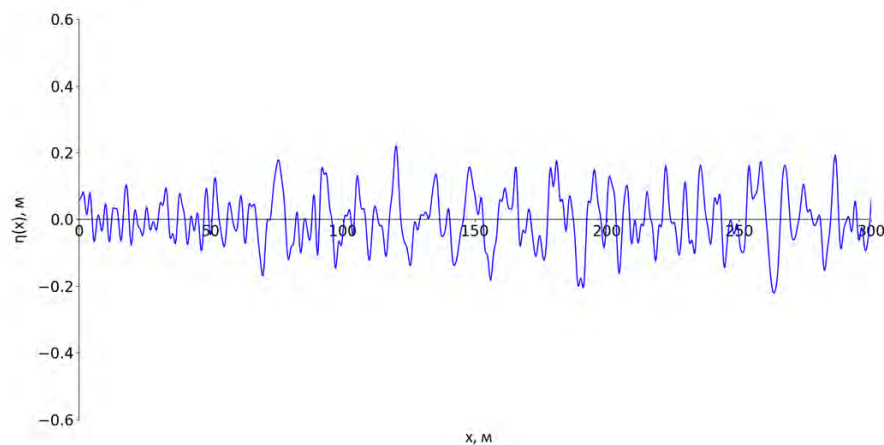
В рамках линейной теории морскую поверхность с установившимся ветровым волнением можно представить в качестве суммы независимых гармонических волн с соответствующими волновыми числами [1]:

$$\eta(x, t) = \sum_{i=1}^N a_i \cos(\omega_i t - k_i x + \varphi_i), \quad (1)$$

где  $a_i = \sqrt{2S(k)\Delta k}$  – спектральные амплитуды,  $\Delta k = \frac{2\pi}{L}$  есть интервал дискретизации спектра,  $L$  – размер акватории,  $\omega_i = \sqrt{gk_i}$  – дисперсионное отношение для волн на глубокой воде,  $N$  – общее число гармоник. Фазы  $\varphi_i$  распределены равномерно и задаются с помощью генератора случайных чисел в пределах от 0 до  $2\pi$ .  $S(k)$  – энергетический спектр волнения.

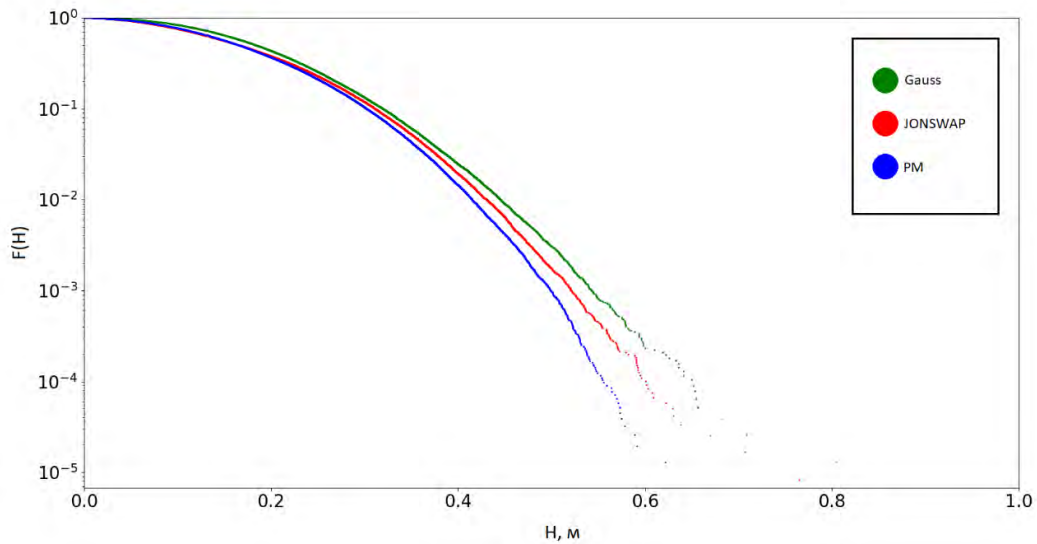
Работа посвящена стохастическому моделированию полей ветрового волнения на глубокой воде и изучению их статистических характеристик. При моделировании поля ветровых волн использованы различные спектры волнения: гауссов спектр (модельный), спектр JONSWAP и спектр Пирсона – Московича (реалистичные спектры).

Одна из реализаций волнового поля со спектром Пирсона – Московича изображена на рис. 1.



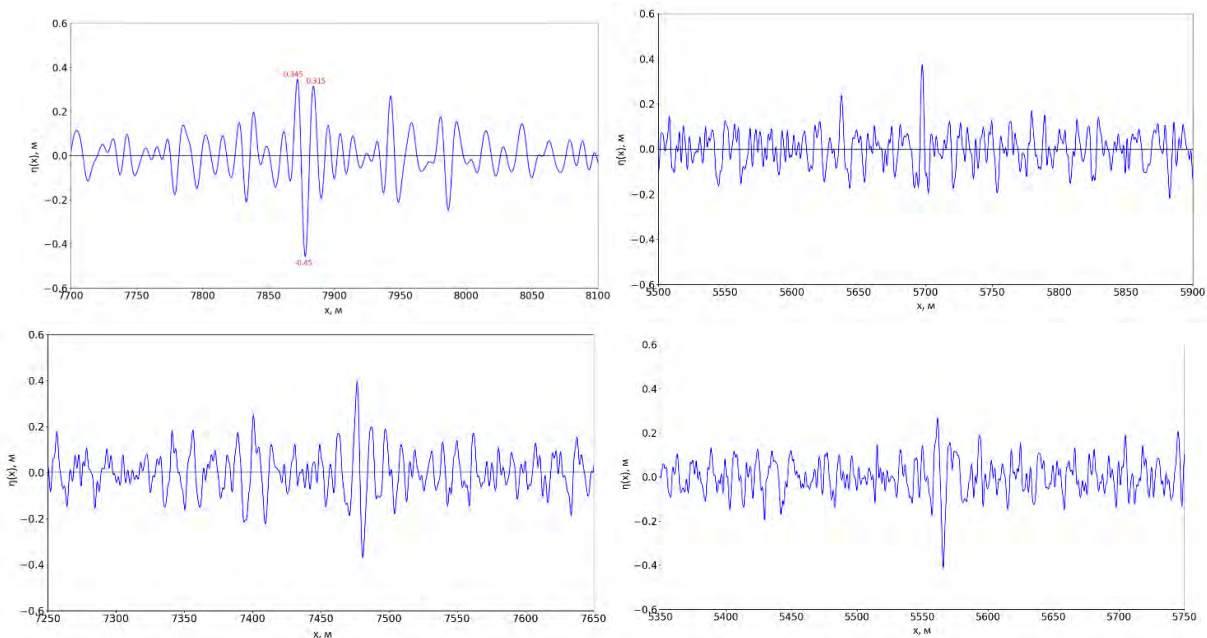
**Рис. 1.** Пример волнового поля

Были построены функции распределения амплитуд и высот волн. Показано, что из трех спектров хвосты функций распределений (как высот, так и амплитуд) лежат выше всех с гауссовым спектром и ниже всех со спектром полностью развитого ветрового волнения Пирсона – Московича (рис. 2). Выявлено, что волновые поля с модельным спектром являются наиболее экстремальными с точки зрения больших высот и амплитуд.



**Рис. 2.** Функции распределения высот волн для всех спектров

Волновые поля исследовались на предмет возникновения волн-убийц. В численных экспериментах наблюдались волны-убийцы разных форм: одиночная положительная волна, одиночная отрицательная волна, группа из трех экстремальных волн, знакопеременная волна (рис. 3).



**Рис. 3.** Профили волн-убийц разных форм, наблюдавшихся в численных экспериментах

Было показано, что в среднем приблизительно одна волна из 3 000 является волной-убийцей, однако поля с гауссовым спектром являются наиболее экстремальными с точки зрения волн-убийц.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-17-00153).

1. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование : монография / А. А. Куркин, Е. Н. Пелиновский ; изд. 2-е. М. ; Берлин : Директ-Медиа, 2015. 178 с.
2. *Kharif Ch., Pelinovsky E., Slunyaev A.* Rogue Waves in the Ocean. Springer, 2009. 216 p.

# РАСШИРЕННАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КИЛЬВАТЕРНОГО УСКОРЕНИЯ

*П. В. Туев<sup>1,2</sup>, Р. И. Спицын<sup>1,2</sup>, К. В. Лотов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет

Ускоренные пучки заряженных частиц нашли применение во многих областях, от научных исследований до промышленности. Поэтому развитие методов их получения и контроля является востребованной задачей. Одно из бурно развивающихся направлений – плазменное кильватерное ускорение [1]. В плазме возможно обеспечить темп ускорения частиц, на три порядка превышающий доступный при использовании классических металлических высокочастотных резонаторов. Плазма выступает в качестве среды для передачи энергии от источника (драйвера) к ускоряемому пучку заряженных частиц (витнессу). Драйвером, как правило, становится короткий электронный пучок или лазерный импульс, который возбуждает в плазме ленгмюровскую волну с продольным электрическим полем большой амплитуды. Расположив витнесс в правильной фазе такой волны, можно обеспечить его эффективное ускорение.

К настоящему времени развитие плазменного кильватерного ускорения уже перешло от стадии исследования явления к этапу проектирования установок для решения различных задач [2, 3]. Несмотря на накопленный опыт, основным инструментом исследования происходящих процессов, предсказания результатов взаимодействия и оптимизации конкретных установок является численное моделирование [4].

Моделирование плазмы из первых принципов (PIC) зачастую требует больших вычислительных мощностей, поэтому развитие приближенных моделей является актуальной задачей [4]. Одним из широко распространенных приближений является квазистатическое приближение (QSA) [5]. Оно базируется на значительном различии характерной длины эволюции драйвера и длины возбуждаемой плазменной волны.

При моделировании PIC-кодом шаг сетки определяется минимальным размером структуры, которую требуется разрешить, – длиной волны излучения для лазерного драйвера или плазменной длиной волны для пучков заряженных частиц (рисунок 1, метка 5). Однако масштаб эволюции драйвера может значительно превышать эти размеры, при этом состояние таких структур главным образом зависит от состояния драйвера и изменяется вместе с ним. В этом случае эти два масштаба можно разделить, перейдя от продольной координаты  $z$  и времени  $t$  к сопутствующим координатам  $(s, \xi)$ :

$$s = z, \quad \xi = z - ct, \quad (1)$$

и предположив, что состояние плазмы на некоторой координате  $s$  зависит лишь от состояния драйвера в этом месте, т. е. только от переменной  $\xi$ , что аналогично нулевому приближению во всех уравнениях по параметру

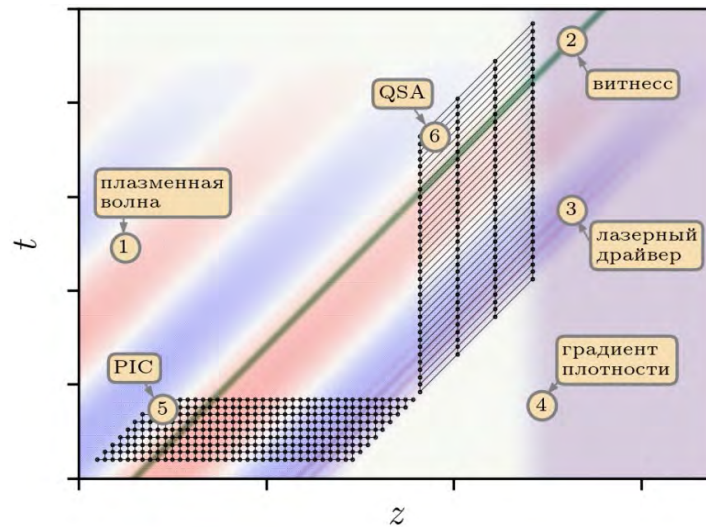
$$\delta = \frac{(\partial f / \partial s)}{(\partial f / \partial \xi)} \ll 1, \quad (2)$$

где  $f$  – некоторая интересующая нас функция.

В нулевом приближении связь между слоями плазмы осуществляется только через состояние драйвера и витнесса. Эти рассуждения лежат в основе классического квазистатического приближения. При таком подходе достигается ускорение вычислений на несколько порядков за счет более редкой сетки моделирования по пространственной координате (рисунок 1, метка 6).

Ценой такого ускорения служат ограничения применимости модели. Для многих конфигураций взаимодействия рассмотренное приближение оказывается справедливым с высокой степенью точности, однако часть интересных явлений лежит за границами применимости.

В рамках модели полностью опускаются производные по  $s$  в уравнениях Максвелла, что делает невозможным описание свободного излучения. Для исследования конфигурации с лазерным драйвером используют уравнения на его огибающую [5], которое также является приближением. Также отсутствие прямой связи между слоями плазмы ограничивает возможность описания сильно нелинейных волн при наличии резких градиентов плотности плазмы (рисунок 1, метка 4).



**Рис. 1.** Схематическое изображение объектов, моделируемых в контексте плазменного кильватерного ускорения: плазменная волна (1), витнесс (2), лазерный драйвер (3), градиент плотности плазмы (4); сетки моделирования, используемые в обычных PIC-кодах (5) и в квазистатических кодах (6) для моделирования эволюции системы

Мы представляем новую модель описания плазмы [6], базирующуюся на квазистатическом приближении, но лишенную вышеописанных недостатков. При этом сохраняется основное преимущество исходной модели – скорость вычислений. Можно выполнить тот же переход к сопутствующим координатам (1), но сохранить слагаемые первого порядка малости по  $\delta$ . При этом получится согласованная система уравнений, которые могут быть решены численно в рамках QSA-кода, что продемонстрировано на примере кода LCODE [7, 8]. Описание взаимодействия драйвера с плазмой с помощью разработанной модели хорошо согласуется с PIC-моделированием и аналитической теорией, в том числе в режимах, выходящих за рамки QSA.

Моделирования производились на вычислительном кластере «Академик В. М. Матросов» [9].

1. *Albert F.* 2020 roadmap on plasma accelerators / F. Albert, M. E. Couprie, A. Debus, M. C. Downer, J. Faure [et al.] // *New Journal of Physics*. 2021. V. 23. P. 031101.
2. *Schulte D.* Application of advanced accelerator concepts for colliders / D. Schulte // *Reviews of Accelerator Science and Technology*. 2016. V. 9. P. 209–233.
3. *Albert F.* Applications of laser wakefield accelerator-based light sources / F. Albert and A. G. R. Thomas // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016. V. 58. P. 103001.
4. *Vay J.-L.* Simulations for plasma and laser acceleration / J.-L. Vay and R. Lehe // *Reviews of Accelerator Science and Technology*. 2016. V. 9. P. 165–186.
5. *Mora P.* Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas / P. Mora and T. M. Antonsen // *Physics of Plasmas*. 1997. V. 4. P. 217–229.
6. *Tuev P. V.* Advanced quasistatic approximation / P. V. Tuev, R. I. Spitsyn and K. V. Lotov // *arXiv.org*. 2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2205.04390>.
7. *Lotov K. V.* Fine wakefield structure in the blowout regime of plasma wakefield accelerators / K. V. Lotov // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2003. V. 6. P. 061301.
8. LCODE. URL: <https://lcode.info/>.
9. Irkutsk Supercomputer Center of SB RAS. URL: <http://hpc.icc.ru>.

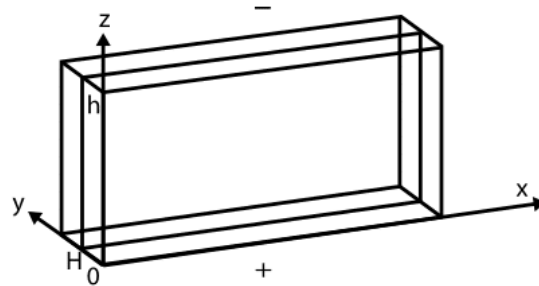
# КОЛЕБАНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СМЕЖНЫХ ЯЧЕЙКАХ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА СОРЕ

*И. В. Тюлькина<sup>1</sup>, Д. С. Голдобин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

<sup>2</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет

В данной работе строится фазовое описание колебательной термоконцентрационной конвекции с учетом эффекта Соре в смежных прямоугольных ячейках пористой среды, подогреваемых снизу (см. рисунок). Горизонтальные границы ячеек полагаются непроницаемыми (в том числе для примеси), тепловой поток через них – фиксированным. Вертикальные границы имеют малую теплопроводность.



Геометрия задачи

Ранее были исследованы течения в тонком горизонтальном слое пористой среды, вызванные локализованным источником тепла или примеси, также были изучены режимы поведения системы [1]. В работах [2, 3] было построено фазовое описание колебательной тепловой конвекции в ячейках Хеле-Шоу и описана динамика колебательной конвекции в системе.

Тепловая конвекция рассматривается с учетом эффекта Соре (эффект термодиффузии), в данном случае имеется поток концентрации примеси

$$\vec{j} = -D \left( \nabla C + \alpha_T \frac{C}{T} \nabla T \right), \quad (1)$$

где  $D, \alpha_T$  – коэффициент диффузии и константа термодиффузии.

Предполагается, что выравнивание температуры между жидкостью и твердым скелетом происходит достаточно быстро, и отдельных температур для них не вводится. При малых перепадах температуры и концентрации можно полагать, что плотность жидкости зависит от них линейно:

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta(T - T_0) + \beta_c(C - C_0)), \quad (2)$$

$\beta, \beta_c$  – коэффициенты теплового и концентрационного расширения;  $C$  – концентрация тяжелой компоненты,  $\rho_0 = \rho_0(T_0, C_0)$  – плотность.

Для описания поведения системы используется модель Дарси – Буссинеска [4]:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{\rho_0} \nabla P_1 - \frac{\nu m}{K} \mathbf{v}_1 + g(\beta T_1 - \beta_c C_1) \mathbf{e}_z, \\ \frac{\partial C_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla C_1 &= D \Delta C_1 - \frac{\alpha_T C_0 D}{T_0} \Delta T_1, \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{1}{b} \mathbf{v}_1 \cdot \nabla T_1 &= \chi \Delta T_1 + Q_1(\mathbf{r}, t), \\ \nabla \cdot \mathbf{v}_1 &= 0, \\ z = 0, h: \quad \frac{\partial T_1}{\partial z} &= A, v_{1z} = 0, j_{1z} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{v}$  – средняя скорость жидкости в порах,  $m$  – пористость среды,  $K$  – коэффициент проницаемости,  $h$  – высота ячейки,  $b$  – отношение теплоемкости пористой среды, насыщенной жидкостью, к части этой теплоемкости, приходящейся на жидкость в порах ( $b > 1$ ),  $\chi$  – температуропроводность,

$Q$  – распределенный источник тепла (для описания теплообмена с другой ячейкой). Система уравнений для второй ячейки выглядит аналогичным образом.

В случае двух смежных тонких ячеек поля скорости и температуры будут зависеть только от координат  $(x, z)$ , а теплообмен между ячейками может быть описан посредством источникового слагаемого  $Q = a(\theta_2 - \theta_1)$ .

Используя метод многих масштабов, можно построить систему длинноволновых уравнений для возмущений некоторого аналога «химического потенциала»  $\varphi_1$  и температуры  $\vartheta_1$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \frac{6b^2}{5S} \nabla_i \left( \nabla_j \left( \varphi_1 - \frac{(b-1)\vartheta_1}{b-S(b-1)} \right) \nabla_i P_1 \nabla_j P_1 \right) &= \frac{ba}{b-S(b-1)} (\vartheta_2 - \vartheta_1), \\ \frac{\partial \vartheta_1}{\partial t} - \frac{6}{5} \nabla_i \left( \nabla_j \vartheta_1 \nabla_i P_1 \nabla_j P_1 \right) &= a(\vartheta_2 - \vartheta_1) + S\Delta\varphi_1 + \Delta\vartheta_1, \end{aligned} \quad (4)$$

где используется правило Эйнштейна суммирования по повторяющимся индексам, значок «тильда» опущен; амплитуда поля давления  $P_1 = \frac{Ra}{12} ((1-N)\vartheta_1 + N\varphi_1)$ .

Амплитудные уравнения для этой системы

$$\frac{\partial A_1}{\partial t_2} = C_R \delta Ra A_1 + C_A a(A_2 - A_1) + C_T |A_1|^2 A_1, \quad (5)$$

где  $C_R$ ,  $C_A$ ,  $C_T$  – коэффициенты, зависящие от безразмерных параметров.

$$\begin{cases} \varphi \\ \vartheta \end{cases} = \begin{cases} (A_1 e^{i\omega_0 t} + c.c.) \cos kx \\ (-A_1 (S + i\omega/k^2) e^{i\omega_0 t} + c.c.) \cos kx \end{cases}. \quad (6)$$

Введем фазовое описание для динамики амплитуд конвективных течений. Из уравнения для  $A_1 = R_1 e^{i\xi_1}$  можно получить уравнения для динамики амплитуды  $R_1$  и фазы колебаний  $\psi_1 = \xi_1 + \omega_0 t$ :

$$\begin{aligned} \dot{\psi}_1 &= \Omega_0 + |K| (\sin(\psi_2 - \psi_1 + \beta) - \sin\beta), \\ \Omega_0 &= \omega_0 + \left\{ \text{Im } C_R + \text{Re } C_R \frac{\text{Im } C_T}{\text{Re } C_T} \right\} \delta Ra, \\ |K| e^{i\beta} &\equiv C_A a, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\Omega_0$  – частота колебательного течения при  $Ra = Ra_0 + \delta Ra$ ,  $\beta$  – фазовый сдвиг связи,  $K$  – сила связи,  $\omega_0$  – частота колебаний течений на границе неустойчивости.

Получаем систему связанных уравнений для фаз колебаний течений в двух ячейках:

$$\begin{aligned} \dot{\psi}_1 &= \Omega_0 + |K| (\sin(\psi_2 - \psi_1 + \beta) - \sin\beta), \\ \dot{\psi}_2 &= \Omega_0 + |K| (\sin(\psi_1 - \psi_2 + \beta) - \sin\beta). \end{aligned} \quad (8)$$

Это система типа Курамото – Сакагучи – одна из классических моделей для изучения коллективных колебаний в нелинейной динамике.

Работы выполнены в рамках бюджетной темы № 121112200078-7.

1. Goldobin D. S. Soret-driven convection of binary mixture in a horizontal porous layer in the presence of a heat or concentration source / Goldobin D. S., Lyubimov D. V. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2007. V. 104(5). P. 830.
2. Kawamura Y. Collective phase description of oscillatory convection / Y. Kawamura, H. Nakao // Chaos. 2013. V. 23. Art. 043129.
3. Kawamura Y. Phase description of oscillatory convection with a spatially translational mode / Y. Kawamura, H. Nakao // Physica D. 2015. V. 295/296. P. 11–29.
4. Nield D. Convection in Porous Media / D. Nield, A. Bejan. New-York : Springer-Verlag, 1998.



# САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ В ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ С ТОПОЛОГИЕЙ «МАЛОГО МИРА»

*И. В. Ушаков, М. А. Мищенко*

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Концепция сложных сетей описывает множество существующих в природе систем, обладающих нетривиальными топологическими свойствами. Так, отношения между государствами, людьми в группе (социальная сеть (социология)), отношения между фирмами, компьютерные сети, Веб, отношения между генами в ДНК – все это примеры сложных сетей. Интерес представляют различные феномены, возникающие в подобных сетях. Одним из этих интересных феноменов является феномен самоорганизованной критичности.

Концепция самоорганизованной критичности (далее СОК) описывает множество феноменов – от снежных лавин и землетрясений до лесных пожаров. Зависимость размера событий данных явлений от количества событий подчиняется степенному закону [1]. Если представить системы, которые позволяют наблюдать вышеописанные феномены, в качестве математических моделей, то можно заметить, что СОК проявляет себя при определенном (критическом) значении определенного параметра, называемого управляющим. Более того, критическое значение управляющего параметра может зависеть от некоторых других параметров системы.

Структуры систем, в которых наблюдается СОК, можно представить в виде графов, в которых узлы представляют собой ее элементы, а ребра – их взаимодействия. Ввиду этого становится интересным исследование явления самоорганизованной критичности в системах с различными архитектурами связей.

В качестве модели такой системы взята феноменологическая нейронная сеть Integrate-and-Fire с кратковременной пластичностью и топологией «малого мира» (модель Уоттса – Строгаца) [2]. Структура определяется параметрами, отражающими количество соседей и вероятность случайного соединения.

Переменная  $h$  отображает мембранный потенциал и описывается следующим уравнением:

$$\dot{h} = \delta_{i_c(t)} I + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_{ij}(t_{sp}) J_{ij}(t_{sp}) \delta(t - t_{sp}^j - \tau_d). \quad (1)$$

Когда мембранный потенциал превышает определенный порог, происходит спайк. Тогда потенциал возвращается к исходному значению.

Динамика синаптических соединений описывается следующим образом:

$$\dot{J}_{ij} = \frac{1}{\tau_j} \left( \frac{\alpha}{u_0} - J_{ij} \right) - u_{ij} J_{ij} \delta(t - t_{sp}^j), \quad (2)$$

$$\dot{u}_{ij} = \frac{1}{\tau_u} (u_0 - u_{ij}) + (1 - u_{ij}) u_0 \delta(t - t_{sp}^j), \quad (3)$$

где  $J$  – синаптический ресурс и  $u$  – фактор утилизации. Параметр  $\alpha$  регулирует максимальную силу соединений. Этот параметр критический.

Исследовано явление самоорганизованной критичности в нейронной сети с кратковременной пластичностью. Выявлено, что на данное явление влияет параметр силы связи. Изучено значение критического параметра при разных значениях параметра, отвечающего за количество соседей в топологии Уоттса – Строгаца.

1. *Levina A., Herrmann J. M., Geisel T.* Phase transitions towards criticality in a neural system with adaptive interactions // *Physical Review Letters*. 2009. V. 102, № 11. Art. 118110.
2. *Watts D. J., Strogatz S. H.* Collective dynamics of 'small-world' networks // *Nature*. 1998. V. 393, № 6684. P. 440–442.

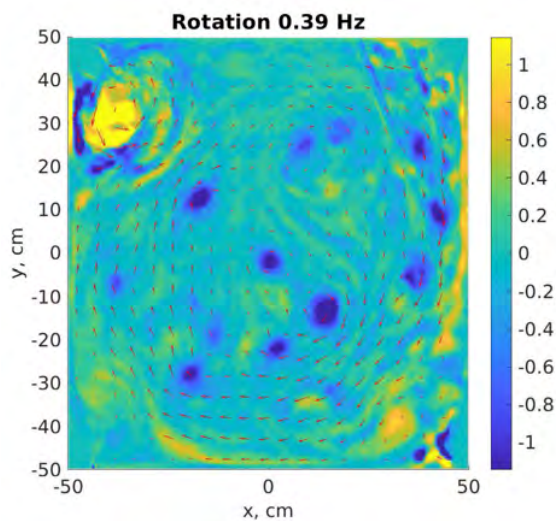
# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОСТРОФИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ

*С. В. Филатов*

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Трехмерное движение жидкости и двумерное принципиально отличаются – при трехмерном движении преобладает прямой каскад энергии, при котором энергия передается в малые масштабы и большую роль играют процессы распада. В двумерной системе возможен обратный каскад – процесс укрупнения вихрей, в результате которого могут возникать крупномасштабные вихри, чей размер сопоставим с размером системы. Одним из способов двумеризовать движение жидкости – поместить её во вращающуюся систему отсчета. Сила Кориолиса, возникающая при вращении, препятствует возникновению градиентов скорости, направленных вдоль оси вращения. Таким образом движение жидкости становится близко к двумерному. Одна из форм вихревого движения, которые могут возникать в такой системе, это столбовые вихри – вихри, вытянутые вдоль оси вращения.

Экспериментальные исследования производились в герметичном кубическом аквариуме размером  $1 \text{ м}^3$ , установленном на вращающуюся платформу и заполненном дистиллированной водой. Скорость вращения аквариума до 1 оборота в секунду. Турбулентное движение внутри аквариума возбуждалось с помощью циркуляционного насоса, забирающего воду в одном углу и выбрасывающего со скоростью около 100 см в секунду в другой угол куба. В результате такой накачки во вращающемся аквариуме создавались вертикальные столбовые вихри, перемещающиеся по аквариуму. Пример горизонтального среза вихревой структуры показан на рисунке.



Поле вертикальной завихренности во вращающемся аквариуме при включенной турбулентной накачке. Красными стрелками показано поле горизонтальной скорости

В работе наглядно показано отличие трехмерного вихревого движения в неподвижном аквариуме от двумерного во вращающемся, рассмотрено, как меняется столбчатость (мера однородности вихрей вдоль оси вращения) в зависимости от частоты вращения аквариума, а также проанализировано изменение формы и характера движения столбовых вихрей при разных частотах вращения.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2022-1099.

# ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТУХАНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ, ПОКРЫТОЙ НЕСПЛОЧЕННЫМ ЛЬДОМ

Г. Е. Хазанов<sup>1</sup>, С. А. Ермаков<sup>1,2</sup>, В. А. Доброхотов<sup>1</sup>, Д. В. Вострякова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород

Как известно, лед на начальном этапе своего формирования может представлять собой достаточно разнообразные формы, например, такие как, снежное сало, снежура, блинчатый лед и другие [1]. Такой фрагментированный лед воздействует на поверхностные волны аналогично очень вязкой жидкости, приводя к затуханию волн, однако взаимосвязь между характеристиками льдин и затуханием волн к настоящему моменту недостаточно исследована [2–4]. Области затухания волн на радиолокационных изображениях могут ошибочно интерпретироваться как поверхностные загрязнения.

В данной работе представлены результаты лабораторного эксперимента по исследованию затухания регулярных волн и нерегулярных ветровых волн в присутствии имитаторов льдин разного размера. Получены зависимости коэффициента затухания поверхностных волн от частоты для различных размеров льдин и различных площадей, занятых льдинами. Также экспериментально исследовано влияние толщины льда на характер затухания поверхностных волн.

Эксперименты проводились в кольцевом ветро-волновом бассейне ИПФ РАН. В качестве имитатора льдин использовались кусочки моющей поролоновой губки. Увлажненная губка возвышалась над поверхностью воды примерно на одну десятую долю ее толщины, подобно льдинам. Проводились серии экспериментов с разным размером «льдин» и разной площадью покрытия. Регулярные волны определенных частот (от 2,5 Гц до 5 Гц) генерировались волнопродуктором, ветровые волны – вентилятором. Перед областью, покрытой льдинами, и после устанавливались два волнографа, осуществлявшие измерения амплитуды и частот падающей и прошедшей через «ледяной покров» волн. По спектрам волнений, полученным с помощью волнографов, определялись значения декремента затухания как

$$\gamma_{exp} = -\frac{1}{L} \ln \frac{A_2}{A_1}, \quad (1)$$

где  $L$  – длина области, покрытой «льдом»,  $A_1$  и  $A_2$  – амплитуды волны до и после прохождения области «льда».

Для теоретической оценки полученных результатов была найдена сила, действующая со стороны потока жидкости на тело [5]. Рассматривалась двумерная задача в плоскости  $XZ$ , где ось  $X$  отложена вдоль направления распространения волны, а ось  $Z$  – вертикально вглубь бассейна. Надвигающийся на тело вдоль оси  $X$  поток жидкости имеет медленно меняющийся профиль скорости. Медленность изменения означает, что  $\frac{\Phi}{\nabla\Phi} \gg l$ , где  $U = \nabla\Phi$  – скорость потока,  $\Phi$  – потенциал скорости потока в отсутствие тела. Таким образом, рассматривается случай  $kl \ll 1$ . Эффекты, связанные с наличием свободной поверхности, были опущены. Силу динамического давления жидкости на тело (или силу сопротивления) с использованием уравнения Бернулли можно представить в виде

$$\mathbf{F} = -\rho \iint_{S_B} \left[ \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla\varphi * \nabla\varphi \right] \mathbf{n} dS, \quad (2)$$

где  $\varphi$  – суммарный потенциал скорости,  $\rho$  – плотность тела.

Для оценок учитывалась только одна компонента тензора присоединенной массы вдоль оси  $x$  из-за движения тела вдоль той же оси, а именно  $m_{xx}$ . Тогда, найдя выражение для потенциала и интегрируя уравнение (2), можно получить выражение для горизонтальной компоненты силы сопротивления. Коэффициент затухания волн можно оценить как отношение диссипации энергии из-за силы сопротивления к полной энергии волны:

$$\gamma = -\frac{F_x U}{2E}. \quad (3)$$

Также было проведено численное моделирование, результаты которого подтверждают экспериментально полученные зависимости. Один из наиболее интересных полученных результатов – наличие локального максимума коэффициента затухания для случая ветровых волн, когда размер льдины составлял примерно половину длины волны. Была дана физическая интерпретация результатов, основанная на анализе движения льдины под действием орбитального волнового движения с учетом присоединенной массы льдины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 20-05-00561) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект госзадания 0030-2021-0006).

1. *Massom R., Stammerjohn S.* Antarctic sea ice variability: Physical and ecological implications // *Polar Sci.* 2010. V. 4. P. 149–458.
2. *Grotmaack R.* Small rigid floating bodies under the influence of water waves // *Res. Lett. Inf. Math. Sci.* 2003. V. 5. P. 143–157.
3. *Bai W., Zhang T., McGovern D.* Response of small sea ice floes in regular waves: A comparison of numerical and experimental results // *Ocean Engng.* 2017. V. 129. P. 495–506; doi: 10.1016/j.oceaneng.2016.10.045.
4. *Ermakov S. A., Lazareva T. N.* Experimental study of wave damping due to ice floes in application to radar remote sensing of the marginal ice zone // *Proc. SPIE.* 2020. V. 11529. Art. 1152909.
5. *Newman J. N.* Marine hydrodynamics. Cambridge : The MIT Press, 2017. 426 p.

# ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯ В ГЕЛИИ В УСЛОВИЯХ МНОГОФОТОННОГО РЕЗОНАНСА

*И. Р. Хайрулин, В. А. Антонов, М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Появление источников когерентного излучения вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов, основанных на генерации гармоник высокого порядка (ГВП) лазерного поля в газовых средах в режиме туннельной ионизации, на рубеже XX–XXI веков привело к зарождению аттосекундной физики – области науки, посвящённой исследованию и управлению динамикой физических и химических процессов в атомах, молекулах, наноструктурах и твёрдых телах на аттосекундных временных масштабах [1, 2].

Туннельный режим ионизации, соответствующий высокой интенсивности и малой частоте лазерного излучения, привлекателен для ГВП тем, что позволяет генерировать гармоники с энергиями фотонов более 1 кэВ [3], при этом упорядоченность фаз генерируемых гармоник в области плато и «cut-off» (в области плато присутствует аттосирп) упрощает их использование для формирования аттосекундных импульсов [4]. В то же время эффективность генерации гармоник в режиме туннельной ионизации оказывается невысокой, что объясняется, во-первых, расплыванием оторванной части электронного волнового пакета при движении в свободном пространстве, а во-вторых, рассогласованием фазовых скоростей генерируемого излучения высоких гармоник и лазерного поля, которое обусловлено, прежде всего, ионизацией газа. Более того, для генерации гармоник в туннельном режиме, как правило, необходимо использовать дополнительные усилители лазерного излучения, что на порядок снижает частоту повторения импульсов, являющуюся важным параметром для достижения высокого отношения сигнал/шум в экспериментах с использованием высоких гармоник. В связи с этим в последние годы большой интерес вызывает генерация гармоник лазерного поля в многофотонном и промежуточных режимах [5, 6], которые реализуются при меньших интенсивностях лазерного излучения. При этом как расплывание свободной части электронного волнового пакета, так и степень ионизации среды значительно уменьшаются, что существенно увеличивает эффективность генерации гармоник. Более того, благодаря наличию промежуточных многофотонных резонансов появляется дополнительная возможность увеличения эффективности генерации гармоник.

В настоящей работе на примере атома гелия исследуется возможность высокоэффективной генерации гармоник лазерного поля с энергией фотонов, меньше или порядка потенциала ионизации атома (для атома гелия соответствующие длины волн излучения гармоник составляют 40–60 нм), в условиях, когда лазерное поле фундаментальной частоты находится в многофотонном резонансе невысокой кратности с одним из возбуждённых связанных состояний атома. Исследовано влияние ионизации из возбуждённых состояний под действием лазерного поля на эффективность генерации гармоник.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-12-00389.

1. *Krausz F.* Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. P. 163.
2. *Young L.* Roadmap of ultrafast X-ray atomic and molecular physics / L. Young, K. Ueda, M. Gühr, P. H. Bucksbaum, M. Simon [et al.] // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2018. V. 51. Art. 032003.
3. *Popmintchev T.* Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers / T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown [et al.] // *Science*. 2012. V. 336. P. 1287.
4. *Lewenstein M.* Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields / M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L’Huillier, P. B. Corkum // *Phys. Rev. A*. 1994. V. 49. P. 2117.
5. *Yost D. C.* Vacuum-ultraviolet frequency combs from below-threshold harmonics / D. C. Yost, T. R. Schibli, J. Ye, J. L. Tate, J. Hostetter, M. B. Gaarde, K. J. Schafer // *Nature Phys.* 2009. V. 5. P. 815.
6. *Chini M.* Coherent phase-matched VUV generation by field-controlled bound states / M. Chini, X. Wang, Y. Cheng, H. Wang, Y. Wu, E. Cunningham, P.-C. Li, J. Heslar, D. A. Telnov, S.-I. Chu, Z. Chang // *Nature Photon.* 2014. V. 8. P. 437.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕТЫРЁХ ВОЛН РАСПРОСТРАНЕНИЯ COVID-19 В РЕГИОНАХ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ НА ОСНОВЕ МОНО- И МУЛЬТИЦЕНТРОВОЙ АГЕНТНО-ОРИЕНТИРОВАННОЙ МОДЕЛИ

*А. В. Хиллов<sup>1</sup>, В. В. Перекатова<sup>1</sup>, Д. А. Куракина<sup>1</sup>, Е. А. Сергеева<sup>1</sup>, И. И. Фикс<sup>1</sup>,  
Н. В. Савёркин<sup>1,2</sup>, М. Ю. Кириллин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

Пандемия COVID-19 стала одной из наиболее масштабных проблем человечества за последние годы. Для принятия своевременных и эффективных мер появилась потребность в моделях, позволяющих прогнозировать влияние различных ограничительных факторов на распространение заболевания.

Традиционно моделирование эпидемиологического процесса происходит в рамках классической SIR-модели [1], при использовании которой выделяются группы восприимчивых (S), инфицированных (I) и вылеченных (R), а взаимодействие между ними описывается в рамках дифференциальных уравнений. В более сложных современных моделях добавляются, в частности, бессимптомные носители заболевания (E), госпитализированные (H), умершие (D), находящиеся в критическом состоянии (C) и другие [2]. Существенным недостатком SIR-модели и её модификаций является невозможность учёта случайных факторов развития эпидемии и индивидуальных характеристик конкретных людей. В связи с этим для моделирования распространения эпидемии рациональным является применение агентных (агентно-ориентированных) моделей, в которых популяция рассматривается как набор агентов с выбранным количеством постоянных и переменных характеристик, определяющих стратегию поведения и взаимодействие с остальными агентами в рассматриваемой популяции. Задаются также характеристики заболевания (инкубационный период, вероятность заражения и т. д.), ограничительные и предупредительные меры (самоизоляция, социальное дистанцирование, отслеживание контактов и т. д.). Агентные модели хорошо зарекомендовали себя при расчётах распространения инфекции в популяциях различной величины [3, 4]. Эффективность агентных моделей может быть увеличена путём введения новых данных, например демографических или транспортных, и переходом к так называемой мультицентральной агентной модели, в рамках которой популяция рассматривается как набор из нескольких отдельных пулов агентов с различными поведенческими характеристиками [5].

В настоящей работе представлены результаты моделирования четырёх волн распространения COVID-19 в нескольких регионах Российской Федерации в рамках разработанной одноцентральной агентной модели в период с 26 февраля 2020 года по 31 декабря 2021 года. Предложенная модель включает в себя тестирование агентов, отслеживание контактов и процесс вакцинации. Тестирование агентов позволило сопоставить количество выявленных и реальных случаев заболевания COVID-19, а учёт процесса вакцинации наглядно демонстрирует позитивное влияние вакцинации населения на процесс распространения инфекции.

Представлено также дальнейшее развитие модели с осуществлением перехода к мультицентральной модели для Нижегородской области, в рамках которой регион рассматривается как набор городов с собственными пулами агентов и маятниковой миграцией агентов между ними. Исследовано влияние процента маятниковых мигрантов на динамику распространения инфекции в региональном центре и городах-спутниках.

Исследование выполнено при финансовой поддержке CNPq, NSFC и РФФИ в рамках научного проекта № 20-51-80004.

1. *Kermack W. O.* A contribution to the mathematical theory of epidemics / W. O. Kermack, A. G. McKendrick // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing papers of a mathematical and physical character. 1927. V. 115. P. 700–721.
2. *López L.* A modified SEIR model to predict the COVID-19 outbreak in Spain and Italy: simulating control scenarios and multi-scale epidemics / López L., Rodo X. // Results in Physics. 2021. V. 21. P. 103746.
3. *Ying F.* Modelling COVID-19 transmission in supermarkets using an agent-based model / Ying F., O'Clery N. // Plos one. 2021. V. 16. Art. e0249821.
4. *Hoertel N.* A stochastic agent-based model of the SARS-CoV-2 epidemic in France / Hoertel N., Blachier M., Blanco C., Olfson M., Massetti M., Rico M. S., Limosin F., Leleu H. // Nature Medicine. 2020. V. 26. P. 1417–1421.
5. *Hernández-Hernández A. M.* Managing school interaction networks during the COVID-19 pandemic: Agent-based modeling for evaluating possible scenarios when students go back to classrooms / Hernández-Hernández A. M., Huerta-Quintanilla R. // Plos one. 2021. V. 16. Art. e0256363.

# МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ АНТИБАКТЕРИАЛЬНОГО И АНТИВИРУСНОГО ДЕЙСТВИЯ КАТИОННЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ: МОЛЕКУЛЯРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*Е. Г. Холина<sup>1</sup>, В. А. Федоров<sup>1</sup>, С. С. Хрущев<sup>1</sup>, И. Б. Коваленко<sup>1,2</sup>,  
М. Г. Страховская<sup>1,2</sup>, А. Б. Рубин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

<sup>2</sup>Федеральный научно-клинический центр специализированных видов медицинской помощи и медицинских технологий ФМБА России, Москва

Целью данной работы является изучение межмолекулярных взаимодействий при связывании катионных фотосенсибилизаторов (ФС) с компонентами оболочек бактерий и вирусов и переносе их через мембранные структуры микроорганизмов методами молекулярного моделирования. Рассматриваются крупнозернистые (КЗ) модели ФС октакис(холинил)фталоцианина цинка и метиленового синего, симметричный бислой состава POPE:POPG в качестве модели внутренней мембраны грамотрицательных бактерий и асимметричный бислой, состоящий из липополисахаридов (ЛПС) шероховатого типа во внешнем монослое и липидов DPPE во внутреннем монослое (ЛПС//DPPE), в качестве модели наружной мембраны клеточной стенки грамотрицательных бактерий, а также макромолекулярный ансамбль оболочки коронавируса.

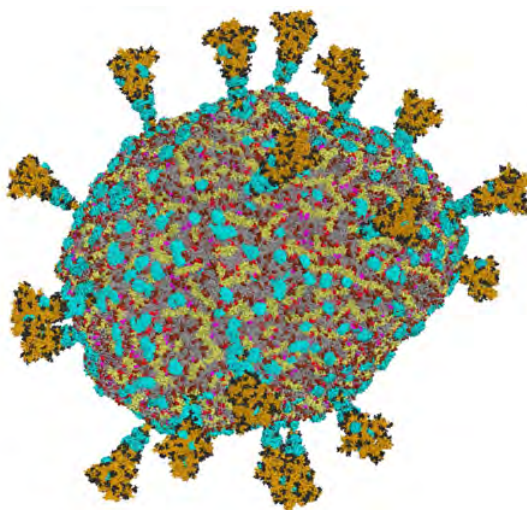
С помощью КЗ-моделирования для молекулы октакис(холинил)фталоцианина цинка показано сродство катионных ФС к бактериальным мембранам [1]. С помощью метода зонтичной выборки продемонстрировано существование энергетического барьера при проникновении ФС через симметричный бислой состава POPE:POPG, имитирующий внутреннюю плазматическую мембрану. Для бактериальной мембраны ЛПС//DPPE, имитирующей внешнюю бактериальную мембрану, показано, что процесс перемещения молекулы ФС внутрь мембраны является энергетически выгодным, поскольку на профиле свободной энергии наблюдалось существование глобального минимума на расстоянии 0,5 нм от центра мембраны. В результате проникновения ФС бактериальная мембрана сильно деформировалась и в ней образовывалась водная пора. На основе последующего молекулярно-динамического расчета с добавлением дополнительных молекул ФС, начальное состояние для которого соответствовало минимуму на профиле свободной энергии, продемонстрирована тенденция к проникновению молекул ФС через сформированную водную пору, что подтверждает гипотезу о самоиндуцированном проникновении ФС внутрь бактериальной ЛПС-мембраны и объясняет природу антибактериальной активности данной группы ФС.

Для объяснения антивирусной активности катионных ФС и идентификации сайтов связывания ФС с компонентами вирусной оболочки было построено распределение электростатического потенциала и проведены расчеты броуновской динамики как для моделей отдельных S-белков коронавируса [2, 3], так и для целого вириона SARS-CoV-2 [4]. Было показано, что электрический заряд неоднородно распределен по поверхности «голов» спайковых белков с наличием выраженных отрицательно заряженных областей, а на поверхности «ног» существуют более выраженные протяженные отрицательно заряженные области. С помощью метода броуновской динамики были получены диффузионно-столкновительные электростатически выгодные комплексы ФС с S-белками коронавируса. Для молекул ФС было показано наличие общего сайта связывания со всеми исследованными спайковыми белками SARS-CoV, MERS-CoV, SARS-CoV-2, расположенного в области соединения «ноги» и «головы» на расстоянии около 10 нм от вирусной мембраны. Поскольку диффузионное расстояние синглетного кислорода, который генерируется ФС, составляет 10–55 нм, он может вызвать окислительное повреждение и самих спайковых белков, и липидного бислоя вирионов, и тем самым инактивацию вируса.

Следующим этапом нашего исследования было изучение взаимодействия ФС с целой моделью оболочки SARS-CoV-2. Для этой цели была использована КЗ-модель [5], созданная группами под руководством S. J. Marrink и D. Korkin. Рассчитанная нами электростатическая карта оболочки вириона SARS-CoV-2 демонстрирует крайне неоднородное поле электростатического потенциала с большими чередующимися областями положительного и отрицательного потенциала. Отрицательные участки электростатического потенциала генерируются в основном молекулами POPI (-1), POPS (-1), CDL2 (-2) и некоторыми отрицательно заряженными аминокислотами S-белка. Отрицательно заряженные молекулы липидов склонны образовывать домены в вирусной мембране, что приводит к су-

ществованию обширных отрицательно заряженных областей на поверхности оболочки вируса SARS-CoV-2.

Чтобы выяснить, с какими компонентами вирусной мембраны SARS-CoV-2 происходит преимущественное связывание молекулы ФС, было проведено 40 тысяч независимых расчетов броуновской динамики молекулы ФС относительно неподвижной оболочки вируса, в результате каждого из которых сохранялись координаты электростатически выгодного диффузионно-столкновительного комплекса. В результате анализа ансамбля полученных структур было выявлено, что в 43 % независимых расчетов броуновской динамики молекула ФС связывается с мембранными белками вирусной оболочки SARS-CoV-2, причем в большинстве случаев связывание происходит с S-белками (80 %). В остальных 57 % диффузионно-столкновительных структур молекула ФС связывалась с отрицательно заряженными липидами (44 % – POPI, 41 % – CDL2 и 12 % – POPS).



Электростатические диффузионно-столкновительные комплексы ФС с оболочкой SARS-CoV-2

Применение методов компьютерного моделирования, а именно КЗ молекулярной динамики и броуновской динамики, позволило описать конкретные пути переноса катионных ФС через бактериальную клеточную стенку и выявить области связывания ФС на оболочке коронавирусов. Моделирование детальных молекулярных взаимодействий, лежащих в основе бактерицидных и вирулицидных свойств ФС, способствует их рациональному применению в медицинских целях и служит основой для успешного дизайна новых эффективных антимикробных агентов.

1. *Orekhov P. S.* Molecular mechanism of uptake of cationic photoantimicrobial phthalocyanine across bacterial membranes revealed by molecular dynamics simulations / P. S. Orekhov, E. G. Kholina, M. E. Bozdaganyan, A. M. Nesterenko, I. B. Kovalenko, M. G. Strakhovskaya // *J. Phys. Chem. B.* 2018. V. 122, № 14. P. 3711–3722.
2. *Sharshov K.* The photosensitizer octakis (Cholinyl) zinc phthalocyanine with ability to bind to a model spike protein leads to a loss of SARS-CoV-2 infectivity in vitro when exposed to far-red LED / K. Sharshov, M. Solomatina, O. Kurskaya, I. Kovalenko, E. Kholina, V. Fedorov, G. Meerovich, A. Rubin, M. Strakhovskaya // *Viruses.* 2021. V. 13, № 4. P. 643.
3. *Fedorov V.* What binds cationic photosensitizers better: brownian dynamics reveals key interaction sites on spike proteins of SARS-CoV, MERS-CoV, and SARS-CoV-2 / V. Fedorov, E. Kholina, S. Khruschev, I. Kovalenko, A. Rubin, M. Strakhovskaya // *Viruses.* 2021. V. 13, № 8. P. 1615.
4. *Fedorov V.* Electrostatic map of the SARS-CoV-2 virion specifies binding sites of the antiviral cationic photosensitizer / V. Fedorov, E. Kholina, S. Khruschev, I. Kovalenko, A. Rubin, M. Strakhovskaya // *Int. J. Mol. Sci.* 2022. V. 23, № 13. P. 7304.
5. *Pezeshkian W.* Molecular architecture and dynamics of SARS-CoV-2 envelope by integrative modeling / W. Pezeshkian, F. Grünewald, O. Narykov, S. Lu, T. A. Wassenaar, S. J. Marrink, D. Korkin // *BioRxiv.* 2022. Art. 2021.09.



## НОВЫЙ СЦЕНАРИЙ ПАРАДОКСА БРАЕСА В ЭНЕРГОСЕТЯХ

*В. А. Храменков, А. С. Дмитричев, В. И. Некоркин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Энергосеть представляет собой сложную многоуровневую систему, состоящую из множества взаимодействующих элементов, которая обеспечивает выработку электроэнергии и ее передачу потребителям. Добавление новых элементов (генераторов или потребителей) в ее состав требует нахождения оптимальной структуры и характеристик линий передачи, соединяющих их с сетью, чтобы обеспечить устойчивую (синхронную) работу новой (расширенной) энергосети. Обычно добавление новых линий передачи между элементами сети улучшает работу самой сети, делает ее более устойчивой. Однако иногда возникают непредвиденные ситуации, когда добавление линий передачи нарушает нормальную работу энергосети. Такие случаи известны как парадокс Браеса [1]. В простейшем случае парадокс Браеса связан с исчезновением синхронного режима, соответствующего нормальной работе сети. Другой сценарий парадокса Браеса основан на линейной (локальной) стабильности синхронного режима. Однако эти сценарии не позволяют учесть умеренные и большие возмущения, присутствующие в реальных энергосетях и, следовательно, значимые с практической точки зрения.

Рассмотрена модель типичного для энергосетей трехэлементного мотива в виде одного потребителя, связанного с двумя другими элементами мотива – генераторами и остальной сетью. Состояние элементов мотива описывается уравнениями Курамото второго порядка [2]. Изучено поведение мотива при добавлении между генераторами линии электропередачи. Установлены условия, при которых добавление новой линии передачи повышает устойчивость мотива или, наоборот, вызывает парадокс Браеса, то есть снижает его устойчивость [3]. С использованием теории бифуркаций и нелокального анализа устойчивости показано, что в мотиве реализуются два сценария парадокса Браеса, один из которых ранее не описывался. Первый сценарий связан с исчезновением в мотиве синхронного режима как такового. Новый же сценарий связан со снижением нелокальной устойчивости синхронного режима. В этом случае добавление новой линии передачи приводит к появлению асинхронных режимов и, следовательно, к изменению бассейна притяжения синхронного режима. Это означает, что синхронный режим начинает устанавливаться лишь для части начальных условий. Таким образом, гарантируется лишь локальная и в некоторой степени нелокальная устойчивость синхронного режима, при этом возмущения могут перевести энергосеть в асинхронный режим. Получены условия, необходимые для стабильной работы остальной энергосети, связывающие характеристики входного элемента этой сети с характеристиками выходного элемента мотива.

Предложен ряд величин, позволяющих наиболее полно охарактеризовать устойчивость синхронного режима к различного рода возмущениям. Они позволяют подобрать пропускную способность новой линии передачи так, чтобы полностью избежать возникновения парадокса Браеса или существенно снизить вероятность его возникновения.

Работа поддержана научно-образовательным математическим центром «Математика технологий будущего» (соглашение № 075-02-2022-883).

1. *Witthaut D.* Braess's paradox in oscillator networks, desynchronization and power outage / D. Witthaut, M. Timme // *New Journal of Physics.* 2012. V. 14. P. 083036.
2. *Filatrella G.* Analysis of a power grid using a Kuramoto-like model / G. Filatrella, A. H. Nielsen, N. F. Pedersen // *The European Physical Journal B.* 2008. V. 61, № 4. P. 485–491.
3. *Khramenkov V. A.* New scenario of Braess's paradox in power grids / V. A. Khramenkov, A. S. Dmitrichev, V. I. Nekorkin // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science.* 2022. [submitted].

# СЕЛЕКЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНСАМБЛЕ СВЯЗАННЫХ ЖИГ-МИКРОВОЛНОВОДОВ

*А. Б. Хутиева, А. В. Садовников*

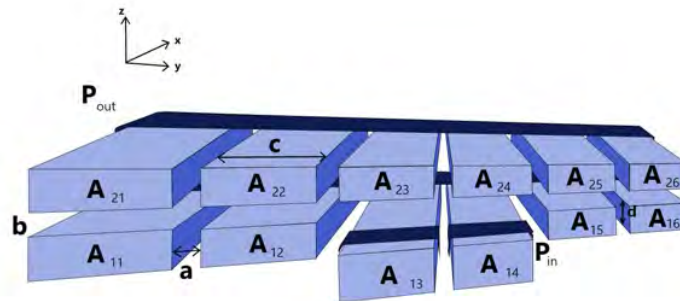
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Магноны, являющиеся квантами спин-волновых возбуждений, могут являться носителями информационного сигнала в случае, когда реализуется режим распространения спиновых волн (СВ) в ферро- или ферритмагнитных пленках и структурах. К основным достоинствам СВ можно отнести возможность их распространения в широком частотном диапазоне – от нескольких гигагерц до сотен гигагерц [1, 2] – при изменении длины волн от десятков нанометров до единиц миллиметров. При этом комбинация магнанных элементов на базе магнитных пленок позволяет создавать магнанные сети (МС), состоящие из связанных волноводов СВ и используемые в качестве устройств обработки информационных сигналов.

Для описания спинового транспорта используется система дифференциальных уравнений первого порядка, записанных в виде

$$\frac{dA_{ij}}{dz} = i\beta A_{ij} + iC_v (A_{i+1,j} + A_{i-1,j}) + iC_g (A_{i,j+1} + A_{i,j-1}), \quad (1)$$

где  $A_{ij}$  – амплитуда  $n$ -го микроволновода,  $i, j$  – номера волноводов по горизонтали и вертикали соответственно,  $\beta$  – волновое число в изолированном волноводе,  $C_v$  и  $C_g$  – вертикальный и горизонтальный коэффициенты дипольной связи спиновых волн. Численное значение коэффициентов  $C_v$  и  $C_g$  находилось методом конечных элементов в результате решения системы уравнений Максвелла с тензором магнитной проницаемости, полученным из линеаризации уравнения Ландау – Лифшица.



Схематическое изображение системы микроволноводов

Микроволноводы выполнены в виде удлиненных полосок на основе пленок железо-иттриевого граната равной высоты и толщины, образующих решетку горизонтальных и вертикальных слоев, расположенных с зазорами в горизонтальной и вертикальной плоскостях так, что полоски в вертикальной плоскости расположены друг над другом (см. рисунок). Количество микроволноводов по горизонтали составляет 6 в каждом из двух вертикальных слоев. Входные микрополосковые антенны ( $P_{in}$ ) расположены в нижней части решетки латерально на двух центральных полосках микроволноводов. Выходные антенны ( $P_{out}$ ) расположены аналогично, но на задней части каждого из волноводов. Входные и выходные антенны составляют в ширину 30 мкм;  $a$  – зазор между полосками в горизонтальной плоскости;  $b$  – зазор между полосками в вертикальной плоскости;  $c$  – ширина волновода;  $d$  – толщина волновода;  $H_0$  – направление внешнего магнитного поля.

В настоящей работе рассмотрены процессы распространения и передачи мощности спиновых волн в двухслойном массиве микроволноводов. Каждый слой массива представляет собой параллельно расположенные микроволноводы из железо-иттриевого граната. Рассматриваемая конфигурация структуры позволяет менять связь между спиновыми волнами в отдельно взятом микроволноводе путем изменения величины дипольной связи в латеральном (связь через боковую стенку микроволновода) и вертикальном (связь через поверхность) направлениях. На основе численного микромагнитного моделирования проведено исследование режимов распространения спиновых волн и процес-

сов передачи мощности в рассматриваемых массивах микроволноводов в конфигурации, соответствующей возбуждению в двух центральных каналах одного из слоев поверхностных и обратных объемных магнитостатических спиновых волн. Показано, что предложенная структура выполняет функции пространственно-частотной селекции сигнала, эффективность которой зависит от взаимной ориентации поля подмагничивания и направления распространения волны.

Были рассмотрены линейные режимы распространения сигнала в массиве ЖИГ-волноводов. Проведено исследование особенностей процессов формирования пучков спиновых волн в линейном случае для систем связанных магнитных волноводов. Выявлены особенности распространения спиновых волн в трехмерном массиве пленок ЖИГ. Показано явление формирования перестраиваемого пучка спиновых волн в трехмерной магнотонной структуре, которое дало глубокое понимание физики горизонтального и вертикального переноса спиновых волн в массиве микро- и наноразмерных структур. Следует отметить, что рассматриваемый класс ансамблей магнотонных структур может быть использован для расширения функциональных возможностей устройств обработки информации, основанных на магнотонных принципах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-79-10191.

1. *Хутиева А. Б.* Управление направлением распространения спиновых волн в ансамбле латерально и вертикально связанных ферритовых микрополосок / А. Б. Хутиева, В. Р. Акимова, Е. Н. Бегинин, А. В. Садовников // *Физика твердого тела.* 2022. Т. 64. С. 9.
2. *Safin A. R.* Excitation of terahertz magnons in antiferromagnetic nanostructures: theory and experiment / Safin A. R., Nikitov S. A., Kirilyuk A. I., Kalyabin D. V., Sadovnikov A. V., Stremoukhov P. A., Logunov M. V., Popov P. A. // *J. Exp. Theor. Phys.* 2020. V. 131. P. 71–82.

# СИНХРОНИЗАЦИЯ В СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Ю. А. Цыбина<sup>1</sup>, И. А. Кастальский<sup>1,2</sup>, С. Ю. Гордлеева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

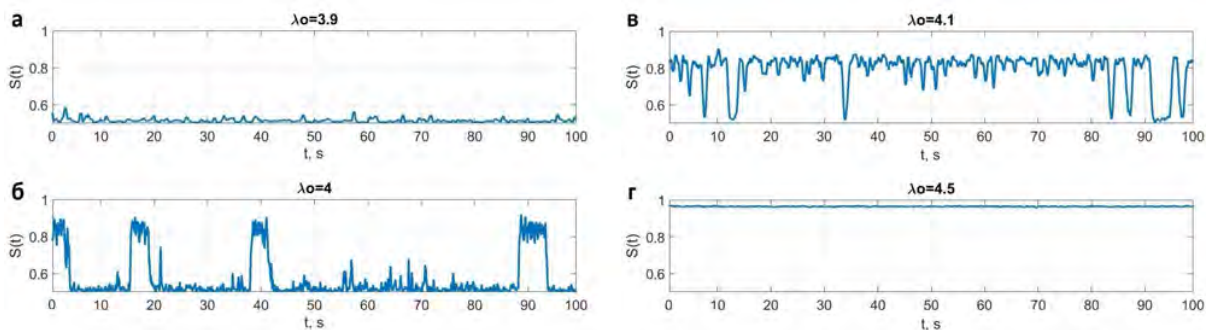
Синхронизация в нейронных сетях – это процесс подстраивания ритмов взаимодействующих нейронных генераторов. С одной стороны, синхронизация сигнализации нейронных ансамблей – это механизм, обуславливающий мозговые ритмы, которые играют важную роль в мозговых процессах (память, моторика, сон, внимание и т. д.) [1–5]. Однако для нормального функционирования мозга важен определенный баланс между синхронизацией и десинхронизацией. С другой стороны, чрезмерная синхронизация больших популяций нейронов наблюдается при патологиях и характерна для таких заболеваний, как эпилепсия [6–8], болезнь Паркинсона [9], шизофрения и другие [10]. Таким образом, понимание принципов возникновения патологической синхронизации, а также поиск способов ее подавления являются важной областью исследований в неврологии.

Важным фактом является то, что нейронные сети мозга синхронизируются при ограниченном ресурсе возбудимости. Способность нейронных ансамблей генерировать когерентную активность определяется возбудимостью отдельных нейронов [11]. Существует гипотеза, что повышенная возбудимость нейронов лежит в основе развития патологических состояний головного мозга. Таким образом, учет потребления ресурсов имеет важное значение для разработки соответствующих моделей нейронных сетей [12].

В данной работе предлагается модель спайковой нейронной сети с иерархической структурой синаптических связей с ограниченным ресурсом возбудимости. Согласно полученным результатам, сетевая модель демонстрирует экстремальное поведение, наблюдаемое во время эпилептических припадков [13–16], что обусловлено взаимодействием взрывной синхронизации с повышенным ресурсом возбудимости. Из-за взрывной синхронизации происходит резкий переход активности нейронной сети в когерентность, а исчерпание ресурса завершает синхронное состояние.

Разработанная модель нейронной сети состоит из 1000 нейронов Ижикевича [17]. Входной сигнал для каждого нейрона сети представляет собой сумму постоянного тока 2,5 мкА и случайного шума Пуассона (средний межимпульсный интервал 100 мс, амплитуда импульса 7 мкА, длительность импульса 3 мс). Архитектура синаптических связей сети генерировалась с использованием алгоритма Барабаша – Альберта [18] (иерархический граф без масштабирования).

В живых сетевых системах возбудимость не является постоянной и одинаковой для всех клеток. Кроме того, возбудимость снижается в течение длительных периодов согласованности из-за ограничений системных ресурсов. В предлагаемой модели учитывается изменяющийся во времени характер возбудимости отдельных нейронов с помощью включения в модель индивидуальных ресурсных ванн для каждого нейрона.



**Рис. 1.** Динамика нейронной сети с ограниченным ресурсом возбудимости. Графики показывают временные зависимости глобального параметра мгновенного порядка  $S(t)$  для различных глубин ресурсной ванны  $\lambda_0$ : а –  $\lambda_0 = 3,9$ , б –  $\lambda_0 = 4$ , в –  $\lambda_0 = 4,1$ , з –  $\lambda_0 = 4,5$

На рис. 1 показана динамика предложенной модели нейронной сети с ограниченным ресурсом возбудимости. При малой глубине ресурсных ванн ( $\lambda_0$ ) в системе наблюдается дрейф вблизи неподвижной точки – единственного устойчивого аттрактора (рис. 1, а). По мере увеличения параметра  $\lambda_0$

система входит в область бистабильности и демонстрирует редкие экстремальные события синхронизации (рис. 1, б). Когда система обладает достаточными ресурсами возбудимости, она резко покидает область стабильной фиксированной точки и переходит в нестабильную фиксированную точку. Однако ресурса возбудимости недостаточно, чтобы оставаться вблизи нестабильной фиксированной точки. При дальнейшем увеличении параметра  $\lambda_0$  до значения 4,1 (рис. 1, в) сеть демонстрирует переключение между когерентным и некогерентным состояниями. У системы достаточно ресурсов, чтобы поддерживать систему в состоянии синхронизации, но сеть иногда выходит из глобальной синхронизации, когда возникает нехватка ресурсов. При большом объеме ресурса возбудимости (рис. 1, г) модель сходится к единственно возможному состоянию глобальной синхронизации.

Данная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-10129).

1. *Maksimenko V. A.* Neural interactions in a spatially-distributed cortical network during perceptual decision-making / V. A. Maksimenko, N. S. Frolov, A. E. Hramov, A. E. Runnova, V. V. Grubov, J. Kurths, A. N. Pisarchik // *Frontiers in Behavioral Neuroscience*. 2019. V. 13. P. 220.
2. *Frolov N.* Revealing a multiplex brain network through the analysis of recurrences / N. Frolov, V. Maksimenko, A. Hramov // *Chaos : an Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2020. V. 30(12). P. 121108.
3. *Gordleeva S. Y.* Modelling working memory in spiking neuron network accompanied by astrocytes / S. Y. Gordleeva, Y. A. Tsybina, M. I. Krivonosov, A. A. Zaikin, M. V. Ivanchenko, V. B. Kazantsev, A. N. Gorban // *Front. Cell. Neurosci.* 2021. V. 15. Art. 86.
4. *Tsybina Y.* Astrocytes mediate analogous memory in a multi-layer neuron-astrocyte network / Y. Tsybina, I. Kastalskiy, M. Krivonosov, A. Zaikin, V. Kazantsev, A. N. Gorban, S. Gordleeva // *Neural Computing and Applications*. 2022. V. 34(11). P. 9147–9160.
5. *Makovkin S.* Controlling synchronization of gamma oscillations by astrocytic modulation in a model hippocampal neural network / S. Makovkin, E. Kozinov, M. Ivanchenko, S. Gordleeva // *Sci. Rep.* 2022. V. 12. P. 6970.
6. *Lehnertz K.* Synchronization phenomena in human epileptic brain networks / K. Lehnertz, S. Bialonski, M. T. Horstmann, D. Krug, A. Rothkegel, M. Staniek, T. Wagner // *Journal of Neuroscience Methods*. 2009. V. 183(1). P. 42–48.
7. *Lüttjohann A.* Dynamics of networks during absence seizure's on-and offset in rodents and man / A. Lüttjohann and G. van Luijtelaar // *Frontiers in Physiology*. 2015. V. 6. P. 16.
8. *Frolov N.* Feed-forward artificial neural network provides data-driven inference of functional connectivity / N. Frolov, V. Maksimenko, A. Lüttjohann, A. Koronovskii, A. Hramov // *Chaos : an Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2019. V. 29(9). P. 091101.
9. *Stam C. J.* Modern network science of neurological disorders / C. J. Stam // *Nature Reviews Neuroscience*. 2014. V. 15(10). P. 683–695.
10. *Gordleeva S.* Brain aging and garbage cleaning / S. Gordleeva, O. Kanakov, M. Ivanchenko, A. Zaikin, C. Franceschi // *Semin. Immunopathol.* 2020. V. 42. P. 647–665.
11. *Catterall W. A.* The molecular basis of neuronal excitability / W. A. Catterall // *Science*. 1984. V. 223(4637). P. 653–661.
12. *Frolov N.* Extreme synchronization events in a Kuramoto model: the interplay between resource constraints and explosive transitions / N. Frolov, A. Hramov // *Chaos : an Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2021. V. 31(6). P. 063103.
13. *Lehnertz K.* Epilepsy: extreme events in the human brain / K. Lehnertz // *Extreme events in nature and society*. Berlin ; Heidelberg : Springer, 2006. P. 123–143.
14. *Pisarchik A. N.* Extreme events in epileptic EEG of rodents after ischemic stroke / A. N. Pisarchik, V. V. Grubov, V. A. Maksimenko, A. Lüttjohann, N. S. Frolov, C. Marqués-Pascual, A. E. Hramov // *The European Physical Journal Special Topics*. 2018. V. 227(7). P. 921–932.
15. *Frolov N. S.* Statistical properties and predictability of extreme epileptic events / N. S. Frolov, V. V. Grubov, V. A. Maksimenko, A. Lüttjohann, V. V. Makarov, A. N. Pavlov, A. E. Hramov // *Scientific Reports*. 2019. V. 9(1). P. 1–8.
16. *Karpov O. E.* Noise amplification precedes extreme epileptic events on human EEG / O. E. Karpov, V. V. Grubov, V. A. Maksimenko, N. Utashev, V. E. Semerikov, D. A. Andrikov, A. E. Hramov // *Physical Review E*. 2021. V. 103(2). P. 022310.
17. *Izhikevich E.* Simple model of spiking neurons / Izhikevich E. // *IEEE Trans. Neural Netw.* 2003. V. 14. P. 1569–1572.
18. *Barabási A. L.* Emergence of scaling in random networks / A. L. Barabási, R. Albert // *Science*. 1999. V. 286(5439). P. 509.

# УПРАВЛЯЕМАЯ НЕЙРОМОРФНАЯ ДИНАМИКА СИСТЕМ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

*Л. А. Цырульникова<sup>1</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

В настоящее время существует множество вариантов реализации искусственных нейроморфных систем (ИНС) на различных физических принципах, например полупроводниковые, оптические, магнитные [1]. Эти системы обладают такими преимуществами, как быстродействие, низкое энергопотребление, компактность. Но также к аппаратной реализации ИНС предъявляют требования по высокой стабильности. Фазовые системы являются привлекательными для построения ИНС, так как они обеспечивают требуемую стабильность и широкий диапазон синхронизации.

Ранее [2] было предложено использовать СФС как базовую ячейку ИНС со спинтронным осциллятором в качестве подстраиваемого генератора для задачи распознавания изображений. При этом сами осцилляторы не демонстрируют нейроморфного поведения, т. е. спайковой активности, а работают в режиме автоколебаний, а сама СФС используется для стабилизации фазы осциллятора. При этом весовые коэффициенты при нейрообработке задаются коэффициентами усиления в цепи управления СФС [3]. Впервые возможность генерации спайковой и берстовой активности с помощью СФС была описана в [4, 5]. Выбрав в цепи управления СФС фильтр второго порядка и подобрав определенным образом параметры цепи обратной связи, была показана возможность реализации нейроморфной динамики.

Для технического упрощения реализации ИНС в данной работе предлагается использовать бесфильтровую СФС с фазовой модуляцией опорного генератора. При этом для генерации спайковой активности необходима устойчивая работа СФС в режиме вблизи порога асинхронных колебаний. При моделировании были получены осциллограммы напряжения на выходе цепи управления бесфильтровой единичной СФС, которые демонстрируют односпайковую (рис. 1, а) и берстовую (рис. 1, б) активность системы.



**Рис. 1.** Осциллограммы напряжения на выходе цепи управления единичной бесфильтровой СФС при односпайковой (а) и берстовой (б) динамике

Изменяя параметры входного воздействия, а именно глубину и частоту фазовой модуляции входного сигнала, а также коэффициент усиления по кольцу СФС, можно регулировать режим работы СФС от отсутствия нейроморфного поведения до односпайковой и берстовой генерации.

Полученные результаты могут быть использованы при аппаратном проектировании нейроморфных сетей, имеющих достоинства СФС: высокую стабильность частоты и устойчивость к шумовым воздействиям.

1. *Marković D.* Physics for neuromorphic computing / Marković D., Mizrahi A., Querlioz D. [et al.] // Nat. Rev. Phys. 2020. V. 2. P. 499–510.
2. *Nikonov D. E.* Coupled-oscillator associative memory array operation for pattern recognition / Nikonov D. E., Csaba G., Porod W., Shibata T., Voils D., Hammerstrom D., Young I. A., Bourianoff G. I. // IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits. 2015. V. 1. P. 85–93. DOI: 10.1109/JXCDC.2015.2504049.
3. *Hoppensteadt F. C.* Pattern recognition via synchronization in phase-locked loop neural networks / F. C. Hoppensteadt, E. M. Izhikevich // IEEE Trans. Neural Netw. 2000. V. 11, № 3. P. 734–738. DOI: 10.1109/72.846744.
4. *Мищенко М. А.* Нейроподобная динамика в системе фазовой синхронизации / Мищенко М. А., Шалфеев В. Д., Матросов В. В. // Изв. вузов. ПНД. 2012. Т. 20, № 4. С. 122–129.
5. *Шалфеев В. Д.* Нелинейная динамика систем фазовой синхронизации : монография / В. Д. Шалфеев, В. В. Матросов. Нижний Новгород : Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2013. 366 с.



# МОДЕЛЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ ЦИЛИНДРЕ МЕТОДОМ МИКРОВОЛНОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

*Н. В. Чекмарев<sup>1</sup>, С. В. Синцов<sup>1,2</sup>, Д. А. Мансфельд<sup>1</sup>, А. В. Водопьянов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Важной задачей прикладной плазмохимии является измерение плотности и свойств химически активной низкотемпературной плазмы. Особый интерес представляют летучие соединения фтора и хлора, широко используемые для плазменного синтеза особо чистых веществ и их соединений [1, 2].

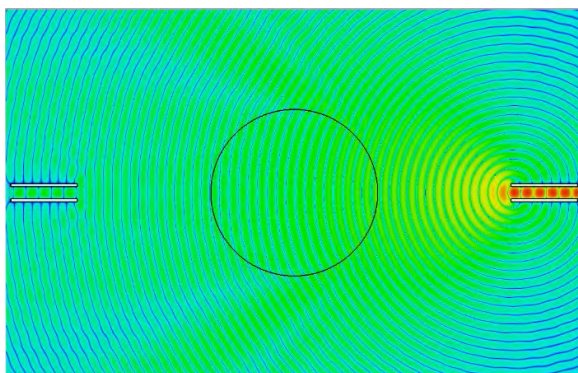
Однако применение большинства стандартных диагностических методов определения параметров плазмы ограничено из-за свойств химически активных веществ. Диагностика плазмы методом микроволнового зондирования в настоящее время наиболее перспективна при работе с химически агрессивными веществами [3]. Метод измерения концентрации химически активной плазмы, предложенный в ИПФ РАН, основан на прямой регистрации фазового сдвига зондирующего излучения [4]. Прямая регистрация фазового сдвига позволяет уменьшить эффекты, связанные с рассеянием или поглощением СВЧ-сигнала при его прохождении через плазму, что значительно повышает точность таких измерений. В данной работе исследовался вопрос о точности измерения средней концентрации плазмы с помощью прямой регистрации фазового сдвига зондирующего излучения в поперечном направлении цилиндрического столба плазмы.

Концентрацию плазмы можно рассчитать по следующей формуле:

$$n_e = n_{cr} \frac{2\lambda}{2\pi L} \Delta\varphi - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 L^2} \Delta\varphi^2,$$

где  $n_{cr}$  – критическая концентрация плазмы для заданной частоты СВЧ,  $\lambda$  – длина волны в вакууме,  $L$  – диаметр плазменного столба,  $\Delta\varphi$  – измеренный фазовый сдвиг в радианах.

Однако указанная выше формула получена для плоского слоя плазмы, в то время как в нашей постановке задачи фазовый сдвиг измеряется при прохождении излучения через плазменный цилиндр, из-за чего могут возникать дифракционные эффекты. Поэтому необходимо выяснить границы применимости такой формулы для плазменного цилиндра и оценить влияние различных факторов на погрешности измерения концентрации плазмы.



Напряженность электрического поля в сечении системы, рассчитанная в CST Microwave Studio

Для этого был произведен численный расчет электромагнитных полей в исследуемой системе методом конечных элементов в программе CST Microwave Studio. Излучение и прием зондирующего СВЧ-сигнала осуществлялись через отрезки волновода WR15. На рисунке представлен пример результатов расчета: напряженность электрического поля в плоскости симметрии системы. Затем рассчитывался фазовый сдвиг по сравнению со случаем, когда плазма отсутствовала.

В расчетах при неизменной частоте сигнала 58 ГГц варьировались как диаметр столба плазмы, так и взаимное положение волноводов, чтобы симметризовать неточное их позиционирование в эксперименте. Также в расчет включалась кварцевая колба, спиральный индуктор, и была учтена возможная зависимость концентрации плазмы от радиуса.

Результаты расчетов показали, что важную роль при оценке применимости указанной выше формулы для плазменного цилиндра играет параметр, равный отношению диаметра плазменного цилиндра к длине волны зондирующего излучения,  $D/\lambda$ . Если это отношение превышает 3, то в требуемом диапазоне концентраций плазмы отличия в значении концентрации между используемой теоретической формулой, полученной для случая плоского слоя, и численным расчетом находятся в пределах 2 %. Относительный сдвиг волноводов на 5 мм из-за неточности позиционирования может привести к дополнительной ошибке до 9 %. В случае неоднородного распределения плазмы концентрация, полученная методом СВЧ-зондирования, соответствует средней концентрации плазмы на пути луча. Наличие индуктора в той конфигурации, которая была реализована в эксперименте, не оказывает влияния на полезный сигнал и не препятствует измерению концентрации.

Результаты расчетов показывают, что при микроволновом зондировании плазменного цилиндра изучением с частотой 58 ГГц в широком диапазоне параметров дифракционные эффекты незначительны, что позволяет применять формулу, полученную для плоского слоя, при расчете концентрации в плазменном цилиндре. Описанный метод был продемонстрирован в экспериментах по измерению концентрации аргоноводородной плазмы с летучими фторидными соединениями методом СВЧ-зондирования на частоте 58 ГГц [5].

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00376).

1. *Fridman A.A.* Plasma chemistry. Cambridge, 2008.
2. *Rusanov V. D., Fridman A. A.* Physics of Chemically Active Plasma. Boca Raton : CRC, 2007.
3. *Kornev R. A., Sennikov P. G., Sintsov S. V., Vodopyanov A. V.* Microwave interferometry of chemically active plasma of RF discharge in mixtures based on fluorides of silicon and Germanium // Plasma Chem. Plasma Process. 2017. 37(6):1655–1661.
4. *Vodopyanov A. V., Mansfeld D. A., Sintsov S. V., Viktorov M. E.* Method for determining plasma density in a magnetic field // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. 1400(7):077022.
5. *Sintsov S. V., Mansfeld D. A., Preobrazhensky E. I., Kornev R. A., Chekmarev N. V., Viktorov M. E., Ermakov A. A., Vodopyanov A. V.* Study of the electron density in an inductively coupled plasma of fluorine-hydrogen-argon gas mixture // Plasma Chem. Plasma Process. 2022. URL: <https://doi.org/10.1007/s11090-022-10280-0>.



# ФОРМИРОВАНИЕ И ТРЕХМЕРНАЯ СТРУКТУРА ВОЛН ВОЗМУЩЕНИЯ НА ОБДУВАЕМОЙ ГАЗОМ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ

*А. В. Черданцев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Течение обдуваемых газом пленок жидкости со срывом капель с поверхности пленки реализуется в широком спектре промышленных приложений, включающих аппараты теплоэнергетики, атомной энергетики, нефтегазовой и химической промышленности. Срыв капель приводит к утончению пленки жидкости и насыщению пленки пузырьками газа, а также существенно интенсифицирует тепломассоперенос в потоке. Для срыва капель необходимо наличие на поверхности пленки крупномасштабных структур, известных как волны возмущения. Эти волны в несколько раз превосходят по амплитуде толщину остаточного слоя жидкости и распространяются с высокой неизменной скоростью на большие расстояния. На задних склонах волн возмущения формируются мелкомасштабные волны ряби. Разрушение волн ряби на гребнях волн возмущения по сценарию bag break-up считается основным механизмом срыва капель. Существует определенное сходство в процессах срыва капель с тонких пленок жидкости в дисперсно-кольцевом потоке и срыва брызг ветром с морских волн (ср. [1] и [2]), несмотря на значительное различие в глубине слоя жидкости и высоте волн. В данной работе проводится экспериментальное исследование волновой структуры обдуваемой газом пленки жидкости в горизонтальном канале с плоским дном. Такая конфигурация наиболее близка с случаю морских волн. Особое внимание в данной работе уделяется влиянию глубины слоя жидкости на режимные условия формирования волн возмущения, пространственно-временной эволюции системы волн возмущения с учетом трехмерности волн, а также эффекту боковых стенок на распространение волн.

Рабочий участок экспериментальной установки представляет собой горизонтальный прямоугольный канал длиной 2 м, шириной 166 мм и высотой 26 мм. Жидкость подается в виде пленки через щелевой зазор в дне канала. Газ подается на вход в канал при помощи воздуходувки и увлекает жидкую пленку. Расход жидкости,  $Q_L$ , варьируется в диапазоне от 1 до 8 л/мин с шагом 1 л/мин; среднерасходная скорость газа,  $V_G$ , – от 6 до 24 м/с с шагом 2 м/с. Используются три рабочие жидкости: водопроводная вода (плотность  $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, кинематическая вязкость  $\nu = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, поверхностное натяжение  $\sigma = 0,072$  кг/с<sup>2</sup>), 2,5 % раствор изобутилового спирта в воде (ВБР,  $\rho = 993$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 1,05 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\sigma = 0,04$  кг/с<sup>2</sup>), 20 % раствор глицерина в воде (ВГР,  $\rho = 1050$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 1,9 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\sigma = 0,071$  кг/с<sup>2</sup>). Таким образом, сравнение данных на воде и ВБР позволяет выявить эффект поверхностного натяжения, а сравнение воды и ВГР – эффект вязкости. Область измерений представляет собой прямоугольный участок дна канала длиной 380 мм и шириной, равной ширине канала. Область располагается на расстоянии 1120–1500 мм от входа в канал. Измерения толщины слоя жидкости проводились методом лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ). В рабочей жидкости растворялся флюоресцентный краситель родамин 6Ж в концентрации 5 мг/л. Для возбуждения флюоресценции область измерений освещалась импульсным YLF-лазером с длиной волны излучения 527 нм, расположенным под прозрачным дном канала. Лазерный пучок рассеивался по области измерений при помощи системы линз. Флюоресцентное свечение регистрировалось также через дно канала высокоскоростной камерой, снабженной светофильтром, отсекающим рассеянный свет лазера. Камера синхронизирована с лазером; частота съемки составила 1 кГц, время экспозиции определялось длительностью вспышки лазера и составляло  $10^{-7}$  с. Изображение рабочей области фиксировалось фрагментом матрицы камеры размерами 1280 на 555 пикселей, что дает пространственное разрешение 0,3 мм/пиксель. Для каждой комбинации условий в течение 5 секунд регистрируется трехмерный массив локальной мгновенной яркости флюоресценции,  $J(x, y, t)$ , где  $x$  – продольная координата,  $y$  – поперечная,  $t$  – время. Массив яркости преобразуется в соответствующий массив толщин пленки,  $h(x, y, t)$ , с использованием интегральной формы закона Ламберта – Бера [1]. В качестве опорного сигнала используется усредненная по времени запись яркости при  $Q_L = 5$  л/мин,  $V_G = 6$  м/с. Средняя толщина слоя жидкости при таком течении измерена методом касания в различных продольных сечениях.

На основе визуального анализа полученных пространственно-временных записей толщины пленки были выявлены следующие режимы волнового течения: 1) режим мелких трехмерных волн,

также именуемых в англоязычной литературе squalls или pebble waves [3], наблюдаемый при низких расходах фаз; 2) переходный режим, при котором трехмерные волны сосуществуют с длинноволновыми возмущениями малой амплитуды; 3) режим с формированием волн возмущения; 4) режим с волнами возмущения и срывом капель. Построены режимные карты в координатах  $Q_L - V_G$  для трех рабочих жидкостей. Показано, что критическая скорость газа, необходимая для появления волн возмущения, уменьшается с увеличением расхода жидкости, а также при уменьшении вязкости и поверхностного натяжения. При этом в области высоких расходов жидкости влияние расхода и свойств жидкости на критическую скорость газа существенно уменьшается. Критическая скорость газа, соответствующая началу срыва капель, в среднем на 4 м/с выше критической скорости, необходимой для появления волн возмущения. Причиной отсутствия срыва капель в этом диапазоне является устойчивость волн быстрой ряби к разрыву газовым потоком. Волны возмущения трехмерны, в плоскости  $xu$  их фронты имеют подковообразную форму. Индивидуальные волны возмущения существенно отличаются по поперечному размеру: волны, покрывающие всю ширину канала, сосуществуют с локализованными по поперечной координате волнами с характерным поперечным размером 4–6 см.

В ходе количественной обработки данных для экономии памяти и времени обработки область разбита на участки размером  $15 \times 15$  пикселей (4,5 мм). Локальное мгновенное значение толщины пленки на каждом участке приравнивается медианному значению по всем пикселям этого участка. Обработка и анализ полученных трехмерных полей толщины проводятся как при помощи стандартных методов обработки сигналов, так и при помощи специального алгоритма автоматической идентификации характеристических линий волн возмущения. В основе алгоритма лежит преобразование Радона, т. е. поиск максимальной толщины пленки вдоль пространственно-временной траектории. Характеристические линии, полученные в разных продольных сечениях, объединяются в траектории индивидуальных волн в трехмерном пространстве.

На основе стандартных методов выработан ряд количественных критериев, позволяющих идентифицировать переход к волнам возмущения: сильная зависимость скорости волн от скорости газа, асимметрия распределения толщин пленки, наличие в среднем частотном диапазоне спектра сигнала участка с отрицательной степенной зависимостью (см. также [4]). Все критерии хорошо согласуются друг с другом и визуальными наблюдениями.

Средняя толщина пленки жидкости в режиме трехмерных волн равномерна по поперечной координате; при переходе к волнам возмущения средняя толщина имеет минимум в центре канала и повышение вблизи боковых стенок. При этом амплитуда и частота следования волн возмущения, а также толщина остаточного слоя, по которому движутся волны возмущения, равномерны по  $y$ . Это означает, что повышение средней толщины пленки вблизи стенок связано с трехмерностью волн возмущения. Действительно, вблизи боковых краев волны ее фронт ориентируется вдоль потока. Это приводит к увеличению видимого продольного размера волны, что подтверждается измерениями. Так как значительная часть волн распространяется вдоль одной или обеих стенок канала, кажущееся увеличение особенно часто наблюдается вблизи боковых стенок канала. Постоянство частоты волн вдоль  $y$  означает, что «локализованные» волны располагаются равномерно и не имеют предпочтительных положений вблизи стенок или в центре канала. Взаимодействие волн возмущения, движущихся с различными скоростями, как правило, заканчивается слиянием волн. Сценарий бокового взаимодействия локализованных волн с формированием более широкой волны, описанный в [1], сравнительно редок. Чаще происходит поглощение более медленной волны более быстрой волной. Поскольку наблюдается прямая корреляция между скоростью волны и ее поперечным размером, в процессе слияния локализованные волны поглощаются широкими волнами. В результате степень двумерности волн возмущения будет нарастать вниз по потоку.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 21-19-00755.

1. Cherdantsev A. V., Hann D. B., Azzopardi B. J. Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment // *International Journal of Multiphase Flow*. 2014. V. 67. P. 52–64.
2. Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S. The “bag breakup” spume droplet generation mechanism at high winds. Part I : Spray generation function // *Journal of Physical Oceanography*. 2018. V. 48, № 9. P. 2167–2188.
3. Hanratty T. J., Engen J. M. Interaction between a turbulent air stream and a moving water surface // *AIChE Journal*. 1957. V. 3, № 3. P. 299–304.
4. Bruno K., McCready M. J. Origin of roll waves in horizontal gas-liquid flows // *AIChE Journal*. 1988. V. 34, № 9. P. 1431–1440.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ СЕМЕЙСТВ НЕЧЁТНОГО КИСЛОРОДА И ВОДОРОДА НА ВЫСОТАХ МЕЗОСФЕРЫ

*А. Г. Чубаров, М. Ю. Куликов, М. В. Беликович, А. М. Фейгин*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Физико-химические процессы с участием малых примесей (МП) играют большую роль в формировании структуры и динамики атмосферы. В частности, один из основных источников тепла средней атмосферы обусловлен протеканием экзотермических реакций. Поэтому наблюдение за пространственно-временной эволюцией МП представляет существенный интерес как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Однако далеко не все МП атмосферы можно измерять прямыми методами (как контактными, так и дистанционными). В такой ситуации естественно использовать не прямые (обратные) методы определения плохо измеряемых компонент по доступным данным наземных и спутниковых измерений, опирающиеся на верифицированные химические модели и следующие из них связи между измеряемыми и неизменяемыми характеристиками.

Целью данной работы является: 1) исследование выполнимости условий дневного фотохимического равновесия концентраций семейств  $\text{HO}_x = \text{H} + \text{OH} + \text{HO}_2$  и  $\text{O}_x = \text{O} + \text{O}_3 + \text{O}(^1\text{D})$  на высотах 50–80 км в рамках одномерной (по вертикали) модели, 2) получение критериев нахождения  $\text{O}_x$  и  $\text{HO}_x$  вблизи их равновесных значений, другими словами, определение пределов применимости алгебраических связей, следующих из условий фотохимического равновесия этих семейств, 3) проверка данных критериев на данных, полученных с помощью глобальной трёхмерной химико-транспортной модели.

Рассмотрим фотохимическую систему, описывающую взаимодействие  $n$  химических компонент, совокупность которых будем обозначать  $\mathbf{X}$ . Локальная эволюция концентрации, то есть эволюция в некоторой точке пространства некой химически активной компоненты  $X$  из набора  $\mathbf{X}$  описывается следующим балансным уравнением:

$$\frac{dX}{dt} = I_X - S_X, \quad (1)$$

где  $I_X$  и  $S_X$  – фотохимические источники и стоки компоненты  $X$  соответственно. С учётом замены

$$\tau_X = \frac{X}{S_X}, \quad X^{eq} = X \cdot \frac{I_X}{S_X} \quad (2)$$

уравнение (1) можно переписать в более удобном виде, где в общем случае  $\tau_X$  и  $X^{eq}$  – функции времени и всех компонент набора  $\mathbf{X}$ :

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{1}{\tau_X(t, \mathbf{X})} \cdot (X - X^{eq}(t, \mathbf{X})). \quad (3)$$

В частном случае не зависящих от времени величин  $\tau_X$  и  $X^{eq}$  решение (3) выглядит следующим образом:

$$X(t) = X^{eq} + (X_0 - X^{eq}) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_X}\right), \quad (4)$$

где  $X_0$  – начальное значение концентрации исследуемой компоненты.

Из (4) видно, что при  $t \gg \tau_X$   $X \approx X^{eq}$ , другими словами,  $X^{eq}$  – равновесная концентрация компоненты  $X$ . Величина  $\tau_X$  определяет характерный масштаб времени, за которое компонента  $X$  приблизится к своему равновесному значению, то есть  $\tau_X$  – время жизни компоненты  $X$ . Обобщая эти рассуждения на произвольную зависимость для функций  $\tau_X(t, \mathbf{X})$  и  $X^{eq}(t, \mathbf{X})$ , по-прежнему будем называть их временем жизни компоненты  $X$  и равновесной концентрацией компоненты  $X$  соответственно.

Рассмотрим теперь уравнение (3) с другой стороны. Если время жизни компоненты  $X$  чисто формально устремить к 0, то есть с физической точки зрения  $\tau_X \ll \tau_{\text{хар}}$ , то уравнение (3) выходит на «релаксационный» режим с кривой медленных движений  $X = X^{eq}$ . Когда  $X$  отличен от  $X^{eq}$ , тогда за время порядка  $\tau_X$  по кривой быстрых движений  $X$  «сваливается» на  $X^{eq}$  и далее будет «отслеживать» динамику равновесной концентрации исследуемой компоненты. В нашем случае в роли характерного времени выступает время изменения функции  $X^{eq}$ :

$$\tau^{eq} = \frac{X^{eq}}{\left|\frac{dX}{dt}\right|}. \quad (5)$$

Таким образом, в качестве критерия нахождения  $X$  вблизи своего мгновенно-равновесного значения  $X^{eq}$  будем использовать отношение  $\tau_X/\tau^{eq} = |\dot{X}^{eq}|/I_X$ , поскольку, как уже говорилось выше, если  $\tau_X \ll \tau^{eq}$ , то  $X$  за время порядка  $\tau_X$  приблизится к своему мгновенно-равновесному значению и затем будет «отслеживать» динамику своего мгновенно-равновесного значения и эволюционировать с характерным временем  $\tau^{eq}$ . В случае, когда  $\tau_X \gtrsim \tau^{eq}$ ,  $X$  будет «отставать» от «убегающего» равновесного значения, так что в некоторые интервалы локального времени отношение  $X/X^{eq}$  может на несколько порядков отличаться от 1. Таким образом, выражение для критерия равновесия  $X$  можно записать в следующем виде:

$$\{X \approx X^{eq}\} \Leftrightarrow \left\{ \frac{|\dot{X}^{eq}|}{I_X} \ll 1 \right\}. \quad (6)$$

В качестве набора  $X$  рассматриваем набор компонент, входящих в состав мезосферной фотохимической системы (МФХС). В МФХС принято включать 20 реакций (см. таблицу) с участием шести нечётных соединений кислорода и водорода ( $O$ ,  $O(^1D)$ ,  $O_3$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ).

#### Список реакций МФХС

№	Реакции	k	№	Реакции	k
1	$O+OH+M \rightarrow HO_2+M$	$k_1$	11	$O+O+M \rightarrow O_2+M$	$k_{11}$
2	$H+HO_2 \rightarrow O_2+H_2$	$k_2$	12	$O_3+H \rightarrow O_2+OH$	$k_{12}$
3	$OH+HO_2 \rightarrow O_2+H_2O$	$k_3$	13	$O_3+OH \rightarrow O_2+HO_2$	$k_{13}$
4	$O+OH \rightarrow O_2+H$	$k_4$	14	$H+HO_2 \rightarrow 2OH$	$k_{14}$
5	$O+HO_2 \rightarrow O_2+OH$	$k_5$	15	$OH+OH \rightarrow O+H_2O$	$k_{15}$
6	$H+O_2+M \rightarrow HO_2+M$	$k_6$	16	$O_3+h\nu \rightarrow O_2+O(^1D),O$	$k_{16}$
7	$H_2O+h\nu \rightarrow H+OH$	$k_7$	17	$OH+H+M \rightarrow H_2O+M$	$k_{17}$
8	$O_2+h\nu \rightarrow 2O$	$k_8$	18	$H+HO_2 \rightarrow H_2O+O$	$k_{18}$
9	$O+O_2+M \rightarrow O_3+M$	$k_9$	19	$O(^1D)+M \rightarrow O+M$	$k_{19}$
10	$O+O_3 \rightarrow 2O_2$	$k_{10}$	20	$H_2O+O(^1D) \rightarrow 2OH$	$k_{20}$

Исходные уравнения для концентраций семейств нечётного кислорода  $O_x$  и водорода  $HO_x$  выглядят следующим образом:

$$\frac{dO_x}{dt} = 2 \cdot k_8 \cdot O_2 + k_{15} \cdot OH_2 + k_{18} \cdot H \cdot HO_2 - k_1 \cdot O \cdot OH \cdot M - k_4 \cdot O \cdot OH - k_5 \cdot O \cdot HO_2 - 2 \cdot k_{10} \times \\ \times O \cdot O_3 - 2 \cdot k_{11} \cdot O \cdot O_2 \cdot M - k_{12} \cdot O_3 \cdot H - k_{13} \cdot O_3 \cdot OH, \quad (7)$$

$$\frac{dHO_x}{dt} = 2 \cdot (k_7 \cdot H_2O + k_{20} \cdot H_2O \cdot O(^1D)) - k_2 \cdot H \cdot HO_2 - k_3 \cdot OH \cdot HO_2 - k_{15} \cdot OH^2 - \\ - k_{17} \cdot OH \cdot H \cdot M - k_{18} \cdot H \cdot HO_2), \quad (8)$$

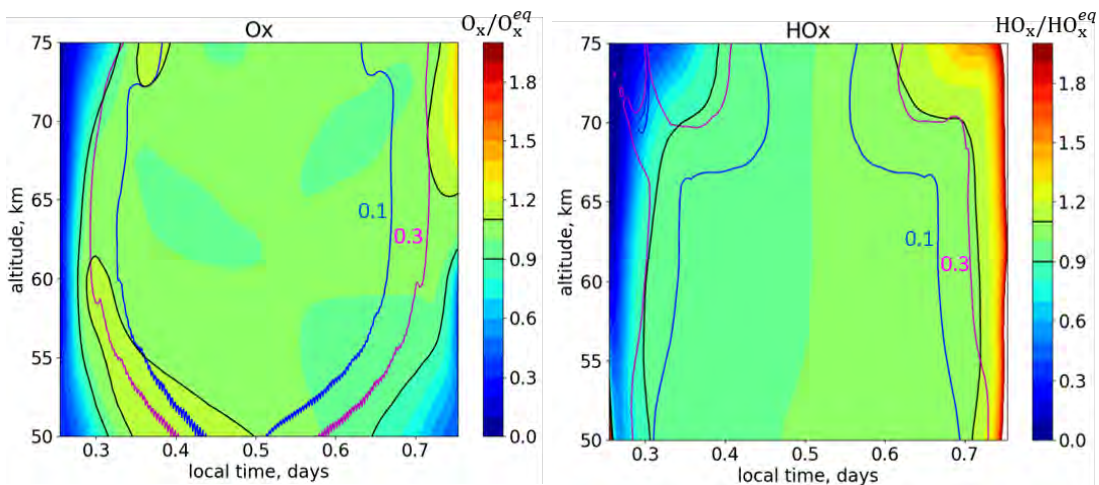
где  $k_{1-20}$  – константы реакций, представленных в таблице. Тогда выражения для критериев  $K_{O_x}$  и  $K_{HO_x}$  с учётом отбрасывания малых слагаемых, которые были выявлены с помощью детальных численно-аналитических исследований, могут быть записаны в следующем виде:

$$K_{O_x} = \left| \frac{O_x'}{S_{O_x}} + \frac{O_x}{S_{O_x}} \cdot \frac{k_8'}{k_8} - \frac{O_x}{S_{O_x}^2} \cdot (k_4 \cdot (O' \cdot OH + O \cdot OH') + k_5 \cdot (O' \cdot HO_2 + O \cdot HO_2') + 2 \cdot k_{10} \cdot (O' \cdot O_3 + O \cdot O_3') + k_{12} \cdot (O_3' \cdot H + O_3 \cdot H')) \right|, \quad (9)$$

$$K_{HO_x} = \left| \frac{HO_x'}{S_{HO_x}} + \frac{HO_x}{S_{HO_x}} \cdot \frac{k_7' \cdot H_2O + k_{20} \cdot H_2O \cdot \frac{k_{16}' \cdot O_3 + k_{16} \cdot O_3'}{k_{19} \cdot M}}{k_7 \cdot H_2O + k_{20} \cdot H_2O \cdot \frac{k_{16} \cdot O_3}{k_{19} \cdot M}} - \frac{HO_x}{S_{HO_x}^2} \cdot (k_2 \cdot (H' \cdot HO_2 + H \cdot HO_2') + k_3 \cdot (OH' \cdot HO_2 + OH \cdot HO_2') + 2 \cdot k_{15} \cdot OH \cdot OH' + k_{18} \cdot (H' \cdot HO_2 + H \cdot HO_2')) \right|, \quad (10)$$

где  $S_{O_x} = k_4 \cdot O \cdot OH + k_5 \cdot O \cdot HO_2 + 2 \cdot k_{10} \cdot O \cdot O_3 + k_{12} \cdot O_3 \cdot H$ ,  $S_{HO_x} = k_2 \cdot H \cdot HO_2 + k_3 \cdot OH \cdot HO_2 + k_{15} \cdot OH^2 + k_{18} \cdot H \cdot HO_2$ .

На рисунке в качестве примера представлены результаты численного моделирования МФХС с помощью одномерной модели. Можно видеть, что линии уровней  $K_{O_x} = 0,1$  и  $K_{HO_x} = 0,1$  позволяют определять основную часть областей равновесия  $O_x$  и  $HO_x$ , где их локальные значения близки к равновесным с отклонением менее 10 %.



Эволюция отношений  $O_x/O_x^{eq}$  (слева) и  $HO_x/HO_x^{eq}$  (справа) в зависимости от высоты и локального времени.

Чёрными линиями выделены границы областей равновесия,

в которых  $|O_x/O_x^{eq} - 1| < 0,1$  и  $|HO_x/HO_x^{eq} - 1| < 0,1$ .

Синими и пурпурными линиями показаны уровни  $K_{O_x} = 0,1; 0,3$  и  $K_{HO_x} = 0,1; 0,3$  соответственно

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00064 (<https://rscf.ru/project/22-12-00064/>).

# ИМПЕДАНСНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

*П. А. Чувакин, Е. Д. Господчиков*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Одной из задач, возникающих при создании установок управляемого термоядерного синтеза является задача нагрева плазмы до температур, соответствующих температуре поджига термоядерной реакции в дейтериево-тритиевой смеси (порядка 10 кэВ). Одним из основных методов нагрева является СВЧ-нагрев электронной компоненты на гармониках циклотронной частоты. При наружном вводе излучения возникают различные задачи взаимодействия волн, распространяющихся в плазме поперек неоднородного магнитного поля.

Так как масштаб неоднородности плазмы и магнитного поля много больше длины волны греющего СВЧ-излучения, то многие возникающие эффекты могут быть описаны в рамках квазиоптического приближения. Но так как нагрев резонансный, то в окрестности точки наступления резонанса антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости быстро меняется, а вследствие соотношений Крамерса – Кронига – эрмитова часть тоже. В свою очередь, сильная неоднородность приводит к возникновению отраженной волны и нарушению ВКБ приближения. Для нахождения отклонений полей от квазиоптических решений необходимо использовать полноволновое моделирование.

При поперечном распространении в условии синхронизма между волной и электроном можно пренебречь слагаемым, связанным с эффектом Доплера, и оставить лишь релятивистскую зависимость массы электрона от модуля скорости. Учет релятивистской зависимости циклотронной частоты от энергии электронов приводит к возникновению нелокальных поправок к тензору диэлектрической проницаемости. В данной работе мы используем поправку, полученную в случае неоднородной плазмы в работе [1].

С учетом этой поправки в области циклотронного резонанса происходит взаимодействие электромагнитных и квазиэлектростатических волн, что делает задачу плохо обусловленной. Из-за этого удобно свести изначальную граничную линейную задачу к нелинейной задаче, основываясь на импедансном методе, описанном в работе [2].

В докладе будут приведены результаты моделирования для различных параметров плазмы.

1. *Сахаров А. С.* Нелокальный слаборелятивистский тензор диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы вблизи электронно-циклотронных резонансов // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43, № 11. С. 903–909.
2. *Шалашов А. Г., Господчиков Е. Д.* Импедансный метод решения задач распространения волн в анизотропных и гиротропных средах // *Успехи физических наук.* 2011. Т. 181, № 2. С. 151–172.

**ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ЛАНДАУ – ЛИФШИЦА  
ДЛЯ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ АНИЗОТРОПНОЙ  
ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ НАНОСЕКУНДНЫМИ  
РАДИОИМПУЛЬСАМИ**

*В. Н. Шапоров, В. С. Власов, Л. Н. Котов*

Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Исследования магнитной динамики в магнитных пленках активно ведутся многими научными группами в связи с развитием области физики магнитных наноструктур и таких перспективных направлений в физической электронике, как спинтроника, стрейнтроника, сверхбыстрая магнитоакустика. Одной из задач этих исследований является поиск условий сверхбыстрого перемагничивания в ферромагнитных пленках для создания устройств быстродействующей энергоэффективной и энерго-независимой памяти [1, 2]. Эффекты магнитной динамики обусловлены сильной нелинейностью магнитных систем. Так, в работе [3] показана возможность возбуждения гиперзвуковых колебаний за счет нелинейного магнитоакустического взаимодействия.

В настоящей работе исследована нелинейная динамика вектора намагниченности в ферромагнитной пленке с параметрами железо-иттриевого граната состава  $Y_3Fe_{4,97}Co_{0,03}O_{12}$ , которая ориентирована так, что оси декартовой системы координат направлены вдоль осей легкого намагничивания, две из которых лежат в плоскости пленки, а постоянное поле и поле импульса перпендикулярны друг другу и ориентированы в плоскости пленки вдоль этих осей.

Для описания динамики намагниченности было использовано векторное уравнение Ландау – Лифшица с учетом диссипации в форме Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_e] + \alpha \left[ \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где  $\mathbf{H}_e$  – эффективное магнитное поле,  $\gamma$  – гиромангнитное отношение для материала магнетика,  $\alpha$  – параметр диссипации,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  – единичный вектор намагниченности,  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности,  $M_s$  – намагниченность насыщения.

Для случая малых отклонений магнитных моментов от положения равновесия вдоль намагничивающего поля, большего, чем поле насыщения, решения (1) можно искать в первом приближении в виде распространяющихся спиновых или магнитоакустических волн (если учитывать упругие колебания решетки) и получить их дисперсионные характеристики в области ФМР [4, 5]. В случае больших отклонений от положения равновесия в намагничивающих полях, меньше поля насыщения, систему приходится решать численно. При расчете динамики магнитных моментов в монокристаллических магнетиках необходимо учитывать поля анизотропии, приводящие к бифуркациям магнитных моментов [6, 7], в этом случае нелинейность системы сильно увеличивается и правая часть содержит искомые функции в степени выше четвертой.

Уравнение (1) в проекциях  $(m_x, m_y, m_z)$  вектора  $\mathbf{m}$  приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \alpha(m_y^2 + m_z^2) H_{ex}], \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \alpha(m_z^2 + m_x^2) H_{ey}], \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \alpha(m_x^2 + m_y^2) H_{ez}], \end{aligned} \quad (2)$$

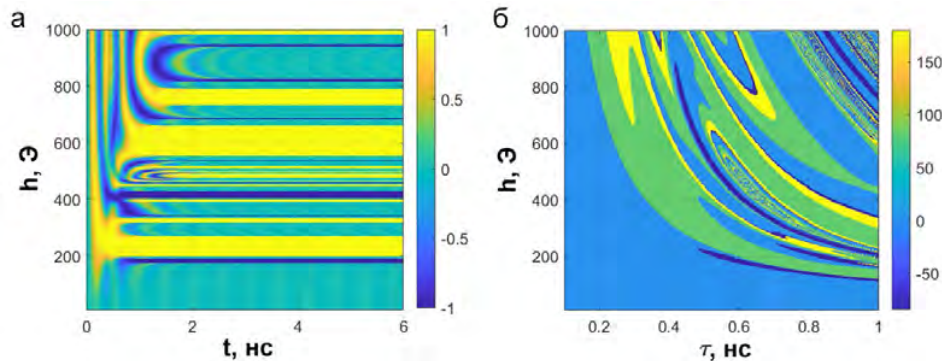
где  $H_{ex}, H_{ey}, H_{ez}$  – проекции вектора эффективного поля  $\mathbf{H}_e$ , которые для случая кубической анизотропии при выбранной ориентации магнитных полей кристаллографических осей запишутся в виде

$$\begin{aligned} H_{ex} &= H_0 - \frac{1}{M_s} [2m_x(K_1(m_y^2 + m_z^2) + K_2 m_y^2 m_z^2)], \\ H_{ey} &= \tilde{h}(t) - \frac{1}{M_s} [2m_y(K_1(m_z^2 + m_x^2) + K_2 m_z^2 m_x^2)], \\ H_{ez} &= -4\pi M_s m_z - \frac{1}{M_s} [2m_z(K_1(m_x^2 + m_y^2) + K_2 m_x^2 m_y^2)], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $h^{\sim}(t)$  – переменное поле возбуждающего импульса,  $K_1$  и  $K_2$  – первая и вторая константы магнитной анизотропии ферромагнетика с кубической анизотропией.

Таким образом, правая часть системы (2), (3) представляет собой полиномы с произведениями искомым функций  $m_{x,y,z}$  до шестой степени включительно. Неоднородная часть системы входит в (3) в проекцию  $H_{ey}$  в виде возбуждающих радиоимпульсов длительностью  $\tau$  от 0,1 нс до 1 нс.

Для построения динамики намагниченности решалась задача Коши на промежутке времени от 0 до 6 нс с начальной ориентацией магнитных моментов вдоль минимума энергии, совпадающего с направлением намагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$ . Решение системы проводилось численным методом Дормана – Принса 8-го порядка с контролем точности. Получены решения для проекций  $m_x, m_y, m_z$  вектора  $\mathbf{m}$ , описывающих траектории движения магнитных моментов при различных значениях намагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$ , амплитудах  $h$ , длительностях  $\tau$  и количествах периодов колебаний  $n$  в возбуждающем импульсе. Проекция  $m_y$  в течение времени  $t$  от 0 до 6 нс при различных амплитудах возбуждающих импульсов показана на рис. 1, а. При наличии кубической анизотропии решения системы (2), (3) при определенных значениях намагничивающего поля и параметров импульса представляют собой резонансные ориентационные переходы [8] магнитных моментов между четырьмя энергетическими пространственными минимумами, находящимися в плоскости пленки. Из набора решений системы при различных  $h$  и  $\tau$  получены диаграммы перемагничивания, показывающие положение угла  $\varphi$  поворота вектора намагниченности в плоскости пленки относительно оси  $Ox$  в конечный момент времени, после процесса релаксации (рис. 1, б).



**Рис. 1.** Динамика магнитных моментов при намагничивающем поле  $\mathbf{H}_0 = 20$  Э и параметре диссипации  $\alpha = 0,1$  при возбуждении одиночным радиоимпульсом с количеством периодов колебаний в импульсе  $n = 2$ : а – зависимость проекции  $m_y$  от времени  $t$  и амплитуды  $h$  возбуждающего импульса при длительности импульса  $\tau = 0,6$  нс; б – диаграмма перемагничивания – зависимость угла поворота  $\varphi$  (в градусах) вектора  $\mathbf{m}$  в плоскости пленки относительно оси  $Ox$  после процесса релаксации (в момент  $t = 6$  нс) от амплитуды  $h$  и длительности  $\tau$  возбуждающего импульса

Похожие диаграммы перемагничивания одиночными однополярными импульсами были получены для Терфенола-Д и никелевого эллипсоида в работах [2, 9].

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

1. Scherbakov A. V. Coherent magnetization precession in ferromagnetic (Ga,Mn)As induced by picosecond acoustic pulses / A. V. Scherbakov, A. S. Salasyuk, A. V. Akimov // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 117204.
2. Kovalenko O. New concept for magnetization switching by ultrafast acoustic pulses / O. Kovalenko, Th. Pezeril, V. V. Temnov // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 266602.
3. Власов В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе / В. С. Власов, Л. Н. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, № 7. С. 863–874.
4. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. М.: Наука, 1973. 592 с.
5. Голдин Б. А. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах) / Б. А. Голдин, Л. Н. Котов, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев. Л.: Наука, 1991. 148 с.
6. Шутый А. М. Прецессионная нелинейная динамика намагниченности в феррит-гранатовых пленках типа (111) // ФТТ. 2007. Т. 49, № 9. С. 1636–1643.
7. Шапоров В. Н. Влияние магнитной анизотропии на динамику колебаний вектора намагниченности в магнитных пленках / В. Н. Шапоров, Л. Н. Котов, В. С. Власов // Изв. РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86, № 5. С. 753–757.
8. Шавров В. Г. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода / В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. М.: Физматлит, 2018. 560 с.
9. Vlasov V. S. Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves / V. S. Vlasov, A. M. Lomonosov, A. V. Golov [et al.] // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 024425.



# ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО ПОЛЯРИТОННОГО КОНДЕНСАТА БОЗЕ – ЭЙНШТЕЙНА

*В. Ю. Шишков<sup>1,2,3</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2,3</sup>*

<sup>1</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

В докладе представлено аналитическое квантовое описание неравновесного поляритонного бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК), основанное на решении управляющего уравнения Линдблада для полной матрицы плотности в пределе быстрой термализации.

Теоретическое описание неравновесного (БЭК) является одной из основных задач современной статистической физики и кинетики. Неравновесный характер БЭК делает невозможным использование устоявшегося формализма статистической механики. Являясь открытыми диссипативными системами, поляритонные конденсаты по своей природе далеки от равновесия. При этом для поддержания числа поляритонов на определенном уровне требуется внешняя накачка. Более того, поляритонные конденсаты являются принципиально нелинейными системами. Действительно, именно нелинейное взаимодействие между поляритонами ответственно за их термализацию.

Прежние исследования поляритонных БЭК в значительной степени опирались на полуклассические уравнения Максвелла – Больцмана, описывающие среднюю населенность поляритонных состояний. Однако при таком подходе теряется информация о корреляциях между поляритонами. Во многих случаях диссипативное уравнение Гросса – Питаевского с шумом успешно описывает динамику БЭК. Однако уравнение Гросса – Питаевского хорошо работает только при температурах значительно ниже температуры конденсации. Это означает, что такой подход не может описать переход к БЭК в поляритонных системах, а также образование когерентности.

Динамика поляритонов как в области конденсации, так вне ее может быть полностью описана управляющим уравнением Линдблада для матрицы плотности. Такой подход является наиболее последовательным для описания открытых квантовых систем. Однако управляющее уравнение редко удается решить аналитически, а численные подходы быстро становятся непрактичными для реальных систем из-за большого числа поляритонных состояний.

Аналитическое стационарное решение для матрицы плотности поляритонных конденсатов ранее было получено только для модельных систем, учитывающих всего несколько состояний. Для системы с двумя поляритонными состояниями аналитическое решение было получено в [1, 2] и обобщено для произвольного вырождения возбужденного состояния в [3]. В этих работах авторы показали, что именно наличие процессов рассеяния с сохранением полного числа частиц, которые приводят к термализации, позволяет получить аналитическое решение.

Опираясь на эти идеи, мы показали, что в случае быстрой термализации матрица плотности может быть получена аналитически для произвольного конечного набора поляритонных состояний [4]. Однако из-за конечности числа состояний этот подход ограничен в возможности анализа влияния дисперсии и размерности пространства на порог конденсации, образование когерентности, пространственные корреляции и ширину линии. Таким образом, всесторонний анализ неравновесного БЭК требовал распространения этого подхода на системы с непрерывно распределенным бесконечным числом поляритонных состояний. В дальнейшем мы обобщили решение, полученное в [4], на такие системы и представили результаты в работе [5].

Разработанный в работах [4] и [5] подход к описанию неравновесного БЭК состоит из двух основных шагов. На первом шаге предполагается, что в каждом подпространстве состояний с фиксированным числом частиц, распределенных по всей системе, матрица плотности находится в тепловом равновесии. Это предположение выполняется, если процессы термализации протекают значительно быстрее, чем процессы изменения полного числа частиц вследствие внешней накачки и диссипации. В этом случае полная матрица плотности может быть записана как зависящая от времени сумма тепловых, канонических матриц плотности в каждом подпространстве с фиксированным полным числом частиц. Таким образом, задача фактически сводится к вычислению всех термализованных матриц плотности для произвольного, но фиксированного числа частиц. На втором шаге применяется рекурсивный метод расчета всех равновесных матриц плотности с фиксированным числом частиц. В ре-

зультате мы получаем полную матрицу плотности всех состояний. В работе [5] мы показали, что для неравновесного БЭК в пределе быстрой термализации условие макроскопического заполнения основного состояния такое же, как и в случае полного теплового равновесия. Однако нарастание когерентности в неравновесном БЭК зависит не только от числа поляритонов и температуры окружения, но и от схемы накачки. Увеличение скорости накачки основного состояния приводит к макроскопическому заполнению этого состояния, но нарушает когерентность неравновесного БЭК; напротив, увеличение скорости накачки возбужденных состояний приводит как к макроскопическому заполнению основного состояния, так и к нарастанию когерентности. Мы также показываем, что ширина линии конденсата сужается с увеличением макроскопического заполнения основного состояния, но для двумерных поляритонных систем это сужение не подчиняется уравнению Шавлова – Таунса.

1. *Laussy F. P.* Spontaneous coherence buildup in a polariton laser / F. P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin // *Phys. Status Solidi.* 2004. V. 1. P. 1339–1350.
2. *Laussy F. P.* Spontaneous coherence buildup in a polariton laser / F. P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin, P. Bigenwald // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 016402.
3. *Exciton Polaritons in Microcavities: New Frontiers* / Sanvitto D., Timofeev V. Berlin ; Heidelberg : Springer-Verlag, 2012. Ch. 1. P. 1–42.
4. *Shishkov V. Yu.* Exact analytical solution for the density matrix of a nonequilibrium polariton Bose–Einstein condensate / V. Yu. Shishkov, E. S. Andrianov, A. V. Zasedatelev, P. G. Lagoudakis, Y. E. Lozovik // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128. P. 065301.
5. *Shishkov V. Yu.* Analytical framework for non-equilibrium phase transition to Bose–Einstein condensate / V. Yu. Shishkov, E. S. Andrianov, Yu. E. Lozovik // *Quantum.* 2022. V. 6. P. 719.

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ СУБМЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ИЗОБРАЖЕНИЯХ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*О. В. Шомина<sup>1,2</sup>, О. А. Даниличева<sup>2</sup>, Т. В. Тарасова<sup>3</sup>, И. А. Капустин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>3</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

Способность вихревых морских течений перераспределять взвешенное вещество, фрагменты битого льда, слики биогенной и антропогенной природы и неравномерно прогретые водные массы приводит к появлению спиральных структур на радиолокационных, оптических и радиометрических панорамах морской поверхности [1, 2]. Широкая распространенность маркеров различной природы на морской поверхности позволяет детектировать различные приповерхностные процессы, однако для наблюдаемых спиральных структур традиционным подходом к интерпретации спутниковых данных является прямая ассоциация внешнего масштаба спирали и масштаба маркируемого ей морского вихря (см., например, [3, 4]). Такой подход характеризуется рядом проблем, в частности, не учитываются зависимость размера формируемой спиральной структуры от начального положения маркеров относительно центра вихря, а также влияние приповерхностного дрейфового течения, индуцированного ветром, на кинематику элементов слика. Совокупность этих факторов может приводить к некорректной оценке истинных масштабов наблюдаемых вихревых структур [5]. Этим объясняется, в частности, различие статистических данных о характеристиках вихревых структур, полученных при помощи альтиметрических методов и с использованием радиолокационных панорам морской поверхности высокого пространственного разрешения [4].

Рассмотрим случай распространения маркирующего вещества (фитопланктон, поверхностно-активные вещества (ПАВ) и пр.) от точечного неподвижного и постоянного источника – в таком случае геометрия спиральной структуры будет отображать геометрию линии тока в приповерхностном слое [6]. Система нелинейных дифференциальных уравнений линий тока в стационарных полях однородного дрейфового течения и спирального морского вихря в полярной системе координат может быть записана как

$$\begin{cases} \dot{r} = V_r(r) + W \cos(\psi - \theta), \\ \dot{\theta} = \frac{V_\theta(r)}{r} + \frac{W}{r} \sin(\psi - \theta), \end{cases} \quad (1)$$

где  $V_\theta$  – тангенциальная компонента скорости вихревого течения;  $V_r$  – радиальная компонента,  $W$  – однородное дрейфовое течение, направление которого обозначается углом  $\psi$ . Система дифференциальных уравнений может иметь особые точки, соответствующие критическим точкам линий тока. Находим их координаты  $(r_*, \theta_*)$  как

$$\begin{cases} V_r^2(r_*) + V_\theta^2(r_*) = W^2, \\ \tan(\psi - \theta_*) = -\frac{V_\theta(r_*)}{V_r(r_*)}. \end{cases} \quad (2)$$

Результаты натурных наблюдений [7–9] свидетельствуют о квазилинейном росте тангенциальной компоненты в ядре вихря и постепенном спадании при удалении от него, при этом характер зависимости радиальной компоненты скорости от расстояния до центра вихря может сильно различаться. Поскольку тангенциальная компонента скорости обычно значительно (в несколько раз) превышает радиальную, логично предположить, что для одиночного вихря  $V(r) = \sqrt{V_r^2(r) + V_\theta^2(r)}$  будет повторять поведение тангенциальной компоненты и демонстрировать максимум на расстоянии  $R$ , соответствующем радиусу ядра вихря. Таким образом, в зависимости от соотношения между величиной максимальной скорости течения вихря  $V_{\max} = V(R)$  и скоростью дрейфового течения первое уравнение системы (2) может иметь от 0 до 2 корней.

Определим характерные особенности поведения линий тока вблизи критических точек в случае, когда система (2) имеет 2 корня ( $W < V_{\max}$ ). Уравнение нелинейной системы дифференциальных уравнений на собственные значения сводится к виду

$$\lambda^2 - \lambda \left( \frac{V_r(r_*)}{r_*} + \frac{\partial V_r(r_*)}{\partial r} \right) + \frac{V_r(r_*)}{r_*} \frac{\partial V_r}{\partial r} \Big|_{r_*} + \frac{V_\theta(r_*)}{r_*} \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \Big|_{r_*} = 0. \quad (3)$$

Несложно показать, что характер особой точки зависит от знака и соотношения величин

$$-b = \nabla_{2D} \cdot \vec{V} \Big|_{r_*} \quad \text{и} \quad c = \frac{1}{2r_*} \frac{\partial(V^2)}{\partial r} \Big|_{r_*}. \quad (4)$$

Первая из особых точек, расположенная внутри ядра вихря, является фокусом или узлом – устойчивым в случае, если в ее малой окрестности двумерная дивергенция поля скорости отрицательна, и неустойчивой, если положительна. Именно она является центром спиральной структуры. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря, является седлом независимо от направления вращения вихря. Такое поведение линий тока качественно согласуется с особенностями сликовых структур, наблюдаемых на спутниковых изображениях морской поверхности.

Увеличение скорости однородного течения до величины  $V_{\max}$  приводит к слиянию двух особых точек в одну, полуустойчивый седлоузел, и далее – к исчезновению особой точки. Таким образом, существует пороговая скорость дрейфового течения, превышение которой приводит к невозможности образования спиральной структуры при неизменных параметрах самого вихря. Однако даже если этот порог не был достигнут – геометрия спиральной структуры будет существенным образом варьироваться при изменении наложенного однородного течения. Не менее важным является вывод о том, что в присутствии такого дрейфа (в том числе связанного с ветром) центр спиральной структуры не совпадает с центром вихря, а расстояние между ними может достигать порядка радиуса ядра вихря.

На основании численного моделирования продемонстрировано, что при заданных характеристиках вихря масштаб проявляемой спиральной структуры сильно зависит от положения маркера относительно центра вихря, величины и направления однородного течения и может варьироваться в широких пределах.

Отдельный вопрос, в литературе на данный момент оставленный без ответа, заключается в том, каким образом происходит формирование спиральных полос в присутствии распределенных по морской поверхности маркеров биогенной природы – например, биогенных пленок ПАВ или фитопланктона. По-видимому, для маркеров с плавучестью, близкой к нейтральной (фитопланктон, взвесь), существенным становится вертикальный перенос водных масс, однако для поверхностных маркеров (ПАВ, лед) с помощью численного моделирования продемонстрировано качественное изменение полей сходимости линий тока в присутствии однородного дрейфа. Показано, что для конвергентного вихря присутствие дрейфового течения приводит к появлению областей, в которых конвергентная компонента течения может в несколько раз превышать таковую для исходного вихря.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 18-77-10066 (<https://rscf.ru/project/18-77-10066/>).

1. *Eldevik T., Dysthe K. B.* Spiral eddies / Eldevik T., Dysthe K. B. // *J. Phys. Oceanogr.* 2002. V. 32, № 3. P. 851–869.
2. *Munk W.* Spirals on the sea // *Scientia Marina.* 2001. V. 65, № S2. P. 193–198.
3. *Ivanov A. Y.* Oceanic eddies in synthetic aperture radar images / Ivanov A. Y., Ginzburg A. I. // *J. Earth Sys. Sci.* 2002. V. 111, № 3. P. 281–295.
4. *Bashmachnikov I. L.* Eddies in the North Greenland Sea and Fram Strait from satellite altimetry, SAR and high-resolution model data / Bashmachnikov I. L., Kozlov I. E., Petrenko L. A., Glok N. I., Wekerle C. // *J. Geophys. Res.: Oceans.* 2020. V. 125, № 7. P. e2019JC015832.
5. *Shomina O. V.* Slick bands kinematics due to marine current and wind: study and simulation / Shomina O. V., Ermoshkin A. V., Danilicheva O. A., Tarasova T. V., Kapustin I. A. // *Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions* 2019. 2019. V. 11150. P. 111501J.
6. *Даниличева О. А.* О восстановлении поля поверхностных морских течений с использованием последовательных спутниковых радиолокационных изображений сликовых структур / Даниличева О. А., Ермаков С. А., Капустин И. А. // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса.* 2020. Т. 17, № 2. С. 206–214.
7. *Nencioli F.* Physical dynamics and biological implications of a mesoscale eddy in the lee of Hawai'i: Cyclone Opal observations during E-Flux III / Nencioli F., Kuwahara V. S., Dickey T. D., Rii Y. M., Bidigare R. R. // *Deep Sea Res. Part II: Topical Studies in Oceanography.* 2008. V. 55, № 10/13. P. 1252–1274.
8. *Kuwahara V. S.* Physical dynamics and biological implications of Cyclone Noah in the lee of Hawai'i during E-Flux I / Kuwahara V. S., Nencioli F., Dickey T. D., Rii Y. M., Bidigare R. R. // *Deep Sea Res. Part II: Topical Studies in Oceanography.* 2008. V. 55, № 10/13. P. 1231–1251.
9. *Hu Z. Y.* Study of a mesoscale anticyclonic eddy in the western part of the Gulf of Lion / Hu Z. Y., Petrenko A. A., Doglioli A. M., Dekeyser I. // *J. Marine Sys.* 2011. V. 88, № 1. P. 3–11.

# ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОТОННОГО КИЛЬВАТЕРНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СЕКЦИЕЙ

*В. М. Ярыгова*

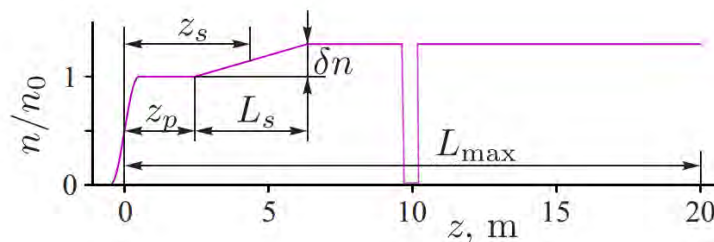
Институт ядерной физики им Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск  
Новосибирский государственный университет

Стремление повысить энергию частиц требует строительства линейных ускорителей всё больших размеров. Однако существует альтернативный метод ускорения – кильватерное ускорение, позволяющее получать более высокие поля в компактных установках. Это метод ускорения сгустка электронов в плазме, возмущённой прохождением первичного пучка (драйвера).

Использование плазмы в качестве ускоряющей структуры позволит увеличивать энергию частиц с темпом, намного превышающим темп ускорения в традиционных высокочастотных резонаторах, и ускорять электроны до высоких энергий.

В CERN проводится эксперимент AWAKE, направленный на реализацию данного метода с использованием протонного драйвера. Ранее проводилось численное моделирование для протонного драйвера, пролетающего через одну плазменную секцию длиной 20 м [1]. Результат этого исследования показал стабильную амплитуду ускоряющего поля уже через 10 м. Если инжектировать электронный ускоряемый пучок (витнесс) сразу за драйвером, то во время самомодуляции протонного пучка ухудшается его качество, то есть эмиттанс увеличивается. Поэтому для эффективной инжекции ускоряемого пучка плазменная секция будет разделена на две, с вакуумным промежутком между ними. Инжекция электронного пучка будет происходить в этом промежутке. То есть в такой конструкции в первой секции происходит самомодуляция длинного протонного пучка, он разделяется на микросгустки, во второй же – ускорение электронного пучка.

Предыдущие моделирования также показали, что можно получить более высокое ускоряющее поле, если в начале плазменной секции создать градиент плотности плазмы [2]. В связи с этим возникает задача поиска оптимальных параметров, при которых ускоряющий потенциал во второй секции имеет наибольшую амплитуду. При моделировании используется приближение линейного градиента плотности плазмы, длина  $L_s$ , высота  $\delta n$  и положение  $z_s$ , которого являются варьируемыми параметрами (см. рисунок). Эксперименты будут проводиться в двух режимах: с низкой,  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , и высокой,  $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , плотностью плазмы. Первый режим удобен для диагностик, второй позволяет получить большую амплитуду ускоряющего поля. Поэтому необходимо оптимизировать параметры профиля плотности плазмы для обоих режимов. Моделирование производим с помощью двумерного квазистатического кода LCODE [3]. Результатом оптимизации являются параметры продольного профиля плотности плазмы, при которых достигается максимальная установившаяся амплитуда ускоряющей волны во второй плазменной секции, а также карта ускоряющего потенциала для различных параметров линейного градиента плотности.



Геометрия продольного профиля плотности плазмы

Наилучшая амплитуда ускоряющего поля для низкой плотности плазмы составила 370 МВ/м, а для высокой плотности плазмы 610 МВ/м. Допустимая погрешность в реализации параметров профиля плотности составляет порядка 20 % от оптимальных, при этом относительная погрешность амплитуды кильватерного потенциала не превышает 10 %.

Ускоряющее поле также зависит от длины вакуумного промежутка. Оптимизация проведена для длины промежутка 1 м и 0,5 м. Однако точное значение длины на сегодняшний день не известно. Это значит, что при изменении длины промежутка необходимо решать задачу оптимизации заново. Такие

вычисления требуют большого количества ресурсов и много времени. Также заметим, что при изменении длины промежутка и сохранении остальных параметров неизменными положение оптимальной точки на карте потенциала и общая форма карты остаются неизменными. Отсюда возникает идея найти аналитическую связь амплитуды до и после вакуумного промежутка и длины промежутка, которая поможет сократить время моделирования. Эта зависимость позволяет решить задачу оптимизации единой для заданных параметров плотности плазмы, драйвера и витнесса, а при изменении длины промежутка оценить максимальную амплитуду для оптимального варианта можно с помощью полученной формулы.

Для получения зависимости рассмотрим разлёт протонного драйвера в вакуумном промежутке, а также зависимость ускоряющего потенциала от поперечного размера пучка. Для этого используем линейную теорию [4]. Однако для этой задачи решение в общем виде не представляется в элементарных функциях, поэтому рассмотрим предельные случаи, удовлетворяющие двум режимам работы ускорителя:  $k_p \sigma_r \sim 1$  и  $k_p \sigma_r < 0,5$ , где  $\sigma_r$  – радиус протонного драйвера,  $k_p = \sqrt{\frac{4\pi n q^2}{m}} \frac{1}{c}$  – плазменное волновое число,  $n$  – плотность плазмы,  $q$  – элементарный заряд,  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света. Полученные формулы соответственно имеют вид

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_0}{(1 + AL\Phi_0\sqrt{n})^2}; \quad (1)$$

$$\Phi_1 = \Phi_0 \left( 1 - \alpha B n L^2 k_p^2 e^{\frac{4\Phi_0}{\alpha} - 0,11594} \right), \quad \alpha = \frac{N k_p^3 e^{-\frac{k_p^2 \sigma_z^2}{2}}}{4\pi n}; \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  и  $\Phi_1$  – амплитуды безразмерного кильватерного потенциала (в единицах  $mc^2/q$ ) до и после вакуумного промежутка,  $L$  – длина вакуумного промежутка,  $N$  – количество частиц драйвера,  $\sigma_z$  – продольный размер драйвера,  $A = 4,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{1/2}$ ,  $B = 7,4 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$  – константы.

Полученная формула с хорошей точностью описывает результаты численного моделирования, погрешность составляет порядка 20 %. Также зависимость  $\Phi_1(\Phi_0)$  монотонно возрастает, что подтверждает предположение о том, что положение оптимума не меняется при изменении длины промежутка.

1. Lotov K. V., Minakov V. A. Proton beam self-modulation seeded by electron bunch in plasma with density ramp // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. V. 62, № 11. P. 115025.
2. Lotov K. V. Controlled self-modulation of high energy beams in a plasma // Physics of Plasmas. 2011. V. 18, № 2. P. 024501.
3. Lotov K. V., Sosedkin A.P. LCODE user manual. 2020. URL: <https://lcode.info/>.
4. Lu W. et al. Limits of linear plasma wakefield theory for electron or positron beams // Physics of Plasmas. 2005. V. 12, № 6. P. 063101.

# СОДЕРЖАНИЕ

## Аннотации лекций

<i>Colin Price</i> . Challenges in modeling lightning in weather and climate models.....	6
<i>А. А. Абрашкин, Е. Н. Пелиновский</i> . Вихревые волны на воде: обобщение потенциальных моделей в рамках лагранжева подхода.....	6
<i>Н. Е. Андреев</i> . Интенсивные лазерные источники гамма-излучения и частиц высоких энергий.....	6
<i>К. В. Анохин</i> . Нейронные гиперсети: структура и динамика.....	7
<i>О. В. Астафьев</i> . Физика сверхпроводниковых квантовых систем.....	8
<i>С. И. Блинников</i> . Режимы слияния и обдирания в тесных парах релятивистских звёзд: перспективы для моделей коротких гамма-всплесков.....	8
<i>Н. В. Введенский</i> . Генерация когерентного излучения в труднодоступных спектральных диапазонах вследствие ионизационного многоволнового смещения фемтосекундных импульсов.....	9
<i>С. С. Вергелес</i> . Геострофические когерентные вихри и их взаимодействие с турбулентностью.....	9
<i>Н. А. Винокуров</i> . Лазеры на свободных электронах.....	10
<i>Е. М. Володин</i> . Математические модели климатической системы Земли: современное состояние и перспективы развития.....	10
<i>Н. С. Гинзбург, Г. Г. Денисов, И. В. Зотова</i> . Генерация сверхмощного когерентного микроволнового излучения на основе эффектов захвата и самосинхронизации.....	10
<i>С. В. Гонченко</i> . Динамический хаос и теория бифуркаций.....	11
<i>А. В. Елисеев</i> . Линейные и нелинейные аспекты отклика климата на внешние воздействия.....	12
<i>Е. В. Ерманюк</i> . Волновые аттракторы в гео- и астрофизических приложениях.....	12
<i>В. И. Ерофеев</i> . Нелинейные акустические волны в материалах с дислокациями и точечными дефектами.....	12
<i>В. Б. Ефимов</i> . Возбуждения в квантовой жидкости – нелинейные волны и квантовые вихри.....	13
<i>В. В. Жмур, Т. В. Белоненко, Н. В. Новоселова, Б. С. Суетин, Д. А. Арутюнян</i> . Вытягивание мезомасштабных вихрей океана в субмезомасштабные вихревые нити как способ передачи энергии по каскаду размеров. Проявление свойств отрицательной вязкости при вытягивании вихрей.....	14
<i>М. В. Иванченко</i> . Квантовый хаос: нелинейная линейность.....	14
<i>А. В. Иванчик</i> . Нейтринная астрофизика. Космологические нейтрино.....	14
<i>А. В. Иванчик</i> . Темная Вселенная. Современный статус проблемы темной материи.....	15
<i>Е. Л. Ивченко</i> . Электромагнитные волны в резонансной брэгговской структуре.....	15
<i>Вл. В. Кочаровский, М. А. Гарасев, Н. А. Емельянов, А. А. Кузнецов, А. А. Нечаев, В. В. Кочаровский</i> . Простая физика магнитной турбулентности в бесстолкновительной плазме: ударные волны, солнечные вспышки, лазерная абляция.....	16
<i>Е. А. Кузнецов</i> . Скользящие течения и их опрокидывание.....	17
<i>С. П. Кулик</i> . Квантовые технологии: что происходит в России и в мире.....	17
<i>М. Л. Литвак</i> . Поиск воды на Луне и Марсе. Освоение лунных ресурсов.....	18
<i>Е. М. Лоскутов</i> . Эмпирическое моделирование и прогноз динамики социальной активности в условиях пандемии.....	18
<i>К. В. Лотов</i> . Нелинейная эволюция пучков заряженных частиц в плазме и эксперимент AWAKE в Церне.....	19
<i>А. А. Лутовинов</i> . Экстремальная Вселенная с обсерваторией Спектр-РГ.....	19

<i>М. А. Носов.</i> Морские волны, создаваемые бегущими возмущениями в атмосфере и литосфере .....	19
<i>Г. Ю. Ризниченко.</i> Математические модели переноса электронов в процессах фотосинтеза.....	20
<i>Н. Н. Розанов.</i> Топологические скалярные и векторные лазерные солитоны.....	20
<i>А. Б. Рубин.</i> Достижения и некоторые нерешенные проблемы биофизики: квантовая биология, первичные процессы фотосинтеза .....	21
<i>С. Г. Рыкованов.</i> Введение в вычислительную физику экстремальных световых полей.....	21
<i>А. Б. Савельев-Трофимов.</i> Экстремальные световые поля для задач ядерной фотоники.....	22
<i>А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, С. А. Никитов.</i> Линейные и нелинейные спиновые волны в магнанных структурах и сетях .....	22
<i>О. А. Сапожников.</i> Миллиметровые акустические волны высокой интенсивности в медицинских приложениях.....	23
<i>А. В. Слюняев.</i> Морские волны-убийцы: наблюдения, физика и математика.....	24
<i>А. М. Фейгин.</i> Эмпирическое моделирование и прогноз эволюции открытых динамических систем: общий подход и примеры из климата.....	24
<i>А. Е. Храмов.</i> Активность мозга при совершении движений человеком: взгляд с позиций нелинейной динамики.....	25
<i>А. Г. Шалашов.</i> На пути к освоению энергии управляемого термоядерного синтеза в системах с магнитным удержанием плазмы: новые проекты и идеи .....	25

### **Тезисы докладов**

<i>И. С. Абрамов, Е. Д. Господчиков, А. Г. Шалашов.</i> Стационарное течение газа с нелинейной теплопроводностью в условиях локализованного энерговклада .....	28
<i>И. Е. Абрамовский, В. С. Власов, Л. Н. Котов, Д. А. Плешев, Ф. Ф. Асадулин.</i> Моделирование нелинейных колебаний вектора намагниченности в двухслойной магнитной структуре в условиях ориентационного перехода .....	29
<i>А. Б. Адилова, А. Г. Рожнев, Н. М. Рыскин.</i> Влияние взаимной синхронизации на конкуренцию мод в двух гиротронах с запаздыванием в канале связи .....	30
<i>А. Д. Аллилуев, Д. В. Макаров, Н. А. Асриян, А. А. Елистратов, Ю. Е. Лозовик.</i> Немарковская динамика экситон-поляритонного конденсата Бозе – Эйнштейна .....	32
<i>И. В. Доронин, А. А. Зябловский, Е. С. Андрианов, А. С. Калмыков, Б. Н. Хлебцов, П. Н. Мелентьев, В. И. Балыкин.</i> Подавление фотодеградации органических молекул, сильно связанных с плазмонными нанорезонаторами.....	33
<i>И. И. Артемenco, И. Ю. Костюков, Е. Н. Неруш.</i> Численное моделирование спиновых эффектов при взаимодействии пучков электронов с ЭМ-полями .....	35
<i>Б. А. Бабанов, В. А. Семенов.</i> Связь интенсивности осадков летом на южном берегу Крыма с погодными режимами в Евро-Атлантическом секторе.....	36
<i>Н. В. Барабаш, Т. А. Леванова, С. В. Стасенко.</i> Ритмогенез в среднеполевой модели нейрон-глиального взаимодействия .....	37
<i>М. В. Бастракова, В. О. Муняев.</i> Диссипативная нелинейная динамика и генерация запутанности двух связанных кубитов.....	39
<i>А. В. Башинов, Е. С. Ефименко, А. В. Ким.</i> О возможности наблюдения квантовых радиационных эффектов в режиме аномального радиационного захвата в петаваттных лазерных полях многопучковой конфигурации .....	41
<i>А. В. Березин, А. М. Федотов.</i> Расчет и анализ сигнала поляризации вакуума в трехпучковой схеме .....	43
<i>М. И. Болотов, Л. А. Смирнов, Г. В. Осипов, А. С. Пиковский.</i> Химерные режимы в системе движущихся нелокально связанных фазовых осцилляторов .....	45
<i>Д. И. Большаков, М. А. Мищенко, В. В. Матросов, И. В. Сысов.</i> Электронный нейроморфный генератор с возбудимой и автоколебательной динамикой.....	47



<u>В. А. Брызгалов, С. В. Дмитриев, Е. А. Корзникова.</u> Моделирование дислокационного электропластического эффекта .....	48
<u>М. В. Будянский, М. Ю. Улейский, С. В. Пранц.</u> Одиссея Алеутских вихрей в альтиметрическую эру .....	50
<u>К. Бурдонов, А. Фаццини, В. Лелассо, Т. Цецотти, Е. Филиппов, П. Форестье-Коллеони, Л. Ланция, А. Леблан, Ф. Перес, С. Пикуз, Ф. Кере, Ж. Фукс.</u> Первые эксперименты по ускорению протонов на петаваттном лазерном комплексе «Аполлон».....	52
<u>И. М. Вершинин, М. Е. Гуцин, И. Ю. Зудин, С. В. Коробков, А. С. Николенко, А. В. Стриковский.</u> Лабораторное моделирование нелинейных эффектов при распространении сверхкоротких электромагнитных импульсов в частично ионизированной газовой среде .....	53
<u>О. С. Вершинина, М. В. Иванченко.</u> Синхронизация метастабильных колебаний, возникающих в эволюционных играх .....	54
<u>М. Н. Вилков, Н. С. Гинзбург, Е. Р. Кочаровская, А. С. Сергеев, С. Е. Фильченков.</u> Нелинейная динамика короткоимпульсных электронных генераторов с активной и пассивной синхронизацией мод.....	56
<u>И. В. Вовченко, Т. Т. Сергеев, В. Ю. Шишков, А. А. Зябловский, Е. С. Андрианов.</u> Модель частично-секулярной аппроксимации для описания диссипации в системах с сильной связью ....	58
<u>В. А. Воденев.</u> Электрические сигналы растений при действии абиотических факторов .....	60
<u>Д. А. Войтович, А. В. Коржманов.</u> Оптимизация взаимодействия сверхинтенсивных лазерных импульсов с тонкими мишенями с целью создания комптоновского источника .....	61
<u>С. Н. Гаверилин.</u> Бистабильность нелинейной циркулярно-поляризованной электромагнитной волны в антиферромагнетике, помещенном в магнитное поле .....	63
<u>Д. С. Гладских, И. А. Соустова, Ю. И. Троицкая, Е. В. Мортиков, Л. А. Островский.</u> Исследование эволюции турбулентности в стратифицированном сдвиговом потоке с учетом роли потенциальной энергии турбулентных пульсаций .....	65
<u>К. А. Глушков, И. Б. Мухин.</u> Преобразование излучения пикосекундной иттербиевой лазерной системы в импульсы фемтосекундной длительности .....	67
<u>Д. С. Голдобин, Л. С. Клименко.</u> Маломодовая макроскопическая динамика систем с нелоренцевым распределением состояний .....	69
<u>А. И. Горохов, Е. А. Перевезенцев, И. Б. Мухин, М. Р. Волков.</u> Исследование оптических свойств объемных чирпирующих брэгговских решеток нового поколения, записанных с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.....	70
<u>Н. В. Григорьева, Н. М. Рыскин.</u> Бифуркационный анализ режимов синхронизации гиротрона внешним гармоническим сигналом .....	72
<u>М. А. Гринберг, В. А. Воденев.</u> Влияние ионизирующего излучения в малых дозах на стрессовые сигналы и физиологические процессы растений.....	74
<u>А. С. Гудько, А. А. Гелаш, Р. И. Мулладжанов.</u> Численный метод обратной задачи рассеяния уравнения КдФ для эффективного анализа больших волновых полей.....	76
<u>Г. А. Гуйо.</u> Исследование динамики сигналов ЭЭГ с помощью многомасштабного вейвлет-анализа и его дополнений .....	78
<u>Е. Г. Диденкулова, Е. Н. Пелиновский, Т. Г. Талипова.</u> Рациональные решения уравнений типа Гарднера .....	80
<u>А. А. Дидов, М. В. Будянский, М. Ю. Улейский.</u> Механизмы перестройки структуры фрактала хаотического рассеяния в открытой гамильтоновой системе с гомоклинической петлей.....	82
<u>С. В. Дмитриев, Г. М. Чечин, Д. С. Рябов, С. А. Щербинин.</u> Дискретные бризеры и делокализованные нелинейные колебательные моды в модельных решетках и кристаллах .....	84
<u>Д. А. Долиннина, А. В. Юлин.</u> Спонтанное нарушение симметрии в системе взаимодействующих лазерных резонаторов и дискретного волновода .....	85
<u>И. В. Доронин, А. А. Зябловский, Е. С. Андрианов.</u> Создание субволнового диэлектрического резонатора при помощи активной среды .....	87

<u>С. В. Дремов, А. А. Гелаи, Р. И. Мулладжанов, Д. И. Качулин.</u> Исследование бисолитонных решений в неинтегрируемом уравнении для волн на глубокой воде с помощью метода обратной задачи рассеяния и теории возмущений.....	89
<u>О. А. Дружинин.</u> О влиянии микропузырьков на турбулентность, индуцируемую поверхностной волной .....	91
<u>А. А. Евтушенко, А. С. Кудрявцев.</u> Моделирование распределения спрайтов по данным грозопеленгационной сети WWLLN над территорией России .....	92
<u>Е. М. Елизаров, А. В. Бух, И. А. Шепелев, Г. И. Стрелкова.</u> Влияние запаздывающей связи на поведение связанных динамических систем.....	93
<u>Н. А. Емельянов, Вл. В. Кочаровский.</u> Вейбелевская неустойчивость в корональной арке: аналитические оценки и PIC-моделирование .....	94
<u>А. А. Емельянова, В. И. Некоркин.</u> Смешанная динамика в системе двух адаптивно связанных неизохронных ротаторов .....	96
<u>А. А. Есина, В. Б. Ефимов.</u> Методика наблюдения взаимодействия потенциальных и вихревых возмущений в сверхтекучем гелии .....	97
<u>Н. А. Жидовцев, Д. В. Пушкарев, Д. С. Урюпина, Е. В. Митина, А. Б. Савельев.</u> Частотно-угловые спектры излучения при множественной фемтосекундной филаментации .....	98
<u>Е. А. Машикович, К. А. Гришунин, А. К. Звездин, Т. Г. Ш. Бланк, А. Г. Завьялов, П. Н. М. Лосдрехт, А. М. Калашикова, А. В. Кимель.</u> Динамика намагниченности железо-иттриевого граната вблизи точки компенсации при возбуждении терагерцовыми импульсами .....	100
<u>В. Е. Запелалов.</u> Проблемы повышения рабочей частоты гиротронов.....	101
<u>О. А. Догонашева, Д. Г. Захаров.</u> Универсальный метод исследования процессов синхронизации в спайковых нейронных сетях на основе адаптивной меры когерентности .....	104
<u>Р. С. Земсков, К. Ф. Бурдонов, А. А. Соловьев, С. Е. Перевалов, А. В. Котов, М. В. Стародубцев.</u> Лабораторное моделирование коллимации протозвездных джетов крупномасштабным межзвездным магнитным полем .....	105
<u>Е. В. Зипунова, А. Ю. Перепёлкина.</u> Явная консервативная схема для решеточных уравнений Больцмана с адаптивным переносом для моделирования нелинейных волн .....	107
<u>А. А. Злобин, В. В. Клиньшов.</u> Макроскопическое описание динамики сети нейронов с различными типами неоднородности .....	109
<u>А. А. Зябловский, И. В. Доронин, Е. С. Андрианов.</u> Лазерная генерация без инверсии в системах с сильной связью электромагнитного поля и активной среды.....	111
<u>Н. В. Ильин, Н. Н. Слюняев, Е. А. Мареев.</u> Моделирование сезонной вариации ионосферного потенциала .....	113
<u>Д. И. Иудин.</u> Макромасштабная асимметрия молниевых разрядов .....	114
<u>Н. А. Калинин, В. П. Алюкова, А. В. Андрианов, Г. Лойкс.</u> Использование эффекта Керра в оптических волокнах для сжатия квантовой неопределенности и улучшения чувствительности интерферометрических измерений.....	116
<u>Е. А. Караитин, И. Ю. Пашенькин, А. А. Фраерман, F. Kholid, Y. Saito, R. V. Mikhaylovskiy.</u> Терагерцовая эмиссионная спектроскопия спинтронных структур с обменным сдвигом .....	118
<u>И. Ю. Каргаполов.</u> LCODE 3D: трёхмерный код для моделирования долговременного плазменного кильватерного ускорения .....	120
<u>С. Ю. Кириллов, В. В. Клиньшов.</u> Дробовой шум в нейронных ансамблях.....	122
<u>А. В. Кирсанов, И. Б. Мухин, В. В. Чернов.</u> Применение спектрального анализа для диагностики прецизионного позиционирования оптико-механических узлов.....	123
<u>Е. М. Киселёва, И. В. Изотов, В. А. Скалыга.</u> Диагностика горячих электронов в непрерывном ЭЦР-разряде с высоким удельным энерговыделением.....	126

<u>М. В. Клименко, В. В. Клименко, Ф. С. Бессараб, Т. В. Суходолов, Е. В. Розанов.</u> Роль внутренней атмосферной изменчивости в вариациях ионосферных параметров в спокойных и возмущенных гелио-геофизических условиях .....	128
<u>В. В. Клиньшов, С. Ю. Кириллов, В. И. Некоркин.</u> Моделирование среднеполевой динамики неоднородных нейронных популяций.....	130
<u>Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко.</u> Формирование рабочей памяти в нейронной сети с учетом двух типов пластичности.....	131
<u>Е. Е. Козлова, А. Р. Сафин, С. А. Никитов.</u> Детектор субтерагерцевых колебаний на основе гетероструктуры «ферритмагнетик – тяжелый металл».....	132
<u>А. В. Кокорина, А. В. Слюняев, Е. Г. Диденкулова, А. И. Зайцев, А. А. Москвитин.</u> Данные долговременных измерений волн у о-ва Сахалин .....	134
<u>А. В. Савин, Е. А. Корзникова, С. В. Дмитриев.</u> Нелинейная динамика рипплокаций и твистонов в графеновых нанолентах: атомистическое моделирование .....	138
<u>Д. С. Костерин.</u> Кусочно-постоянные решения одной краевой задачи с периодическими краевыми условиями .....	139
<u>А. В. Котов, А. А. Соловьев, М. А. Мартьянов, С. Е. Первалов, Р. С. Земсков, М. В. Стародубцев, А. Г. Александров, И. В. Галактионов, В. В. Самаркин, А. В. Кудряшов, И. В. Яковлев, В. Н. Гинзбург, А. А. Кочетков, И. А. Шайкин, А. А. Кузьмин, С. Е. Стукачев, С. Ю. Миронов, А. А. Шайкин, Е. А. Хазанов.</u> Фокусировка РW лазерных импульсов после посткомпрессии с помощью адаптивной оптической системы .....	141
<u>Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский.</u> Поляритонный резонанс и диссипативный сверхизлучательный временной кристалл.....	143
<u>Д. А. Кузин, А. В. Старобор.</u> Влияние неоднородного нагрева на параметры излучения в лазерных усилителях с пластинчатыми активными элементами.....	145
<u>А. А. Кузнецов, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, М. А. Гарасев, А. А. Нечаев.</u> Насыщающее магнитное поле ТМ-вейбелевской неустойчивости и динамика его пространственного спектра в плазме с анизотропным бикаппа- или бимаксвелловским распределением электронов по скоростям.....	147
<u>И. А. Кузнецов, А. В. Захаров, Е. А. Лисин, М. Е. Викторов, С. А. Бедняков, А. С. Бычкова, Г. Г. Дольников, А. Е. Дубов, А. А. Карташева, А. Н. Ляш, А. Ю. Поройков, И. А. Шашкова, А. В. Шеховцова, М. Е. Абделаал.</u> Изучение динамики пылевых частиц безатмосферных тел.....	149
<u>Н. В. Кузнецова, Д. В. Степанов.</u> Вихревой перенос в северо-западную часть Японского моря .....	150
<u>П. В. Купцов.</u> Опосредованная синхронизация и структурно устойчивая квазипериодичность в системе трёх спин-трансферных осцилляторов с одноосной симметрией и полевой связью .....	152
<u>Г. А. Курников, М. Р. Волков.</u> Подавление термонаведённой линзы в композитном активном элементе дискового лазера путём профилирования радиатора .....	154
<u>Д. О. Любченко, А. В. Савин.</u> Критическая скорость для начала быстрого ускорения Ферми .....	156
<u>Д. О. Любченко, О. Б. Исаева.</u> Исследование динамики генераторов Кузнецова с грубыми странными аттракторами и их применение для средств коммуникации .....	158
<u>С. Ю. Маковкин, С. Ю. Гордлеева, М. В. Иванченко.</u> Эффекты синхронизации в нейрон-астроцитарных ансамблях.....	160
<u>М. С. Малышев, А. Г. Галка, А. В. Костров.</u> Нелинейные эффекты СВЧ-зонда в магнитоактивной плазме.....	162
<u>Б. С. Марышев, Л. С. Клименко.</u> Горизонтальная фильтрация смеси через замкнутую область пористой среды пульсационным потоком с учетом закупорки .....	164
<u>И. Н. Масленников.</u> Локальная динамика уравнения второго порядка с запаздыванием в производной .....	166
<u>Т. М. Медведева, Е. М. Сулейманова, Л. В. Виноградова.</u> Анализ связанности между полушариями мозга крыс при волне распространяющейся депрессии.....	168

<i>В. А. Минаков, Д. Д. Кутергин, И. К. Лотов, К. В. Балугев, М. С. Дорожкина, Р. И. Спицын, П. В. Туев, К. В. Лотов.</i> Лазерное кильватерное ускорение с драйвером XCELS .....	169
<i>А. В. Мишин, Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский.</i> Зависимость спектра поляритонных мод лазеров класса С и D от распределенной обратной связи волн .....	171
<i>М. А. Мищенко, Н. С. Ковалева, Д. И. Большаков, И. В. Ушаков, В. В. Матросов.</i> Роль топологии связей в синхронизации активности нейронной сети .....	173
<i>А. Ю. Моркина, Е. А. Корзникова, С. В. Дмитриев.</i> Время жизни высокоэнергетических атомов в нелинейной цепочке в тепловом равновесии.....	175
<i>Т. И. Морозова.</i> Модуляционная неустойчивость различных волновых мод в хвостах метеороидов .....	177
<i>И. И. Мулляджанов, Р. И. Мулляджанов, А. А. Гелаи.</i> Бризеры в спонтанно возмущенном конденсате.....	178
<i>Н. С. Миенская, Ю. В. Синицына, Е. А. Кальясова, В. С. Сухов, Е. Н. Громова, А. В. Жирова, И. В. Карпеева, Н. В. Ильин.</i> Воздействие ЭМИ с частотами резонанса Шумана на растения гороха и пшеницы .....	179
<i>А. А. Нечаев.</i> К аналитическому описанию нелинейной стадии вейбелевской неустойчивости в анизотропной бесстолкновительной плазме.....	180
<i>П. М. Никифорова, А. В. Богацкая, А. М. Попов.</i> Анализ оптических свойств периодических микроструктур, формируемых в процессе лазерной записи в твердых диэлектриках .....	182
<i>А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, И. Ю. Зудин, А. В. Стриковский.</i> Лабораторное исследование неустойчивостей, развивающихся при разлёте плазменных облаков во внешнем магнитном поле .....	184
<i>М. О. Журавлев, К. С. Саматова, М. Ю. Новиков, А. Е. Руннова.</i> Устойчивые колебательные структуры в ЭЭГ-активности во время ночного сна при слабых нарушениях когнитивных функций.....	185
<i>Ю. В. Новожилова, Г. Г. Денисов, А. А. Богдашов, Р. М. Розенталь, А. В. Назаровский.</i> Стабилизация частоты двух автогенераторов отражением от внешнего высокочастотного резонатора .....	187
<i>Д. Л. Огородников, С. С. Вергелес.</i> Альфа-эффект в магнитном поле в присутствии трёхмерного когерентного вихревого течения проводящей жидкости.....	189
<i>И. В. Оладышкин.</i> Распад фемтосекундного лазерного импульса на пару поверхностных плазмон-поляритонов.....	191
<i>В. И. Павлов, Н. М. Кондратьев, В. Е. Лобанов.</i> Моделирование нелинейных процессов в высокочастотных микрорезонаторах в режиме затягивания с учетом тепловых эффектов.....	192
<i>А. Л. Панкратов, А. В. Гордеева, Л. С. Ревин, А. А. Яблоков, Д. А. Ладейнов, Е. В. Панкратова.</i> Динамика переключений, синхронизация и хаос в джозефсоновских контактах при милликельвинных температурах .....	194
<i>М. А. Панфилова, В. Ю. Караев.</i> Определение скорости ветра по данным радиолокаторов Ku- и Ka-диапазонов на спутнике GPM .....	195
<i>И. В. Панюков, В. Ю. Шишков, Е. С. Андрианов.</i> Автокорреляционная функция второго порядка фильтрованного по частоте излучения от некогерентно накачиваемого однофотонного источника .....	197
<i>О. И. Пашина, Д. Р. Рябов, Г. П. Зограф, М. И. Петров.</i> Термооптическая нелинейность и бистабильность в полупроводниковом нанорезонаторе.....	198
<i>С. Е. Перевалов, А. А. Соловьев, М. В. Стародубцев.</i> Ускорение протонов при пологом падении лазерного импульса на зубчатую мишень.....	200
<i>М. А. Погребняк.</i> Поведение решений математической модели движения транспортного потока .....	202
<i>А. Р. Полетаева.</i> Моделирование переноса надтепловых электронов методом коротких характеристик .....	204

<i>С. В. Филатов, А. В. Поплевин, А. А. Левченко, В. М. Парфеньев.</i> Генерация полосообразного вихревого течения неколлинеарными волнами на поверхности воды.....	205
<i>С. В. Филатов, А. В. Поплевин, А. М. Лихтер, О. Г. Королев, В. И. Сербин, А. В. Рыбаков, Д. Д. Тумачев, А. А. Левченко.</i> Особенности генерации вихревого движения волнами на поверхности мелкой и глубокой воды.....	207
<i>А. П. Попыкина, Ф. Г. Сарафанов, С. О. Дементьева, Н. В. Ильин, Е. А. Мареев.</i> Определение особенностей развития сухих гроз .....	208
<i>Е. Л. Яковенко, Н. А. Поспелов, К. В. Анохин.</i> Сингулярный спектральный анализ нейронной активности мышцы в свободном поведении.....	209
<i>Е. И. Преображенский, И. В. Оладышкин, М. Д. Токман.</i> Оптические свойства гидрогенизированного графена в терагерцовом диапазоне .....	210
<i>И. С. Проскуркин, И. Л. Мальфанов, Д. А. Сафонов, В. К. Ванаг.</i> Проектирование нейроморфного чипа на химических микроосцилляторах.....	211
<i>В. В. Прядун, М. А. Носов, К. А. Семенцов, С. В. Колесов.</i> Генерация цунами атмосферной волной Лэмба, вызванной вулканическим взрывом .....	213
<i>И. Р. Рамазанов, И. А. Корнеев, Т. Е. Вадивасова, А. В. Слепнев.</i> Синхронизация и формирование пространственно-временных структур в кольце генераторов Ван дер Поля – Матье .....	214
<i>М. А. Ремез, А. В. Водопьянов.</i> Термодинамическое моделирование конверсии CH <sub>4</sub> в плазмотроне.....	215
<i>А. А. Романюха, К. А. Новиков, Т. Е. Санникова.</i> Расширенная модель эпидемии: COVID-19 и психические заболевания.....	217
<i>А. А. Ростунцова, Н. М. Рыскин.</i> Взаимодействие электромагнитной волны со встречным пучком электронов в условиях циклотронного резонанса: нелинейные волны, модуляционная неустойчивость и генерация солитонов.....	218
<i>А. А. Ростунцова, Н. М. Рыскин, Р. А. Торгашов.</i> Исследование электродинамических характеристик замедляющей системы субтерагерцового диапазона на основе метаматериала.....	220
<i>В. А. Нечаев, Е. В. Рыбалова, Г. И. Стрелкова.</i> Зависимость вероятности появления химер в кольце нелокально связанных отображений от интенсивности аддитивного шума.....	222
<i>А. Б. Адилова, Н. В. Григорьева, А. Г. Рожнев, Н. М. Рыскин.</i> Теоретический анализ нелинейной динамики гиротрона на основе модифицированной квазилинейной модели .....	224
<i>Д. И. Салыкина, С. Н. Балыбин.</i> Улучшение чувствительности квантовых невозмущающих измерений с применением сжатых состояний света.....	226
<i>Р. С. Самойлов, А. С. Гаврилов.</i> Исследование неопределенности решения при эмпирической реконструкции динамических систем .....	228
<i>А. Е. Самойлова, Д. С. Голдобин.</i> Синхронизация джозефсоновских контактов глобальной связью и общим шумом.....	230
<i>Ф. Г. Сарафанов, А. П. Попыкина, Н. В. Ильин.</i> Изучение связи лесных пожаров с сухими грозами по данным WWLLN .....	232
<i>Д. А. Сафонов, И. С. Проскуркин, И. Л. Мальфанов, В. К. Ванаг.</i> Моделирование элементов нейроморфного компьютера в системе на основе геля.....	233
<i>Д. Н. Мухин, С. Е. Сафонов, А. С. Гаврилов.</i> Разработка агентной модели для моделирования поведения общества в условиях эпидемий .....	235
<i>А. С. Седов, А. П. Фокин, А. С. Зуев.</i> Экспериментальное и теоретическое изучение влияния отраженного сигнала на режим работы гиротронов .....	236
<i>И. И. Кузнецов, А. В. Седунова.</i> Александритовый лазер с диодной накачкой .....	238
<i>В. В. Семенов, А. С. Захарова.</i> Роль мультиплексинга при управлении стохастическим резонансом в многослойных сетях связанных бистабильных осцилляторов.....	240
<i>Н. И. Семенова.</i> Влияние шума на рекуррентные нейронные сети.....	241

<u>Н. И. Семенова, К. С. Сергеев, А. В. Слепнев.</u> Обучение и тестирование искусственной нейронной сети, состоящей из систем Фитц-Хью – Нагумо.....	243
<u>Т. Т. Сергеев, А. А. Зябловский, Е. С. Андрианов, Ю. Е. Лозовик.</u> Неэрмитовый фазовый переход в эрмитовых системах .....	245
<u>М. А. Серебряков, Е. Н. Неруш, И. Ю. Костюков.</u> Проницаемость релятивистски неплотной плазмы для экстремально интенсивных лазерных импульсов.....	246
<u>С. В. Синцов, А. В. Водопьянов, Д. А. Мансфельд, Н. В. Чекмарев, Е. И. Преображенский.</u> Филаментарная структура неравновесного плазменного факела атмосферного давления, поддерживаемого в потоке газа в квазиоптическом пучке непрерывного миллиметрового излучения .....	247
<u>А. Д. Сладков.</u> Численное исследование процесса магнитного пересоединения в лазерной плазме с большим аспектным соотношением сторон.....	248
<u>И. А. Корнеев, И. Р. Рамазанов, В. В. Семенов, А. В. Слепнев, Т. Е. Вадивасова.</u> Влияние мемристивной связи на динамику одно- и двухслойной сетей осцилляторов Фитц-Хью – Нагумо .....	249
<u>Л. А. Смирнов, М. И. Болотов, Г. В. Осипов, А. С. Пиковский.</u> Солитонные химеры в системе нелокально связанных фазовых осцилляторов с диффузионным полем.....	250
<u>Е. О. Смолина, А. С. Хорькин, Д. А. Смирнова, Н. С. Куликов, Л. А. Смирнов.</u> Определение топологических фаз фотонных решёток .....	252
<u>В. В. Клиньшов, И. А. Соловьев.</u> Исследование аттракторов и их бассейнов притяжения в сети Хопфилда .....	254
<u>А. А. Сорокин, Е. А. Анашкина, Г. Лойхс, А. В. Андрианов.</u> Генерация сжатых состояний света при помощи керровской нелинейности в оптических волокнах.....	255
<u>А. П. Кузнецов, Ю. В. Седова, Н. В. Станкевич.</u> Синхронизация малоразмерных ансамблей квазипериодических генераторов .....	257
<u>Е. М. Стародубцева, И. Н. Цымбалов, Д. А. Горлова, К. А. Иванов, А. Б. Савельев-Трофимов.</u> Исследование фазовых портретов для инжекции электронов низкой энергии при прямом лазерном ускорении .....	259
<u>Б. П. Суетин.</u> К вопросу о потенциальной завихренности Большого красного пятна Юпитера ....	260
<u>М. Р. Султанова, И. А. Ремизов, А. А. Левченко.</u> Взаимодействие инжектированных зарядов с квантовыми вихрями в сверхтекучем гелии .....	261
<u>А. Е. Суроегина, Е. Н. Пелиновский.</u> Анализ и прогнозирование COVID-19.....	262
<u>В. С. Сухов.</u> Транспорт протонов через тилакоидную мембрану как потенциальная мишень действия сверхнизкочастотных магнитных полей на фотосинтетические процессы.....	264
<u>А. А. Сысоев, Д. И. Иудин.</u> Исследование электростатических аспектов процесса формирования пространственных стемов.....	266
<u>С. В. Тарасов.</u> Совместная многомодовая статистика чисел частиц в бозе-конденсате взаимодействующих атомов: теорема о хафниане и атомный бозонный сэмплинг .....	268
<u>О. С. Темная, С. А. Никитов.</u> Нелинейное ограничение амплитуд спиновых волн в особых точках .....	270
<u>Е. А. Терещенков, Е. С. Андрианов, А. А. Зябловский, А. П. Виноградов, А. А. Пухов, А. А. Лисянский.</u> Влияние оптических фононов активных сред на режимы работы лазеров.....	272
<u>К. А. Торопова, О. И. Ивашкина, А. А. Иванова, К. В. Анохин.</u> Активность нейронных сетей покоя головного мозга при формировании и нарушении долговременной памяти.....	274
<u>А. С. Трегубов, Е. Г. Диденкулова.</u> Статистические характеристики линейного поля ветровых волн .....	277
<u>П. В. Туев, Р. И. Спицын, К. В. Лотов.</u> Расширенная модель квазистатического описания плазмы для исследования кильватерного ускорения .....	279
<u>И. В. Тюлькина, Д. С. Голдобин.</u> Колебания конвективных течений в смежных ячейках пористой среды с учетом эффекта Соре.....	281

<u>И. В. Ушаков, М. А. Мищенко.</u> Самоорганизованная критичность в феноменологической нейронной сети с топологией «малого мира».....	283
<u>С. В. Филатов.</u> Экспериментальное исследование геострофических вихрей во вращающейся системе.....	284
<u>Г. Е. Хазанов, С. А. Ермаков, В. А. Доброхотов, Д. В. Вострякова.</u> Лабораторное и численное моделирование затухания гравитационных волн на поверхности воды, покрытой несплошным льдом.....	285
<u>И. Р. Хайрулин, В. А. Антонов, М. Ю. Емелин, М. Ю. Рябикин.</u> Высокоэффективная генерация гармоник лазерного поля в гелии в условиях многофотонного резонанса.....	287
<u>А. В. Хидов, В. В. Перекатова, Д. А. Куракина, Е. А. Сергеева, И. И. Фикс, Н. В. Сапёркин, М. Ю. Кириллин.</u> Численное моделирование четырёх волн распространения COVID-19 в регионах Российской Федерации на основе моно- и мультицентральной агентно-ориентированной модели.....	288
<u>Е. Г. Холина, В. А. Федоров, С. С. Хрущев, И. Б. Коваленко, М. Г. Страховская, А. Б. Рубин.</u> Молекулярные механизмы антибактериального и противовирусного действия катионных фотосенсибилизаторов: молекулярное моделирование.....	289
<u>В. А. Храменков, А. С. Дмитричев, В. И. Некоркин.</u> Новый сценарий парадокса Браеса в энергосетях.....	291
<u>А. Б. Хутиева, А. В. Садовников.</u> Селекция спиновых волн в ансамбле связанных ЖИГ-микроволноводов.....	292
<u>Ю. А. Цыбина, И. А. Кастальский, С. Ю. Гордлеева.</u> Синхронизация в спайковой нейронной сети.....	294
<u>Л. А. Цырульникова, А. Р. Сафин.</u> Управляемая нейроморфная динамика систем фазовой синхронизации.....	296
<u>Н. В. Чекмарев, С. В. Синцов, Д. А. Мансфельд, А. В. Водопьянов.</u> Модель измерения электронной плотности в плазменном цилиндре методом микроволнового зондирования.....	297
<u>А. В. Черданцев.</u> Формирование и трехмерная структура волн возмущения на обдуваемой газом пленке жидкости в горизонтальном прямоугольном канале.....	299
<u>А. Г. Чубаров, М. Ю. Куликов, М. В. Беликович, А. М. Фейгин.</u> Исследование фотохимического равновесия семейств нечётного кислорода и водорода на высотах мезосферы.....	301
<u>П. А. Чувакин, Е. Д. Господчиков.</u> Импедансный подход к моделированию отражения электромагнитной волны от области циклотронного резонанса.....	304
<u>В. Н. Шапоров, В. С. Власов, Л. Н. Котов.</u> Численное решение нелинейных уравнений Ландау – Лифшица для динамики намагниченности анизотропной ферромагнитной пленки возбуждаемой наносекундными радиоимпульсами.....	305
<u>В. Ю. Шшиков, Е. С. Андрианов.</u> Точное аналитическое решение для матрицы плотности неравновесного поляритонного конденсата Бозе – Эйнштейна.....	307
<u>О. В. Шомина, О. А. Даниличева, Т. В. Тарасова, И. А. Капустин.</u> Особенности проявления субмезомасштабных вихревых течений на изображениях морской поверхности.....	309
<u>В. М. Ярыгова.</u> Оптимизация протонного кильватерного ускорителя с двойной плазменной секцией.....	311

Электронная версия сборника подготовлена  
Редакционно-издательским сектором ИПФ РАН