

СОДЕРЖАНИЕ

Том 506, номер 2, 2022

О научных результатах в области физических наук, полученных в 2020–2021 гг.

Е. Ю. Кильпио, И. А. Щербаков

3

ФИЗИКА

Многоканальный неуправляемый разрядник нового типа для наносекундной коммутации мегаамперных токов

Е. А. Галанова, Ю. Н. Долин, А. В. Ивановский, А. Е. Калинычев, Г. В. Карпов, С. С. Ломтев, А. Г. Мерзлов, В. Н. Нудиков, Д. С. Прохоров, Е. А. Салатов, А. Н. Туров, А. А. Шаталин

34

Спин-флуктуационные переходы у MnSi по данным электронного парамагнитного резонанса и рассеяния нейтронов

С. В. Демишев

40

Бегущие волны в недиспергирующих сильно неоднородных средах

Е. Н. Пелиновский, О. В. Капцов

46

Гигантский эффект невзаимности для микроволнового магнитосопротивления сверхрешеток (CoFe)/Cu

В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, М. А. Миляев, Е. А. Кузнецов, Д. В. Перов

52

МЕХАНИКА

О гиперболическом уравнении для волны Рэлея

Ю. Д. Каплунов, Д. А. Приказчиков, Р. Ф. Сабирова

56

Изменение ориентации тела при помощи трех пар подвижных масс

Ф. Л. Черноусько

60

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

Энергетика, демография, климат — есть ли альтернатива отказу от ископаемого органического топлива?

В. В. Клименко, А. В. Клименко, О. В. Микушина, А. Г. Терешин

66

CONTENTS

Volume 506, no. 2, 2022

On the Results in Physics Obtained in 2020–2021

E. Yu. Kilpio and I. A. Shcherbakov

3

PHYSICS

A New Type of Uncontrolled Multichannel Discharger
for Nanosecond Switching of Megaampere Currents

*E. A. Galanova, Yu. N. Dolin, A. V. Ivanovskiy, A. E. Kalinychev, G. V. Karpov, S. S. Lomtev,
A. G. Merzlov, V. N. Nudikov, D. S. Prokhorov, E. A. Salatov, A. N. Turov, and A. A. Shatalin*

34

Spin-Fluctuation Transitions in MnSi According to Electron Paramagnetic Resonance
and Neutron Scattering

S. V. Demishev

40

Travelling Waves in the Non-Dispersive Inhomogeneous Media

E. N. Pelinovsky and O. V. Kaptsov

46

The Giant Nonreciprocity Effect for Microwave Magnetoresistance of (CoFe)/Cu Superlattices

V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, M. A. Milyaev, E. A. Kuznetsov, and D. V. Perov

52

MECHANICS

On a Hyperbolic Equation for the Rayleigh Wave

J. D. Kaplunov, D. A. Prikazchikov, and R. F. Sabirova

56

Change of the Body Orientation by Means of Three Pairs of Movable Masses

F. L. Chernousko

60

TECHNICAL SCIENCE

Energy, Demography, Climate – Is There an Alternative to Abandoning Fossil Fuels?

V. V. Klimenko, A. V. Klimenko, O. V. Mikushina, and A. G. Tereshin

66

УДК 50:52:53

О НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ В ОБЛАСТИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, ПОЛУЧЕННЫХ В 2020–2021 гг.

© 2022 г. Е. Ю. Кильпио^{1,2,*}, академик РАН И. А. Щербаков^{1,3,**}

Поступило 11.01.2022 г.

После доработки 14.06.2022 г.

Принято к публикации 06.07.2022 г.

Сообщение основано на отчетных материалах, представленных академиком-секретарем Отделения физических наук РАН (ОФН РАН) на Общих собраниях ОФН РАН в апреле 2022 г. и апреле 2021 г. и дает представление о некоторых научных результатах, полученных в области физических наук в 2020–2021 гг. в научных организациях, в отношении которых Российская академия наук осуществляет отдельные полномочия, предусмотренные постановлениями Правительства Российской Федерации от 05.06.2014 г. № 521 и от 24.12.2018 г. № 1652 (институтах РАН). Дается краткая сводная информация о работе научных организаций по разным направлениям физики, для иллюстрации приведены примеры некоторых значимых достижений в виде аннотаций.

Ключевые слова: физика атомов и молекул, конденсированные среды, физическое материаловедение, ядерная физика, физика элементарных частиц, физика плазмы, оптика, лазерная физика, радиофизика, электроника, акустика, астрономия, космические исследования

DOI: 10.31857/S2686740022070069

С 2021 г. действует новая Программа фундаментальных научных исследований в Российской Федерации на долгосрочный период (2021–2030 гг.) (утверждена распоряжением Правительства Российской Федерации № 3684-р от 31.12.2020 г.), целью которой определено получение новых знаний об основных закономерностях строения, функционирования и развития человека, общества, природы, необходимых для устойчивого научно-технологического, социально-экономического и культурного развития страны, укрепления ее национальной безопасности и обеспечения научного лидерства в определении мировой научной повестки на долгосрочный период. Организация и координация научных исследований, проводимых в рамках Программы научными организациями и образовательными организациями высшего образования, а также иными субъектами научной и научно-технической деятельно-

сти, осуществляются Российской академией наук в качестве координатора Программы. Новая программа, существенно отличающаяся по своей структуре от ранее действовавшей программы 2013–2020 гг., охватывает все организации разной ведомственной принадлежности, в которых проводятся научные исследования, в ней по-новому сформулированы направления исследований в соответствии с современным состоянием науки.

Раздел “Физические науки” в Программе включает 7 направлений (нумерация соответствует Программе):

- 1.3.1. Физика атомов и молекул,
- 1.3.2. Физика конденсированных сред и физическое материаловедение,
- 1.3.3. Ядерная физика и физика элементарных частиц,
- 1.3.4. Физика плазмы,
- 1.3.5. Оптика и лазерная физика,
- 1.3.6. Радиофизика и электроника, акустика,
- 1.3.7. Астрономия и исследования космического пространства.

Год начала предыдущей программы (2013–2020 гг.) совпал с годом реформы РАН, она реализовывалась в трудное для российской науки время, в период нестабильности, когда происходили многочисленные преобразования: смена подведомственности институтов РАН, реформативное изменение ряда институтов (объединения и пр.), из-

¹ Отделение физических наук

Российской академии наук, Москва, Россия

² Крымская астрофизическая обсерватория

Российской академии наук,

п. Научный, Республика Крым, Россия

³ Федеральный исследовательский центр

“Институт общей физики им. А.М. Прохорова

Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: lena@gpad.ac.ru

**E-mail: physics@gpad.ac.ru

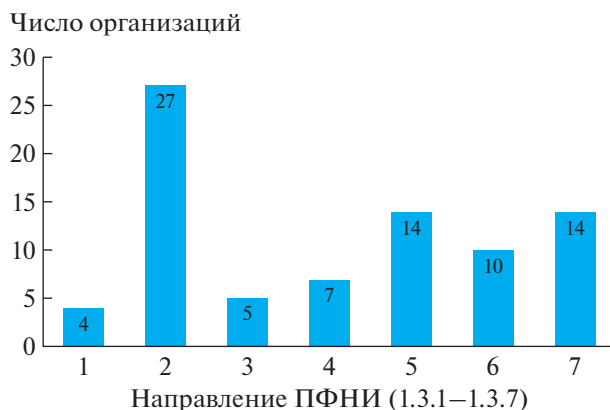


Рис. 1. Число институтов ОФН, работающих по разным направлениям ПФНИ.

менения правил формирования и формы подачи государственных заданий и отчетности по ним, перекосы в сторону наукометрии и пр. Действующая программа реализуется в условиях сначала ковидных, а потом санкционных ограничений. Тем не менее, как и в рамках предыдущей, так и в рамках нынешней программы научным организациям удается получать значимые научные результаты.

Всего в России около 250 организаций различной ведомственной принадлежности ведут исследования в области физических наук. В соответствии с Федеральным законом № 253-ФЗ (с изменениями от 19.07.2018, № 218-ФЗ) Российская академия наук осуществляет научно-методическое руководство подавляющим большинством этих организаций. При этом, в соответствии с Постановлениями Правительства № 521 от 05.06.2021 и № 1652 от 24.12.2018, в отношении ряда организаций Российской академией наук осуществляются специальные полномочия, заключающиеся в участии в формировании директорского корпуса. Все это – бывшие институты РАН, позже перешедшие под управление ФАНО России, а в настоящее время, наряду с вузами, являющиеся подведомственными Минобрнауки России. Некоторые из этих организаций в настоящее время – многопрофильные научные центры, в состав которых в результате реорганизации вошли бывшие физические институты.

Под руководством Отделения физических наук РАН находятся 44 такие организации (см. [1]). Руководство частью из них осуществляется совместно с другими тематическими и/или региональными отделениями. Рисунок 1 иллюстрирует, по каким направлениям работают эти институты.

Формирование научных тем происходит в институтах в соответствии с правилами и традициями каждой конкретной организации, научные те-

мы могут сильно различаться по своему масштабу – в некоторых институтах это работа коллектива более 100 человек, в других – небольшая группа из 5 исследователей. В первом случае это может определяться простотой управления, в последнем, возможно (хотя и не обязательно), в большей степени это определяется числом научных лидеров в коллективе. В принципе, оба подхода имеют право на существование, если не доводить до крайностей. Научные исследования – творческий процесс, и ставить жесткие рамки здесь не нужно.

Ежегодно по запросу ОФН РАН эти организации направляют в Отделение свои важнейшие научные результаты, отобранные учеными советами. В 2021 г. в ОФН РАН поступило 322 таких предложения. По результатам проведенного тщательного анализа поступивших материалов, с привлечением профильных экспертно-аналитических советов ОФН РАН, для представления руководству РАН и научной общественности было отобрано 124 результата, имеющих наибольшую значимость.

Разумеется, и в других организациях, ведущих исследования в области физических наук, есть значительное число важных результатов, которые также рассматриваются и учитываются в итоговых документах РАН, и то, что они не рассматриваются в данном сообщении, никоим образом не снижает значимости научной деятельности и результативности этих организаций. Также, конечно, нельзя не упомянуть, что часть научных результатов, охваченных данной публикацией, получена в коллаборации с другими российскими и зарубежными организациями.

Когда речь идет о научных исследованиях, сказать, какое из них окажется самым востребованным, можно будет лишь по прошествии времени. Можно отметить, что большой интерес сейчас представляют междисциплинарные работы, где физика переплетается с другими науками (например, исследования на стыке физики и медицины). Огромное значение, особенно в последнее время, приобрели исследования, результаты которых могут быть использованы в целях импортозамещения или укрепления обороноспособности страны. При всей практической пользе от решения прикладных задач в обозримом будущем нельзя забывать и о чисто фундаментальных исследованиях, которые, как это отражено и в их названии, закладывают фундамент для будущих технологий. К тому же некоторые из исследований, хотя и кажутся на первый взгляд чисто фундаментальными, на самом деле приобретают практическую значимость уже в обозримом будущем.

Ниже приведены некоторые из результатов, отобранные академиком-секретарем для представления в качестве примеров научных достиже-

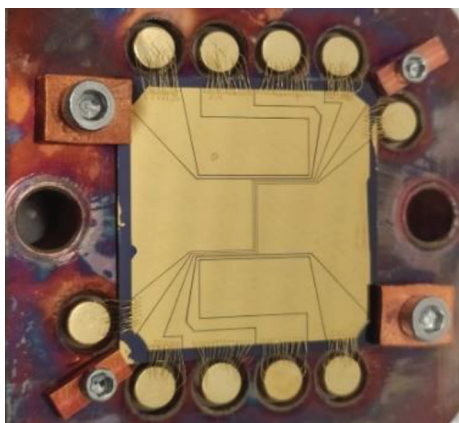


Рис. 2. Фотография первого в России атомного чипа.

ний институтов за 2020–2021 гг. Результаты даны в виде кратких аннотаций, с более подробной информацией о том или ином научном достижении можно ознакомиться в публикациях, ссылки на которые даны в описании каждого результата.

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.1. ФИЗИКА АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

1. Атомный чип в режиме непрерывной работы для задач квантовой метрологии

Учеными Института спектроскопии РАН совместно с коллегами из Московского физико-технического института разработан и экспериментально исследован атомный чип (рис. 2) для лазерного охлаждения и захвата атомов, работающий в непрерывном режиме. В основу создания атомного чипа положено сочетание технологий промышленной микроэлектроники и методов атомной оптики для создания ультрахолодных атомных ансамблей и управления ими. Атомный чип предоставляет возможность локализовать и мани-

пулировать атомами, а также возможность адресации к отдельным атомам (рис. 3). Подробнее с этим результатом можно ознакомиться в работе [2].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.2. ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД И ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

1. Ультрочувствительный магнитный метод для неинвазивного и дистанционного мониторинга биodeградации разнообразных наночастиц с магнитными ядрами в живом организме *in vivo*

Разработан новый магнитоспектральный метод, позволяющий проводить неинвазивные исследования в течение длительного срока по биodeградации медицинских наночастиц, имеющих магнитные ядра, в организме животных *in vivo*. Установлены основные закономерности долговременной (1 год) биodeградации в организме 17 типов наночастиц в зависимости от введенной дозы, гидродинамического размера, типа покрытия поверхности и структуры наночастиц. Показано, что покрытие частиц 39-нм слоем полистирола замедляет время деградации частиц с 40 дней до 1 года (см. рис. 4). Полученные результаты важны для разработки функциональных наномедицинских препаратов с безопасной и предсказуемой долгосрочной фармакокинетикой и способствуют внедрению разных типов наночастиц в клиническую практику. Разработанные безопасные методы высокочувствительных магнитных измерений помогут заменить применение радиоактивных меток для целого ряда биофизических исследований. Полученное достижение является результатом совместной работы ученых ИОФ РАН, ИБХ РАН, МФТИ, МИФИ, РНИМУ, НТУ “Сириус” [3].

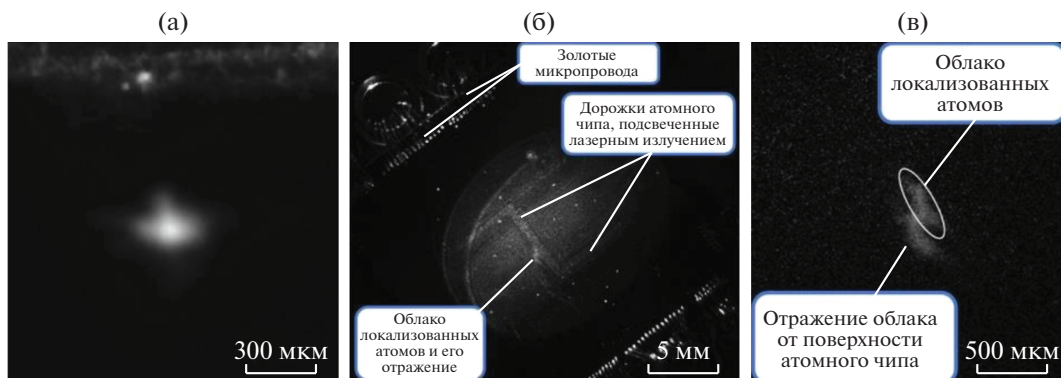


Рис. 3. а – Снимок облака атомов, сделанный вдоль поверхности атомного чипа; б – снимок облака атомов на фоне атомного чипа (снимок сделан перпендикулярно поверхности атомного чипа); в – то же самое за вычетом фоновой засветки.

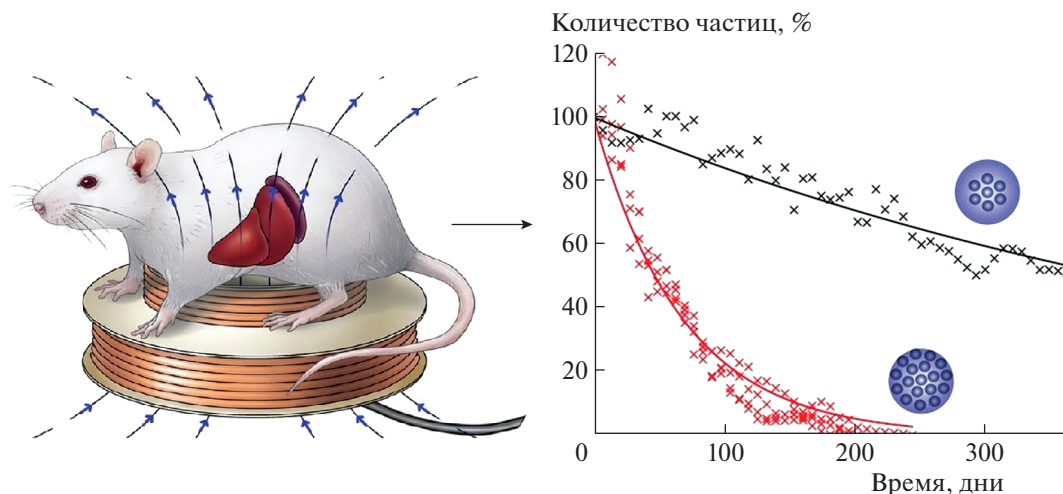


Рис. 4

2. Аптасенсор на основе SERS для быстрого количественного определения SARS-CoV-2

В широкой кооперации, включающей ученых из МГУ, Сеченовского университета, ИФТТ РАН, НИЦЭМ им. Н.Ф. Гамалеи, ИФАВ РАН, ФНЦИРИП им. М.П. Чумакова, разработан экспресс-метод детектирования коронавируса SARS-CoV-2, основанный на схеме метода прямой сборки оптического сенсора с использованием коллоидных наночастиц серебра, усиливающих сигнал рамановского рассеяния (рис. 5). Показано, что при увеличении концентрации белковых молекулярных структур наночастицы серебра образуют с ними “комплексы” и формируют неоднородности электрического поля. За счет взаимодействия с меченым аптамером вирус SARS-CoV-2 создает локально-увеличенную плотность раманов-

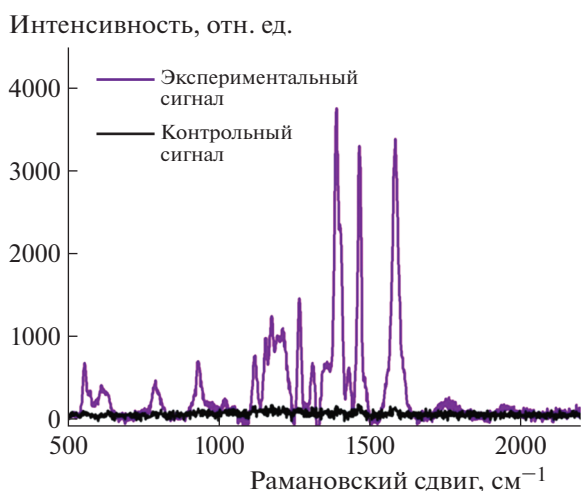


Рис. 5. Показан спектр рамановского рассеяния, измеренный при наличии вируса в системе, и контрольный сигнал.

ской метки. Материалом исследования является слюна, которую подвергают облучению лазером и регистрируют спектр рассеяния [4].

3. Металлический слой атомной толщины, встроенный в кремний

Учеными ИАПУ ДВО РАН впервые в мире была сформирована структура дельта-типа, в которой слой металла, встроенный в полупроводниковую кремниевую матрицу, имел моноатомную толщину (рис. 6). Детальную информацию об этом можно найти в [5].

4. Упорядоченные структуры из частиц в смектических нанопленках в условиях микрогравитации

Проведен анализ данных космического эксперимента (на Международной космической станции) по изучению нанопленок смектических жид-

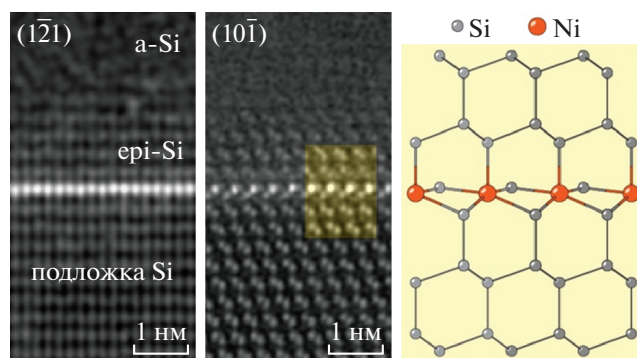


Рис. 6. Микроскопические изображения поперечного среза сформированной структуры дельта-типа с моноатомным слоем NiSi_2 и ее атомное строение, где атомы Si и Ni показаны серыми и оранжевыми кружками соответственно.

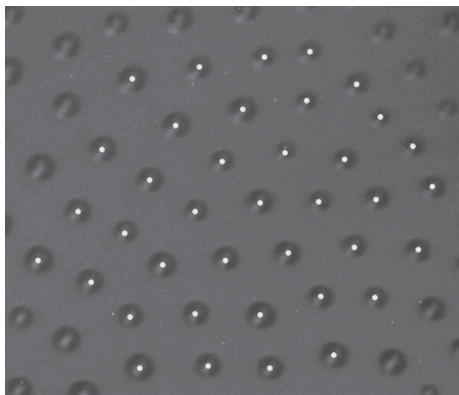


Рис. 7. Структура с гексагональным упорядочением, образованная каплями изотропной жидкости в нанопленке смектического жидкого кристалла. Белыми точками на фото отмечены центры капель. Условия микрогравитации позволили получить нанопленки больших размеров и толщиной от нескольких молекулярных слоев до сотен слоев. Горизонтальный размер фотографии 230 мкм.

ких кристаллов, приготовленных в форме сферического пузыря в условиях микрогравитации. Обнаружено, что капли образуют гексагональную структуру с равновесным межчастичным расстоянием, в несколько раз превышающим размеры капель (рис. 7). Механизм, приводящий к образованию двумерно упорядоченной структуры, может быть связан с деформацией слоевой структуры каплями. Обнаружено нетривиальное динамическое поведение частиц с периодическим разрушением и восстановлением гексагонального упорядочения. Работа выполнена коллективом сотрудников

ИФТТ РАН, ИТФ им. Л.Д. Ландау в сотрудничестве с коллегами из Германии и США [6].

5. Создание анода литий-ионного аккумулятора на основе нанопористого германия, сформированного имплантацией ионами серебра

В КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, методом низкоэнергетической высокодозовой имплантации ионами серебра подложки монокристаллического германия с последующим отжигом импульсами некогерентного света, сформированы губчатые слои нанопористого германия, состоящие из переплетающихся нанонитей (рис. 8). Полученные нанопористые слои, используемые в качестве анода литий-ионного аккумулятора, в процессе его многократной зарядки/разрядки ионами лития в электролите демонстрируют высокую кулоновскую эффективность (>97%) после первого цикла и сохранение 79.5% своей емкости после 1000 циклов. Электрохимические исследования показывают сохранение длительной работоспособности созданного электрода без его механических разрушений. Результаты этих исследований опубликованы в [7–9].

6. Высокотемпературная сверхпроводимость в гидридах при температуре -20°C

Сотрудниками Сколковского института науки и технологии теоретически предсказана, а экспериментаторами из ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” и ФИАН экспериментально обнаружена сверхпроводимость с критическими температурами вблизи комнатной, при давлениях более миллиона атмосфер. Методом лазерного син-

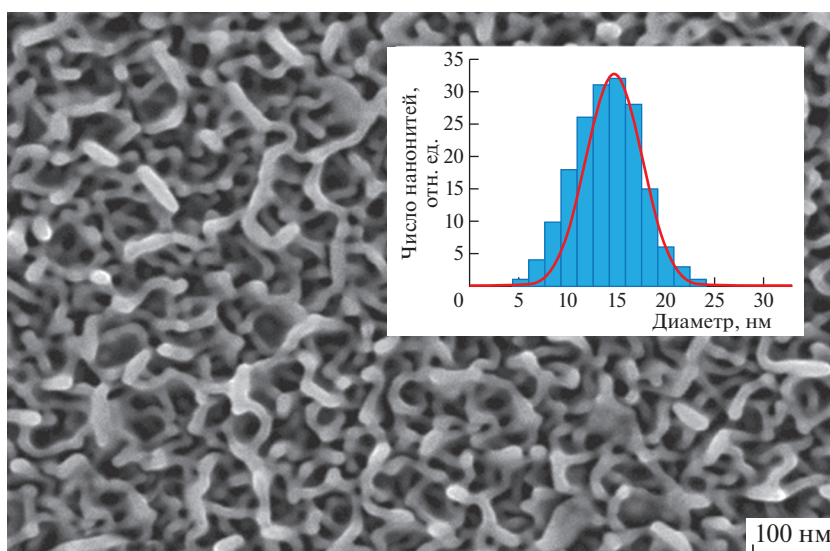


Рис. 8. Изображение, полученное на сканирующем электронном микроскопе, поверхности нанопористого германия и гистограмма распределения диаметров нанонитей по размерам.

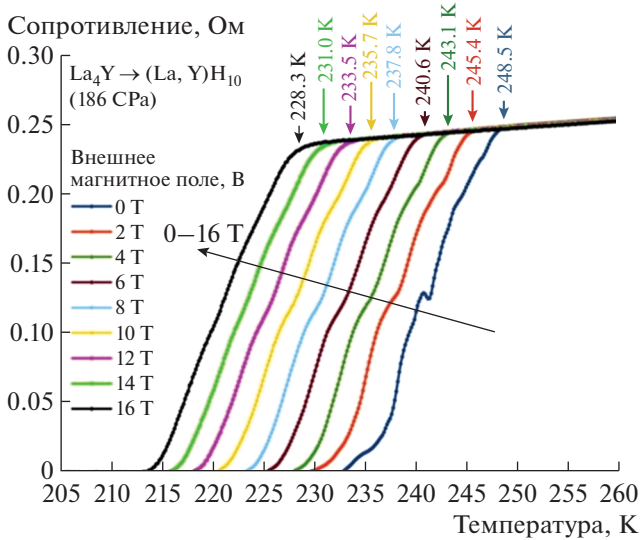


Рис. 9. Температурная зависимость сопротивления в различных магнитных полях.

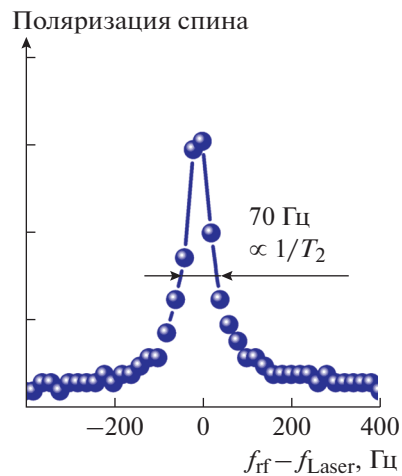
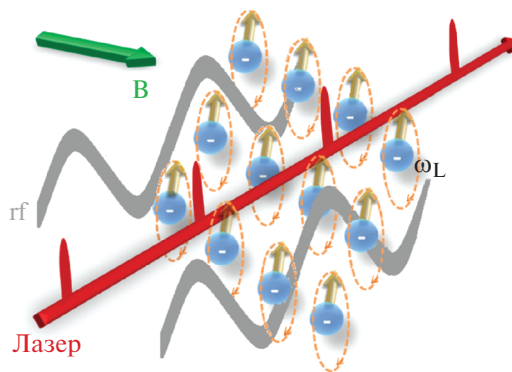


Рис. 11. Схема и спектр стимулированного резонансного спинового усиления.

теза получены образцы полигидридов. В них обнаружена и исследована сверхпроводимость с критическими температурами 253 К (LaYH_{10}) и 224 К (YH_6) (см. рис. 9, 10). Измерены критические магнитные поля: 115–168Т (YH_6), 135Т (LaYH_{10}) и критические токи: ~ 3.5 кА/мм² (YH_6) и ~ 20 кА/мм² (LaYH_{10}). Результаты опубликованы в [10, 11].

7. Новый рекорд в ширине электронного спинового резонанса

Сотрудниками ФИАН разработан метод стимулированного резонансного спинового усиления (рис. 11). Для этого к электронной спиновой системе прикладываются радиочастотное маг-

нитное поле и периодическое лазерное излучение, так что частота лазерных импульсов и частота радиочастотного поля совпадают с частотой ларморовской спиновой прецессии. В кристалле YAG с редкоземельными ионами Ce^{3+} измерен рекордно узкий спиновый резонанс шириной в несколько десятков Гц, соответствующий времени спиновой когерентности $T_2 \sim 9$ мс [12].

8. Параметрическое возбуждение магнонов в композитном резонаторе объемных акустических волн и их детектирование с помощью обратного спинового эффекта Холла

В Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

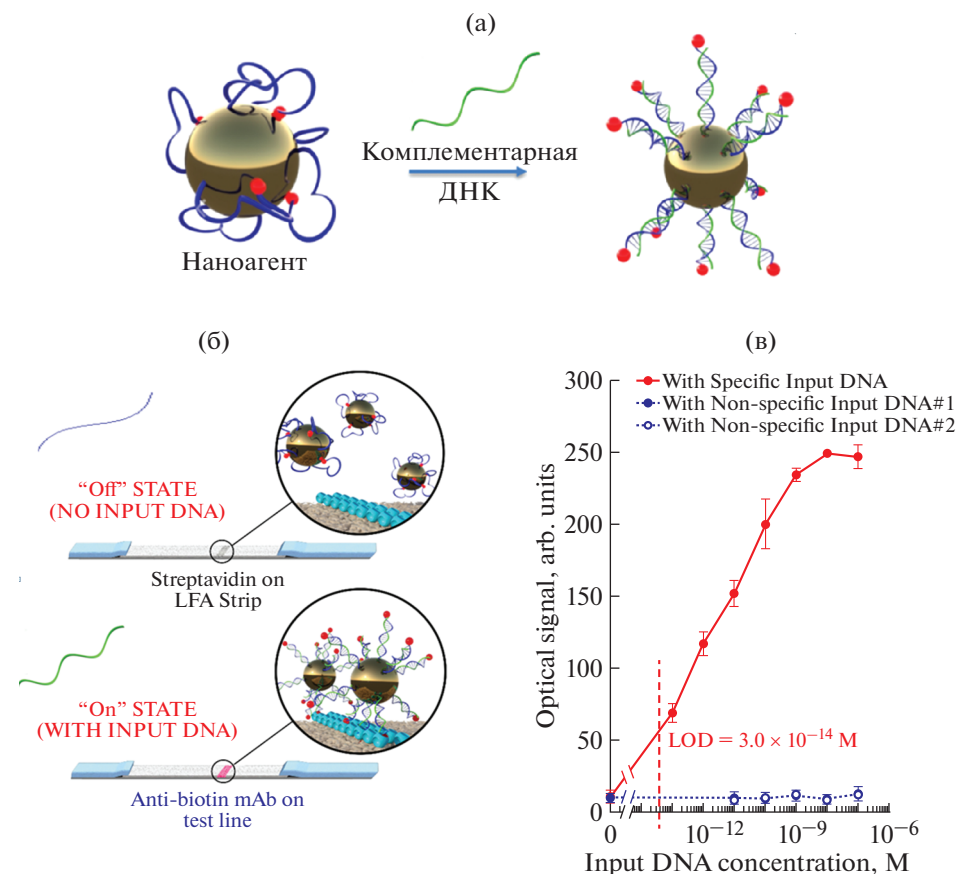


Рис. 12. Принцип активации наноагента (золотая частица с одноцепочечными РНК с биотином) при гибридизации комплементарной молекулой ДНК (а). Иммунохроматографические тест-полоски со стрептавидином или антибиотинными антителами и наноагентами в присутствии некоплементарной и комплементарной ДНК (б), а также калибровочный график для указанных молекул ДНК в объеме пробы 20 мкл (в).

(в сотрудничестве с МФТИ) экспериментально продемонстрированы электрическое возбуждение и детектирование параметрических спиновых волн и спиновых токов в резонаторах объемных акустических волн, содержащих ферромагнитные пленки железоиттриевого граната (YIG) в контакте с пленкой Pt. Подробнее с результатами проведенных исследований можно ознакомиться в статьях [13, 14].

9. Ультрочувствительные измерения концентраций молекул ДНК

В Федеральном исследовательском центре “Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук” (ИОФ РАН) совместно с МФТИ получены результаты разработки нового ультрочувствительного способа прямого (без амплификации или усиления реакции) измерения концентрации молекул РНК/ДНК на основе комбинации наночастиц золота и одноцепочечных молекул ДНК (рис. 12). Достигнута рекордная чувствительность вплоть до концентрации

ДНК 30 фМ в чрезвычайно малом объеме (20 мкл) и быстро (15 мин) простым иммунохроматографическом анализе, который можно проводить даже в полевых условиях. Достигнутый предел обнаружения находится на уровне 3×10^5 молекул ДНК в капле крови, что перспективно для разработки новых средств диагностики заболеваний. Информация об этих исследованиях опубликована в работе [15].

10. Создание стойкой алмазной и кремниевой оптики для мощных источников излучения терагерцевого (ТГц) диапазона

В ИОФ РАН разработаны гибкие и высокоэффективные методы прецизионного лазерного профилирования поверхности кремниевых пластин, а также последующей репликации созданного рельефа на поверхность поликристаллического алмаза в процессе CVD-синтеза. Данная технология была использована для создания кремниевых и алмазных фокусирующих элементов, дизайн которых был разработан в Самарском

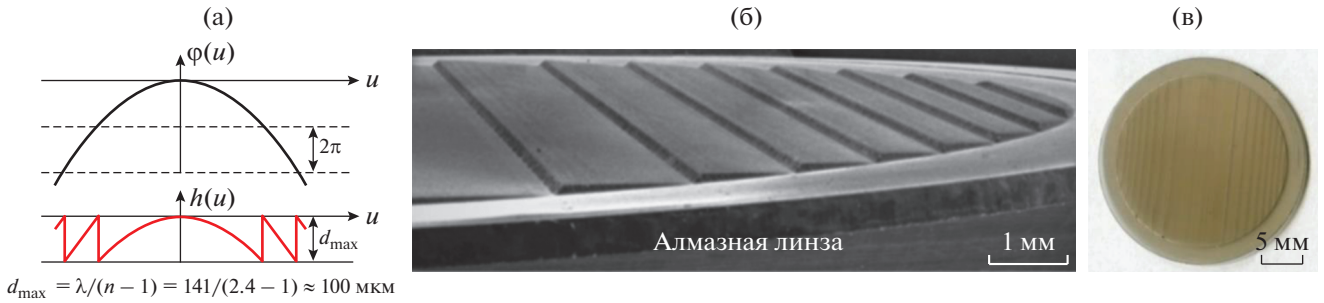


Рис. 13. а – Редуцированный профиль дифракционного элемента (внизу) эквивалентен профилю поверхности традиционной преломляющей линзы (вверху); б – поверхность алмазной цилиндрической дифракционной линзы (длина волны – 141 мкм); в – общий вид алмазной линзы.

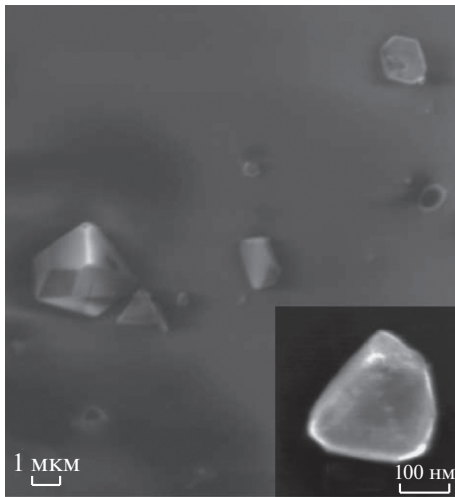


Рис. 14. Изображение алмазных кристаллитов, синтезированных из адамантана, в растровом электронном микроскопе.

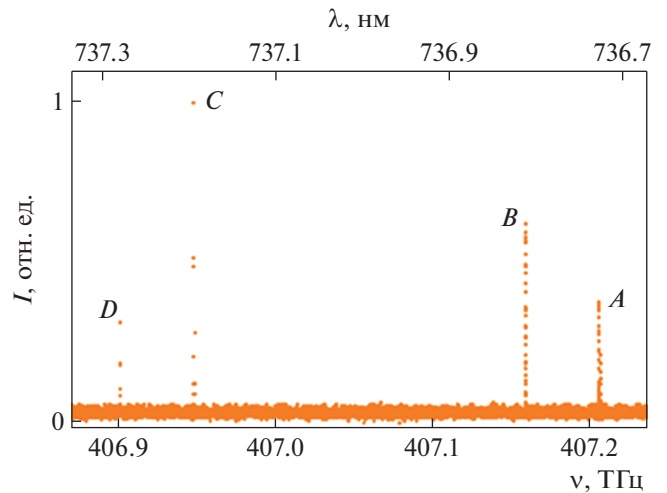


Рис. 15. Спектр резонансного возбуждения SiV-люминесцирующей алмазной частицы размером около 200 нм при температуре 2.3 К.

университете (рис. 13). Тестирование инновационной оптики, проведенное в Институте ядерной физики им Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, на самом мощном в мире источнике ТГц-излучения, подтвердило низкие потери и высокую эффективность фокусировки, близкую к 100%. Результаты этих исследований были опубликованы в работах [16, 17].

11. Обнаружение рекордно узких линий люминесценции одиночных центров “кремний-вакансия” (SiV) в наноалмазах, синтезированных из адамантана

В результате исследований, проведенных совместно учеными ИОФ РАН, ИФВД РАН, ФТИ Иоффе и Института науки о свете Макса Планка (Германия), опубликованных в работе [18], установлено, что наноалмазы, синтезированные из адамантана (рис. 14), демонстрируют самую узкую ширину линии SiV-центров при криогенных

температурах. Оказалось, что ширина одиночной линии люминесценции имеет рекордно малое значение 94 МГц, т.е. определяется исключительно временем жизни возбужденного состояния SiV-центра (рис. 15). Это ставит “адамантановые” наноалмазы в ряд наиболее перспективных материалов для квантовых нанотехнологий.

12. Ультравысокотемпературные оксид-молибденовые композиты

Коллектив Института физики твердого тела Российской академии наук разработал структуру оксид-молибденовых композитов (рис. 16) для применения в авиационных двигателях с целью сокращения расхода топлива и существенного сокращения вредных выбросов в атмосферу. Эффект достигается за счет повышения рабочей температуры лопатки турбины с рабочей температурой свыше 1300°C.

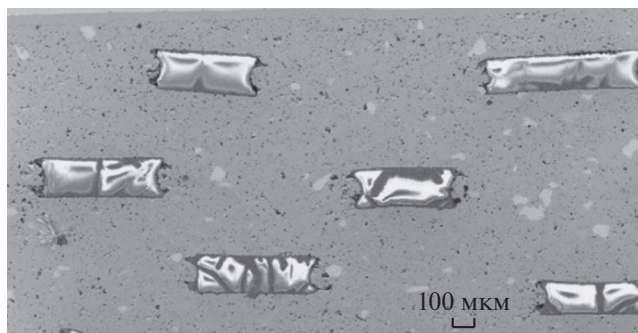


Рис. 16. Вариант структуры оксид-молибденового композита.

Создан задел для разработки промышленной технологии композитов. Более детальную информацию о выполненных исследованиях можно найти в работе [19].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.3. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

1. Первые кандидаты на события от астрофизических нейтрино высоких энергий на глубоководном нейтринном телескопе Baikal-GVD

Введен в эксплуатацию Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD в составе восьми кластеров (2304 оптических модулей), ставший крупнейшим нейтринным телескопом Северного полушария (рис. 17). При анализе ранее полученных данных выделены первые 10 кандидатов на события, инициированные нейтрино высоких энергий астрофизической природы. Детектор Baikal-GVD включен в международные системы многоканальных оповещений, с целью поиска и последующего изучения транзи-



Рис. 17. Байкал, 13 марта 2021 г. Торжественный запуск крупнейшего в Северном полушарии глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD.

ентных астрофизических источников методами многоволновой и многоканальной астрономии. Получены первые результаты поиска событий от нейтрино на детекторе Baikal-GVD, ассоциированных с оповещениями антарктического детектора IceCube (рис. 18). Проект реализуется широкой коллаборацией, включающей, в частности, ИЯИ РАН и ОИЯИ. С этими результатами можно ознакомиться в [20, 21].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.4. ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

1. Протонный инжектор нового поколения для современных ускорительных источников нейтронов

В ИПФ РАН разработан и успешно испытан уникальный источник протонных (и дейтронных) пучков непрерывного действия GISMO

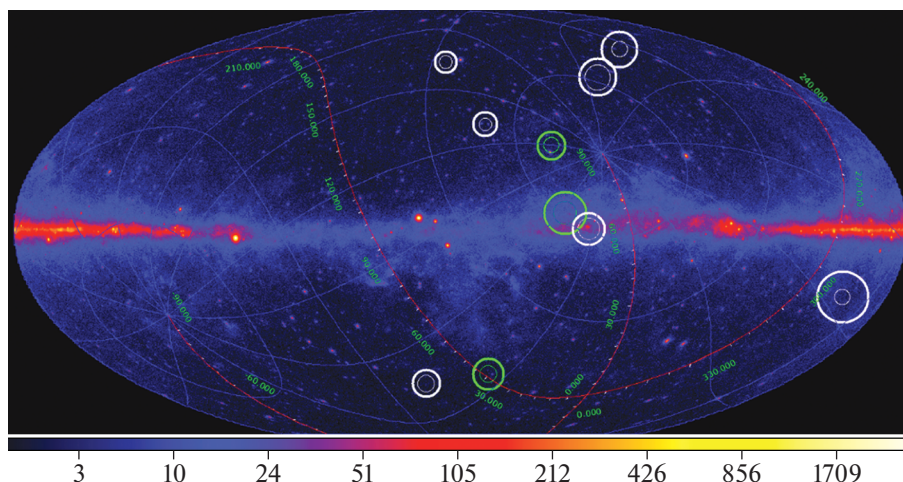


Рис. 18. Положение гамма-источников и первых десяти кандидатов на астрофизические нейтринные события Baikal-GVD на небесной сфере. Координатная сетка на рисунке соответствует экваториальной системе координат. Внутренняя и внешняя окружности вокруг событий соответствуют вероятности регистрации 50 и 90%.

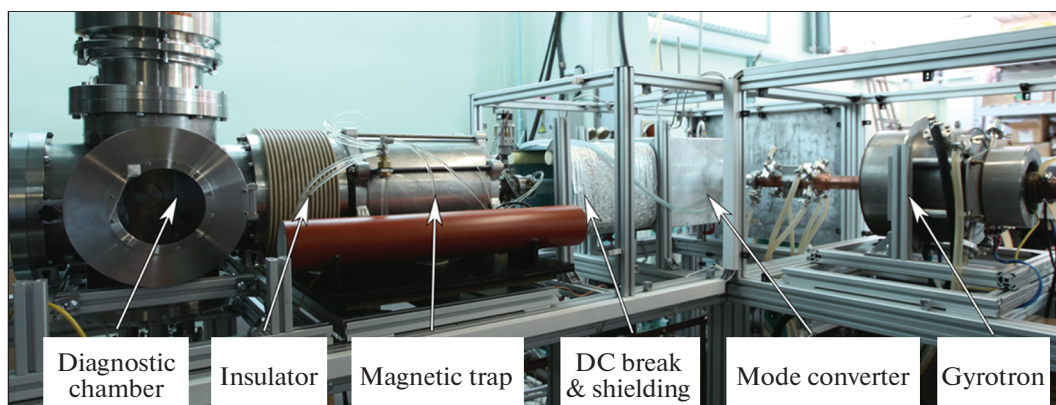


Рис. 19. Фотография протонного инжектора GISMO.

(рис. 19). Основой источника служит разряд, поддерживаемый в магнитной ловушке микроволновым излучением гиротрона (частота 28 ГГц, мощность до 10 кВт) в условиях электронно-циклотронного резонанса, что обеспечивает рекордно высокий для ЭЦР ионных источников удельный энерговклад (до 200 Вт/см³) и позволяет создавать плазму с плотностью до 10¹³ см⁻³. Получены потоки плазмы из ловушки с плотностью до 1.5 А/см² [22].

Созданный ионный источник не имеет аналогов по качеству и составу генерируемых пучков, что открывает новые перспективы для создания уникальных нейтронных источников разного масштаба, от мощных компактных D-D нейтронных генераторов до самых мощных источников испарительного типа (spallation sources).

2. Термоизоляция плазмы сферического токамака Глобус-М2 в условиях сильного магнитного поля

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе на сферическом токамаке Глобус-М2 были проведены эксперименты по нагреву плазмы с помощью инъекции нейтрального пучка. Выполнены систематические исследования термоизоляции плазмы в условиях сильного (для сферических токамаков) тороидального магнитного поля установки $B_T = 0.8$ Тл. Эксперименты позволили расширить международную базу данных и предложить параметрическую зависимость для описания и предсказания времени τ_E в сферическом токамаке [23–25].

3. Инжекторы сфокусированных пучков быстрых атомов повышенной энергии для нагрева плазмы

В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН разработана серия инжекторов сфокусированных пучков быстрых атомов водорода и дейтерия повышенной энергии для нагрева плазмы в установках с магнитным удержанием. Мощность нейтрального пучка достигает 1 МВт, энер-

гия быстрых атомов составляет 50–80 кэВ, длительность импульса – до 2 с.

Сформированные ионные пучки имеют малую интегральную угловую расходимость на уровне 11–17 мрад, в результате чего сфокусированные пучки быстрых атомов могут свободно проходить через узкие входные порты существующих термоядерных установок.

Инжекторы успешно используются на токамаках TCV (Лозанна), Compass-U (Прага) и ST-40 (Оксфорд) для нагрева плазмы и экспериментов по удержанию быстрых ионов (рис. 20) [26, 27].

4. В экспериментах на установке СМОЛА доказана эффективность нового метода удержания термоядерной плазмы в винтовом магнитном поле. Достигнуто подавление продольного потока в соответствии с теоретическими предсказаниями, эффективное пробочное отношение превысило 10

В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН исследуется удержание термоядерной плазмы в осесимметричном магнитном поле. Важной задачей является снижение потерь частиц и энергии вдоль силовых линий. На установке СМОЛА исследуется винтовое удержание – новый метод подавления продольных потерь плазмы (рис. 21). Концепция основана на передаче импульса захваченным ионам при вращении плазмы в винтовом магнитном поле. В экспериментах 2021 г. при высокой скорости вращения и глубине гофрировки достигнуто значительное подавление продольного потока плазмы, истекающего из области с винтовым полем [28–31].

5. Произведен физический запуск многопробочной ловушки ГОЛ-NB в полной проектной конфигурации

В ИЯФ СО РАН достигнуты проектные технические параметры многопробочной ловушки для

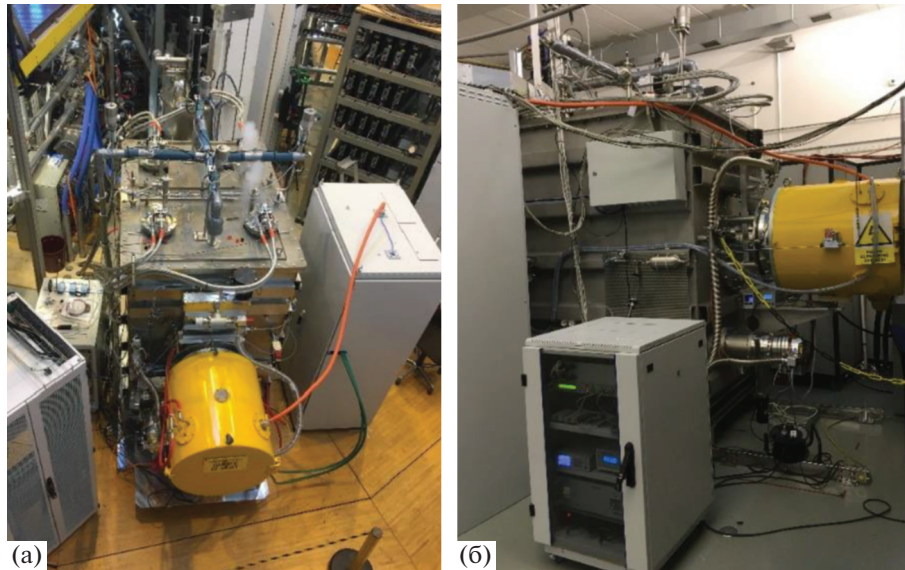


Рис. 20. Фотографии инжекторов на токамаках TCV (а) и Compass-U (б).

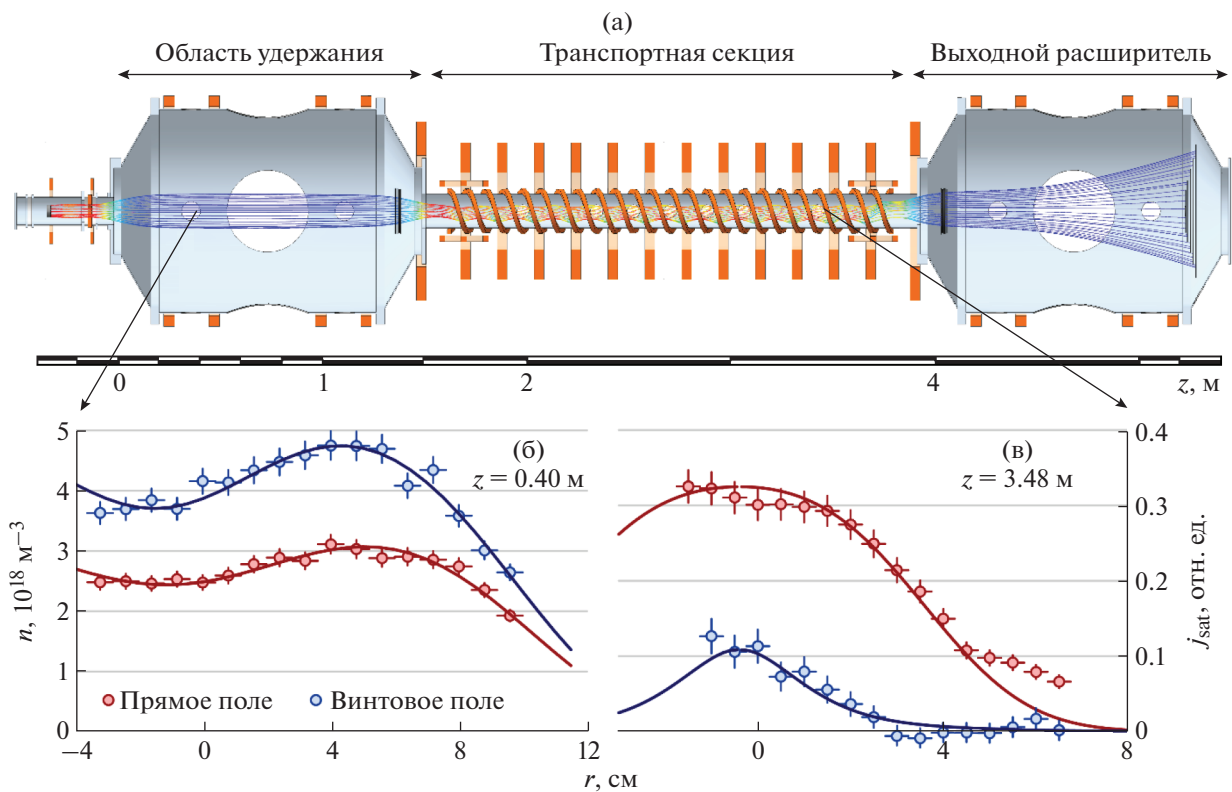


Рис. 21. а – Установка СМОЛА; б – радиальное распределение плотности плазмы в области удержания; в – радиальное распределение плотности потока плазмы, истекающей из транспортной секции с винтовым полем. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – теоретический расчет. Видно накопление плазмы в области удержания и подавление потока плазмы в транспортной секции.

удержания высокотемпературной плазмы ГОЛ-NB (рис. 22), которая в настоящее время является единственной установкой такого типа. Начаты регулярные эксперименты по программе исследова-

ния физики нагрева и удержания плазмы в многопробочной магнитной ловушке. На первом этапе работ получено устойчивое заполнение центральной ловушки ГОЛ-NB низкотемпера-

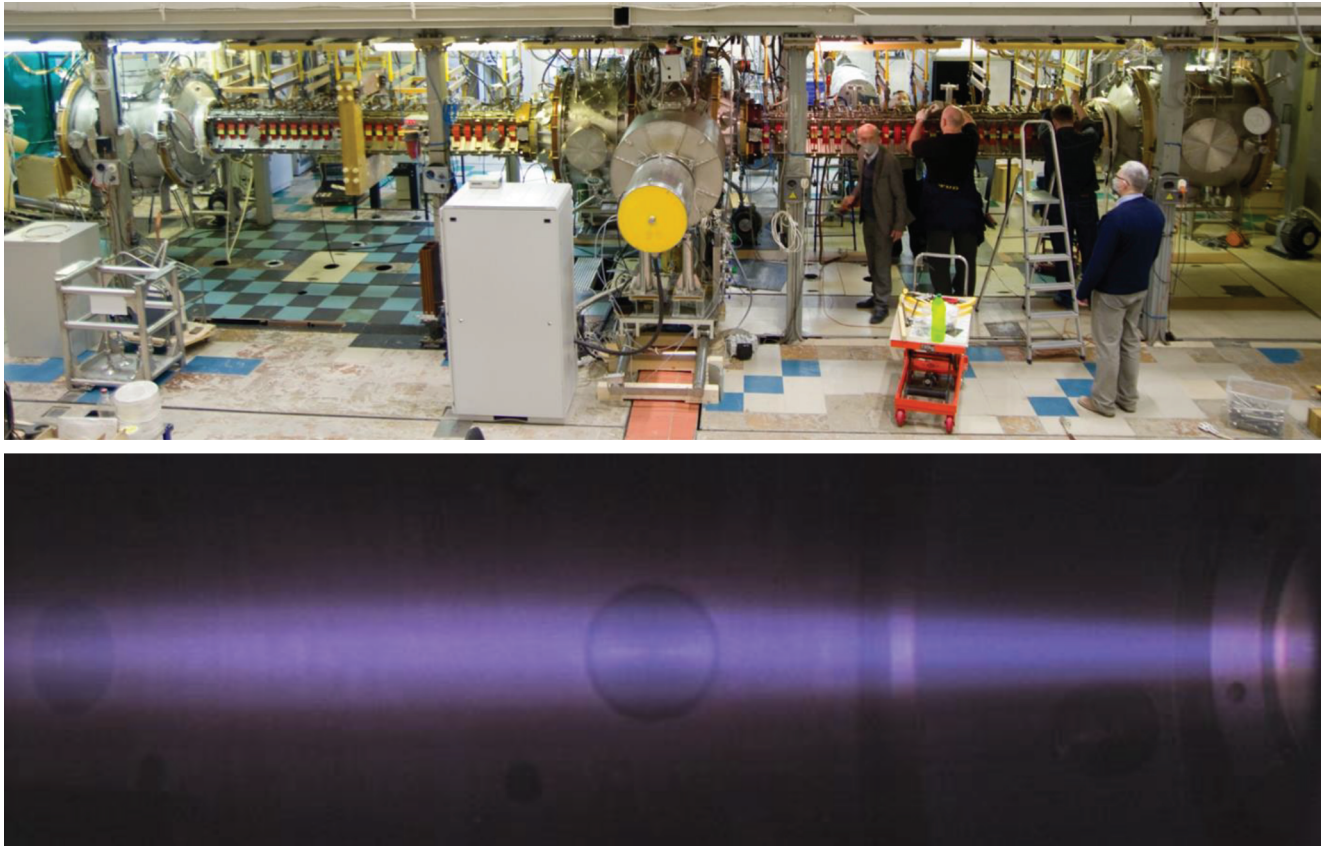


Рис. 22. Общий вид многопробочной ловушки ГОЛ-НВ во время монтажа (вверху) и фотография свечения низкотемпературной стартовой водородной плазмы в центральной ловушке ГОЛ-НВ (внизу).

турной стартовой плазмой, которая будет впоследствии нагреваться методом инъекции пучков ускоренных атомов водорода с энергией 25 кэВ [32–34].

б. Экспериментально исследована динамика деформации пластин из вольфрама при воздействии на них мощных термических ударов, ожидаемых в диверторе ИТЭР

В ИЯФ СО РАН на установке БЕТА исследована динамика деформаций поверхности вольфрама во время мощных импульсных тепловых нагрузок с интенсивностью ниже порога плавления, характерных для дивертора экспериментального термоядерного реактора ИТЭР (рис. 23). Эти данные вместе с одновременно измеренной динамикой температуры и пространственным профилем нагрева будут служить экспериментальной основой для численного расчета остаточных механических напряжений в образце. Подробнее с результатами можно ознакомиться в работе [35].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.5. ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

1. Новые твердотельные лазерные активные материалы для объемных и волоконных источников когерентного излучения среднего инфракрасного диапазона на основе активированных редкоземельными ионами халькогенидных стекол

В ИОФ РАН совместно с учеными из ИХВВ РАН созданы активированные редкоземельными ионами лазерные халькогенидные стекла для объемных и волоконных лазеров среднего ИК-диапазона. На образцах стекол с Tb^{3+} , Pr^{3+} , Ce^{3+} получена лазерная генерация в спектральном диапазоне 4.5–6 мкм (рис. 24). В совместных экспериментах с учеными из ФИАН на ионах церия достигнуты практически значимые выходные характеристики (до 35 мДж в импульсе), а также реализована перестройка длины волны излучения в диапазоне 4.5–5.6 мкм (рис. 25). Таким образом, в значительной степени решена проблема низкого квантового выхода люминесценции в материалах для твердотельных и волоконных лазеров среднего ИК-диапазона. Результаты опубликованы в [36–39].

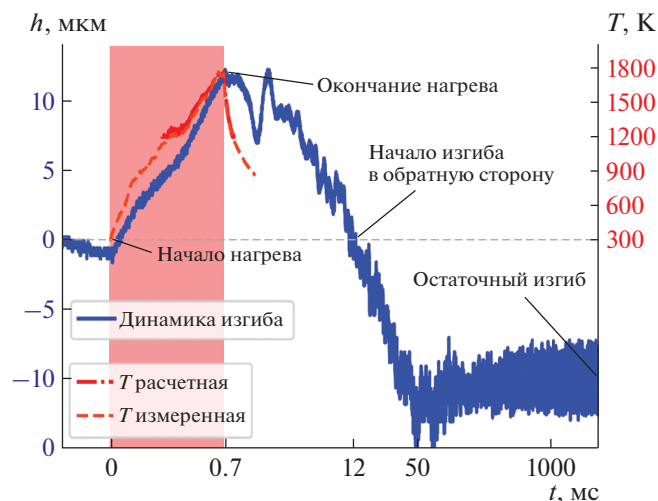


Рис. 23. Показана динамика деформации (величина стрелки прогиба) пластины из вольфрама толщиной 4 мм во время и после нагрева ее поверхности до температуры 1755 К за время 0.7 мс. Величина деформации позволяет дистанционно определить уровень механических напряжений, которые являются причиной растрескивания материала.

2. Эффективный широкополосный волоконно-оптический усилитель для спектрального диапазона 1.3–1.46 мкм

По результатам совместной работы ученых ИОФ РАН и ИХВВ РАН [40–42] предложена концепция плавного управления оптическими свойствами висмутовых волоконных световодов (ВС) с использованием W-структуры профиля показателя преломления (рис. 26а, сердцевина ВС окружена стеклом с более низким показателем преломления, чем у кварцевого стекла), что позволило реализовать серию активных ВС с оптимальными параметрами. На основе данного ВС разработан и реализован эффективный широкополосный усилитель, пригодный для высокоскоростных оптоволоконных систем связи в области длин волн 1.3–1.46 мкм. Накачка мощностью всего 255 мВт на длине волны 1256 нм позволила получить плоский спектр усиления шириной 116 нм по уровню –3 дБ от максимума в 27 дБ, что является рекордом (рис. 26б).

3. Широкополосные (100 кГц – 100 МГц) ультразвуковые антенны предельной числовой апертуры (NA = 1) для сканирующей оптоакустической ангиографии in vivo

В ИПФ РАН разработаны ультразвуковые пьезополимерные антенны для сканирующей оптоакустической (ОА) ангиографии, обладающие рекордными частотно-геометрическими характеристиками:

- угловым покрытием в 180 градусов;

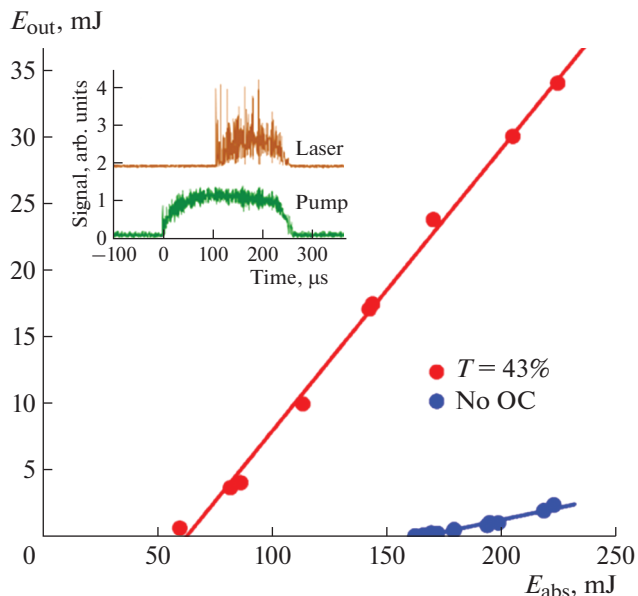


Рис. 24. Выходная энергия лазера на халькогенидном стекле с ионами Ce^{3+} . На вставке представлены осциллограммы импульсов накачки и генерации [37].

- приемной полосой частот 0.1–100 МГц.

Антенны впервые позволили визуализировать кровеносные сосуды произвольной пространственной ориентации в диапазоне размеров 30–500 мкм на глубинах до 7 мм (рис. 27, 28). В отличие от других оптических методов, оказалось возможным визуализировать мелкие сосуды, имеющие разную пространственную ориентацию [43–45].

4. Новый метод биомедицинской диагностики – компрессионная оптическая когерентная эластография

Коллективом, включающим ученых из ИПФ РАН, ПИМУ и ФНИЦ “Кристаллография и фо-

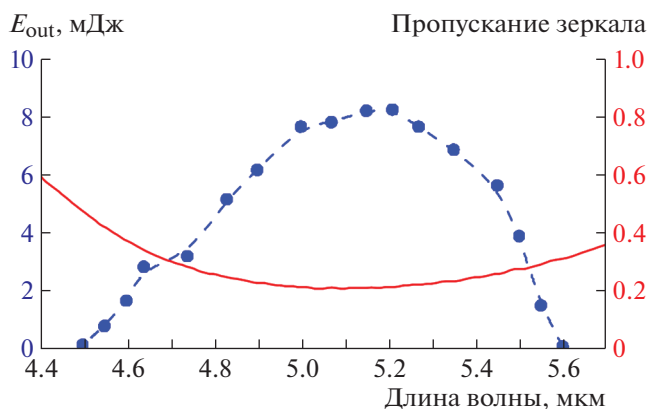


Рис. 25. Перестроенная кривая лазера на халькогенидном стекле с ионами Ce^{3+} [37].

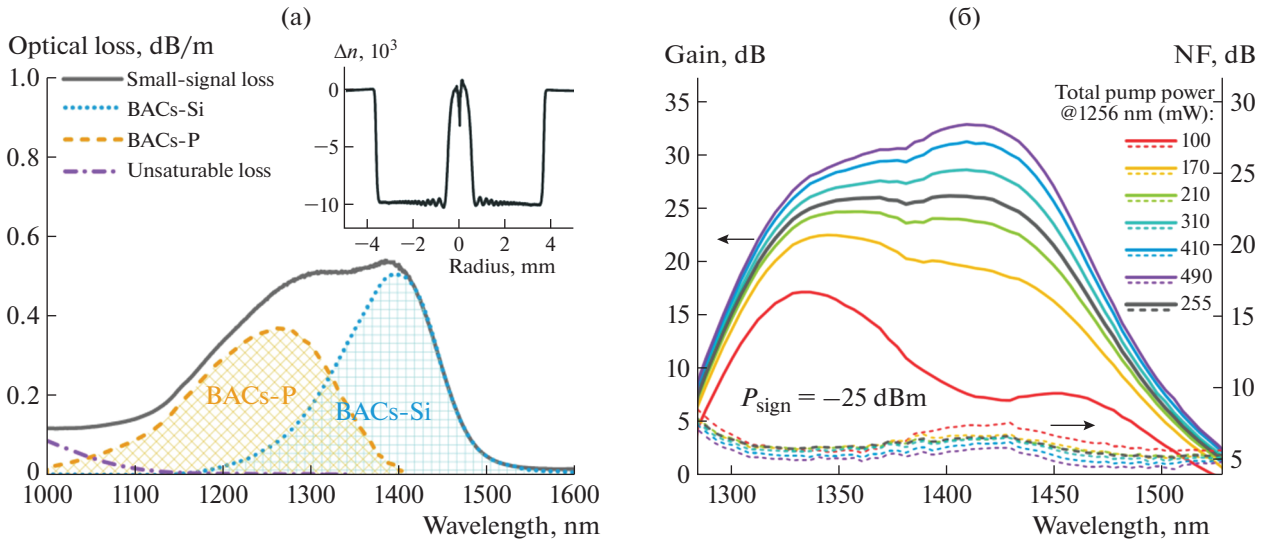


Рис. 26. а – Спектр поглощения висмутового ВС с W-профилем и вклад различных типов ВАЦ в поглощение (во врезке – профиль разницы показателей преломления сердцевинки и SiO_2 -оболочки) [42]; б – спектры усиления и шум-фактор усилителя такого световода.

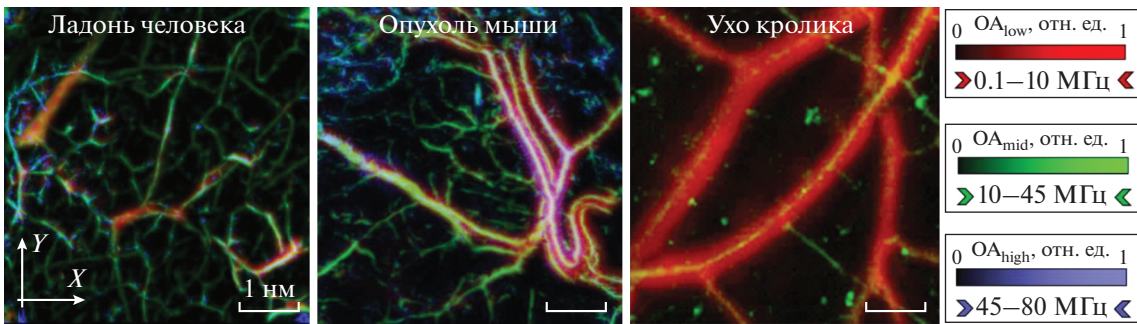


Рис. 27. Широкополосная ультразвуковая антенна обеспечивает разномасштабную ОА ангиографию.

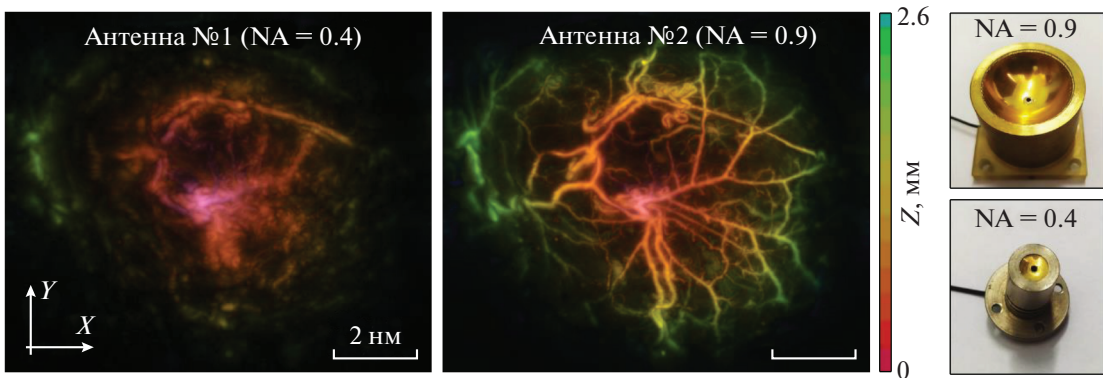


Рис. 28. Антенна высокой числовой апертуры визуализирует сосуды произвольной пространственной ориентации.

тоника” разработан и реализован в прототипе медицинского прибора новый метод биомедицинской диагностики – компрессионная Оптическая когерентная эластография. Метод визуализирует локальные деформации различной природы (тер-

момеханические, осмотические и т.п.), позволяет контролировать чистоту границы резекции на свежих образцах рака груди и выполнять экспресс-оценку его подтипа/агрессивности по спектру упругих свойств ткани (рис. 29). Развитый

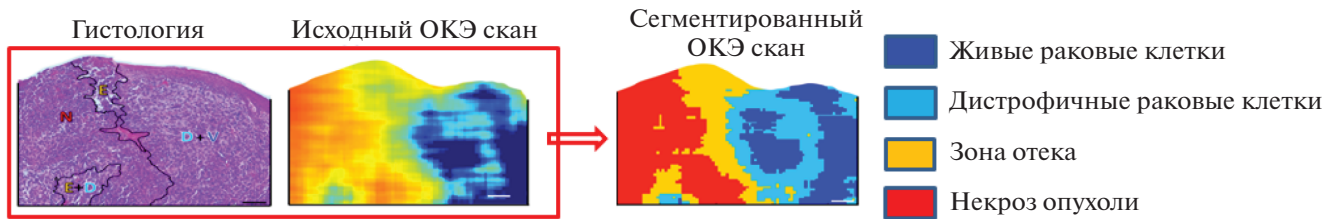


Рис. 29.

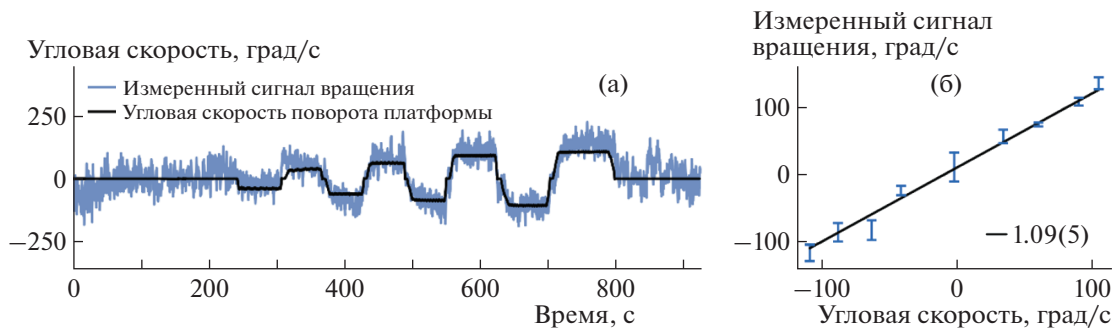


Рис. 30. Результаты измерения угловой скорости вращения платформы с помощью ядерных спинов центров окраски азот-вакансия (а); оценка масштабного коэффициента установки (б).

ОКЭ метод не имеет аналогов в мире и открывает недоступные ранее перспективы для решения широкого круга медицинских задач высокой социальной значимости (в онкологии, офтальмологии, регенеративной медицине и др.) Результаты работы опубликованы в ряде статей [46–51], получен патент [52].

5. Измерение угловой скорости вращения с помощью ансамбля ядерных спинов в решетке алмаза

В ФИАН и ООО “Сенсор Спин Техноложис”, в сотрудничестве с учеными США, было продемонстрировано измерение угловой скорости вращения лабораторной установки с помощью ансамбля ядерных спинов в твердом теле (алмазе), ассоциированных с NV-центрами (рис. 30). Сигнал вращения получен из неинерциальной добавки к частоте прецессии ядерного спина азота ^{14}N . Изменение частоты прецессии ядерного спина в магнитном поле скомпенсировано по сигналу магнетометра, использующего тот же ансамбль NV-центров [53].

6. 10 фс, 1.5 ПВт лазер с нелинейной компрессией импульса

В ИПФ РАН реализован метод сжатия лазерного импульса до фемтосекундной длительности. Выходные импульсы лазера PEARL с энергией до 18 Дж и длительностью около 60–70 фс после фа-

зовой самомодуляции в кристалле KDP толщиной 4 мм или кварце толщиной 5 мм сжаты до 10–11 фс. При этом не обнаружено никаких повреждений на оптических элементах, что говорит о подавлении мелкомасштабной самофокусировки. Полученные результаты демонстрируют возможность дальнейшего масштабирования нелинейной компрессии в направлении мультитераваттной мощности в импульсах с длительностью, соизмеримой с периодом поля (рис. 31, 32) [54, 55].

7. Метод подавления вариаций теплового сдвига (BBR SHIFT) ниже 10^{-19} для ультрапрецизионных атомных часов без использования криогенной техники

Коллективом ИЛФ СО РАН, Новосибирского государственного университета, Новосибирского технического университета в сотрудничестве с учеными Германии разработан метод синтетической частоты для создания атомных часов с относительной погрешностью по тепловому сдвигу ниже 10^{-19} в обычных условиях окружающей среды. В качестве конкретного примера подробно исследован ион Yb^+ (рис. 33а), где используемые оптические часовые переходы являются электроквардрупольным ($S \rightarrow D$) и октупольным ($S \rightarrow F$). В этом случае вариация температуры на ± 7 К вблизи $T_0 = 300$ К приводит к неопределенности теплового сдвига менее чем 10^{-19} для синтетической частоты ν_{syn} (рис. 33б), что свидетельствует о возможности создания ультра-прецизионных

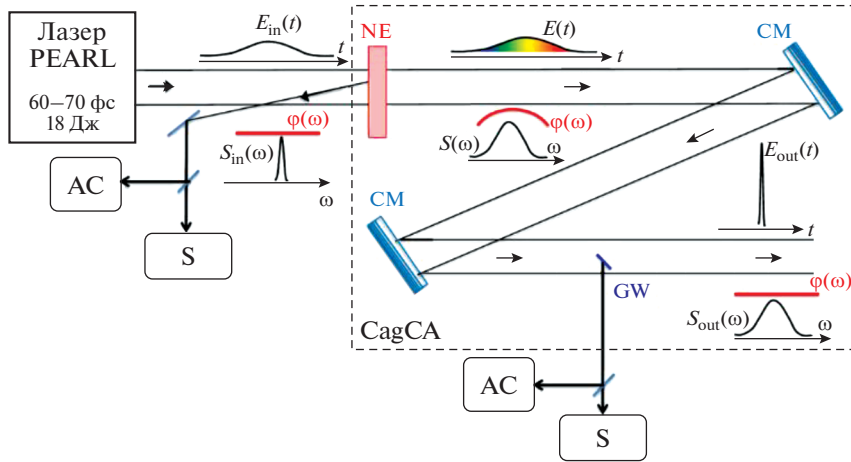


Рис. 31. Схема эксперимента. NE – пластина из KDP или кварца, CM – чирпирующие зеркала, GW – стеклянный клин, AC – автокорреляторы, S – спектрометры.

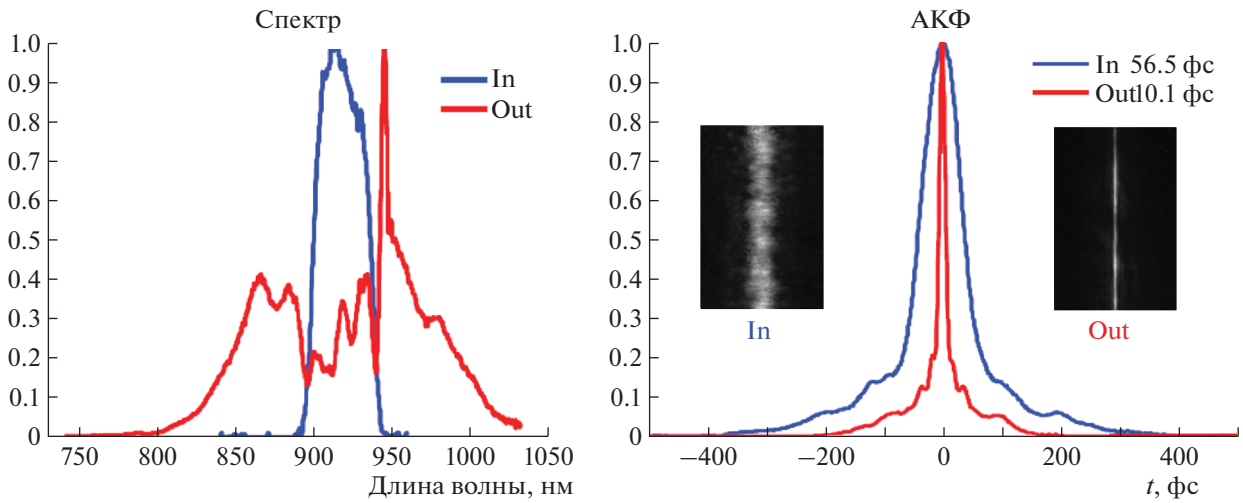


Рис. 32. Измеренные входные (синий) и выходные (красный) спектры и АКФ ($\tau_{in} = 57$ фс, $\tau_{out} = 10.1$ фс) [55].

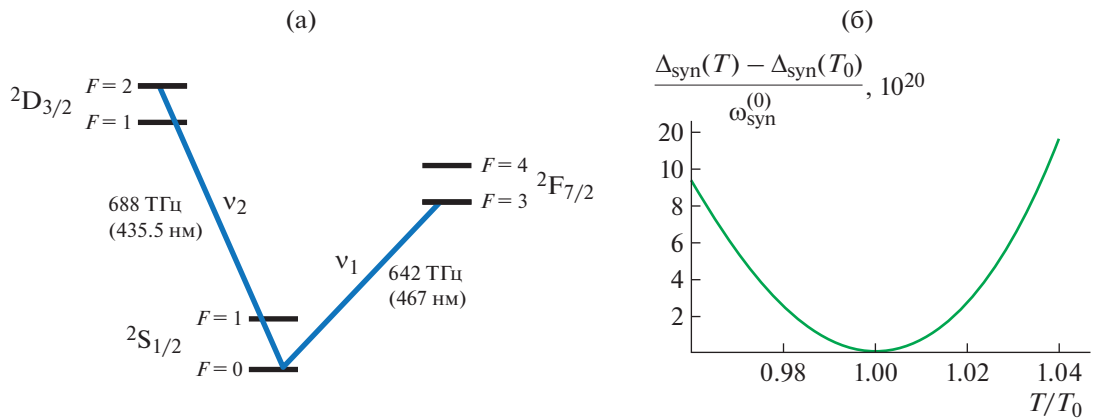


Рис. 33. а – Схема используемых часовых переходов в ионе Yb⁺ для формирования синтетической частоты; б – относительная вариация теплового сдвига для синтетической частоты ν_{syn} (при $\epsilon = 0.136$ и $T_0 = 300$ К) в температурном интервале 300 ± 12 К [56].

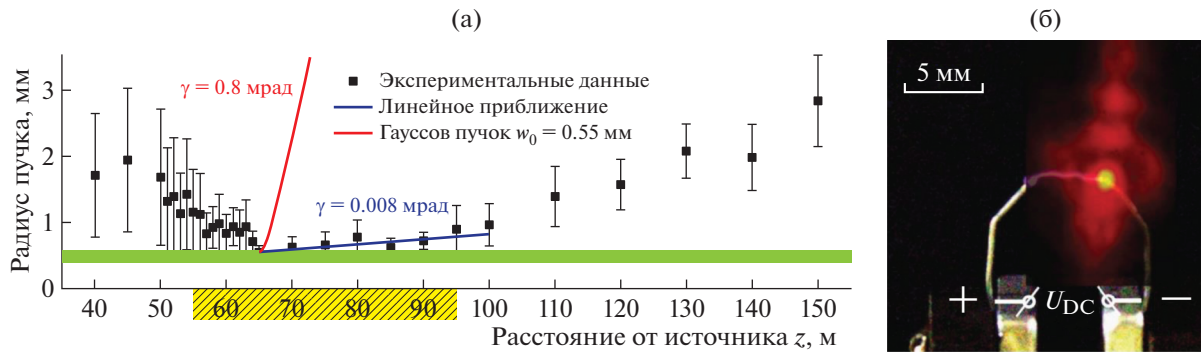


Рис. 34. а – Изменение радиуса пучка вдоль распространения (красная линия – радиус соответствующего гауссова пучка); б – фотография разряда.

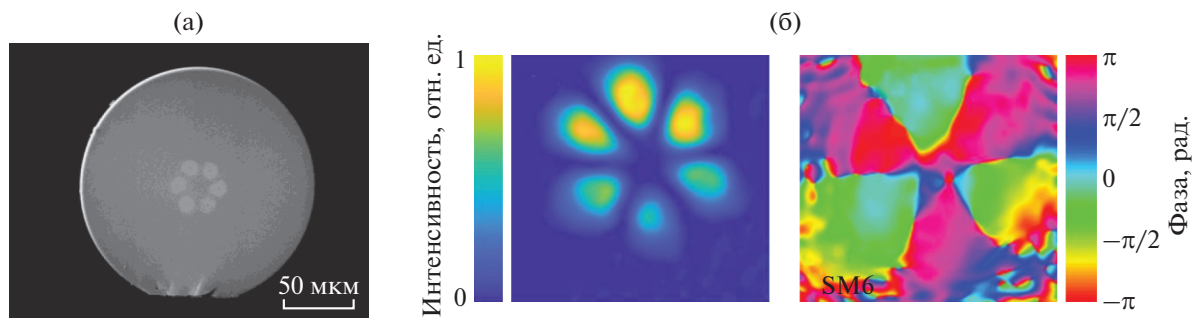


Рис. 35. Поперечное сечение изготовленного 6-сердцевинного иттербиевого активного световода (а), измеренное распределение интенсивности и фазы противофазной моды на выходе световода при пиковой мощности излучения 18 кВт (б).

комбинированных атомных часов (в том числе мобильных) без использования криогенных технологий [56].

8. Дистанционная (до 80 м) беспроводная помехозащищенная синхронизация электрического разряда с помощью фемтосекундного лазерного импульса

Учеными ФИАН в сотрудничестве с коллегами из МГУ было показано, что ультракоротким лазерным импульсом возможен дистанционный (до 80 м от лазерного источника) запуск высоковольтного разряда, который может использоваться для беспроводной помехозащищенной синхронизации устройств. Продемонстрировано, что этот запуск осуществляется благодаря многофотонному фотоэффекту (рис. 34) [57, 58].

9. Когерентное распространение и усиление оптических импульсов в многосердцевинных световодах

В результате коллективной работы сотрудников ИПФ РАН, ИОФ РАН и ИХВВ РАН [59–61] экспериментально показано, что в световоде с

6 взаимодействующими сердцевинами возможны распространение и усиление оптических импульсов, устойчивых к деформации структуры световода (рис. 35). При увеличении мощности вплоть до самофокусирующего предела в каждой из сердцевин происходит выравнивание интенсивностей в сердцевинах деформированного световода. Для световода с 24 сердцевинами, расположенными в вершинах семи шестиугольников, найдены устойчивые в нелинейном режиме противофазные моды, а также показана возможность распространения импульсов с солитонной временной формой и пространственной структурой в виде противофазной моды (рис. 36).

10. Мощные квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона

В Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук разработаны и исследованы мощные квантово-каскадные лазеры (ККЛ) для спектральных диапазонов 4.5 и 8 мкм, демонстрирующие лазерную генерацию при комнатной температуре (рис. 37). Максимальная продемонстрированная мощность 13 Вт на длине волны 8 мкм является рекордной для этого спек-

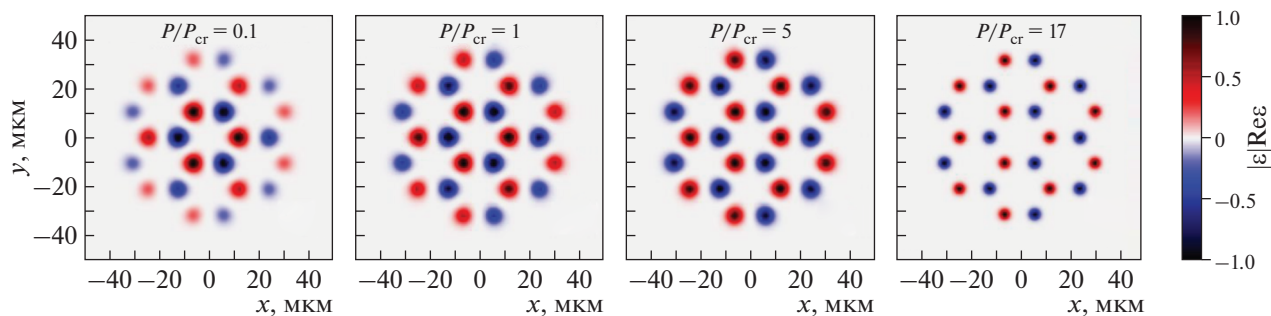


Рис. 36. Численное моделирование усиления противофазной супермоды в 24-сердцевинном световоде.

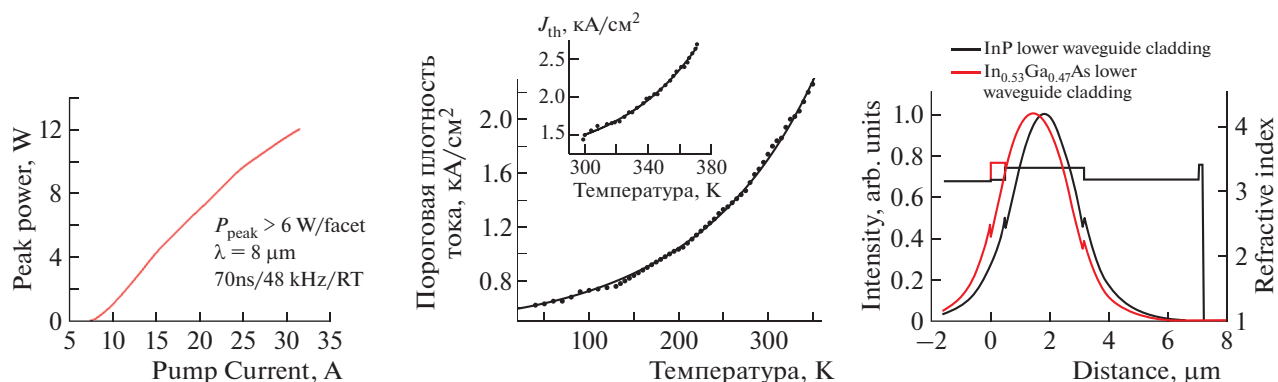


Рис. 37

трального диапазона. Эти результаты были опубликованы в серии работ в журнале “Квантовая электроника” [62–64].

11. Генерация терагерцового излучения в структуре диэлектрик – металл, облучаемой фемтосекундным лазерным импульсом

Учеными Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук показано, что эффективность генерации ТГц-излучения в скин-слое металла при воздействии короткого лазерного импульса значительно возрастает при нанесении на металлическую поверхность нанослоя широкозонного диэлектрика (рис. 38). Эффект обусловлен интерференцией падающей и отраженной высокочастотных волн в диэлектрике. С результатами этих исследований можно ознакомиться в статье [65].

12. Субпикосекундный газовый волоконный лазер среднего ИК-диапазона (920 фс, 10 мкДж, 2.68 мкм)

В результате совместной работы ученых ИОФ РАН и ИСАН создан субпикосекундный газовый волоконный лазер среднего ИК-диапазона. В качестве активной среды использовался револьвер-

ный волоконный световод, заполненный дейтерием. Реализовано эффективное двухкаскадное рамановское преобразование $1.03 \rightarrow 1.49 \rightarrow 2.68$ мкм при накачке чирпированными импульсами фемтосекундного иттербиевого лазера. Получена генерация на длине волны 2.68 мкм с энергией в импульсе ~ 10 мкДж, что существенно превосходит любые другие субпикосекундные волоконные лазеры среднего ИК-диапазона. Длительность выходных импульсов составила 920 фс, а квантовая эффективность преобразования до-

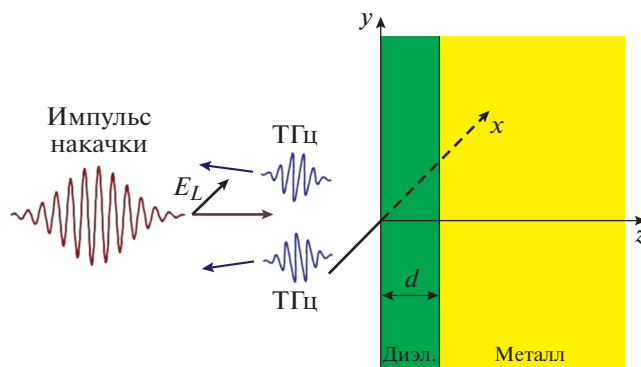


Рис. 38

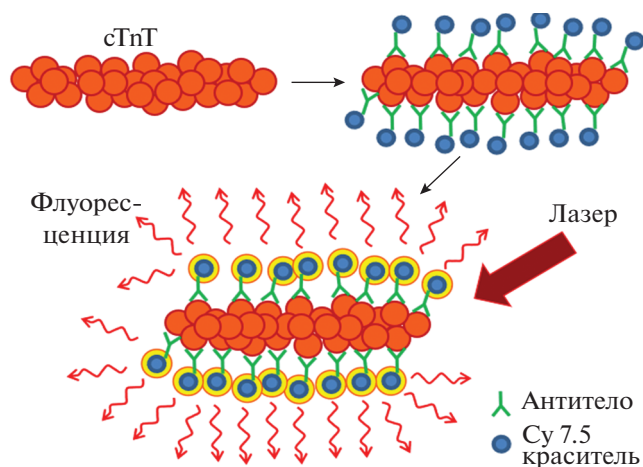


Рис. 39. Схема основной идеи подхода по визуализации молекул сердечного тропонина-Т.

стигла 28%. Полученные результаты открывают новые перспективы для разработки в среднем ИК-диапазоне лазерных источников различных типов, таких как частотные гребенки, источники суперконтинуума и источники ультракоротких импульсов длительностью в несколько периодов световой волны. Статья [66], где представлены результаты этих исследований, включена редактором журнала в категорию Spotlight on Optics, в которую из журналов, выпускаемых Optical Society of America, отбираются наиболее интересные результаты по оптике и фотонике, представляющие интерес для более широкой аудитории (<https://www.osapublishing.org/spotlight/about.cfm>) [67].

13. Сверхбыстрое и сверхчувствительное обнаружение и визуализация единичных молекул сердечного тропонина-Т

В результате исследований, выполненных учеными ИСАН, НИУ ВШЭ, ИБХ РАН, МФТИ и Техасского университета (США), обнаружены и визуализированы единичные молекулы сердечного тропонина-Т в сыворотке крови человека (рис. 39). Показано, что процесс обнаружения и визуализации осуществляется в реальном времени. Достигнута чувствительность измерения концентрации тропонина-Т с клинически важной чувствительностью около 1 пг/мл. Разработанный авторами подход можно использовать для сверхбыстрого и сверхчувствительного обнаружения, мониторинга и визуализации других биомолекул, а также более крупных объектов, включая патогенные вирусы и бактерии. Более детально с результатами этих исследований можно ознакомиться в работе [68].

14. Управление пространственной структурой оптических полей

В Институте оптики атмосферы им В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук разработан и экспериментально апробирован метод управления пространственной структурой синтезированных оптических полей на основе сложения излучения матрицы волоконных лазеров (рис. 40, 41). Основным преимуществом метода является возможность высокоскоростного управления свойствами синтезированного лазерного пучка. Использование оптоволоконных элементов позволяет управлять фазой и величиной ОУМ с частотой более 10^{10} Гц. При этом достигается высокая стабильность установления амплитуд и фаз излучения на волоконной матрице, и тем самым обеспечивается стабильность заданного распределения интенсивности в плоскости фокусировки. Результаты представлены в статье [69], получен патент на изобретение [70].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.6. РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

1. Короткоимпульсный плазменный мазер в режиме широкополосного усилителя шумов

Коллективом, объединяющим ученых ИЭФ УрО РАН, ФИАН, РУДН и ТРИНИТИ, разработан плазменный мазер, управляемый сильноточным электронным пучком длительностью 2 нс с энергией частиц ≈ 270 кэВ, импульсной мощностью ≈ 450 МВт и полной энергией ≈ 0.85 Дж. Перестраиваемые характеристики плазмы определяют спектральный диапазон мощных микроволн в диапазоне от 3 до 25 ГГц. Короткий импульс тока пучка обеспечил работу устройства в режиме однопроводного усиления шумов с энергоэффективностью $\approx 26\%$, средней СВЧ-мощностью за импульс тока пучка > 100 МВт и мгновенной (пиковой) мощностью до 430 ± 30 МВт (рис. 42, 43) [71].

2. Пикосекундная твердотельная импульсная система экстремально высокой мощности

В Институте электрофизики Уральского отделения Российской академии наук осуществлена генерация сверхмощных пикосекундных импульсов. В коаксиальной линии сформированы импульсы длительностью ~ 100 пс. Реализованы рекордно высокие скорости нарастания выходного напряжения (26 МВ/нс) и тока (0.5 МА/нс). Для твердотельных импульсных систем получены рекордно высокие значения пиковой мощности (77 ГВт) и скорости ее нарастания (1.6 ТВт/нс) (рис. 44, 45). Детальная информация об этих исследованиях представлена в [72, 73].

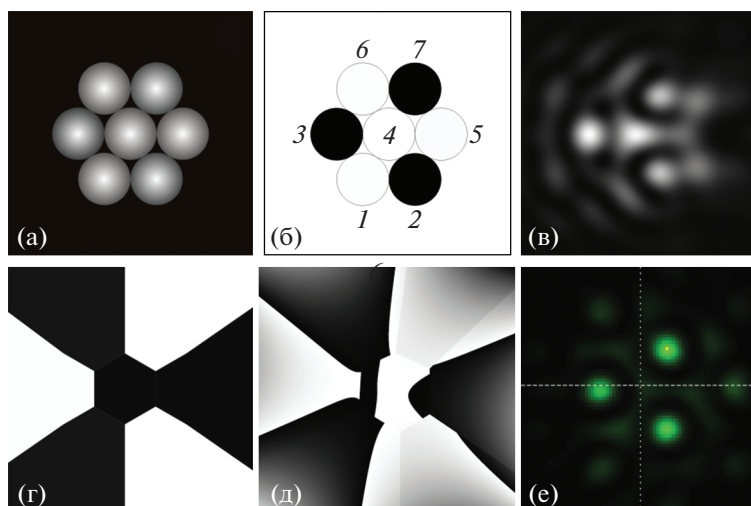


Рис. 40. Формирование распределения интенсивности в виде 3 пиков. Распределение интенсивности в начальной плоскости (а); распределение фазы в плоскости в градусах серого 0...255 соответствует изменению фазы от 0 до 2π (1 – 253, 2 – 12, 3 – 0, 4 – 255, 5 – 252, 6 – 253, 7 – 12) (б); расчетное распределение интенсивности в фокальной плоскости (в); фазовый экран в пространственном световом модуляторе (ПСМ) в соответствии с расчетом (г); фазовый экран на ПСМ с предкомпенсацией aberrации (д); сформированное распределение интенсивности (е).

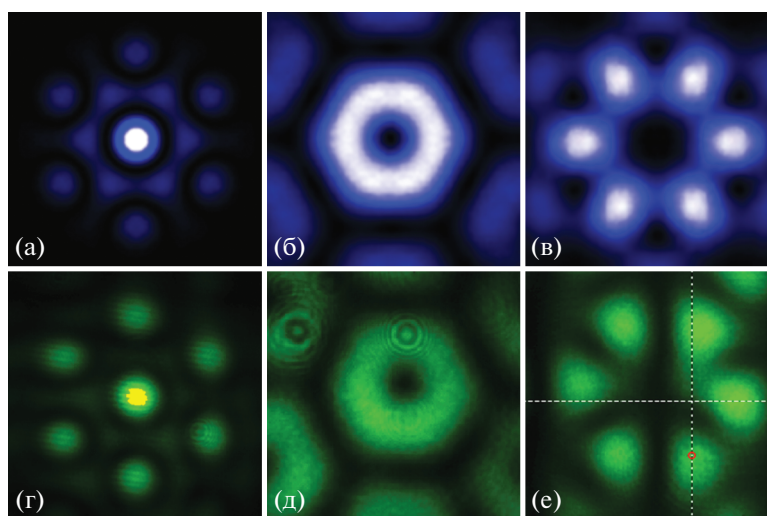


Рис. 41. Формирование вихревого пучка. Теория (а–в), эксперимент (г–е); ОУМ = ± 1 (б, д), ± 2 (в, е).

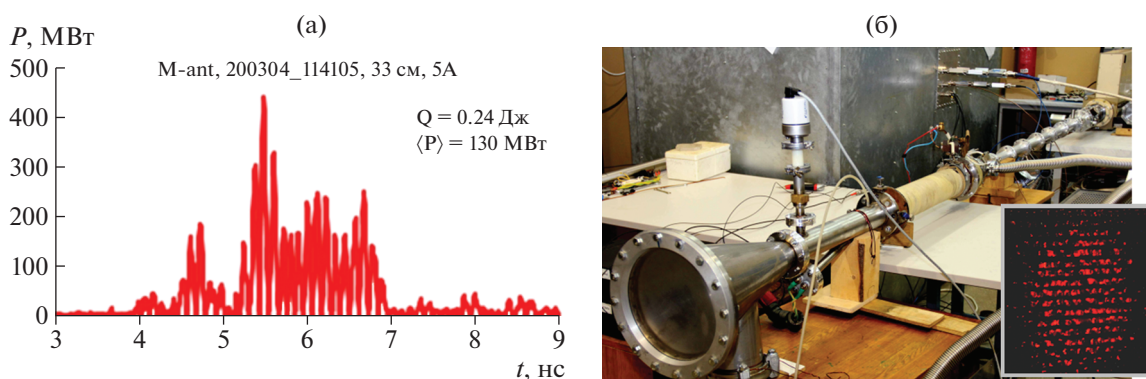


Рис. 42. СВЧ-импульс плазменного мазера (а); экспериментальная установка плазменного мазера и свечение матричного табло под воздействием импульса (б).

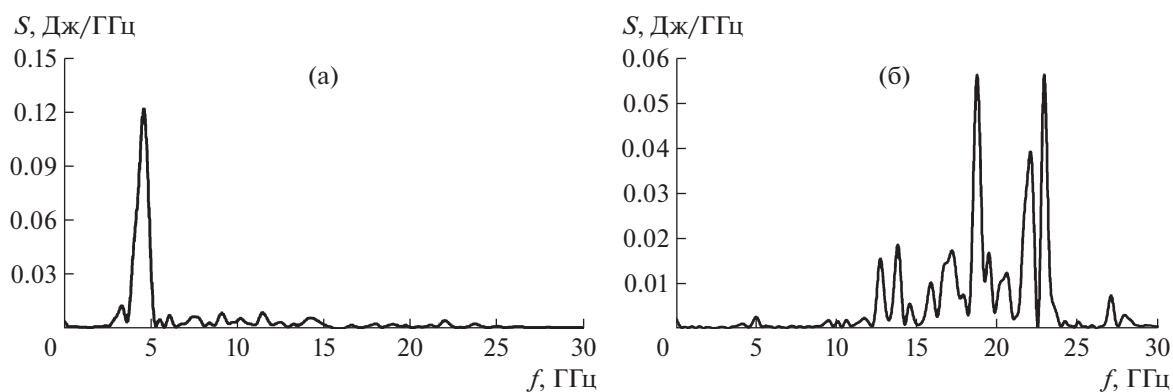


Рис. 43. Спектры СВЧ-излучения для различных концентраций плазмы: 2.5 отн. ед. (а) и 44 отн. ед. (б). Длина плазменно-пучкового взаимодействия 30 см.

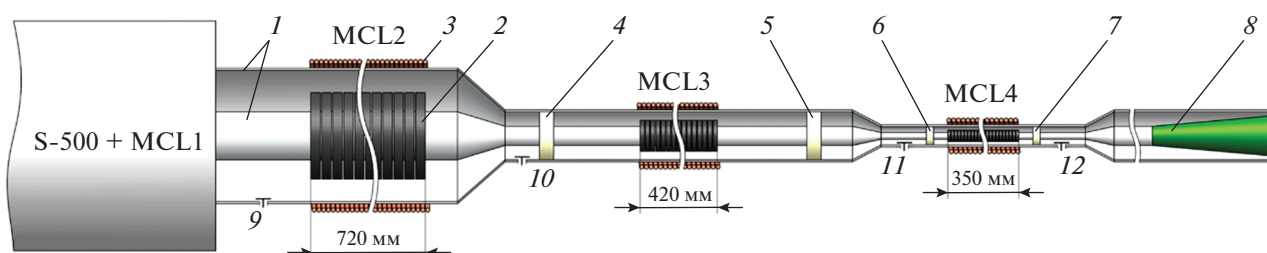


Рис. 44. Схема установки с линиями магнитной компрессии энергии: 1 – электроды линий, 2 – ферритовые кольца, 3 – внешний соленоид, 4–7 – изоляторы, 8 – нагрузка, 9–12 – емкостные делители напряжения.

3. Искусственное радиоосвещение на основе источников микроволнового динамического хаоса

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН динамический хаос был применен для освещения окружающего пространства в микроволновом диапазоне. Разработаны источники некогерентного сверхширокополосного микроволнового излучения – лампы радиосвета, основанные на генераторах динамического хаоса (рис. 46). Показано, что при помощи направленных антенн, подключенных к вышеупомянутым чувствительным элементам, можно создать приемники, обладающие пространственным разрешением для визуализации

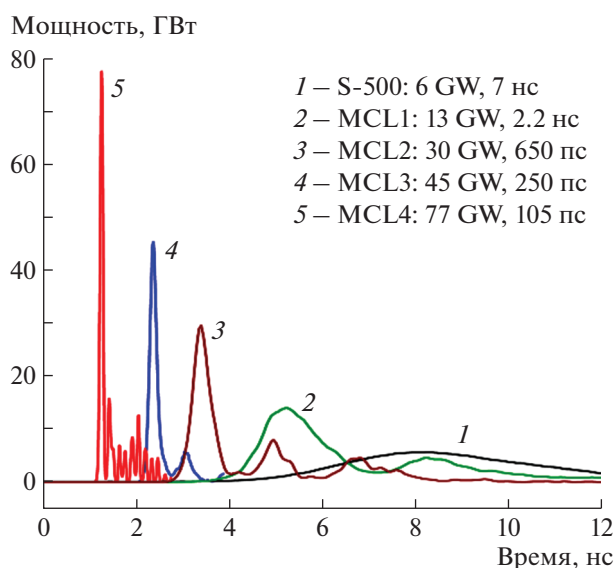


Рис. 45. Импульсы мощности в системе в процессе компрессии энергии: 1 – импульс SOS-генератора, 2 – импульс после линии MCL1, 3 – после линии MCL2, 4 – после линии MCL3 и 5 – после линии MCL4.

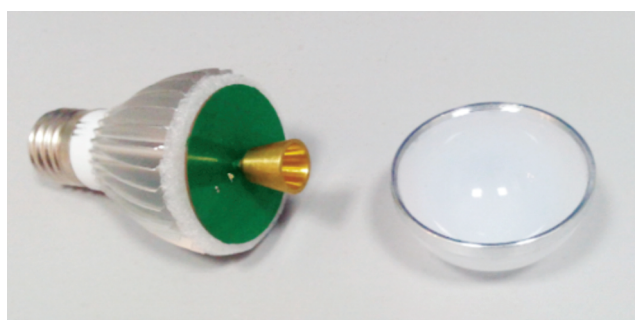


Рис. 46. Внешний вид лампы радиосвета.

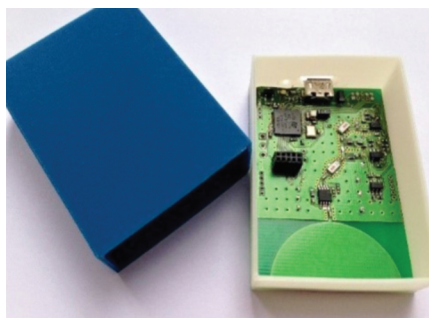


Рис. 47. Внешний вид чувствительного элемента приемника радиосвета.

части окружающего пространства, освещенного радиосветом (рис. 47). Получены изображения помещений в радиосвете (рис. 48) и некоторых отдельных объектов, расположенных в них. Показана возможность обнаружения изменений на этих изображениях, связанных с появлением новых объектов [74–81].

4. Разработана и апробирована технология подповерхностного радиолокационного зондирования с достижением впервые в мировой практике глубин свыше 500 метров

Коллективом, включающим представителей ИЗМИРАН, ООО “Таймер”, ООО “НОВАТЭК НТЦ”, ИОФ РАН и ПГИ разработана и апробирована технология подповерхностного радиолокационного зондирования, позволившая впервые в мировой практике достичь глубин свыше 500 м (рис. 49). Технология радиозондирования основана на использовании нестационарного характера возбуждения исследуемой среды полем высоковольтного широкополосного видеоимпульса с длительностью переднего фронта порядка наносекунды, сопоставляемого с характерными временами релаксации горных пород. Большая глубина зондирования обусловлена слабым затуханием сигнала из-за слабого взаимодействия с зарядами исследуемой среды и собственной интерференции сигнала, а также подбором оптимальной формы зондирующего импульса. Эффективность технологии подтверждена ре-

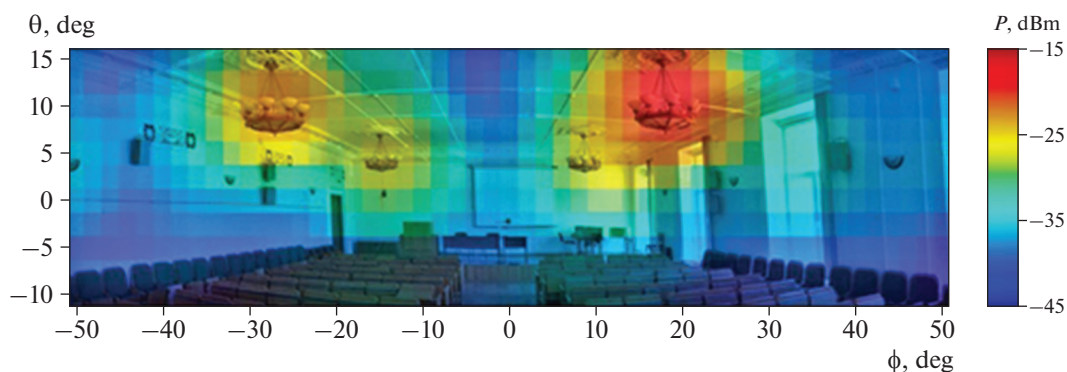


Рис. 48. Изображение конференц-зала, полученное в радиосвете, наложенное на изображение в видимом свете.

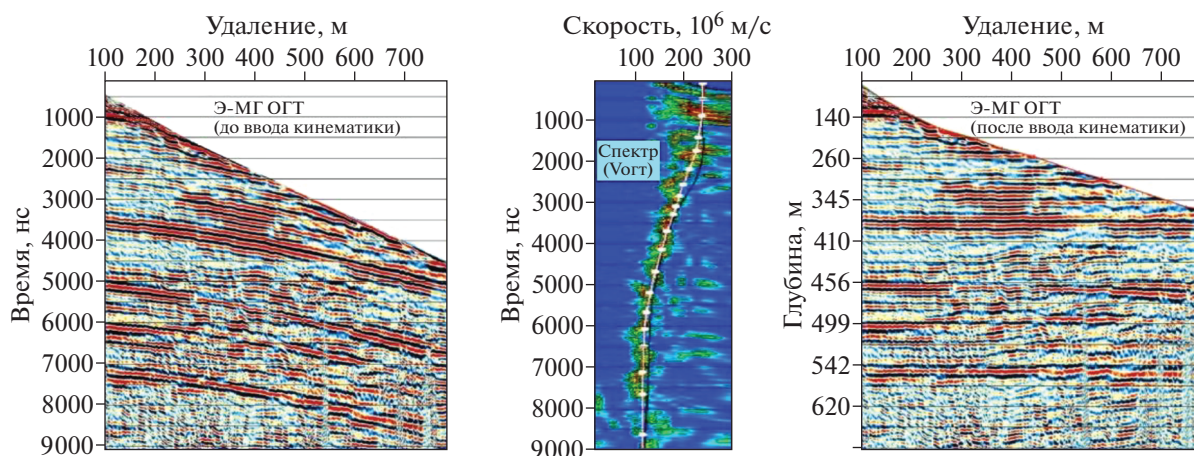


Рис. 49. Построение спектра скорости ЭМ-волн до 650 м.

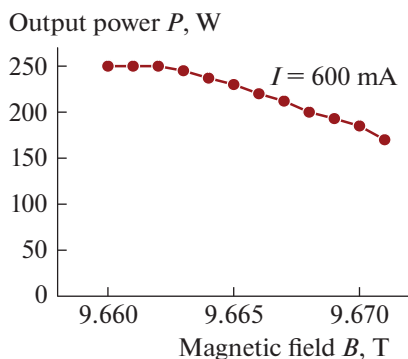


Рис. 50. Зависимость выходной мощности гиротрона от магнитного поля (тока соленоида) при токе электронного пучка и 600 мА и отверстие в куске гранита диаметром около 3 мм, полученное после фокусировки выходного излучения на поверхности образца детализированная.

зультатами бурения и сейсмической разведки. Технология существенно повышает эффективность геологоразведочных работ, включая поиск месторождений, нетрадиционных запасов углеводородов, газогидратов, трудно извлекаемых запасов и запасов небольших объемов [82–84].

5. Получение рекордной мощности на частоте 0.5 ТГц в непрерывном режиме генерации

В качестве магнитной системы был использован сверхпроводящий магнит JM10T100 с интенсивностью поля в 10 Тл и проходным отверстием 100 мм. Для вывода излучения из вакуумного объема гиротрона разработан квазиоптический преобразователь, трансформирующий рабочую моду в гауссов пучок. Эффективность преобразования рабочего типа колебаний в узконаправленный гауссов волновой пучок составляет около 90%. На второй циклотронной гармонике на частоте 526 ГГц получена мощность излучения 250 Вт в непрерывном режиме генерации с эффективностью 3%, что почти на порядок превосходит все известные мировые аналоги (рис. 50). Измеренная ширина линии спектра составляет 0.15–0.2 МГц. Работа выполнена в ИПФ РАН в рамках Комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года” [85].

НАПРАВЛЕНИЕ 1.3.7. АСТРОНОМИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

1. Новые результаты орбитальной обсерватории СРГ

Рентгеновские телескопы с оптикой косоугольного падения eROSITA и ART-XC им. М.Н. Павлинского российской орбитальной обсерватории Спектр-РГ (СРГ), успешный запуск которой состоялся в 2019 г., начиная с декабря 2019 г. прово-

дили обзор всего неба в рентгеновских лучах. К концу 2021 г. обсерватория завершила четыре полных обзора неба, выполнив половину обзорной программы. Это позволит существенно расширить каталог рентгеновских источников и изучить такие экстремальные астрофизические явления, как приливные разрушения звезд вблизи сверхмассивных черных дыр.

С помощью телескопа eROSITA проводился поиск редчайших объектов во Вселенной. Открыт квазар на красном смещении $z = 5.5$ и впервые зарегистрировано рентгеновское излучение от ранее известного квазара на $z = 6.2$. Эти объекты оказались самыми мощными в рентгене квазарами на $z > 5$ (рис. 51).

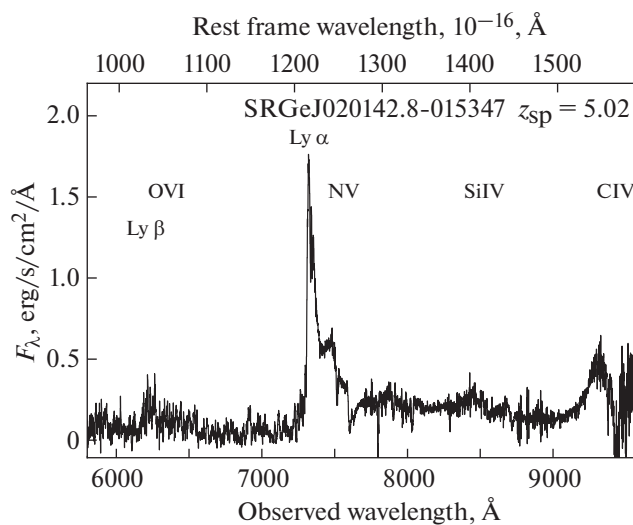


Рис. 51. Полученный на 6-метровом телескопе БТА (САО РАН) оптический спектр квазара на красном смещении $z = 5.02$, открытого в рентгене телескопом СРГ/eROSITA. На верхней шкале указаны длины волн в системе покоя квазара, а на нижней — в системе наблюдателя. Разница в длинах волн составляет $1 + z = 6$ раз.

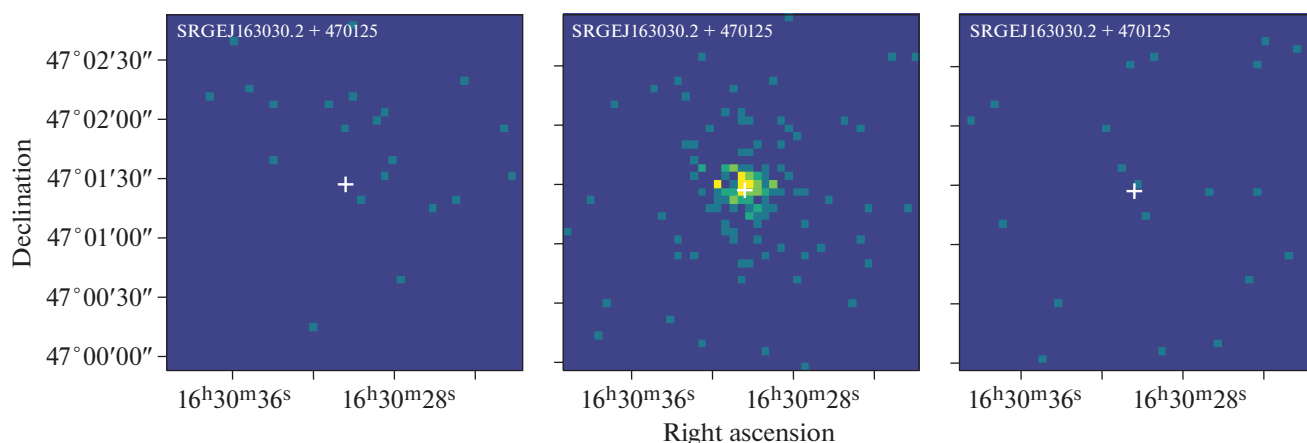


Рис. 52. Событие приливного разрушения звезды сверхмассивной черной дырой в галактике, расположенной на $z = 0.29$, открытое телескопом СРГ/eROSITA. Показаны три рентгеновские изображения, полученные с интервалами в полгода. Видно, что источник отсутствовал в первом скане неба, появился во втором и исчез в третьем (М.Р. Гильфанов, С.Ю. Сазонов, П.С. Медведев, А.В. Мещеряков, Г.А. Хорунжев, Р.А. Сюняев и др.). К оптическим наблюдениям этого и 50 других подобных событий были подключены лучшие российские телескопы и 10 м-телескоп обсерватории Кека на Гавайских островах.

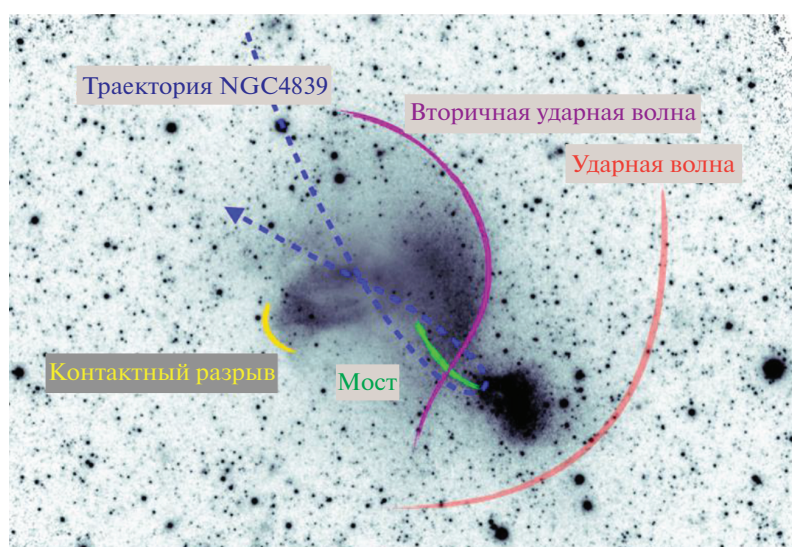


Рис. 53. Гидродинамика с характерным временем миллиард лет. Рентгеновское изображение скопления галактик Волос Вероники, на котором показаны наиболее значимые структуры, связанные с процессом слияния скопления с группой NGC 4839 (Е.М. Чуразов, И.И. Хабибуллин, Н.С. Лыскова, Р.А. Сюняев, А.М. Быков).

С ядрами галактик связано и другое катастрофическое явление — разрыв звезд приливными силами сверхмассивной черной дыры (рис. 52). С помощью телескопа eROSITA уже открыто несколько десятков событий приливного разрушения в галактиках на расстояниях в несколько миллиардов световых лет, составлен первый каталог таких событий.

Обсерватория СРГ провела глубокие наблюдения области вокруг скопления Волос Вероники (Кома, A1656). По результатам анализа полученных данных сделан вывод, что наиболее заметные

структуры могут быть объяснены продолжающимся слиянием скопления с группой галактик NGC 4839 (рис. 53).

Обсерватория непрерывно поставляет новые уникальные данные, позволяющие делать важные открытия в области астрофизики. Результаты регулярно публикуются в виде пресс-релизов, а также в множестве статей в авторитетных научных изданиях. Описанные выше результаты представлены Институтом космических исследований РАН от имени Коллаборации Спектр-РГ.

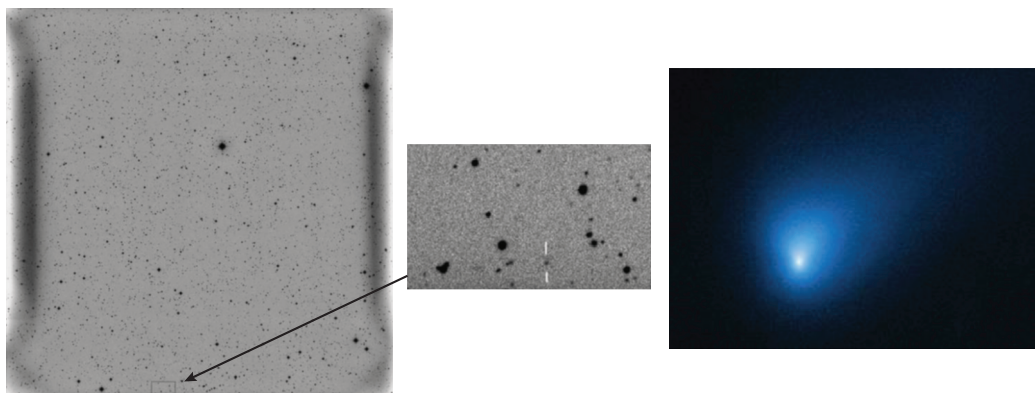


Рис. 54. Полученный 30 августа 2019 г. Г.В. Борисовым кадр, на котором впервые был обнаружен кометообразный объект. На площадке в центре комета отмечена белыми штрихами. Справа — изображение кометы 21/Borisov, полученное телескопом “Хаббл”.

2. Открытие и исследование свойств первой межзвездной кометы 21/Borisov

Открыта первая межзвездная комета 21/Borisov (рис. 54). Это всего лишь второй известный межзвездный объект. Относительно высокое содержание в коме кометы молекул CO, имеющих низкую температуру сублимации/конденсации, означает, что комета была выброшена с периферии протопланетного диска. Подтвержден единый механизм формирования таких объектов, как кометы, в Солнечной системе и вне ее. Также показано, что в окосолнечной сфере радиусом 50 а.е. в каждый момент времени может находиться около 50 межзвездных тел (в основном, ядер комет) размером более 50 м. Данный результат получен в итоге совместной работы ученых ИНАСАН, ИКИ РАН, МГУ, Астрономического научного центра [86, 87].

3. Достижение рекордного разрешения в оптической астрономии методом наблюдений покрытий звезд астероидами

Наблюдения покрытия астероидом (87) Sylvia двойной звезды ГYC 1947-290-1 на 6-м телескопе БТА САО РАН позволили определить диаметр главного компонента двойной системы и установить верхнюю границу для вторичного. Успешные наблюдения покрытия астероидом с целью определения углового диаметра звезды были выполнены на оптическом телескопе. Полученное угловое разрешение является рекордным в оптическом диапазоне и сопоставимо с возможностями современных радиоинтерферометрических комплексов.

Показано, что наблюдения покрытий звезд астероидами могут быть использованы для измерения угловых размеров на уровне до ≈ 30 микро-секунд дуги при использовании одиночных телескопов. Это в десятки раз лучше разрешения со-

временных длинноволновых интерферометров видимого и ИК-диапазонов и на три порядка лучше дифракционного предела крупнейших оптических телескопов. Описанный выше результат получен коллективом САО РАН в кооперации с учеными СПбГУ и INAF (Италия) (рис. 55) [88].

4. Открытие и исследование хлороводорода в атмосфере Марса

В результате исследований, выполнявшихся в ИКИ РАН в широкой международной кооперации, с помощью российского спектрометра ACS на космическом аппарате ExoMars Trace Gas Orbiter установлено присутствие хлороводорода (HCl) в атмосфере Марса (рис. 56). Предполагается, что HCl образуется ежегодно во время пылевого сезона в результате химических реакций с участием пыли и водяного пара. Не исключены и источники на поверхности. В отличие от других газов, обогащенных тяжелыми изотопами вследствие потери Марсом атмосферы, изотопное отношение в хлороводороде близко к земному. Это указывает, что хлор в его составе не участвует в длительных процессах обмена между атмосферой и поверхностью [89–92].

5. Первое отождествление быстрого радиовсплеска со вспышкой магнетара

Космическим гамма-спектрометром ФТИ им. А.Ф. Иоффе “Конус-WIND” была зарегистрирована вспышка от магнетара SGR 1935+2154, с необычно жестким спектром, сопровождавшаяся мощным радиовсплеском, измеренным радиотелескопами CHIME и STARE2. Одновременное детектирование и точное совпадение пиков на кривых блеска рентгеновского и радиоизлучения (рис. 57, 58) впервые позволили установить связь между галактическими магнетарами и быстрыми радиовсплесками. Данный результат получен

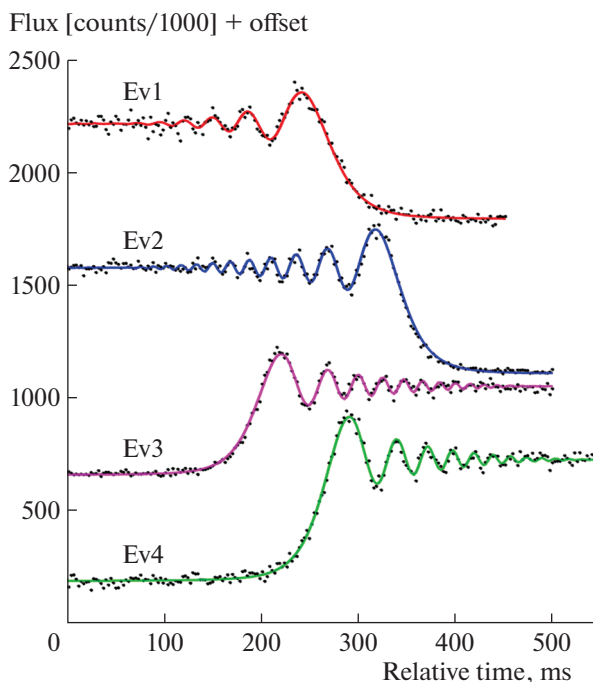


Рис. 55. Кривые покрытий компонентов ТУС 1947-290-1 астероидом (87) Sylvia 12 декабря 2019 г. на 6-м телескопе БТА САО РАН. Ev1, Ev4 относятся к главному компоненту, Ev2, Ev3 – к вторичному [88, рис. 4].

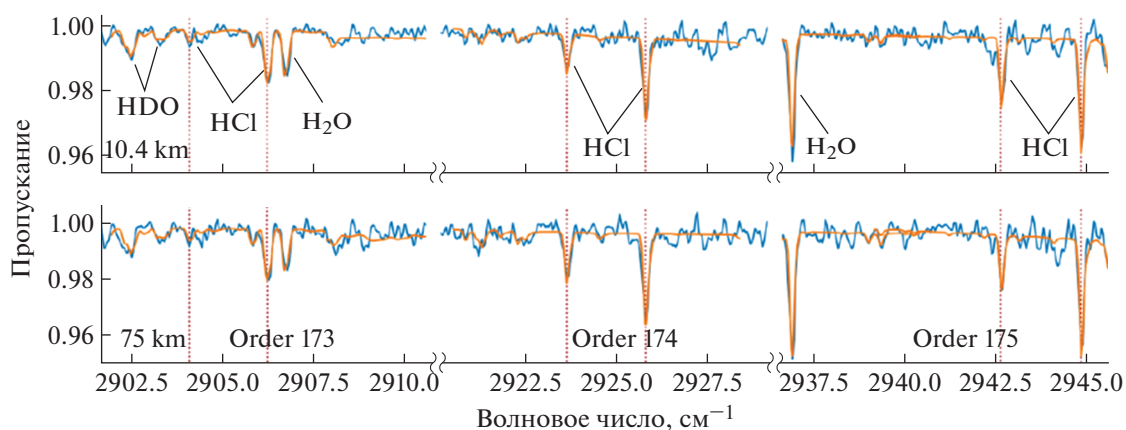


Рис. 56. Участки спектров атмосферы Марса, измеренные прибором ACS MIR, демонстрирующие шесть линий поглощения открытого хлороводорода (H^{35}Cl и H^{37}Cl).

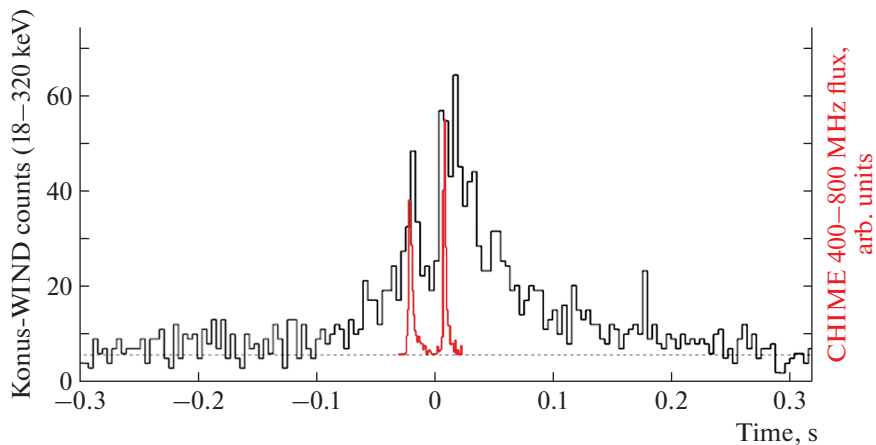


Рис. 57. Вспышка магнетара SGR 1935+2154 в рентгеновском диапазоне 18–320 кэВ (черная кривая, Конус-ВИНД) и в радиодиапазоне 0.4–0.8 ГГц (красная кривая, CHIME/FRB), 28.04.2020 г.

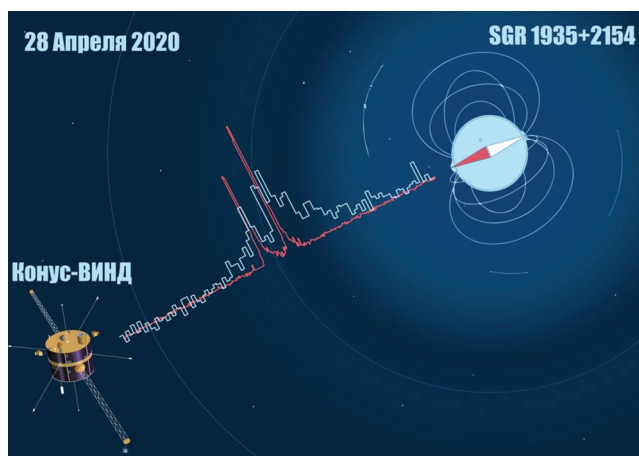


Рис. 58. Регистрация вспышек магнетара в художественном представлении.

совместно учеными ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ГАИШ МГУ, НИУ ВШЭ, а также NASA Goddard Space Flight Center и опубликован в [93].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щербаков И.А. Некоторые приоритетные результаты, полученные в области физики в 2019 году (из отчетного доклада академика-секретаря ОФН РАН) // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 492. С. 4–53.
2. Афанасьев А.Е., Кортель А.А., Скакуненко П.И., Калмыков А.С., Киртаев Р.В., Негров Д.В., Балькин В.И. Single-layer atom chip for continuous operation: Design, fabrication and performance // Optics & Laser Technology. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107698>
3. Zelepukin I.V., Yaremenko A.V., Ivanov I.N., Yuryev M.V., Cherkasov V.R., Deyev S.M., Nikitin P.I., Nikitin M.P. Long-Term Fate of Magnetic Particles in Mice: A Comprehensive Study // ACS Nano. 2021. V. 15. № 7. P. 181–191. <https://doi.org/10.1021/acsnano.1c00687>
4. Zavyalova E., Ambartsumyan O., Zhdanov G., Gribanov D., Gushchin V., Tkachuk A., Rudakova E., Nikiforova M., Kuznetsova N., Popova L., Verdiev B., Alatyrev A., Burtseva E., Ignatieva A., Iliukhina A., Dolzhikova I., Arutyunyan A., Gambaryan A., Kukushkin V. SERS-Based Aptasensor for Rapid Quantitative Detection of SARS-CoV-2. // Nanomaterials. 2021. V. 11(6):1394. <https://doi.org/10.3390/nano11061394>
5. Bondarenko L.V., Tupchaya A.Y., Vekovshinin Y.E., Gruznev D.V., Mihaluk A.N., Ivanov Y.P., Olyanich D.A., Matetskiy A.V., Zotov A.V., Saranin A.A. Metal sheet of atomic thickness embedded in silicon // ACS Nano. 2021. 15(12). <https://doi.org/10.1021/acsnano.1c05669>
6. Dolganov P.V., Shuravin N.S., Dolganov V.K., Kats E.I., Stannarius R., Harth K., Trittel T., Park C.S., Maclennan J.E. Transient hexagonal structures in sheared emulsions of isotropic inclusions on smectic bubbles in microgravity conditions // Scientific Reports 11. 2021. 19144.
7. Stepanov A.L., Farrakhov B.F., Fattakhov Ya.V., Rogov A.M., Konovalov D.A., Nuzhdin V.I., Valeev V.F. Incoherent-light pulse annealing of nanoporous germanium layers formed by ion implantation // Vacuum. 2021. 186. 110060.
8. Stepanov A.L., Khantimerov S.M., Nuzhdin V.I., Valeev V.F., Rogov A.M. Formation of nanoporous Ge layers by ion implantation at different temperatures of c-Ge substrate // Vacuum. 2021. 194. 110552.
9. Gavrilova T.P., Khantimerov S.M., Nuzhdin V.I., Valeev V.F., Rogov A.M., Stepanov A.L. Formation of nanoporous germanium layers with various morphology by ion implantation for anodes of lithium-ion batteries // Proc. 14th International Conference “Interaction of radiation with solids”. Minsk, Belarus. 2021. Sept. 21–24. P. 424–428.
10. Semenok D.V., Troyan I.A., Kvashnin A.G., Hanfland M., Sadakov A.V., Sobolevskiy O.A., Pervakov S., Pudalov V.M., Karimov D., Vasiliev A., Ivanova A.G., Gavriluk A.G., Lyubutin I.S., Akashi R., Oganov A.R. Superconductivity at 253 K in lanthanum-yttrium ternary hydrides // Materials Today. 2021. V. 48. P. 18–24. <https://doi.org/10.1016/j.mattod.2021.03.025>
11. Troyan I.A., Semenok D.V., Kvashnin A.G., Sadakov A.V., Sobolevskiy O.A., Pudalov V.M., Ivanova A.G., Prakupenka V.B., Greenberg E., Gavriluk A.G., Lyubutin I.S., Struzhkin V.V., Bergara A., Errea I., Bianco R., Calandra M., Mauri F., Monacelli L., Akashi R., Oganov A.R. Anomalous high-temperature superconductivity in YH6 // Adv. Mater. 2021. 33, 2006832. <https://doi.org/10.1002/adma.202006832>
12. Belykh V.V., Korotneva A.R., Yakovlev D.R. Stimulated resonant spin amplification reveals millisecond electron spin coherence time of rare-earth ions in solids // Physical Review Letters. 2021. 127, 157401.
13. Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.O., Orlov A.P., Kotov V.A., Nikitov S.A. Magnons Parametric Pumping in Bulk Acoustic Waves Resonator // Appl. Phys. Lett. 2020. 117. 072408. <https://doi.org/10.1063/5.0022267>
14. Алексеев С. Г., Дижур С.Е., Лузанов В.А., Раевский А.О., Орлов А.П., Ползикова Н.И. Линейные и параметрические магно-фононные взаимодействия, детектируемые с помощью обратного спинового эффекта Холла // Труды XXIV Международного симпозиума “Нанопизика и нанозлектроника”. Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г. В 2-х т. Т. 1. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета, 2020. 469 с. ISBN978-5-91326-587-6. С. 154–155. <http://www.nanosymp.ru/ru/proceedings>
15. Cherkasov V.R., Mochalova E.N., Babenyshev A.V., Vasilyeva A.V., Nikitin P.I., Nikitin M.P. Nanoparticle Beacons: Supersensitive Smart Materials with On/Off-Switchable Affinity to Biomedical Targets // ACS Nano. 2020. V. 14. № 2. P. 1792–1803. <https://doi.org/10.1021/acsnano.9b07569>
16. Kononenko T.V., Knyazev B.A., Sovyk D.N., Pavelyev V.S., Komlenok M.S., Komandin G.A., Konov V.I. Silicon kinoform cylindrical lens with low surface roughness for high-power terahertz radiation // Optics and Laser

- Technology. 2020. V. 123. P. 105953.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105953>
17. *Kononenko T.V., Soyuk D.N., Pivovarov P.A., Pavelyev V.S., Mezhenin A.V., Cherepanov K.V., Komlenok M.S., Sorochenko V.R., Khomich A.A., Pashinin V.P., Ashkinazi E.E., Ralchenko V.G., Konov V.I.* Fabrication of diamond diffractive optics for powerful CO₂ lasers via replication of laser microstructures on silicon template // *Diamond and Related Materials*. 2020. V. 101. P. 107656.
<https://doi.org/10.1016/j.diamond.2019.107656>
 18. *Ромишин А.М., Кудрявцев О.С., Екимов Е.А., Шкарин А.Б., Раттенбахер Д., Рахлин М.В., Торопов А.А., Власов И.И.* Фурье-ограниченная ширина линий оптических переходов одиночных SiV-центров в “адамантановых” наноалмазах // *JETP Letters*. 2020. V. 112. № 1–2(7). P. 17–21.
<https://doi.org/10.31857/S1234567820130030>
 19. *Mileiko S.T., Kolchin A.A., Galyshev S.N., Shakhlevich O.F., Prokopenko V.M.* Composites Part A 132. 2020. Article 105830.
 20. *Dzhilkibaev Zh-A.M. for Collaboration Baikal-GVD.* Baikal-GVD: Status and Perspectives // *PoS(2021)002*.
<https://doi.org/10.22323/1.395.002>
 21. *Аврорин А.В. и др.* Глубоководный черенковский детектор в озере Байкал // *ЖЭТФ*. 2022. Т. 161. Вып. 4. С. 476–496.
 22. *Барабин С.В., Кропачев Г.Н., Лукашин А.Ю., Кулевой Т.В., Выбин С.С., Голубев С.В., Изотов И.В., Киселева Е.М., Скалыга В.А., Григорьев С.В., Коваленко Н.А.* // Письма в Журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 10. С. 7.
 23. *Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V. et al.* Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2 // *Nuclear Fusion*. 2021. V. 61. Number 6. 064001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/abe08c>
 24. *Petrov Yu.V., Gusev V.K., Sakharov N.V. et al.* Overview of Globus-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current // *Nuclear Fusion*. 2022. 62 042009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
 25. *Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., et al.* Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T // *Nuclear Fusion*. 2021. 62 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
 26. *Бельченко Ю.И., Давыденко В.И., Дейчули П.П. и др.* Исследования по физике и технике ионных и атомарных пучков в ИЯФ СО РАН // *УФН*. 2018. Т. 188. № 6. С. 595–650.
 27. *Дейчули П.П., Бруль А.В., Давыденко В.И., Иванов А.А., Осин Д., Магги Р.* Доплеровская спектроскопия атомарного водородно-дейтериевого пучка // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 7. С. 596–604.
 28. *Inzhevatkina A.A., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Lomov K.A., Postupaev V.V., Sudnikov A.V., Ustyuzhanin V.O.* Investigation of Plasma Rotation in SMOLA Helical Open Trap // *Plasma Physics Reports*. 2021. V. 47. Is. 8. P. 794–802.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X21080055>
 29. *Ivanov I.A., Ustyuzhanin V.O., Sudnikov A.V., Inzhevatkina A.* Long-pulse plasma source for SMOLA helical mirror // *J. Plasma Physics*. 2021. V. 87. Is. 2. Art.nr 845870201.
<https://doi.org/10.1017/S0022377821000131>
 30. *Chernoshtanov I.S., Ayupov D.A.* Collisionless particle dynamics in trap sections with helical corrugation // *Physics of Plasmas*. 2021. V. 28. Is. 3. Art.nr 032502.
<https://doi.org/10.1063/5.0040715>
 31. *Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Larichkin M.V., Lomov K.A., Postupaev V.V., Tolkachev M.S., Ustyuzhanin V.O.* Plasma flow suppression by the linear helical mirror system // *J. Plasma Physics*. 2022. V. 88. 1. 905880102.
 32. *Ivanov I.A., Batkin V.I., Burdakov A.V., Kuklin K.N., Mekler K.I., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N.* Formation of Starting Plasma Flow in an Open Trap Using Arc Plasma Gun // *Plasma Physics Reports*. 2021. V. 47. No. 9. P. 938–946.
 33. *Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F.* Four-electrode probe for plasma studies in the GOL-NB multiple-mirror trap // *J. Instrumentation*. 2021. V. 16. No. 11. Art. No. T11006.
 34. *Postupaev V., Batkin V., Burdakov A., Burmasov V., Ivanov I., Kuklin K., Mekler K., Melnikov N., Nikishin A., Polosatkin S., Rovenskikh A., Sidorov E., Skovorodin D.* Status of Activity on GOL-NB Multiple-Mirror Experiment // 28th IAEA Fusion Energy Conference (Virtual Event, 10-15 May 2021): Programme, list of contributions, linked conference materials. Vienna: IAEA, 2021. Art. No. IAC/P4-4. P. 781.
 35. *Vyacheslavov L.N. et al.* In situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER // *J. Nuclear Materials*. 2021. V. 544. February 2021. 152669.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152669>
 36. *Denker B.I., Galagan B.I., Sverchkov S.E., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Leonov S.O., Fjodorow P., Skasyrsky Ya.K.* Resonantly pumped Ce³⁺ mid-infrared lasing in selenide glass // *Optics Letters*. 2021. V. 46. 4002. 3 p.
 37. *Fjodorow P., Frolov M.P., Leonov S.O., Denker B.I., Galagan B.I., Sverchkov S.E., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P.* Mid-infrared laser performance of Ce³⁺-doped selenide glass // *Optics Express*. 2021. V. 29. 17, 27674. 9 p.
 38. *Churbanov M.F., Denker B.I., Galagan B.I., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G., Snopatin G.E., Sukhanov M.V., Sverchkov S.E., Velmuzhov A.P.* Laser potential of Pr³⁺ doped selenide glasses in 5–6 μm spectral range // *J. Non-Crystalline Solids*. 2021. V. 559. 120592.
 39. *Shiryayev V.S., Sukhanov M.V., Velmuzhov A.P., Karakshina E.V., Kotereva T.V., Snopatin G.E., Denker B.I., Galagan B.I., Sverchkov S.E., Koltashev V.V., Plotnichenko V.G.* Core-clad terbium doped chalcogenide glass fiber with laser action at 5.38 μm // *J. Non-Crystalline Solids*. 2021. 567, 120939.
 40. *Khegai A. et al.* O+E Band BDFA with Flattop 116 nm Gain Bandwidth Pumped with 250 mW at 1256 nm // *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America, 2021. C. Tu1E. 4.

41. *Ososkov Y.Zh., Khagai A.M., et al.* Low-Water-Peak Bismuth-Doped Fiber for Efficient O+E Band Amplifiers // In proc. of ASSL 2021.
42. *Khagai A. et al.* Pump-efficient flat-top O+E-bands bismuth-doped fiber amplifier with 116 nm -3 dB gain bandwidth // Optics Express. 2021. <https://doi.org/10.1364/OE.441775>
43. *Курников А.А., Павлова К.Г., Орлова А.Г., Хилов А.В., Перекатова В.В., Ковальчук А.В., Субочев П.В.* Широкополосные (100 кГц–100 МГц) ультразвуковые ПВДФ-детекторы для сканирующей оптико-акустической ангиографии с ультразвуковым разрешением // Квантовая электроника. 2021. Т. 51(5). С. 383.
44. *Perekatova V., Nemirova S., Orlova A., Kirillin M., Kurnikov A., Pavlova K., Khilov A., Kovalchuk A., Subochev P.* Three-dimensional dual-wavelength optoacoustic angiography reveals arteriovenous anastomoses // Laser Physics Letters. 2021. 18(4), 045601.
45. *Orlova A., Pavlova K., Kurnikov A., Sirotkina M., Maslennikova A., Kirillin M., Skamnitsky D., Turchin I., Subochev P.* In vivo applications of raster-scan optoacoustic angiography // Proc. SPIE. 2021. 11642, 1164209. https://www.youtube.com/watch?v=GKK_148Oecw
46. *Plekhanov A.A., et al.* Histological validation of in vivo assessment of cancer tissue inhomogeneity and automated morphological segmentation enabled by Optical Coherence Elastography // Scientific Reports. 2020. 10 (11781). P. 1–16. V.Y. Zaitsev, et al. J. of Biophotonics, e202000257 (2020).
47. *Sirotkina M.A., et al.* // Biomedical Optics Express. 2020. 11 (3). P. 1365–1382.
48. *Sovetsky A.A., et al.* // Laser Physics Letters. 2020. 17 (6), 065601.
49. *Gubarkova, et al.* // Diagnostics. 2020. 10, 994.
50. *Alexandrovskaia Y.M., Baum O.I., Sovetsky A.A., Matveyev A.L., Matveev L.A., Sobol E.N., Zaitsev V.Y.* // Laser Physics Letters. 2020. 17 085603.
51. *Matveyev A.L., et al.* // Laser Physics Letters. 2020. 17(11), 115604.
52. Патент РФ № 2020114397, приоритет от 22.04.2020. Способ прижизненной оценки микроструктуры опухолевой ткани in эксперименте. А.А. Плеханов и др.
53. *Soshenko V.V., et al.* Nuclear Spin Gyroscope based on the Nitrogen Vacancy Center in Diamond // Physical Review Letters. 2021. 126, 199702.
54. *Ginzburg V., Yakovlev I., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaikin I., Shaykin A., Khazanov E.* 11 fs, 1.5 PW laser with nonlinear pulse compression // Opt. Express. 2021. 29, 28297.
55. *Shaykin A., Ginzburg V., Yakovlev I., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaikin I., Stukachev S., Lozhkarev V., Prokhorov A., Khazanov E.* 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. 9. E54.
56. *Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu., Prudnikov O.N., Furst H.A., Mehlstaubler T.E., Bagayev S.N.* Combined atomic clock with blackbody-radiation-shift-induced instability below 10^{-19} under natural environment conditions // New Journal of Physics/ 2021. V. 23. 023032.
57. *Kosareva O., et al.* Postfilament supercontinuum on 100 m path in air // Optics Letters. 2021. 46, 5: 1125–1128.
58. *Kosareva O.G., et al.* Remote triggering of air-gap discharge by a femtosecond laser filament and postfilament at distances up to 80 m // Appl. Physics Letters. 2021. 119, 4. 041103.
59. *Andrianov A.V., Kalinin N.A., Anashkina E.A., Egorova O.N., Lipatov D.S., Kim A.V., Semjonov S.L., Litvak A.G.* Selective Excitation and Amplification of Peak-Power-Scalable Out-of-Phase Supermode in Yb-Doped Multicore Fiber // J. Lightwave Technology. 2020. V. 38. 2464.
60. *Balakin A.A., Skobelev S.A., Andrianov A.V., Anashkina E.A., Litvak A.G.* Coherent propagation and amplification of intense laser pulses in hexagonal multicore fibers // Opt. Lett. 2020. 45, 3224.
61. *Balakin A.A., Litvak A.G., Skobelev S.A.* Coherent propagation and amplification of intense wave beams in a deformed multicore fiber // Phys. Rev. A. 2020. 102, 023527.
62. *Дюделев В.В., Михайлов Д.А., Бабичев А.В., Чистяков Д.В., Когновицкая Е.А., Лосев С.Н., Бобрцова Ю.К., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Денисов Д.В., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Кучинский В.И., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.* Мощные (более 1 Вт) квантовые каскадные лазеры для длинноволнового ИК диапазона при комнатной температуре // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 2. С. 141–142.
63. *Дюделев В.В., Михайлов Д.А., Бабичев А.В., Савченко Г.М., Лосев С.Н., Когновицкая Е.А., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Денисов Д.В., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Кучинский В.И., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.* Квантово-каскадные лазеры мощностью 10 Вт для спектральной области 4.6 мкм // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 8. С. 720–721.
64. *Дюделев В.В., Михайлов Д.А., Бабичев А.В., Савченко Г.М., Лосев С.Н., Когновицкая Е.А., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Денисов Д.В., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Кучинский В.И., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.* Разработка и исследование мощных квантово-каскадных лазеров для спектрального диапазона 4.5–4.6 мкм // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 11. С. 989–994.
65. *Grishkov V.E., Uryupin S.A.* Generation of terahertz radiation in dielectric-metal structure irradiated by a femtosecond laser pulse // Optics Letters. 2020. V. 45. № 1. P. 41–44.
66. *Gladyshev A., Yatsenko Y., Kolyadin A., Kompanets V., Bufetov I.* Mid-infrared 10- μ J-level sub-picosecond pulse generation via stimulated Raman scattering in a gas-filled revolver fiber // Optical Materials Express. 2020. 10(12). P. 3081–3089. <https://doi.org/10.1364/OME.411364>
67. Spotlight Summary by David Novoa. (Аннотация статьи [66], подготовленная редакцией для Spotlight on Optics): <https://www.osapublishing.org/spotlight/summary.cfm?id=442359>
68. *Melentiev P.N., Son L.V., Kudryavtsev D.S., Kasheverov I.E., Tsetlin V.I., Esenaliev R.O., Balykin V.I.* Ultrafast, Ultrasensitive Detection and Imaging of Single Cardiac Troponin-T // Molecules ACS Sensors. 2020. 5. 11. P. 3576–3583. <https://doi.org/10.1021/acssensors.0c01790>

69. *Aksenov V.P., Dudorov V.V., Kolosov V.V., and Levitsky M.E.* Synthesized Vortex Beams in the Turbulent Atmosphere // *Frontiers in Physics*. 2020. V. 8. Article 143. <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00143>
70. Патент на изобретение “Способ формирования лазерного пучка с произвольно заданным распределением интенсивности в дальнем оптическом поле и устройство его реализации”. Рег. № АААА-Г20-620082890003-0 от 28.08.2020.
71. *Buleyko B., Ponomarev A.V., Loza O.T., Ulyanov D.K., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Yalandin M.I.* Experimental Plasma Maser as a Broadband Noise Amplifier. 2: Short Pulse // *Physics of Plasmas*. 2021. V. 28. № 2. P. 023304 (1-5). (Feb. 2021). <https://doi.org/10.1063/5.0031432>
72. *Alichkin E.A., Pedos M.S., Ponomarev A.V., Rukin S.N., Timoshenkov S.P., Karelin S.Y.* Picosecond solid-state generator with a peak power of 50 GW // *Review of Scientific Instruments*. 2020. V. 91. № 10. <https://doi.org/10.1063/5.0017980>.
73. *Rukin S.N. et al.* // Proc. of 7th Int. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk, Russia, 2020. P. 92–97.
74. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Герасимов М.Ю., Ицков В.В.* Радиоосвещение на основе сверхширокополосных генераторов динамического хаоса // *Радиотехника и электроника*. 2016. Т. 61. № 11. С. 1073–1083.
75. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В.* Источники радиоосвещения на основе сверхширокополосных микроденераторов хаотических колебаний // *Письма в ЖТФ*. 2016. Т. 42. Вып. 24. С. 49–57.
76. *Гуляев Ю.В., Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М., Рыжов А.И., Уваров А.В.* Экспериментальная ячейка приемника радиосвета // *Письма в ЖТФ*. 2018. Т. 44. № 21. С. 81–90.
77. *Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М., Попов М.Г., Рыжов А.И.* Искусственное радиоосвещение: источники, приемники и получение изображений // *Физические основы приборостроения*. 2018. Т. 7. № 3(29). С. 50–63. <https://doi.org/10.25210/jfop-1803-050063>
78. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Рыжов А.И.* Радиоосвещение: концепция и технология / В сб. “Нелинейные волны 2018”. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2019. ISBN 978-5-8048-0092-6. С. 40–64.
79. *Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М., Попов М.Г., Рыжов А.И.* Искусственное радиоосвещение в закрытом пространстве // *Радиотехника и электроника*. 2019. Т. 64. № 9. С. 916–925.
80. *Дмитриев А.С., Ицков В.В., Петросян М.М., Рыжов А.И.* Разрешающая способность при получении изображений в искусственном радиосвете // *Физические основы приборостроения*. 2020. Т. 9. № 2 (35).
81. *Dmitriev A.S., Efremova E.V., Ryzhov A.I., Petrosyan M.M., Itskov V.V.* Artificial radio lighting with sources of microwave dynamic chaos // *Chaos* 31. 2021. 063135. <https://doi.org/10.1063/5.0053504>
82. *Gulevich O.A., Kaigorodov E.P., Lyakhov G.A., Reznikov A.E., Varenkov V.V., Volkomirskaya L.B.* Experimental Study of a Deep Oil and Gas Deposit by the Method of Reflected Electromagnetic Waves, ISSN 1541-308X // *Physics of Wave Phenomena*. 2021. V. 29. № 4. P. 311–320.
83. *Гулевич О.А., Волкомирская Л.Б., Варенков В.В., Резников А.Е., Тригубович Г.М., Чернышев А.В.* Изучение распределения проводимости в криолитозоне на основе данных метода отраженных электромагнитных волн (МОЭМВ) // *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2021. № 9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.9.6>
84. *Dolgikh Yu.N., Volkomirskaya L.B., Kaygorodov E.P., Sanin S.S., Kuznetsov V.I., Gulevich O.A., Reznikov A.E., Varenkov V.V.* The Reflected Electromagnetic Wave CDP Method (ECDP) Testing Results and Possibilities for The Future Oil and Gas Exploration. // Proc. Conference “Tyumen 2021”, March 2021. V. 2021. P. 1–6.
85. *Kuftin A.N., Morozkin M.V., Proyavin M.D., Fokin A.P., et al.* A 250-Watts, 0.5-THz continuous-wave second-harmonic gyrotron. // *Electron Device Letters*. 2021. 42(11). P. 1666–1669.
86. *Борисов Г.В., Шустов Б.М.* Открытие первой межзвездной кометы и пространственная плотность межзвездных объектов в солнечной окрестности // *Астрономический вестник*. 2021. Т. 55. № 2. С. 1–9.
87. *Busarev V.V., Petrova E.V., Shcherbina M.P., Ikonnikova N.P., Burlak M.A., Belinski A.A.* Interstellar comet 2I/Borisov: dust composition from multiband photometry and modelling // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021. V. 502. P. 1882–1894.
88. *Dyachenko V., Richichi A., Obolentseva M., Beskakotov A., Maksimov A., Mitrofanova A., Balega Y.* A joint occultation and speckle investigation of the binary star TYC 1947-290-1 and of the asteroid (87) Sylvia // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021. V. 508. № 2. P. 2730–2735.
89. *Korablev O., Olsen K.S., Trokhimovskiy A., Lefevre F., Montmessin F., Fedorova A.A., Toplis M.J., Alday J., Belyaev D.A., Patrakeeve A., Ignatiev N.I., Shakun A.V., Grigoriev A.V., et al.* Transient HCl in the atmosphere of Mars // *Science Adv.* 7. 2021. eabe4386. <https://doi.org/10.1126/sciadv.abe4386>
90. *Olsen K.S., Trokhimovskiy A., Montabone L., Fedorova A.A., Luginin M., Lefevre F., Korablev O.I., Montmessin F., et al.* Seasonal reappearance of HCl in the atmosphere of Mars during the Mars year 35 dusty season // *Astron. Astrophys.* 2021. 647, A161. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140329>
91. *Aoki S., Daerden F., Viscardy S., et al.* Annual appearance of hydrogen chloride on Mars and a striking similarity with the water vapor vertical distribution observed by TGO/NOMAD // *Geophys. Res. Lett.* 2021. V. 48. 2021GL092506. <https://doi.org/10.1029/2021GL092506>
92. *Trokhimovskiy A., Fedorova A.A., Olsen K.S., Alday J., Korablev O., Montmessin F., Lefevre F., Patrakeeve A., Belyaev D., Shakun A.V.* Isotopes of chlorine from HCl in the Martian atmosphere // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 651. A32. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140916>
93. *Ridnaia A., Svinin D., Frederiks D., Bykov A., Popov S., Aptekar R., Golenetskii S., Lysenko A., Tsvetkova A., Ulanov M., Cline T.* A peculiar hard X-ray counterpart of a Galactic fast radio burst // *Nature Astronomy*. 2021. № 5. P. 372–377.

ON THE RESULTS IN PHYSICS OBTAINED IN 2020–2021**E. Yu. Kilpio^{a,b} and Academician of the RAS I. A. Shcherbakov^{a,c}**^a *Department of Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*^b *Crimean Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences,
Nauchny, the Republic of Crimea, Russia*^c *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The article is based on annual reports presented by the head of the Department of Physics, RAS at general meetings of the Department in April 2021 and April 2022. It describes some scientific results in physics obtained in 2020–2021 in research organizations (so called RAS institutes) in respect of which the Russian Academy of Sciences has special credentials, stipulated by the resolutions of the Government of the Russian Federation No. 521 of 5.06.2014 and No. 1652 of 24.12.2018. The brief summary information on the work of scientific organizations in different areas of physics is given and several examples of individual achievements in the form of annotations are presented.

Keywords: physics of atoms and molecules, condensed matter, materials science, nuclear physics, particle physics, plasma physics, optics, laser physics, radio physics electronics, acoustics, astronomy, space science

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ НЕУПРАВЛЯЕМЫЙ РАЗРЯДНИК НОВОГО ТИПА ДЛЯ НАНОСЕКУНДНОЙ КОММУТАЦИИ МЕГААМПЕРНЫХ ТОКОВ

© 2022 г. Е. А. Галанова¹, Ю. Н. Долин¹, А. В. Ивановский^{1,2}, А. Е. Калинычев^{1,2},
Г. В. Карпов^{1,2,*}, С. С. Ломтев^{1,2}, А. Г. Мерзлов¹, В. Н. Нудиков¹, Д. С. Прохоров¹,
Е. А. Салатов^{1,2}, А. Н. Туров¹, А. А. Шаталин¹

Представлено академиком РАН С.Г. Гараниным 04.07.2022 г.

Поступило 04.07.2022 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принято к публикации 06.07.2022 г.

Разработан многоканальный неуправляемый разрядник, основанный на поэтапном пробое многослойного пленочного изолятора с вложенной фольговой пластиной, находящейся под плавающим потенциалом. Резкое изменение потенциала фольги после одноканального начального самопробоя между фольгой и одним из электродов приводит к многоканальному вторичному пробоею между фольгой и другим электродом. В местах пробоя генерируются кумулятивные плазменные струи, инициирующие формирование сквозных токовых каналов между электродами на третьем этапе пробоя. Разработанный многоканальный разрядник обладает наносекундным временем срабатывания и может быть применен для обострения фронта импульса напряжения в электроразрядных устройствах с мегаамперными токами. Аналогичный способ формирования многоканального пробоя может использоваться при разработке наносекундных коммутаторов мультимегаамперных токов по направлениям термоядерных исследований с применением взрывомагнитных генераторов энергии.

Ключевые слова: твердотельный разрядник, пленочный изолятор, электрический пробой, наносекундное срабатывание, токовые каналы

DOI: 10.31857/S2686740022070045

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по некоторым направлениям электрофизических термоядерных исследований [1, 2] с использованием взрывомагнитных генераторов [3] существует необходимость наносекундной коммутации мультимегаамперных токов. Фундаментальной основой для создания соответствующих коммутационных устройств могли бы быть неуправляемые твердотельные разрядники [4], которые в простейшем варианте можно представить в виде плоскопараллельных электродов, разделенных изолятором. Места самопробоя задаются с помощью различного рода электродных неоднородностей, создающих локальные возмущения распределения электрического поля. Максимальное число каналов пробоя, совпадающее с

числом неоднородностей, может быть получено, согласно [4], при достаточно высоких скоростях роста напряжения между электродами,

$$\frac{dU}{dt} > 10^{12} \text{ В/с.} \quad (1)$$

Неравенство (1) не всегда выполнимо, что ограничивает применимость подобного способа коммутации. Поэтому был предложен способ формирования многоканального электрического пробоя [5], не требующий столь высоких скоростей роста межэлектродного напряжения. Для реализации его в твердотельный изолятор, выполненный в виде комбинации диэлектрических пленок, закладывается металлическая фольга, находящаяся под плавающим потенциалом, и обеспечиваются условия первичного одноканального самопробоя между фольгой и одним из электродов с последующим вторичным пробоем между фольгой и другим электродом. Вторичный пробой вызывает изменение потенциала фольги после первичного пробоя и будет иметь уже многоканальную структуру, если это изменение происходит достаточно быстро для выполнения условия, аналогичного неравенству (1). В ме-

¹ Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородская обл., Россия

² Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Нижегородская обл., Россия

*E-mail: karpov@elph.vniief.ru

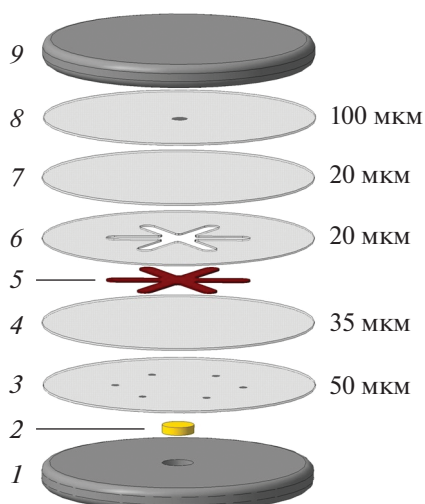


Рис. 1. Схема компоновки элементов шестиканального разрядника на (38 ± 3) кВ.

стах вторичного пробоя генерируются кумулятивные плазменные струи, которые могут приводить к образованию между электродами сквозных токовых каналов.

Конкретизировать исходные условия и последовательность процессов можно на примере шестиканального разрядника с пробивным напряжением (38 ± 3) кВ, разработанного для коммутации импульсного тока с амплитудой свыше одного мегаампера. Компоновка элементов разрядника схематично представлена на рис. 1. В качестве изолятора используются лавсановые пленки 3, 4 и 6–8, зажатые между высоковольтным электродом 1 и заземленным электродом 9. В центральном вырезе пленки 6 размещается фольговая пластина 5, находящаяся под плавающим потенциалом. Форма ее может быть разной; в данном случае она выполнена в виде лепесткового шестиконечника диаметром 90 мм, вырезанного из медной фольги толщиной 20 мкм. Electroды имеют гладкие рабочие поверхности, а возмущающее электрическое поле неоднородности создается с использованием контактирующих с электродом сегментов сферических оболочек из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, вплавленных в прилегающие к электродам лавсановые пленки. Электрический контакт между вплавленным фольговым сегментом и электродом осуществляется с помощью гранулы пористого алюминия, располагаемой в полости между вплавленной фольгой и плоскостью электрода. В пленке 8, прилегающей к заземленному электроду, по центру создана одна неоднородность; в пленке 3, прилегающей к высоковольтному электроду, созданы 6 периферийных неоднородностей, располагаемых равномерно по азимуту на диаметре 80 мм. В центральной части высоковольтного электрода 1 имеется вы-

емка для диэлектрической вставки 2, предотвращающей отвлечение на электрод тока первичного пробоя. Толщина зажатой между электродами пленочной сборки составляет 225 мкм.

В исходном состоянии, перед первичным пробоем, потенциал U_9 заземленного электрода равен нулю, потенциал U_1 высоковольтного электрода, близкий к пробойному, примем равным 38 кВ. Исходное значение U_5 плавающего потенциала фольговой пластины 5 определяется соотношением суммарных толщин лавсановых пленок 3 + 4 и 7 + 8, отделяющих ее от электродов. В данном случае U_5 составляет около 22 кВ. Соответственно, исходная разность потенциалов U_{15} между высоковольтным электродом 1 и фольговой пластиной равна примерно 16 кВ. Благодаря первичному пробоему потенциал фольговой пластины резко падает. В отсутствие последующего пробоя он приблизился бы к нулю за время τ , слагаемое из времени разгорания токового канала первичного пробоя и времени порядка одного или нескольких радиальных пробегов электромагнитной волны вдоль пластины. При τ порядка наносекунды скорость роста напряжения между пластиной и высоковольтным электродом

$$\frac{dU_{15}}{dt} \approx \frac{\Delta U_{15}}{\tau},$$

вызванного первичным пробоем, оценивается в 2×10^{13} В/с, что существенно превышает пороговую величину 10^{12} В/с, входящую в правую часть неравенства (1). В этом случае можно предполагать многоканальную структуру вторичного пробоя, инициируемого за счет резкого увеличения разности потенциалов между фольговой пластиной и высоковольтным электродом. Справедливость этого предположения подтверждена экспериментально при проверке технического решения [5].

В настоящей работе показана возможность создания на этом принципе многоканального сверхточечного разрядника с наносекундным срабатыванием.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Методы подготовки многослойных пленочных изоляторов отрабатывались на макетных сборках разрядников, которые испытывались на специальном стенде при напряжении до 50 кВ, нарастающем перед пробоем со скоростью 10^9 – 10^{10} В/с, и амплитуде разрядного тока до 100 кА. На стенде также проведены эксперименты по развитию предложенного ранее способа [5] поэтапного формирования пробоя многослойного пленочного изолятора. В трех вариантах макетныхборок получены пробоеи по трем, шести и двенадцати каналам. В дальнейшем исследова-

ния ограничили шестиканальными макетными сборками разрядников. В первых экспериментах использовалась круглая пластина из медной фольги толщиной 20 мкм диаметром 90 мм, которая затем была заменена на аналогичную пластину в форме лепесткового шестиконечника. Пластина вкладывалась в центральный вырез лавсановой пленки, как показано на рис. 1. Использование лепестковой формы фольги обеспечило воспроизводимость результатов, позволяющую провести систематические исследования. В результате показано, что при компактном последовательном соединении двух одинаковых макетныхборок путем наложения друг на друга суммарное пробивное напряжение удваивается с сохранением количества каналов вторичного пробоя в каждой сборке. Определены условия, при которых в макетной сборке разрядника, в местах вторичного пробоя, стабильно образуются сквозные токовые каналы между электродами. Наличие таких каналов косвенно подтверждает возможность автоматического обеспечения сильноточного многоканального пробоя при невысоких, значительно меньших 10^{12} В/с, исходных скоростях нарастания межэлектродного напряжения. Это способствовало началу сильноточных экспериментов по определению свойств разрядников подобного типа.

Одним из основных коммутационных параметров разрядника является время срабатывания τ_p , в течение которого разность потенциалов $U_p(t)$ между его электродами существенно снижается относительно начальной величины U_0 . При квазистационарном изменении электрических величин зависимость $U_p(t)$ от времени можно определять по производной разрядного тока, коммутируемого на индуктивную нагрузку:

$$U_p(t) = U_0 - L_0 \cdot \frac{dI}{dt}.$$

В этом случае время τ_p совпадает с измеряемой длительностью Δt фронта импульса производной тока. При определении τ_p в условиях нарушения квазистационарности необходимо учитывать волновые проявления токовых процессов. Исходя из этого, используемую нагрузку будем рассматривать как отрезок коаксиальной передающей линии с волновым сопротивлением ρ , временем пробега электромагнитной волны $\tau_{пр}$. Считаем, что к одному концу линии подведено высокое напряжение U_0 , а второй конец закорочен. Исследуемый разрядник располагается в средней части отрезка линии в разрыве внутреннего токопровода коаксиала. В предельном случае мгновенной коммутации ($\tau_p = 0$) по обе стороны от разрядника возбуждаются распространяющиеся электромагнитные импульсы с бесконечно крутыми фронтами.

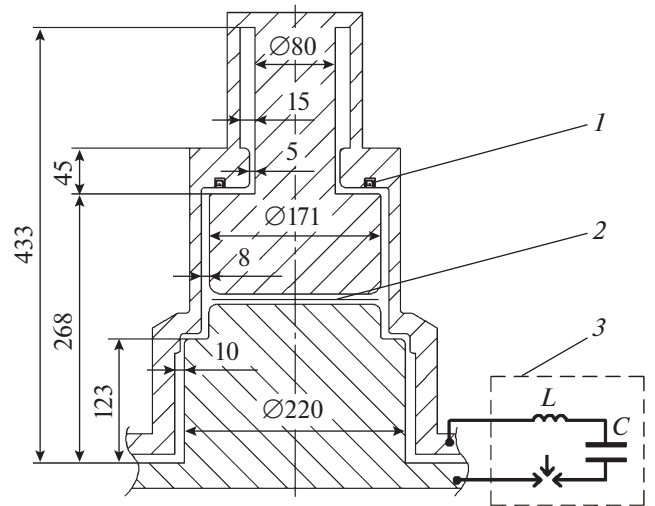


Рис. 2. Геометрия коаксиальной линии и схема включения в разрядный контур (1 – индукционные датчики, 2 – место расположения разрядника, 3 – конденсаторная батарея).

В этом случае установившаяся скорость нарастания тока

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_m = \frac{U_0}{\rho} \cdot \tau_{пр}$$

достигается за время Δt порядка $\tau_{пр}$. Конечная скорость срабатывания разрядника ($\tau_p \neq 0$) приводит к затягиванию фронта импульса производной тока $\Delta t \approx \tau_{пр} + \tau_p$ и снижению установившейся скорости роста тока

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_m = \frac{U_0}{\rho} \cdot (\tau_p + \tau_{пр}), \quad (2)$$

что можно использовать для дополнительного уточнения τ_p по измеряемой величине $\left(\frac{dI}{dt}\right)_m$. Исходя из геометрии коаксиальной линии, рис. 2, время пробега электромагнитной волны и усредненное значение волнового сопротивления оцениваются как $\tau_{пр} = 2.5$ нс и $\rho = 6.4$ Ом.

К коммутационным параметрам можно также отнести количество формируемых токовых каналов, пробивное напряжение, индуктивность, габариты, стабильность работы, коммутируемый ток, выделяемая в разряднике энергия и т.д. Некоторые из них могут корректироваться в зависимости от конкретных применений разрядника. В настоящей работе оценено время его срабатывания τ_p по измеряемому импульсу производной тока. Эксперименты проводились на установке КАСКАД [6] с использованием трех секций конденсаторной батареи общей емкостью 123 мкФ, заряжаемой до 38 кВ и обеспечивающей нарастание разрядного тока до полутора мегаампер за время около 3 мкс. Разрядник встраивался в раз-

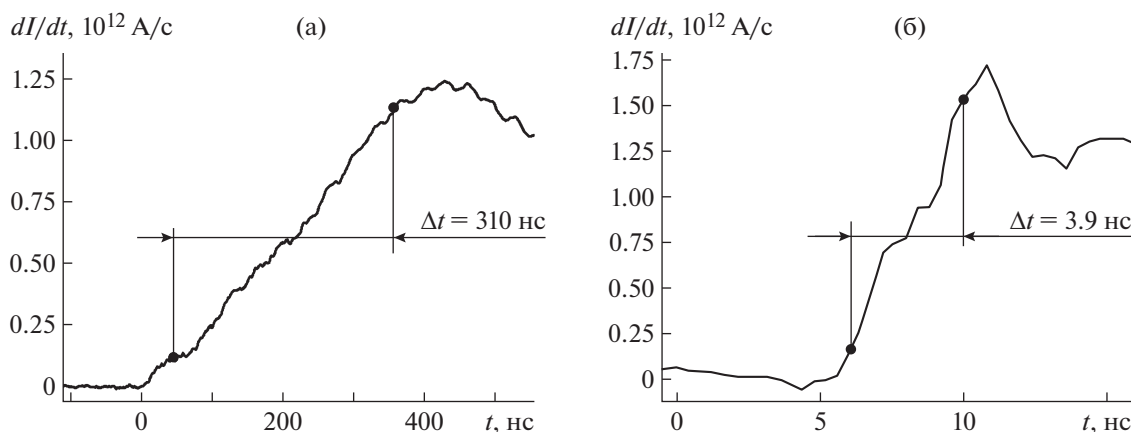


Рис. 3. Осциллограммы фронтальной части импульсов производной тока в тестовом эксперименте (а) и в эксперименте с разрядником (б).

рыв внутреннего токопровода закороченного отрезка коаксиальной линии, входной конец которой соединен с токовым коллектором конденсаторной батареи. Помимо экспериментов с разрядником, проведены тестовые эксперименты с такой же коаксиальной линией, но без разрыва внутреннего токопровода. Геометрия коаксиальной передающей линии и схема включения ее в разрядный контур показаны на рис. 2.

На начальном этапе подготовки эксперимента выполняется клеевое соединение многослойного пленочного изолятора с высоковольтным электродом и с плотно охватывающим электрод цилиндрическим полиэтиленовым изолятором. Заземляемый электрод, составляющий вторую часть разрядника, независимым образом крепится к внутреннему токопроводу коаксиала с обеспечением сильноточного контакта. После завершения полимеризации клея высоковольтная часть разрядника вставляется в разрыв коаксиальной линии и плотно прижимается к закрепленному заземленному электроду. Контролируемое осевое усилие прижатия составляет более тонны. На завершающем этапе сборки обеспечивается сильноточный контакт высоковольтной части разрядника с внутренним токопроводом коаксиальной линии.

На рис. 3 приведены осциллограммы фронтальных участков импульсов производной тока, полученные в тестовом эксперименте и в эксперименте с исследуемым разрядником. Видно, что разрядник сильно влияет на фронт импульса производной тока. Длительность фронта Δt , определяемая как время нарастания сигнала от 0.1 до 0.9 амплитудного значения, в тестовом эксперименте составляет около 300 нс. Использование разрядника дает сокращение Δt примерно до 4 нс. Учитывая, что часть длительности фронта Δt определяется временем пробега электромагнит-

ной волны, $\tau_{пр} = 2.5$ нс, получаем время срабатывания разрядника $\tau_p \approx 1.5$ нс. Найденное значение τ_p свидетельствует о существенной роли волнового механизма переноса тока и оправдывает использование формулы (2) для дополнительной оценки времени срабатывания разрядника. Подставляя в (2) $U_0 = 38 \times 10^3$ В, $\tau_{пр} = 2.5 \times 10^{-9}$ с, $\rho = 6.4$ Ом, измеренную в эксперименте максимальную производную тока $\left(\frac{dI}{dt}\right)_m = 1.7 \times 10^{12}$ А/с, получаем $\tau_p \approx 10^{-9}$ с, что по порядку величины совпадает с оценкой τ_p по длительности фронта импульса производной тока. Как видно по фотографиям рис. 4, в разряднике образуются шесть примерно одинаковых токовых каналов. Радиусы их составляют около 10 мм, центры каналов расположены в местах электродных неоднородностей на диаметре 80 мм. Состояние электродной сборки после разряда свидетельствует о том, что испаренный металл электродов и продукты горения лавсана остаются в местах протекания тока. Следует отметить, что в некоторых разрядах, по разным причинам, получались не шесть, а четыре-пять токовых каналов, однако это не отразилось заметным образом на измеренной длительности фронта импульса производной тока.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основные результаты работы получены благодаря освоенным методам изготовления многослойного пленочного изолятора с вложенной фольгой, располагаемого между плоскопараллельными электродами разрядника. Значительных усилий потребовала отработка способа создания в изоляторе электродных неоднородностей, обеспечивающих локальные возмущения электрического поля. Проблема решена с использованием сегментов сферических оболочек из тонкой алюми-

ниевой фольги, вплавляемых в прилегающие к электродам лавсановые пленки. Электрический контакт между вплавленным фольговым сегментом и электродом осуществляется с помощью гранулы пористого алюминия, располагаемой в полости между вплавленной фольгой и плоскостью электрода. Используемые методы изготовления изолятора обеспечили приемлемую для систематических исследований воспроизводимость результатов электрического пробоя. При этом оказалось возможным сжатие пленочной сборки с усилием более тонны без изменения ее пробивных свойств.

Макетные пленочные сборки разрядников испытывались на специальном стенде при напряжении до 50 кВ, нарастающем перед пробоем со скоростью 10^9 – 10^{10} В/с. В качестве рабочего варианта выбрана разновидность сборки с шестью периферийными электродными неоднородностями. Испытаны круглая и лепестковая шестиконечная форма медной фольги, закладываемой между лавсановыми пленками. Лепестковая форма дает более высокую повторяемость многоканальных пробоев, что можно объяснить увеличением гальванической развязки между токовыми каналами. На двойных, последовательно соединенных, макетных сборках подтверждена возможность каскадного соединения коммутационных элементов с пропорциональным увеличением результирующего пробивного напряжения. В экспериментах с единичными макетными сборками подобраны оптимальные условия для возникновения сквозных токовых каналов между электродами в местах вторичного пробоя. Это позволило выбрать исходный вариант конструкции сильноточного разрядника и приступить к его экспериментальным исследованиям.

Сильноточные эксперименты с разрядником проводились на конденсаторной установке емкостью 123 мкФ, заряжаемой до 38 кВ. Амплитуда разрядного тока составила около полутора мегаампер. В результате экспериментов определены условия стабильного формирования шести токовых каналов. Показано, что время срабатывания разрядника по порядку величины не превышает наносекунды и не зависит от числа N формируемых токовых каналов, если $N \geq 4$. При шестиканальном пробое амплитуда формируемого импульса производной тока максимальна и равна $(1.7\text{--}1.8) \times 10^{12}$ А/с. Сжатие пленочной сборки с усилием более тонны позволяет полностью локализовать продукты разряда в местах протекания тока. Благодаря этому можно предельно сократить количество деталей, подлежащих замене после каждого импульса, при работе разрядника в составе стационарной установки.

Разработанный разрядник может быть использован для обострения фронта импульса произ-

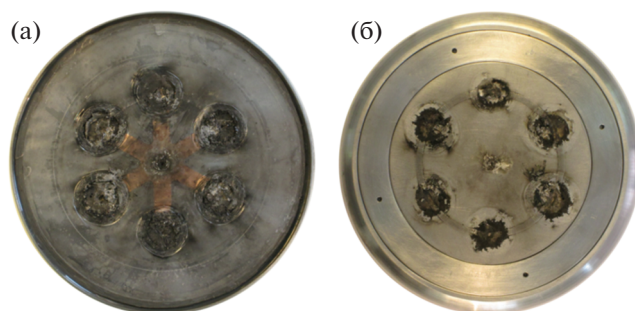


Рис. 4. Фотографии высоковольтной части разрядника (а) и заземляемого электрода (б) после эксперимента.

водной тока в электроразрядном источнике нейтронов типа плазменного фокуса [7]. Обострение фронта, достигаемое с помощью такого разрядника, должно приводить, согласно [8], к увеличению интенсивности генерируемого нейтронного излучения. Это особенно актуально для форсированных режимов работы нейтронных источников при использовании взрывомагнитных генераторов энергии [3, 6].

Направление последующей разработки подобных разрядников может быть ориентировано на электрофизические термоядерные системы [2], для которых необходима наносекундная коммутация токов на уровне 100 МА при напряжениях до 10 МВ. Существенным шагом по данному направлению могло бы быть создание каскадных коммутационных систем с пробивными напряжениями в сотни киловольт. При этом представляется реальной перспектива дальнейшего совершенствования способов гальванической развязки между токовыми каналами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Освоены методы изготовления и испытания неуправляемых твердотельных разрядников с многослойным пленочным изолятором. Испытания проводились на специальном высоковольтном стенде и на сильноточной конденсаторной установке.

Создан неуправляемый многоканальный разрядник нового типа, основанный на поэтапном пробое плоского пленочного изолятора с вложенной между пленками изолированной фольговой пластиной. Показано, что время срабатывания такого разрядника не превышает одной наносекунды.

Разрядник может применяться для обострения фронта импульса напряжения в существующих устройствах с мегаамперными токами. Принцип формирования многоканального сильноточного пробоя может использоваться при разработке на-

носекундных коммутаторов мультимегаамперных токов по направлениям термоядерных исследований с применением взрывомагнитных генераторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Garanin S.G., Ivanovsky A.V., Mkhitariyan L.S.* An ICF system based on Z-pinch radiation produced by an explosive magnetic generator // *Nucl. Fusion*. 2011. V. 51. 103010 (15 p).
2. *Гаранин С.Г., Ивановский А.В., Куликов С.М., Мамышев В.И., Певный С.Н., Рогачев В.Г.* Инерционный термоядерный синтез с применением взрывомагнитных генераторов // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 2. С. 131–140.
3. *Гриневиц Б.Е., Демидов В.А., Ивановский А.В., Селемир В.Д.* Взрывомагнитные генераторы энергии и их применение в научных экспериментах // *УФН*. 2011. Т. 181. № 4. С. 422–427.
4. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
5. *Карпов Г.В.* Способ формирования многоканального электрического пробоя твердотельного изолятора и устройство для его осуществления // Патент РФ № 2733050 от 04.03.2020.
6. *Аблесимов В.Е., Андрианов А.В., Базанов А.А. и др.* Разработка плазмофокусного нейтронного источника, запитываемого от взрывомагнитного генератора // *ПМТФ*. 2015. Т. 56. № 1. С. 94–103.
7. *Mather J.W., Bottoms P.J.* Characteristics of the Dense Plasma Focus Discharge // *Phys. Fluids*. 1968. V. 11. № 3. P. 611–618.
8. *Ивановский А.В., Калинычев А.Е., Карпов Г.В.* Метод улучшения начальной азимутальной однородности токовой оболочки в устройствах с плазменным фокусом // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 2. С. 109–116.

A NEW TYPE OF UNCONTROLLED MULTICHANNEL DISCHARGER FOR NANOSECOND SWITCHING OF MEGAAMPERE CURRENTS

**E. A. Galanova^a, Yu. N. Dolin^a, A. V. Ivanovskiy^{a,b}, A. E. Kalinychev^{a,b},
G. V. Karpov^{a,b}, S. S. Lomtev^{a,b}, A. G. Merzlov^a, V. N. Nudikov^a, D. S. Prokhorov^a,
E. A. Salatov^{a,b}, A. N. Turov^a, and A. A. Shatalin^a**

^a *Russian Federal Nuclear Center – All-Russia Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Nizhniy Novgorod Region, Russia*

^b *Sarov Physicotechnical Institute NRNU MEPhI, Sarov, Nizhniy Novgorod Region, Russia*

Presented by the Academician of the RAS S.G. Garanin

An uncontrolled multichannel discharger based on the phased breakdown of a multilayer film insulator with an embedded foil plate under a floating potential has been developed. A sharp change in the foil potential after a single-channel initial self-breakdown between the foil and one of the electrodes leads to a multi-channel secondary breakdown between the foil and the other electrode. Cumulative plasma jets are generated in places of breakdown and they initiate the formation of the through current channels between the electrodes at the third stage of the breakdown. The developed multichannel discharger has a nanosecond response time and can be used to sharpen the voltage pulse front in the electric-discharge devices with megaampere currents. A similar method of forming a multichannel breakdown can be used in the development of the nanosecond switches of multimegaampere currents in the areas of thermonuclear research using the explosive magnetic energy generators.

Keywords: film insulator, electric breakdown, nanosecond operation, current channels

УДК 538.955

СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ У MnSi ПО ДАННЫМ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

© 2022 г. С. В. Демишев^{1,2,*}

Представлено академиком РАН И.А. Шербаковым 29.05.2022 г.

Поступило 29.05.2022 г.

После доработки 29.05.2022 г.

Принято к публикации 27.06.2022 г.

Выполнен анализ экспериментальных данных по низкотемпературному ($T < 40$ К) рассеянию нейтронов и электронному парамагнитному резонансу для геликоидального магнетика — моносилицида марганца, MnSi. Установлено, что плавная эволюция параметров спиновых флуктуаций, рассматриваемая как в стандартной теории магнитных фазовых переходов, так и в ее обобщении на случай геликоидальных магнетиков, нарушается присутствием спин-флуктуационных переходов (СФП), при которых резко изменяются амплитуда спиновых флуктуаций и их корреляционный радиус. В нулевом магнитном поле переходу при температуре $T_c = 29$ К, обычно интерпретируемому как переход в геликоидальную магнитоупорядоченную фазу, предшествуют два спин-флуктуационных перехода с $T_1 = 32$ К и $T_2 = 30.5$ К. В магнитном поле $B \sim 2$ Тл при температуре 29 К, совпадающей с T_c , обнаружен еще один спин-флуктуационный переход с параметрами, характерными для СФП внутри магнитоупорядоченной фазы. Показано, что при понижении температуры у MnSi при $T = T_1$ происходит СФП с появлением геликоидальных флуктуаций, а возникновение геликоидальной фазы ($B = 0$) или спин-поляризованной фазы ($B = 2$ Тл) происходит при $T = T_2$ и сопровождается спин-флуктуационным переходом.

Ключевые слова: спин-флуктуационные переходы, спиновые флуктуации, электронный парамагнитный резонанс, рассеяние нейтронов, промежуточные магнитные фазы, сценарий Бразовского, моносилицид марганца

DOI: 10.31857/S2686740022070033

В физике магнитных явлений под магнитными переходами обычно понимаются переходы типа парамагнитная фаза — магнитоупорядоченная фаза (беспорядок — порядок) или магнитоупорядоченная фаза 1 — магнитоупорядоченная фаза 2 (порядок — порядок) [1]. В большинстве случаев магнитные или спиновые флуктуации рассматриваются как сопутствующие явления, которые возникают в достаточно узкой окрестности критической температуры, и для их описания используется теория Ландау—Гинзбурга [2]. Однако даже в рамках классической теории магнитных переходов известны примеры, когда спиновые флуктуации играют решающую роль в физической картине фазового превращения. Например, резкое из-

менение температурной зависимости амплитуды спиновых флуктуаций следует из теории Мории [3], где этот эффект отождествляется с переходом парамагнетик — ферромагнетик или парамагнетик — антиферромагнетик. Другим примером может служить сценарий Бразовского, в котором сильные флуктуации параметра порядка изменяют переход второго рода на переход первого рода и одновременно уменьшают температуру перехода [4, 5]. Тем не менее, и в этих случаях, спин-флуктуационная проблематика полностью включена в парадигму классических магнитных фазовых переходов.

Спин-флуктуационные переходы (СФП) представляют собой новый тип магнитных переходов, при которых происходит изменение характеристик спиновых флуктуаций под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное с образованием фаз с дальним магнитным порядком [6]. В теории известны СФП, обусловленные возникновением анизотропии спиновых флуктуаций

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет
“Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*E-mail: demis@lt.gpi.ru

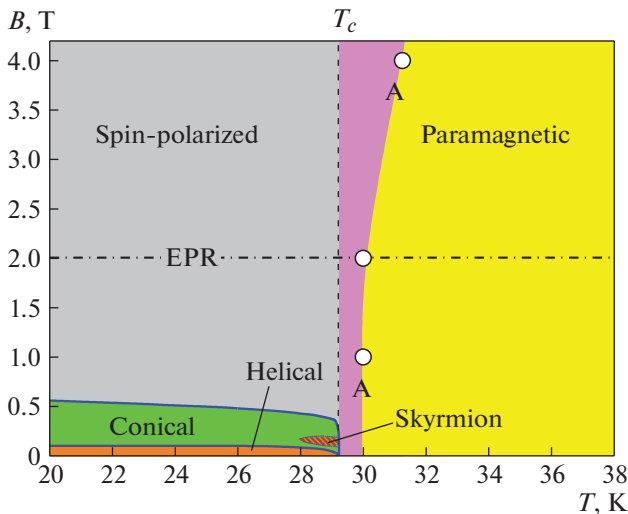


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма MnSi. Обозначены парамагнитная (Paramagnetic), геликоидальная (Helical), скирмионная (Skyrmion) и спин-поляризованная (Spin-polarized) фазы. Пунктир — экстраполированная линия $T_c(B=0) = \text{const}$. Штрихпунктирная линия (EPR) соответствует магнитному полю, в котором исследовался ЭПР. Белые точки (линия А—А) представляют температуры магнитного перехода по данным магнитного рассеяния. По работе [12]. Розовым цветом выделена область внутри спин-поляризованной фазы, предшествующая спин-поляризационному переходу при $T \sim T_c$.

при переходе из парамагнитной фазы в фазу с квадрупольным (скрытым) порядком [7] и СФП в неупорядоченной модели Изинга, происходящие с изменением амплитуды спиновых флуктуаций [8].

С экспериментальной точки зрения для изучения СФП необходимо использовать методы, чувствительные к параметрам спиновых флуктуаций. В системах с сильными электронными корреляциями прямую информацию о величине спиновых флуктуаций дает ширина линии \mathcal{W} электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [6, 9]. Другим методом является исследование малоуглового рассеяния нейтронов, позволяющее найти корреляционную длину R_c магнитных флуктуаций [5]. При этом удобным объектом является сильно коррелированный металл — моносилцид марганца, MnSi. В этом материале магнитные флуктуации существуют в достаточно протяженной области в парамагнитной фазе, в которой температура может превышать температуру перехода в геликоидальную фазу на несколько градусов [10]. Кроме того, для MnSi имеются результаты исследований и малоуглового рассеяния нейтронов [5, 10], и ЭПР [6, 11]. При этом данные ЭПР и данные малоуглового рассеяния нейтронов в окрестности перехода из парамагнитной в магнитоупорядоченные фазы у MnSi никогда не анализировались совместно. В насто-

ящей работе впервые представлены результаты такого анализа. Будет показано, что в флуктуационной области в окрестности магнитных фазовых переходов у моносилцида марганца возникает несколько спин-флуктуационных переходов.

1. МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ТЕОРИЯ БРАЗОВСКОГО

Рассмотрим вначале магнитную фазовую B – T -диаграмму, построенную по данным [12] и по литературным данным, приведенным в этой работе (рис. 1). В нулевом магнитном поле $B = 0$ при $T_c \sim 29$ К происходит переход из парамагнитной фазы в фазу со спиральным магнитным порядком (геликоидальная фаза). Увеличение магнитного поля в области $T < T_c$ приводит к быстрому подавлению геликоидальной фазы и образованию конической фазы с осью конуса, направленной вдоль магнитного поля. При $B \sim 0.5$ Тл коническая фаза превращается в аналог ферромагнитной фазы — спин-поляризованную фазу, в которой магнитные моменты выстраиваются параллельно. Отметим, что традиционно MnSi принято относить к зонным магнетикам, у которых спиновая плотность распределена по элементарной ячейке кристалла [3]. Однако последующие исследования ЭПР и транспортных характеристик [12], а также данные LDA-расчетов [13] свидетельствуют о том, что спиновая плотность у MnSi локализована на ионах марганца и величина локализованного магнитного момента (ЛММ) оказывается порядка $\sim 1.2 \mu_B/\text{Mn}$. При этом известный эффект редукции магнитного момента насыщения до значений $\mu_S \sim 0.3$ – $0.4 \mu_B/\text{Mn}$, наблюдающийся как в парамагнитной, так и в различных магнитоупорядоченных фазах [3], обусловлен образованием спин-поляронных состояний, в которых ЛММ марганца и зонных электронов направлены противоположно и компенсируют друг друга [12]. Таким образом, все магнитные фазы на рис. 1 представляют собой различные спин-поляронные фазы, за возможным исключением небольшого кармана в окрестности T_c , образованного скирмионной фазой (или, по используемой в литературе терминологии — А-фазой), которая, в свою очередь, имеет внутреннюю структуру [14].

Спин-поляронная природа различных магнитных фаз у MnSi имеет принципиальное значение для понимания физики перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазой. Для стандартного ферромагнетика в ненулевом магнитном поле фазовый переход между парамагнитной и ферромагнитной фазами отсутствует [1] и можно лишь говорить о большей или меньшей степени упорядочения ЛММ в зависимости от температуры. В то же время экспериментальные данные [12] свидетельствуют о том, что у MnSi пе-

переход между парамагнитной и спин-поляризованной фазами является резким и характеризуется хорошо определенной фазовой границей. Температура перехода в магнитном поле может быть определена по положению минимума на температурной зависимости магнитосопротивления при $B = \text{const}$ (линия А–А на рис. 1), что связано с особенностями магнитного рассеяния в данном материале [12]. Для спин-поляронных фаз стандартное ограничение [1] на переход парамагнетик–ферромагнетик снимается и, согласно [12], именно на границе А–А происходит упорядочение редуцированных магнитных моментов спиновых поляронов.

Перейдем к рассмотрению магнитного перехода между парамагнитной и спин-поляризованной фазами. Анализ удобно начать с температурной зависимости обратной корреляционной длины $k(T) = 1/R_c(T)$, для которой при $B = 0$ наиболее подробные данные были получены в работе [5]. Для объяснения результатов эксперимента (рис. 2) в [5] была использована теория Бразовского [4], обобщенная на случай спиральных магнетиков. В рамках такого подхода возможность спин-флуктуационных переходов не учитывается, однако возникает несколько режимов спиновых флуктуаций, плавно переходящих один в другой. Область кроссовера между различными типами спиновых флуктуаций определяется из условия $R_c \sim R_i$, где R_i – пространственный масштаб, связанный с определенным типом взаимодействий в системе [5]. В качестве R_i в теории [5] фигурируют: длина $R_{DM} \sim D/J$, обусловленная взаимодействием Дзялошинского–Мории и зависящая от отношения энергии Дзялошинского D к обменной энергии J ; длина Гинзбурга R_{Gi} [2, 5], задающая классическую флуктуационную область в теории Ландау–Гинзбурга, а также (неявно) период магнитной спирали в геликоидальной фазе R_0 . В результате по мере роста корреляционной длины $R_c(T)$ (убывании $k(T)$) при понижении температуры возникает трансформация флуктуаций (рис. 2): в области $R_c(T) < R_{DM}$ доминируют ферромагнитные флуктуации, связанные с основным обменом J , затем при $R_c(T) > R_{DM}$ необходимо учитывать взаимодействие Дзялошинского–Мории, в результате которого возникают геликоидальные (киральные) флуктуации, размер которых продолжает увеличиваться вплоть до точки фазового перехода, где должно выполняться условие $R_c(T_c) = R_0$. Поскольку в рассматриваемой модели $R_{Gi} > R_{DM}$, в области $R_c(T) > R_{DM}$ можно выделить диапазон, связанный с длиной Гинзбурга: $R_{Gi} < R_c(T) < R_0$, который в [5] описывается как область сильно взаимодействующих киральных флуктуаций (рис. 2).

В варианте теории Бразовского, использованной в [5], температура перехода в геликоидальную

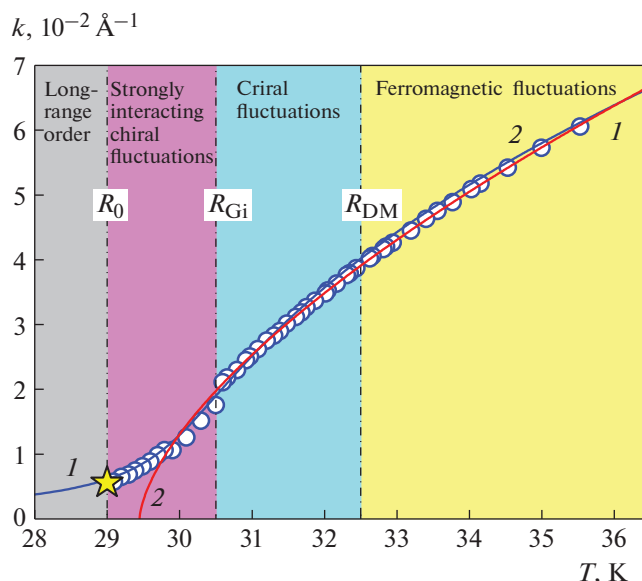


Рис. 2. Температурная зависимость обратной корреляционной длины у MnSi (точки) из работы [5] и различные теоретические аппроксимации. 1 – теория Бразовского для спиральных магнетиков (формула (1)); 2 – стандартное критическое поведение (формула (2)). Обозначены области ферромагнитных флуктуаций (Ferromagnetic fluctuations), геликоидальных (киральных) флуктуаций (Chiral Fluctuations), сильно взаимодействующих киральных флуктуаций (Strongly interacting chiral fluctuations) и геликоидальной фазы с дальним магнитным порядком (Long-range order) согласно описанию, предложенному в [5]. Звездочкой отмечена обратная корреляционная длина, соответствующая периоду спирали в геликоидальной фазе.

фазу T_c оказывается меньше температуры перехода T_{MF} , которой бы обладал спиральный магнетик в том случае, если бы выполнялась теория среднего поля. Параметр T_{MF} задается условием $R_c(T_{MF}) = R_{Gi}$, а обратная корреляционная длина описывается выражением [5]

$$(k/k_{Gi})^2 - \frac{1}{k/k_{Gi}} = \frac{T - T_{MF}}{T_0}, \quad (1)$$

где $k_{Gi} = 1/R_{Gi}$, а T_0 определяет область температурного “размытия” флуктуационной области. Формула (1) задает функциональную зависимость между температурой и обратной корреляционной длиной вида $T = f(k)$, которая может быть использована для аппроксимации экспериментальных данных. Формально аппроксимация зависит от трех параметров, однако если параметр T_{MF} задан, то на кривой $k(T)$ фактически фиксирована точка $k(T_{MF}) = k_{Gi}$ и единственным подгоночным параметром оказывается температура T_0 . Если дополнительно потребовать выполнения условия на период спирали в геликоидальной фазе $k(T_c) = 1/R_0$, то и величину T_0 можно считать заданной. Для $R_0 = 180 \text{ \AA}$ [3, 5, 12] указанная проце-

дура позволяет дать хорошее описание экспериментальной зависимости $k(T)$ с параметрами $T_{MF} = 30.5$ К, $k_{Gi} = 1.9 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ и $T_0 = 0.5$ К (рис. 2, кривая 1).

Обращает на себя внимание, что в рассматриваемой теории [5] $k(T)$ остается конечной во всей области $T \geq T_c$, в то время как для обычного фазового перехода корреляционная длина расходится в точке фазового перехода [2] и, следовательно, $k(T)$ обращается в ноль. Интересно, что если для аппроксимации обратной корреляционной длины у MnSi использовать стандартное выражение

$$k(T) = k_0 \cdot (T/T^* - 1)^{\nu} \quad (2)$$

и выполнить трехпараметрическую аппроксимацию в диапазоне $T > T_{MF} = 30.5$ К, то подгонка также дает хорошо согласующийся с экспериментом результат для параметров $T^* = 29.44 \pm 0.02$ К, $\nu = 0.64 \pm 0.06$ и $k_0 = (2.19 \pm 0.02) \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 2, кривая 2). При этом формула (2) описывает эксперимент в области $T > 30$ К, а отклонения от теоретической зависимости (2) в области $T_c < T < 30$ К могут быть связаны с образованием промежуточных спин-поляронных фаз, которые могут возникать при фазовом переходе парамагнетик–ферромагнетик [15] и (или) со спин-флуктуационными переходами. Таким образом, описание температурной зависимости обратной корреляционной длины у MnSi может быть получено в рамках различных моделей.

2. СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ У MnSi

Для спин-флуктуационного перехода характерно резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций [6]. Кроме того, недавно были обнаружены ступеньки на температурной зависимости ширины линии ЭПР, возникающие в системе спиновых поляронов при магнитных переходах [16], которые, таким образом, оказываются разновидностью СФП. Поэтому для выделения возможных особенностей удобно рассмотреть производные обратной корреляционной длины dk/dT и ширины линии ЭПР dW/dT по температуре. Наиболее подробное из известных на сегодняшний день исследований ЭПР у MnSi было выполнено в работе [11], где были найдены зависимости $dW/dT = f(T)$, которые используются в дальнейшем анализе. Температурная зависимость производной dk/dT была рассчитана по данным $k(T)$ из работы [5], приведенным на рис. 2.

Из сопоставления данных dk/dT и dW/dT видно, что у MnSi при определенных температурах наблюдается резкое изменение параметров спиновых флуктуаций, причем их амплитуда (ширина линии ЭПР) и пространственный масштаб (корреляционная длина) имеют особенности при

практически совпадающих температурах (рис. 3). Такое соответствие данных указывает на то, что в рассматриваемом диапазоне параметров температура – магнитное поле у MnSi происходит несколько СФП, причем отвечающие им границы на магнитной фазовой диаграмме (рис. 1) вертикальны. Отметим, что для $B \leq 2$ Тл фазовая граница, следующая из независимых данных по магнитосопротивлению [12], также оказывается вертикальной (линия А–А на рис. 1).

Прежде всего можно выделить (стрелка 1 на рис. 3) особенности при $T = 32$ К (скачок производной dW/dT и максимум dk/dT). Данный СФП 1 наблюдается в температурной области, где согласно [5] возникают геликоидальные флуктуации. Однако, в отличие от модельного описания [5], эксперимент показывает, что переход между ферромагнитными и геликоидальными (киральными) флуктуациями у MnSi идет путем резкой смены спин-флуктуационных характеристик и не является кроссовером.

Наиболее сильное изменение dW/dT и dk/dT и соответствующий ему СФП 2 происходят при $T = 30.5$ К, т.е. согласно [5] при $T = T_{MF}$ (стрелка 2 на рис. 3). Отметим, что с этой характерной температурой согласуется положение фазовой границы А–А (рис. 1), поскольку абсолютная точность нахождения минимума на температурной зависимости магнитосопротивления в работе [12] не превышала 0.5 К. Таким образом, переход, связанный с усилением взаимодействия геликоидальных флуктуаций, не является плавным, как это предполагалось в [5], а является типичным спин-флуктуационным переходом. Отметим, что особенности dW/dT и dk/dT при $T \sim T_{MF}$ означают наличие ступенек на температурных зависимостях $W(T)$ и $k(T)$ (в согласии с данными показанными на рис. 2 и температурной зависимостью ширины линии ЭПР, приведенной в работе [11]). Такие ступеньки являются характерной чертой магнитных переходов в системах спиновых поляронов [16].

При температуре $T = 29$ К, равной критической температуре T_c , в нулевом магнитном поле наблюдается скачок производной dW/dT (стрелка 3 на рис. 3). Разрыв dW/dT соответствует излому на кривой $W = f(T)$. Как было показано в [11], именно такая особенность ширины линии ЭПР соответствует спин-флуктуационному переходу внутри магнитоупорядоченной фазы. Поэтому магнитный переход при T_c , традиционно связываемый с появлением дальнего магнитного порядка, на самом деле является спин-флуктуационным переходом (СФП 3) в области существования спин-поляризованной фазы. Особая область на магнитной фазовой диаграмме MnSi между СФП2 и СФП3 выделена на рис. 1 розовым цветом. Следует отметить, что СФП 3, в отличие от

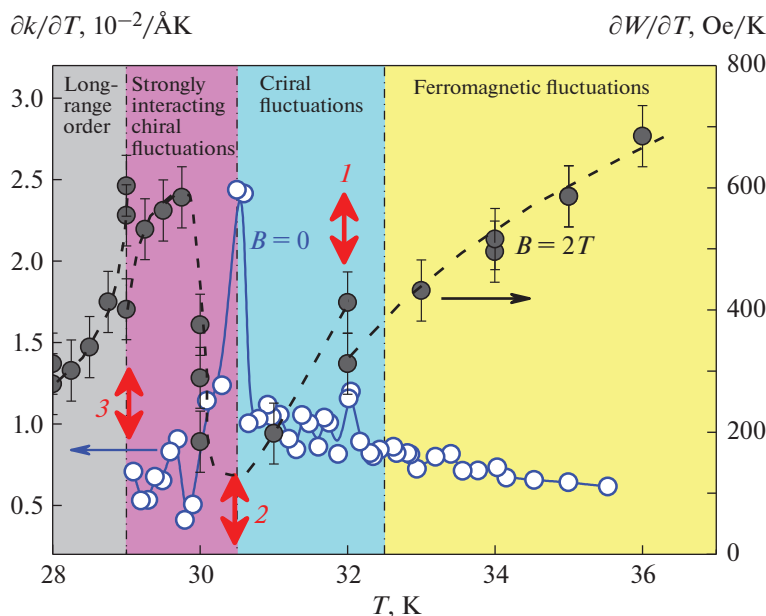


Рис. 3. Температурные зависимости производных обратной корреляционной длины $\partial k/\partial T$ и ширины линии ЭПР $\partial W/\partial T$ у MnSi (исходные экспериментальные данные взяты из работ [5, 11]). Обозначения флуктуационных областей, те же, что и на рис. 2. Стрелками 1–3 отмечены различные спин-флуктуационные переходы (см. текст).

низкотемпературного СФП, при $T \sim 15$ К, обнаруженного в [11], происходит во флуктуационной области в окрестности фазового превращения из парамагнитная фаза – спин-поляризованная фаза.

ВЫВОДЫ

Таким образом, мы показали, что плавная эволюция параметров спиновых флуктуаций, рассматриваемая как в стандартной теории магнитных фазовых переходов, так и в ее обобщении на случай геликоидальных магнетиков, нарушается присутствием спин-флуктуационных переходов, при которых резко изменяются амплитуда спиновых флуктуаций и их корреляционный радиус. В нулевом магнитном поле переходу при $T_c = 29$ К, обычно интерпретируемому как переход в геликоидальную магнитоупорядоченную фазу, предшествуют два спин-флуктуационных перехода, СФП 1 ($T_1 = 32$ К) и СФП 2 ($T_2 = 30.5$ К). В магнитном поле $B \sim 2$ Тл при температуре 29 К, совпадающей с T_c , обнаружен еще один спин-флуктуационный переход с параметрами, характерными для СФП внутри магнитоупорядоченной фазы. Полученные данные свидетельствуют о том, что при понижении температуры у MnSi при $T = T_1$ происходит СФП с появлением геликоидальных флуктуаций, а возникновение геликоидальной фазы ($B = 0$) или спин-поляризованной фазы ($B = 2$ Тл) происходит при $T = T_2$ и сопровождается спин-флуктуационным переходом. Выяснение природы СФП при $T = T_c$ требует про-

ведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1975. 1032 с.
2. *Chaikin P.M., Lubensky T.C.* Principles of Condensed Matter Physics. N.Y.: Cambridge University Press, 2000. 720 p.
3. *Moriya T.* Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer-Verlag, 1985. 239 p.
4. *Бразовский С.А.* Фазовый переход изотропной системы в неоднородное состояние // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 175–185.
5. *Janoschek M., Garst M., Bauer A., Krautscheid P., Georgii R., Böni P., Pfleiderer C.* Fluctuation-induced first-order phase transition in Dzyaloshinskii-Moriya helimagnets // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 134407 (1–16).
6. *Demishev S.V.* Electron Spin Resonance in Strongly Correlated Metals // Applied Magnetic Resonance. 2020. V. 53. P. 473–522.
7. *Penc K., Läuchli A.M.* Spin Nematic Phases in Quantum Spin Systems, in Introduction to Frustrated Magnetism, Chapter 13. Springer Series in Solid-State Sciences, V. 164. Eds. Lacroix C, Mendels P., Mila F. Berlin: Springer-Verlag, 2011. 682 p.
8. *Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.* Спин-флуктуационный переход в неупорядоченной модели Изинга // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 383–390.
9. *Демисhev С.В.* Электронный парамагнитный резонанс и модифицированное уравнение Ландау-Лифшица в сильно коррелированных электронных системах с квантовыми флуктуациями маг-

- нитного момента // Доклады Российской академии наук. Физика и технические науки. 2021. Т. 499. С. 3–7.
10. Pappas C., Lelievre-Berna E., Falus P., Bentley P.M., Moskvina E., Grigoriev S., Fouquet P., Farago B. Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 197202 (1–4).
 11. Демисhev С.В., Самарин А.Н., Карасев М.С., Григорьев С.В., Семенов А.В. Спиновые флуктуации и спин-флуктуационный переход в магнитоупорядоченной фазе моносилицида марганца // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 717–723.
 12. Demishev S.V., Glushkov V.V., Lobanova I.I., Anisimov M.A., Ivanov V.Yu., Ishchenko T.V., Karasev M.S., Samarin N.A., Sluchanko N.E., Zimin V.M., Semeno A.V. Magnetic phase diagram of MnSi in the high-field region // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 045131 (1–8).
 13. Corti M., Carbone F., Filibian M., Jarlborg Th., Nugroho A.A., Carretta P. Spin dynamics in a weakly itinerant magnet from ^{29}Si NMR in MnSi // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 115111 (1–5).
 14. Lobanova I.I., Glushkov V.V., Sluchanko N.E., Demishev S.V. Macroscopic evidence for Abrikosov-type magnetic vortices in MnSi A-phase // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 22101 (1–7).
 15. Yu U., Min B.I. Magnetic-phase transition in the magnetic-polaron system studied with the Monte Carlo method: Anomalous specific heat of EuB_6 // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 094413 (1–5).
 16. Shestakov A.V., Fazlizhanov I.I., Yatsyk I.V., Ibragimova M.I., Eremina R.M. Investigations of magnetic properties $\text{Hg}_{0.865}\text{Mn}_{0.135}\text{Te}$ by ESR method // IEEE Magnetics Letters. 2020. V. 11. P. 2503505 (1–5).

SPIN-FLUCTUATION TRANSITIONS IN MnSi ACCORDING TO ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE AND NEUTRON SCATTERING

S. V. Demishev^{a,b}

^a Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^b National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS I.A. Scherbakov

An analysis of experimental data on low-temperature ($T < 40$ K) neutron scattering and electron paramagnetic resonance for a helicoidal magnet, manganese monosilicide, MnSi, has been carried out. It has been established that the smooth evolution of the parameters of spin fluctuations, considered both in the standard theory of magnetic phase transitions and in its generalization to the case of helicoidal magnets, is disturbed by the presence of spin fluctuation transitions (SFTs), in which the amplitude of spin fluctuations and their correlation radius change sharply. In a zero magnetic field, the transition at a temperature $T_c = 29$ K, which is usually interpreted as a transition to a helicoidal magnetically ordered phase, is preceded by two spin-fluctuation transitions with $T_1 = 32$ K and $T_2 = 30.5$ K. In a magnetic field of $B \sim 2$ T at a temperature of 29 K, coinciding with T_c , another spin-fluctuation transition with parameters characteristic of the SFT inside the magnetically ordered phase was discovered. It is shown that as the temperature decreases, MnSi at $T = T_1$ undergoes a SFT with the appearance of helicoidal fluctuations, while the appearance of a helicoidal phase ($B = 0$) or a spin-polarized phase ($B = 2$ T) occurs at $T = T_2$ and is accompanied by a spin-fluctuation transition.

Keywords: spin fluctuation transitions, spin fluctuations, electron paramagnetic resonance, neutron scattering, intermediate magnetic phases, Brazovskii scenario, manganese monosilicide

БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В НЕДИСПЕРГИРУЮЩИХ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

© 2022 г. Е. Н. Пелиновский^{1,*}, О. В. Капцов^{2,**}

Представлено академиком РАН О.В. Руденко 19.06.2022 г.

Поступило 19.06.2022 г.

После доработки 19.06.2022 г.

Принято к публикации 27.06.2022 г.

Обсуждаются методы получения бегущих волн в сильно неоднородных средах в рамках линейного волнового уравнения с переменной скоростью распространения (скоростью звука). Показано, что существует достаточно широкий класс изменений скорости распространения, допускающих существование волн, не испытывающих отражения несмотря на сильную неоднородность среды. При этом форма волны и ее характеристики меняются с расстоянием. Такие волны способны переносить энергию на большие расстояния без потерь.

Ключевые слова: волны в недиспергирующих средах, волновое уравнение, неоднородная среда, бегущие волны

DOI: 10.31857/S2686740022070082

Как известно, решения волновых уравнений типа $u(x-t)$, где x – пространственная координата и t – время, описывают бегущие волны, не меняющиеся с расстоянием. Нахождение таких решений в рамках одномерной теории проводится в рамках обыкновенных дифференциальных уравнений, в общем случае, нелинейных, с помощью методов динамических систем. Если среда является неоднородной или нестационарной в направлении распространения волны, то исходные уравнения содержат переменные параметры, и решения типа $u(x-t)$ не существуют. Физически это связано с эффектами отражения, рассеяния и дифракции, отбирающими энергию от бегущей волны. В то же время, если среда меняется достаточно медленно во времени или плавно в пространстве, то бегущие волны с переменной амплитудой находятся приближенно с использованием методов типа геометрической оптики или акустики; см., например, [1]. При этом сохраняется поток волновой энергии, что и позволяет найти характеристики волны в явном виде. Существует, однако, конечное число примеров, допускающих существование бегущих волн и в неоднородных средах со специальными законами изменения характеристик среды в пространстве. Такие примеры известны для акустических волн [2, 3], поверхностных волн на воде [4, 5], волн в неоднородном потоке [6], внутренних волн в стратифицированной жидкости [7], волн в атмосфере Земли и Солнца [8, 9], а также электромагнитных и плазменных волн [10–12]. Для их нахождения используются различные методы, в том числе алгебра Ли и трансформационные методы [13–19]. Однако возникает вопрос, насколько широк диапазон изменения параметров среды, допускающих существование бегущих волн.

В настоящей работе мы рассматриваем классическое линейное волновое уравнение с переменной скоростью распространения (скоростью звука). Основная идея получения решений в виде бегущих волн связана с преобразованием волнового уравнения с переменными коэффициентами к уравнению с постоянными коэффициентами, в рамках которых существование бегущих волн становится очевидным. Эта модель с использованием “одноточечной” трансформацией кратко описана в разделе 1. Возможен и другой путь трансформационных преобразований, когда уравнения с постоянными коэффициентами получаются в рамках “двойной” или более сложной трансформации (факторизации). В частности, исходное одномерное волновое уравнение с переменной скоростью звука сводится к уравнению для сферически симметричных волн, а затем уже к уравнению с по-

¹ Институт прикладной физики
Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

² Институт вычислительного моделирования
Сибирского отделения Российской академии наук,
Красноярск, Россия

*E-mail: pelinovsky@appl.sci-nnov.ru

**E-mail: kaptsov@icm.krasn.ru

стоянными коэффициентами (раздел 2). Такой же подход можно применить, сводя одномерное волновое уравнение к уравнению для сферически симметричных волн в пространстве высокой размерности (раздел 3). В сущности, здесь используются свойства уравнения Эйлера–Дарбу–Пуассона, которое имеет явные аналитические решения для счетного множества параметров. В результате найден широкий класс изменчивых скоростей распространения (скоростей звука), допускающих безотражательное распространение волн на большие расстояния. Полученные результаты суммированы в заключении.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим классическое волновое уравнение для волновой функции (в акустике это давление) $u(x, t)$, в котором скорость распространения (скорость звука) зависит от координаты:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2(x) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0. \quad (1)$$

Условия на волновую функцию (ее гладкость), а также область определения будут получены ниже.

Для нахождения решений уравнения (1) в виде бегущей волны будем использовать трансформационную технику сведения волнового уравнения с переменными коэффициентами к волновому уравнению с постоянными коэффициентами [15, 18]. Для этого проведем следующую замену в (1):

$$u(x, t) = A(x) \Phi[t, \tau(x)], \quad (2)$$

где $A(x)$, $\Phi(t, \tau)$ и $\tau(x)$ – три неизвестные функции, подлежащие определению. Тогда уравнение (1) трансформируется в уравнение Клейн–Гордона с переменными коэффициентами:

$$A \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{d\tau}{dx} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} \right] - c^2 \left[A \frac{d^2 \tau}{dx^2} + 2 \frac{dA}{dx} \frac{d\tau}{dx} \right] \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} - c^2 \frac{d^2 A}{dx^2} \Phi = 0. \quad (3)$$

Поскольку в этом уравнении содержатся три неизвестные функции, то мы можем наложить три условия для их однозначного определения. В работе [18] предлагался следующий выбор этих условий в виде трех уравнений:

$$c^2 \left(\frac{d\tau}{dx} \right)^2 = 1, \quad (4)$$

$$A \frac{d^2 \tau}{dx^2} + 2 \frac{dA}{dx} \frac{d\tau}{dx} = 0, \quad (5)$$

$$c^2 \frac{d^2 A}{dx^2} = PA, \quad (6)$$

где P – произвольная константа. При выполнении этих условий уравнение (3) сводится к уравнению Клейн–Гордона с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - P\Phi = 0, \quad (7)$$

и существование бегущих волн (в частности, монохроматических бегущих волн) становится очевидным. Более того, такие волны становятся дисперсионными (при ненулевом P), и здесь проявляется эффект геометрической дисперсии на низких частотах.

Первое уравнение (4) определяет переход к фазе волны или времени распространения (для определенности взята волна, распространяющаяся направо)

$$\tau = \int_{x_0}^x \frac{dy}{c(y)}. \quad (8)$$

Второе уравнение (5) легко интегрируется:

$$A^2 \frac{d\tau}{dx} = \text{const}, \quad (9)$$

и с учетом (8) определяет связь между амплитудой и скоростью распространения:

$$A(x) = \text{const} \sqrt{c(x)}. \quad (10)$$

Сразу отметим, что такое же выражение получается при использовании метода ВКБ для волны в среде с медленно меняющейся скоростью распространения [1], однако здесь мы не накладываем условие медленности изменения параметров среды.

Третье уравнение (6) определяет функцию $c(x)$, для которой существуют бегущие волны

$$\frac{d^2}{dx^2} c^{1/2} = Pc^{-3/2}. \quad (11)$$

Эта функция находится из обыкновенного нелинейного дифференциального уравнения второго порядка и, следовательно, зависит от двух произвольных констант. Полный анализ возможных решений уравнения (11) дан в статье [18] и здесь не воспроизводится. Отметим еще раз, что при ненулевых P волны становятся дисперсионными и в процессе распространения могут фокусироваться в волны-убийцы [20]. Недиспергирующая волна получается только при $P = 0$, решение для которой мы здесь воспроизведем:

$$c(x) = c_0(1 + x/L)^2, \quad \tau(x) = \frac{x}{c_0(1 + x/L)}, \quad (12)$$

$$A(x) = A_0(1 + x/L), \quad u(x, t) = A(x)\Phi[t - \tau(x)],$$

где введены константы, определяющие все функции в точке $x = 0$. Наличие констант в формуле (12) позволяет использовать такие безотражатель-

ные профили в качестве аппроксимаций реальных профилей скорости звука, по крайней мере, на отдельных участках, и лучше понимать условия распространения волн. Волна в каждой точке такого профиля самоподобна (во времени), но ее амплитуда и фаза, конечно же, меняются. Сразу заметим, что все функции определены на полуоси $-1 < x/L < +\infty$, и решение становится сингулярным в точке $x/L = -1$. Однако время движения волны к этой сингулярной точке, характеризуемое функцией $\tau(x)$, становится бесконечным, так что волна не приближается к сингулярной точке. Также отметим, что на бесконечности время движения волны конечно, т.е. волна уходит на бесконечность за конечное время. Ее амплитуда при этом неограниченно растет, и линейное приближение там становится неприменимым. Таким образом, нам нет необходимости исследовать волновое движение на границах и ставить соответствующие граничные условия в рамках линейной теории.

2. СВЕДЕНИЕ К СФЕРИЧЕСКОМУ ВОЛНОВОМУ УРАВНЕНИЮ

Наложённые условия (4)–(6) не являются единственно возможными для существования бегущих волн. Известно, например, что волновое уравнение для сферических волн после введения амплитудного фактора r^{-1} также сводится к одномерному волновому уравнению с постоянными коэффициентами [21]). Уравнение (3) при условии (4) сводится к сферически симметричному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \frac{2}{\tau} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = 0 \quad (13)$$

при наложении условий

$$A \frac{d^2 \tau}{dx^2} + 2 \frac{dA}{dx} \frac{d\tau}{dx} = \frac{2A}{\tau c^2}, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dx} \left[c^2 \frac{dA}{dx} \right] = 0. \quad (15)$$

Здесь мы рассмотрим только частное решение этой системы, положив $A = 1$. Тогда уравнение (15) выполняется автоматически, а уравнение (14) сводится к

$$c^2 \frac{d^2 \tau}{dx^2} = \frac{2}{\tau}, \quad (16)$$

или после использования формулы (4) – к нелинейному обыкновенному дифференциальному уравнению для фазы волны (времени движения)

$$\tau \frac{d^2 \tau}{dx^2} = 2 \left(\frac{d\tau}{dx} \right)^2. \quad (17)$$

Последнее уравнение легко интегрируется:

$$c(x) = c_0(1 + x/L)^2, \quad \tau(x) = \frac{x}{c_0(1 + x/L)}, \quad (18)$$

и полностью совпадает с формулой (12). Решение уравнения (13) хорошо известно и представляет собой две волны, распространяющиеся в противоположных направлениях:

$$\Phi(t, \tau) = \frac{\theta(t - \tau) + \psi(t + \tau)}{\tau}, \quad (19)$$

с амплитудами, пропорциональными τ^{-1} , или с учетом (18), линейно зависящими от координаты x , как это получалось в (12) другим методом. Итак, сведение исходного волнового уравнения (1) к сферически симметричному волновому уравнению не позволило получить новые решения, но дало возможность установить важную связь между решениями для волн в неоднородных средах и сферически симметричными волнами в случае безотражательного распространения.

3. СВЕДЕНИЕ К УРАВНЕНИЮ ЭЙЛЕРА–ДАРБУ–ПУАССОНА

Уравнение (13) является частным случаем известного уравнения Эйлера–Дарбу–Пуассона [21–24]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \frac{k}{\tau} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = 0, \quad (20)$$

в котором коэффициент k изменяется от минус до плюс бесконечности. Известно, что в случае положительных целых четных значений $k = 2m$ это уравнение описывает сферически симметричные волны в пространстве нечетной размерности и имеет простое аналитическое решение для произвольных начальных условий. Мы можем использовать это свойство для нахождения безотражательных волн в неоднородной среде.

Так, принимая условия с целочисленным m

$$A \frac{d^2 \tau}{dx^2} + 2 \frac{dA}{dx} \frac{d\tau}{dx} = \frac{2mA}{\tau c^2}, \quad (21)$$

$$\frac{d}{dx} \left[c^2 \frac{dA}{dx} \right] = 0, \quad (22)$$

уравнение Клейн–Гордона с переменными коэффициентами (3) сводится к уравнению Эйлера–Дарбу–Пуассона

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \frac{2m}{\tau} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = 0, \quad (23)$$

если использовать формулу (4).

Положим опять $A = 1$, тогда уравнение (22) выполняется автоматически, а уравнение (21) сводится к нелинейному уравнению, похожему на (17):

$$\tau \frac{d^2 \tau}{dx^2} = 2m \left(\frac{d\tau}{dx} \right)^2. \quad (24)$$

Уравнение (24) интегрируется в общем виде при любом значении параметра m :

$$c(x) = c_0(1 + x/L)^{\frac{2m}{2m-1}},$$

$$\tau(x) = (\tau_0/c_0) \left(\frac{x}{1 + x/L} \right)^{\frac{1}{2m-1}}. \quad (25)$$

Естественно, что при $m = 1$ решение (25) переходит в (18). Итак, и в общем случае мы получаем область определения всех функций $c(x)$ на полуоси. Скорость распространения волн (скорость звука) в безотражательных решениях описывается монотонной степенной функцией, степень которой меняется от 1 ($m \rightarrow \infty$) до 2 ($m = 1$). Число таких безотражательных функций образует счетное множество.

Решение уравнения (23) для целочисленных коэффициентов m было получено еще Леонардо Эйлером, и оно выражается через решение волнового уравнения с постоянными коэффициентами (получаемое из (23) при $m = 0$, которое обозначим как V) в виде конечной суммы

$$\Phi(t, \tau) = \frac{1}{\tau^{2m-1}} \sum_{i=0}^{m-1} a_i \tau^i \frac{\partial^i V}{\partial t^i} \quad (26)$$

с числовыми коэффициентами a_i , находимыми элементарно после подстановки (26) в (23). Функция V , как решение волнового уравнения с постоянными коэффициентами, представимо в виде двух волн, распространяющихся в противоположные стороны:

$$V(t, \tau) = \theta(t - \tau) + \psi(t + \tau), \quad (27)$$

так что решение (26) также представимо в виде суммы двух бегущих волн, но с переменной амплитудой. Для простоты мы ограничимся здесь только одной волной, бегущей вправо.

В частности, для $m = 2$ волновое поле есть

$$\Phi(t, \tau) = \frac{1}{\tau^3} \theta[t - \tau] + \frac{1}{\tau^2} \frac{\partial \theta[t - \tau]}{\partial t}. \quad (28)$$

Переход к физическим переменным легко делается с помощью формул (25). Важно сразу отметить, что временная форма волны уже не сохраняется в процессе распространения (как это было при $m = 1$), и вблизи сингулярной точки форма волны значительно меняется, а на больших расстояниях от нее волна становится стационарной и за конечное время уходит на бесконечность.

Приведем также решение в случае $m = 3$:

$$\Phi(t, \tau) = \frac{1}{\tau^5} \theta(t - \tau) + \frac{1}{\tau^4} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{3\tau^3} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}. \quad (29)$$

Качественно процесс трансформации волны остается неизменным с сильным изменением формы волны вблизи сингулярной точки.

С увеличением m в решении появляются все более высокие производные, но характер решения качественно остается таким же. Наличие высших производных в решении накладывает определенные условия на гладкость формы бегущей волны (существование нескольких производных от функции θ), которые в сущности отсутствуют в рамках волнового уравнения с постоянными коэффициентами (в частности, оно допускает распространение волн с крутым фронтом). Важно также отметить, что если далеко от сингулярной точки задана уединенная волна (импульс), то вблизи сингулярной точки импульс интегрируется, и в нем могут возникнуть нефизические остаточные хвосты. Таким образом, кроме гладкости, мы должны потребовать конечности интегралов от волнового профиля, что накладывает дополнительные условия на бегущие волны.

Уравнение Эйлера–Дарбу–Пуассона (23) допускает решения в виде бегущих волн и в случае отрицательных значений m [22, 23]. Заменяя m на $n = -m$, перепишем формулы (25) для характеристик донного рельефа:

$$c(x) = c_0(1 + x/L)^{\frac{2n}{2n+1}},$$

$$\tau(x) = (\tau_0/c_0)(1 + x/L)^{\frac{1}{2n+1}}. \quad (30)$$

Мы опять получаем счетное множество полиномиальных скоростей звука, степень которых меняется от $2/3$ до 1, дополняя степени их величинами от 1 до 2 согласно формуле (25). Здесь, однако, скорость распространения медленнее растет с расстоянием, поэтому волна движется на бесконечность неограниченно долго.

Общее решение уравнения (23) для целочисленных отрицательных значений m (положительных значений n) также выражается в виде конечной суммы

$$\Phi(t, \tau) = \sum_{i=0}^n a_i \tau^i \frac{\partial^i V}{\partial t^i}. \quad (31)$$

Приведем здесь наиболее простое решение (31) при $n = 1$:

$$\Phi(t, \tau) = \theta[t - \tau] + \tau \frac{\partial \theta[t - \tau]}{\partial t}. \quad (32)$$

И здесь волновое поле сильно меняется с расстоянием, как и в описанных выше случаях. С увеличением n в решении добавляются высшие производные, так при $n = 2$ имеем

$$\Phi(t, \tau) = \theta(t - \tau) + \tau \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\tau^2}{3} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}. \quad (33)$$

Таким образом, и здесь наблюдается счетное множество монотонных скоростей звука, обеспечивающих безотражательное распространение волн. В процессе распространения форма волны

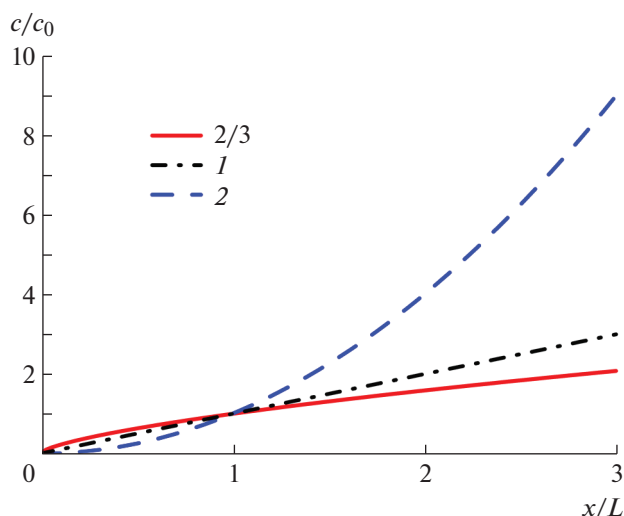


Рис. 1. Безотражательные профили скорости распространения (скорости звука). Цифры – показатели степени в зависимости $c \sim x^k$.

меняется, однако волна не теряет энергии при распространении на большие расстояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развивается подход к нахождению бегущих волн в сильно неоднородной одномерной среде на примере простого волнового уравнения с переменной скоростью звука. Показывается, что есть несколько способов получения бегущих волн. В первом способе исходное волновое уравнение с переменными коэффициентами сводится к уравнению Клейн–Гордона с постоянными коэффициентами и существование решений в виде бегущих волн становится очевидным. В другом подходе исходное волновое уравнение с переменными коэффициентами сводится к уравнению Эйлера–Пуассона–Дарбу, которое также имеет решения в виде бегущей волны для целочисленных значений параметра в этом уравнении. И хотя в этом случае временная форма волны меняется с расстоянием, но, тем не менее, отражение от неоднородностей отсутствует. Найдено, что число “безотражательных” монотонных профилей скорости звука составляет счетное множество и их степени лежат между двумя монотонными профилями $x^{2/3}$ и x^2 , разделенные линейным профилем, который в сущности разделяет два класса решений уравнения Эйлера–Дарбу–Пуассона (рис. 1). Наличие большого числа безотражательных профилей свидетельствует об относительно малом отражении волн на монотонных профилях и обеспечивает перенос энергии на большие расстояния. Приведенный подход не является исчерпывающим, и мы уверены, что можно найти еще разнообразные ситуации, когда волна будет

распространяться на большие расстояния без отражения. Анализ волновых процессов в окрестности сингулярной точки будет сделан в дальнейшем.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00253 (Е.Н. Пелиновский, разделы 1, 2) и Красноярским математическим центром, финансируемым Минобрнауки России в рамках мероприятий по созданию и развитию региональных НОМЦ (Соглашение 075-02-2022-873) (О.В. Капцов, раздел 3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
2. Миронов М.А. Точные решения уравнения поперечных колебаний стержня со специальным законом изменения поперечного сечения // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 3–8.
3. Петухов Ю.В. О возможности безотражательного распространения плоских акустических волн в непрерывно-стратифицированных средах // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 2. С. 129–138.
4. Didenkulova I., Pelinovsky E., Soomere T. Long surface wave dynamics along a convex bottom. // J. Geophysical Research – Oceans. 2009. V. 114. C07006.
5. Pelinovsky E., Didenkulova I., Shurgalina E., Aseeva N. Nonlinear wave dynamics in self-consistent water channels // J. Physics A. 2017. V. 50. 505501.
6. Churilov S.M., Stepanyants Y.A. Reflectionless wave propagation on shallow water with variable bathymetry and current // J. Fluid Mech. 2022. V. 931. A15; Pt. 2. V. 939. A15.
7. Pelinovsky E., Talipova T., Didenkulova I., Didenkulova (Shurgalina) E. Interfacial long traveling waves in a two-layer fluid with variable depth // Studies in Applied Mathematics. 2019. V. 142. № 4. P. 513–527.
8. Петрухин Н.С., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. Безотражательное вертикальное распространение волны в сильно неоднородной атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 2. С. 189–194.
9. Петрухин Н.С., Пелиновский Е.Н., Бацына Е.К. Безотражательное распространение акустических волн в атмосфере Солнца // Письма в Астрон. журн. 2012б. Т. 38. № 6. С. 439–445.
10. Шварцбург А.Б. Дисперсия электромагнитных волн в стратифицированных и нестационарных средах (точно решаемые модели) // УФН. 2000. Т. 170. № 12. С. 1297–1324.
11. Petrukhin N.S., Ruderman M.S., Pelinovsky E. Non-reflective propagation of kink pulses in magnetic waveguides in solar atmosphere // Solar Physics. 2015. V. 290. № 5. P. 1323–1335.
12. Петрухин Н.С., Пелиновский Е.Н., Диденкулова Е.Г. Безотражательные магнетогидродинамические волны в неоднородной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 1. С. 32–43.

13. *Bluman G., Kumei S.* On invariance properties of the wave equation // *J. Math. Phys.* 1987. V. 28. P. 307–318.
14. *Seymour B., Varley E.* Exact representations for acoustical waves when the sound speed varies in space and time // *Stud. Appl. Math.* 1987. V. 76. P. 1–35.
15. *Varley E., Seymour B.* A method for obtaining exact solutions to partial differential equations with variable coefficients // *Stud. Appl. Math.* 1988. V. 78. P. 183–225.
16. *Bluman G., Cheviakov A.F.* Nonlocally related systems, linearization and nonlocal symmetries for the nonlinear wave equation // *J. Math. Anal. Appl.* 2007. V. 333. P. 93–111.
17. *Капцов О.В.* Методы интегрирования уравнений с частными производными. М.: Физматлит, 2009.
18. *Grimshaw R., Pelinovsky D., Pelinovsky E.* Homogenization of the variable – speed wave equation // *Wave Motion.* 2010. V. 47. № 12. P. 496–507.
19. *Капцов О.В., Мирзаохмедов М.М.* Общие решения некоторых линейных уравнений с переменными коэффициентами // *Уфимский матем. журн.* 2021. Т. 13. № 2. С. 36–43.
20. *Didenkulova I., Pelinovsky E.* On shallow water rogue wave formation in strongly inhomogeneous channels // *J. Physics A.* 2016. V. 49. 194001.
21. *Курант Р., Гильберт Д.* Методы математической физики. М.: Гостехиздат, 1951.
22. *Мизес Р.* Математическая теория течений сжимаемой жидкости. М.: ИИЛ, 1961.
23. *Трикоми Ф.* Лекции по уравнениям в частных производных. М.: ИИЛ, 1957.
24. *Шишкина Э.Л.* Общее уравнение Эйлера–Пуассона–Дарбу и гиперболические B -потенциалы // *Современная математика. Фундаментальные направления.* 2019. Т. 65. № 2. С. 157–338.

TRAVELLING WAVES IN THE NON-DISPERSIVE INHOMOGENEOUS MEDIA

E. N. Pelinovsky^a and O. V. Kaptsov^b

^a *Institute of Applied Physics, the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

^b *Institute of Computational Modelling, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Krasnoyarsk, Russia*

Presented by Academician of the RAS O.V. Rudenko

Methods to obtain the solution described the traveling waves in strongly inhomogeneous media are discussed in the framework of a linear wave equation with a variable speed (sound speed). It is shown that there is a wide class of propagation speed variations that allow the existence of waves that do not reflect despite the strong inhomogeneity of the medium. In this case, the wave shape and its characteristics change with distance. Such waves are able to transfer energy over long distances without loss.

Keywords: waves in non-dispersive media, wave equation, inhomogeneous medium, travelling waves

УДК 537.635; 537.874.3

ГИГАНТСКИЙ ЭФФЕКТ НЕВЗАИМНОСТИ ДЛЯ МИКРОВОЛНОВОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК (CoFe)/Cu

© 2022 г. Академик РАН В. В. Устинов¹, член-корреспондент РАН А. Б. Ринкевич^{1,*},
М. А. Миляев¹, Е. А. Кузнецов^{1,2}, Д. В. Перов¹

Поступило 05.04.2022 г.

После доработки 05.04.2022 г.

Принято к публикации 09.06.2022 г.

Исследован микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в отражении волн от системы сверхрешетки (CoFe)/Cu-подложка. На частотах 26–38 ГГц измерена зависимость коэффициента отражения от напряженности магнитного поля. Обнаружена невязимость в отражении волн, в условиях которой микроволновой гигантский магниторезистивный эффект может усиливаться.

Ключевые слова: магнитные сверхрешетки, гигантский магниторезистивный эффект, микроволны, коэффициент отражения, невязимость

DOI: 10.31857/S2686740022070094

Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект (μGMR) успешно используется для исследования металлических наноструктур. Этот эффект в отражении микроволн был обнаружен в работе [1] и в последующих работах был подробно изучен [2–4]. В этих работах было установлено, что зависимость модуля коэффициента отражения от магнитного поля подобна относительному магнитосопротивлению, измеренному на постоянном токе, но имеет противоположный знак. Величина μGMR в отражении значительно меньше, чем относительное магнитосопротивление [5]. Одна из причин этого заключается в том, что модуль коэффициента отражения от металлической сверхрешетки достаточно велик. Максимальный коэффициент отражения не может превышать единицы, и при наложении внешнего магнитного поля он возрастает из-за увеличения проводимости. В этом сообщении рассмотрена возможность использовать эффект невязимости для увеличения μGMR . Невязимость при распространении волн хорошо известна в оптике [6]. Невязимые оптические эффекты во внешнем магнитном поле рассмотрены в [7]. Невязимость при распространении волн в материальной среде может проявляться в амплитуде, фазе или поляризации волны. В диапазоне микроволн на поляризационной невязимости основано действие

вентиля на эффекте Фарадея [8]. Невязимость может проявляться в отсутствие симметрии в эффективности возбуждения спиновых волн полосковой антенной [9]. Смена направления магнитного поля приводит к смене направления более эффективного возбуждения спиновой волны на противоположное. В работах [10, 11] были достигнуты уменьшение затухания спиновых волн и усиление эффекта невязимости.

В данной работе исследуется невязимость в распространении и отражении микроволн от системы металлическая сверхрешетка/диэлектрическая подложка. Идея увеличения μGMR состоит в том, чтобы осуществить падение волны сначала на диэлектрическую подложку, чтобы уменьшить коэффициент отражения, а толщину подложки выбрать такой, чтобы в ней было возможно образование стоячих волн при кратности ее толщины четвертьволновой пластине. Эксперименты выполнены со сверхрешетками (CoFe)/Cu, выращенными на подложке из стекла. Микроволновые эксперименты проведены в интервале частот от 26 до 38 ГГц.

Образцы сверхрешеток выращены методом магнетронного распыления на установке MPS-4000-С6. Состав сверхрешетки и толщины слоев выражаются формулой $\text{Ta}(3)/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5)/\text{Cu}(0.9)]_6/\text{PyCr}(5)/\text{glass}$. Толщины слоев в нанометрах указаны в круглых скобках. У квадратных скобок указано число пар слоев – 6. Сверхрешетка выращена из слоев сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ с прослойками из меди. Толщина слоев меди выбрана из условия обеспечения антипараллельного упорядочения соседних слоев $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Такие сверхрешетки обладают очень вы-

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

² Российский государственный профессионально-педагогический университет, Екатеринбург, Россия

*E-mail: rin@imp.uran.ru

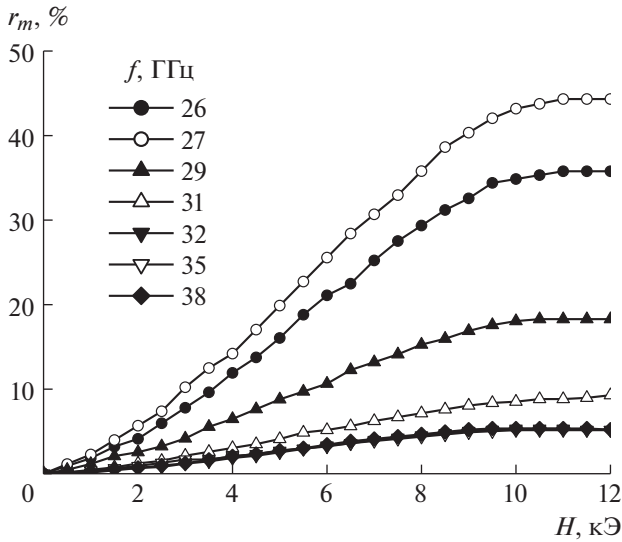


Рис. 1. Относительные изменения модуля коэффициента отражения в магнитном поле. Толщина подложки 4 мм, вариант падения волны GSM.

соким магнитосопротивлением [5]. Сверхрешетки выращены на подложке из стекла Corning толщиной 0.5 мм. Между подложкой и сверхрешеткой находится буферный слой RuCr – (Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ из сплава пермаллой-хром. У одного из образцов к подложке приклеено еще 7 слоев из того же стекла, так что суммарная толщина диэлектрика составляла 4 мм. Относительное магнитосопротивление образцов

$$\rho(H) = \frac{r(H) - r(0)}{r(0)} \cdot 100\%,$$

где $r(H)$ – сопротивление в поле H , $r(0)$ – сопротивление при $H = 0$, это функция магнитного поля с полем насыщения около 10.5 кЭ. Величина магнитосопротивления в насыщении составляет 34%.

Микроволновые измерения выполнены в интервале частот 26–38 ГГц по методике, описанной в [3, 5]. Образец помещался в поперечное сечение прямоугольного волновода, полностью его перекрывая. Коэффициент отражения микроволн R и его зависимость от магнитного поля измерялись с помощью панорамного измерителя амплитудно-частотных характеристик. Магнитное поле прикладывалось в плоскости сверхрешетки перпендикулярно направлению распространения волн. Относительные изменения модуля коэффициента отражения в магнитном поле характеризуются параметром

$$r_m(H) = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|} \cdot 100\%.$$

Рассматривались два варианта падения волны на образец:

1. Волна сначала падает на металл сверхрешетки, это вариант GSM (генератор–металл–подложка);

2. Волна падает сначала на подложку, это вариант GMS (генератор–подложка–металл). Результаты измерений для образца с подложкой толщиной 4 мм в случае GSM показаны на рис. 1.

Изменения коэффициента отражения, показанные на рис. 1, значительно превышают значения, измеренные ранее [2–5]. Отличие условий эксперимента, показанного на рис. 1, от цитированных работ состоит в том, что волна падает сначала на диэлектрическую подложку. Кроме этого, использована подложка большой толщины 4 мм. Изменения коэффициента отражения в магнитном поле вызваны эффектом μ GMR. Особенно большие изменения зафиксированы на частоте $f = 27$ ГГц, где они в насыщении достигают 44%. Заметим, что на частоте 27 ГГц выполняется условие четвертьволновой пластины, т.е. толщина подложки $d_s = 3\lambda/4$, где λ – длина волны. На частотах, значительно отличающихся от 27 ГГц, величина изменений оказывается меньше.

На рис. 2 показаны результаты измерения коэффициентов отражения для двух образцов с толщинами подложек 4 мм (а) и 0.5 мм (б). Эффект μ GMR наблюдается во всех вариантах, но его величина различна. Поле насыщения μ GMR во всех случаях составляет 10–11 кЭ. Заполненными символами на рис. 2 показан вариант GSM, а незаполненными – вариант GMS. Если сравнивать величину изменений R между нулевым полем и насыщением, то на любой выбранной частоте величина изменений для образца с подложкой 4 мм больше, чем с подложкой 0.5 мм. Можно отметить также, что величина изменений для одного и того же образца для варианта GSM больше, чем для варианта GMS. Это является свидетельством не взаимности в отражении волн от системы (сверхрешетка/подложка). Эффект не взаимности присутствует и без магнитного поля. Например, из рис. 2а видно, что коэффициент отражения при $H = 0$ на частоте 27 ГГц в варианте GSM составляет ~ 0.18 , а в варианте GMS ~ 0.83 . В магнитном поле для этого же образца на частоте 27 ГГц максимальная величина изменений коэффициента отражения в магнитном поле составляет 44% в варианте GSM и 2.4% в варианте GMS. Не взаимность для образца с подложкой 0.5 мм проявляется значительно слабее.

Выполним расчет коэффициента отражения. Комплексный коэффициент отражения \hat{R} для системы из двух слоев может быть рассчитан, используя формулы, приведенные в [12]:

$$R = \frac{Z_1(Z_2^2 - Z_3^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 + i(Z_3(Z_2^2 - Z_1^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + Z_2(Z_3^2 - Z_1^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3)}{\Delta}, \quad (1)$$

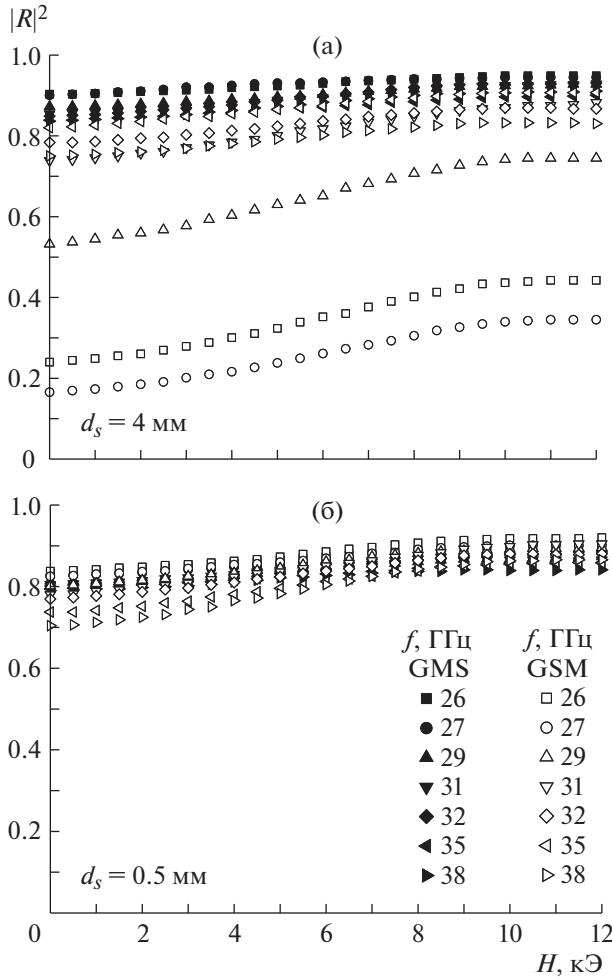


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения по мощности от магнитного поля, измеренные на нескольких частотах миллиметрового диапазона при толщине подложки 4 мм (а) и 0.5 мм (б). Символьные обозначения одинаковы для обоих рисунков.

где

$$\Delta = Z_1(2Z_2Z_3 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3 -$$

$$R = \frac{Z_1(Z_3^2 - Z_2^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 + i(Z_3(Z_2^2 - Z_1^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + Z_2(Z_3^2 - Z_1^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3)}{\Delta}. \quad (4)$$

Из сравнения формул (1) и (4) можно заключить, что при наличии потерь, т.е. при комплексных значениях импедансов, смена направления распространения падающей волны на противоположное приводит к изменению комплексного коэффициента отражения \hat{R} , т.е. к амплитудной невязности. Расчет полевой зависимости коэффициента отражения выполнен для пластины с суммарной толщиной металлических слоев $d = 22.4$ нм, как у образца сверхрешетки, с эффектив-

$$\begin{aligned} & - (Z_2^2 + Z_3^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3) + \\ & + i(Z_3(Z_1^2 + Z_2^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + \\ & + Z_2(Z_1^2 + Z_3^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3). \end{aligned} \quad (2)$$

В формулах (1), (2) $\varphi_j = k_j d_j$ – комплексная фаза слоя с номером j , d_j – толщина этого слоя, а Z_j – импеданс j -го слоя. Мы полагаем, что слева и справа от системы сверхрешетка/подложка находится вакуум с импедансом $Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ и волновым

числом $k_1 = \frac{\omega}{c}$. Диэлектрическая подложка (среда 3) – диэлектрик с относительной магнитной проницаемостью $\mu_3 = 1$ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_3 = \epsilon_3' - i\epsilon_3''$. Этим материальным параметрам соответствует комплексное волновое

число $k_3 = k_3' - ik_3''$, $k_3' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_3'}$, $k_3'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_3''}{2}}$. Среда 2 – это металлическая сверхрешетка с эффективной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{eff_2} = \epsilon_{eff_2}' - i\epsilon_{eff_2}''$ и эффективной магнитной проницаемостью $\mu_{eff_2} = \mu_{eff_2}' - i\mu_{eff_2}''$. Импеданс этой среды – $Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{eff_2}'}{\epsilon_0 \epsilon_{eff_2}'}}$, а волновое число рассчитывается по формулам [13]:

$$\begin{aligned} k_2' &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2 |\mu_{eff_2}'| + \epsilon_2' \mu_{eff_2}' - \epsilon_2'' \mu_{eff_2}''}{2}}, \\ k_2'' &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2 |\mu_{eff_2}''| - \epsilon_2' \mu_{eff_2}' + \epsilon_2'' \mu_{eff_2}''}{2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если направление распространения волны изменяется на противоположное, то выражение (1) для коэффициента отражения примет вид

ной проводимостью при $H = 0$ $\sigma = 2.07 \times 10^6$ См/м и таким же относительным магнитосопротивлением, как у образца сверхрешетки. Параметры подложки $d_s = 4$ мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_s = 5$. Результат расчета показан на рис. 3. Заполненными символами на рис. 3 показан вариант GMS, а незаполненными – вариант GSM. Расчет показывает, что коэффициент отражения в варианте GMS изменяется значительно меньше, чем в варианте GSM. Сравнивая результаты

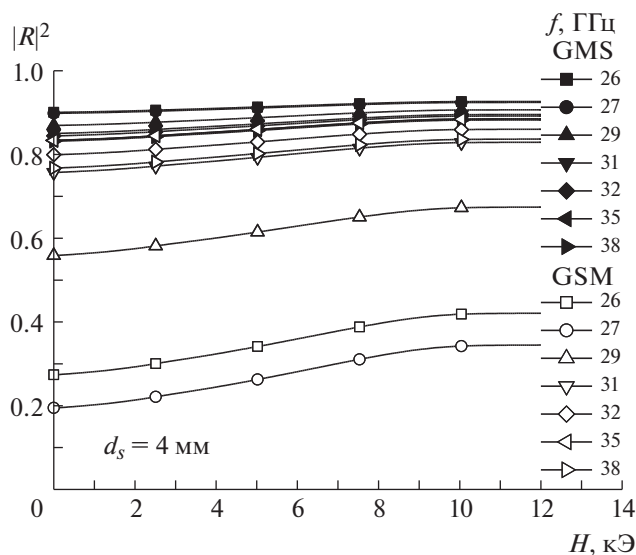


Рис. 3. Рассчитанные зависимости коэффициента отражения от магнитного поля для образца с подложкой толщиной 4 мм.

расчета с экспериментом на рис. 2а, можно отметить, что присутствует не только качественное подобие, но и приближенное количественное соответствие.

Проведенные экспериментальные исследования и расчеты показали, что при отражении микроволн от системы (сверхрешетка/подложка) наблюдается невязанность. Невязанность присутствует как при отсутствии внешнего магнитного поля, так и в магнитном поле, в условиях реализации эффекта μ GMR. Присутствие невязанности для образца сверхрешетки с подложкой толщиной 4 мм привело к очень значительному, в несколько раз, увеличению μ GMR эффекта в отражении в конфигурации, когда волна сначала падает на диэлектрическую подложку, а потом на металлическую сверхрешетку. Усилению μ GMR способствует выполнение условия, когда толщина подложки кратна толщине четвертьволновой пластины.

THE GIANT NONRECIPROCIY EFFECT FOR MICROWAVE MAGNETORESISTANCE OF (CoFe)/Cu SUPERLATTICES

Academician of the RAS V. V. Ustinov^a, Corresponding Member of the RAS A. B. Rinkevich^a, M. A. Milyaev^a, E. A. Kuznetsov^{a, b}, and D. V. Perov^a

^a M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Science, Yekaterinburg, Russia

^b Russian State Vocational Pedagogical University, Yekaterinburg, Russia

The microwave giant magnetoresistance effect for the reflection of waves from the superlattice (CoFe)/Cu-substrate system is investigated. The reflection coefficient dependence on the magnetic field strength is measured within the frequency range of 26–38 GHz. The nonreciprocity of the wave reflection is revealed, that can effect the enhancement of the microwave giant magnetoresistance effect.

Keywords: magnetic superlattice, giant magnetoresistance effect, microwaves, reflection coefficient, nonreciprocity

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках тем “Спин” № АААА-А18-118020290104-2 и “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 при частичной поддержке грантов РФФИ № 20-02-00135 и № 20-42-660018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Frait Z., Sturč P., Temst K., Bruynseraede Y., Vavra I.* // Solid State Comm. 1999. V. 112. № 10. P. 569–573. [https://doi.org/10.1016/S0038-1098\(99\)00392-0](https://doi.org/10.1016/S0038-1098(99)00392-0)
2. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 18. С. 23–31.
3. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 8. С. 71–76.
4. *Endean D.E., Heyman J.N., Maat S., Dan Dahlberg E.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 21. 212405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.212405>
5. *Ринкевич А.Б., Кузнецов Е.А., Перов Д.В., Миляев М.А.* // ЖТФ. 2021. V. 91. P. 308–314.
6. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 720 с.
7. *Новиков М.А.* // Кристаллография. 1979. Т. 24. Вып. 4. С. 666–671.
8. *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
9. *Demidov V.E., Kostylev M.P., Rott K., Krzyszczyk P., Reiss G., Demokritov S.O.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. № 11. 112509. <https://doi.org/10.1063/1.3231875>
10. *Yu H., d'Allivy Kelly O., Cros V., Bernard R., Bortolotti P., Anane A., Brandl F., Huber R., Stasinopoulou I., Grundler D.* // Sci. Rep. 2014. V. 4. 6848. <https://doi.org/10.1038/srep06848>
11. *Di K., Feng S.X., Piramanayagam S.N., Zhang V.L., Lim H.S., Ng S.C., Kuok M.H.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. 10153. <https://doi.org/10.1038/srep10153>
12. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 504 с.
13. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.

УДК 539.3:534.1

О ГИПЕРБОЛИЧЕСКОМ УРАВНЕНИИ ДЛЯ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ

© 2022 г. Ю. Д. Каплунов^{1,*}, Д. А. Приказчиков¹, Р. Ф. Сабирова²

Представлено академиком РАН Н.Ф. Морозовым 10.04.2022 г.

Поступило 03.06.2022 г.

После доработки 03.06.2022 г.

Принято к публикации 26.07.2022 г.

Выведено одномерное гиперболическое уравнение для описания волны Рэлея, возбуждаемой поперхностной нагрузкой, приложенной к границе упругой полуплоскости. При этом волновой оператор оказывается не зависящим от вертикальной переменной, которая присутствует только в правой части полученного уравнения в качестве параметра, входящего в псевдодифференциальный оператор, действующий на заданную нагрузку. Показано, что в случае плоской задачи Лэмба этот оператор отвечает за “размазывание” поперхностного сосредоточенного импульса с увеличением расстояния от поперхности. Предлагаемая в работе трактовка также позволяет выявить важные отличительные особенности упругой поперхностной волны.

Ключевые слова: волна Рэлея, гиперболическое уравнение, псевдодифференциальный оператор, задача Лэмба

DOI: 10.31857/S2686740022070057

Синусоидальная упругая поперхностная волна, впервые обнаруженная Рэлеем [1], впоследствии нашла ряд важных приложений и обобщений. Так, например, исследования поперхностных волн общей формы, начатые Соболевым [2], получили заметное развитие в более поздних публикациях, см., например, [3–5]. При этом собственные решения динамических уравнений теории упругости, представленные в цитируемых работах, оказываются тесно связанными с явной асимптотической формулировкой для поля волны Рэлея, возбуждаемой заданными поперхностными нагрузками. Такая формулировка, впервые предложенная в [6] на основе символического метода Лурье [7], была затем развита и обоснована с помощью метода многих масштабов, см., например, главу [8], а также цитируемые в ней работы. Она включает в себя эллиптическое уравнение, описывающее пространственное затухание, и гиперболическое уравнение, отвечающее за распространение волны вдоль поперхности. Асимптотический подход был в дальнейшем распространен на интерфейсные и краевые волны, а также слоистые среды [8, 9].

В настоящей работе упомянутая выше эллиптическое-гиперболическая модель для волны Рэлея, распространяющейся вдоль границы упругой полуплоскости, сводится к одномерному волновому уравнению в переменных “горизонтальная координата – время”. Псевдодифференциальный оператор в правой части полученного уравнения действует на поперхностную нагрузку и может быть переписан в терминах интегрального преобразования Фурье. При этом вертикальная переменная входит в правую часть уравнения в качестве параметра, определяющего затухание по глубине. Рассмотрены примеры, включающие, в частности, плоскую задачу Лэмба о вертикальном мгновенном сосредоточенном импульсе, приложенном к поперхности полуплоскости, см., например, [10]. Показано, что действие псевдодифференциального оператора на функцию Дирака, зависящую только от продольной координаты, ведет к ее “размазыванию”, степень которого определяется значением вертикальной координаты.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим динамику упругой, изотропной полуплоскости $\{(x; y) \mid -\infty < x < +\infty, 0 \leq y < +\infty\}$ под действием заданной вертикальной нагрузки $P(x, t)$, где t – время (рис. 1). Канонические уравнения движения могут быть представлены в виде

$$\varphi_{xx} + \varphi_{yy} - \frac{1}{c_1^2} \varphi_{tt} = 0, \quad \psi_{xx} + \psi_{yy} - \frac{1}{c_2^2} \psi_{tt} = 0, \quad (1)$$

¹ School of Computer Science and Mathematics, Keele University, Keele, Staffordshire, United Kingdom

² Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан

*E-mail: j.kaplunov@keele.ac.uk

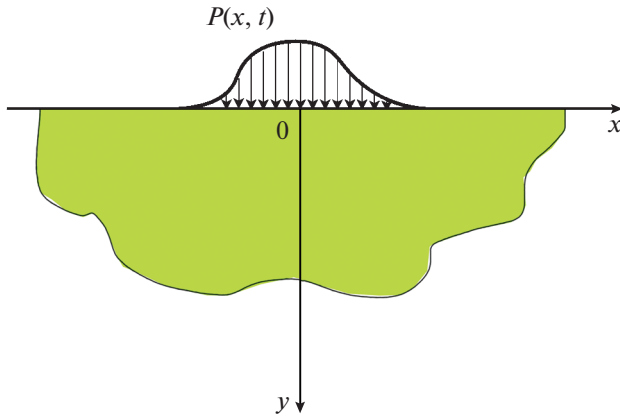


Рис. 1. Упругая полуплоскость под действием вертикальной динамической нагрузки.

где φ и ψ – волновые потенциалы Ламе. Здесь $c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ и $c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ обозначают скорости продольной и поперечной волн соответственно; в приведенных выше соотношениях параметры Ламе и объемная плотность, как обычно, обозначаются через λ , μ и ρ . Соответствующие граничные условия на поверхности $y = 0$ имеют вид

$$\sigma_{xy} = 0, \quad \sigma_{yy} = P(x, t), \quad (2)$$

где напряжения σ_{xy} и σ_{yy} выражаются через волновые потенциалы в форме

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= \mu(2\varphi_{xy} + \psi_{xx} - \psi_{yy}), \\ \sigma_{yy} &= \lambda\varphi_{xx} + (\lambda + 2\mu)\varphi_{yy} + 2\mu\psi_{xy}. \end{aligned} \quad (3)$$

В рамках специализированной асимптотической модели, позволяющей явным образом выделить вклад поверхностной волны Рэлея в общее волновое поле, плоская динамическая задача теории упругости (1), (2) сводится к скалярной задаче для одного из упругих потенциалов, см., например, [8]. В случае продольного потенциала затухание в приповерхностной области $y > 0$ определяется эллиптическим уравнением

$$\varphi_{yy} + \alpha_R^2 \varphi_{xx} = 0, \quad (4)$$

тогда как распространение волны Рэлея вдоль границы $y = 0$ описывается гиперболическим уравнением

$$\Phi_{xx} - \frac{1}{c_R^2} \Phi_{tt} = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} P, \quad (5)$$

где $\Phi(x, t) = \varphi(x, 0, t)$ обозначает значение потенциала на поверхности полуплоскости. Кроме этого, используются следующие обозначения: c_R – скорость волны Рэлея и

$$\begin{aligned} \alpha_R &= \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_1^2}}, \quad \beta_R = \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_2^2}}, \\ B &= \frac{\alpha_R}{\beta_R} (1 - \beta_R^2) + \frac{\beta_R}{\alpha_R} (1 - \alpha_R^2) - 1 + \beta_R^4, \end{aligned} \quad (6)$$

при

$$4\alpha_R\beta_R - (1 + \beta_R^2)^2 = 0.$$

При этом горизонтальное и вертикальное перемещения точек полуплоскости $u_1(x, y, t)$ и $u_2(x, y, t)$ выражаются соответственно в виде [8]

$$\begin{aligned} u_1(x, y, t) &= \varphi_x(x - c_R t, \alpha_R y, t) - \\ &\quad - \frac{1 + \beta_R^2}{2} \varphi_x(x - c_R t, \beta_R y, t), \\ u_2(x, y, t) &= \varphi_y(x - c_R t, \alpha_R y, t) - \\ &\quad - \frac{2}{1 + \beta_R^2} \varphi_y(x - c_R t, \beta_R y, t). \end{aligned} \quad (7)$$

Целью работы является вывод более общего, чем (5), волнового уравнения, которое, в отличие от последнего, было бы применимо не только на поверхности полуплоскости $y = 0$, а и в приповерхностной области $y > 0$. Для этого в следующем разделе будет получено решение эллиптического уравнения (4), представленное в псевдодифференциальной форме аналогично результатам, излагаемым в параграфе 5 главы [8].

ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ С ПРАВОЙ ЧАСТЬЮ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ

Перепишем уравнение (4) в форме

$$\varphi_{yy} - \alpha_R^2 (\sqrt{-\partial_{xx}})^2 [\varphi] = 0, \quad (8)$$

где $\sqrt{-\partial_{xx}}$ – псевдодифференциальный оператор, см., например, [11], и внесем в (5) затухающее решение (8)

$$\varphi(x, y, t) = e^{-\alpha_R y \sqrt{-\partial_{xx}}} [\Phi(x, t)]. \quad (9)$$

В результате получим более общее волновое уравнение

$$\varphi_{xx} - \frac{1}{c_R^2} \varphi_{tt} = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} e^{-\alpha_R y \sqrt{-\partial_{xx}}} [P], \quad (10)$$

решение которого параметрически зависит от вертикальной координаты y , в отличие от исходного уравнения (5). Это является результатом действия псевдодифференциального оператора $e^{-\alpha_R y \sqrt{-\partial_{xx}}}$ на заданную нагрузку $P(x, t)$. В задачах теории упругости уравнения с псевдодифференциальной правой частью ранее изучались в [12].

Псевдодифференциальный оператор в правой части полученного уравнения может быть представлен в виде интегрального преобразования Фурье. При этом (10) принимает вид

$$\varphi_{xx} - \frac{1}{c_R^2} \varphi_{tt} = \frac{1 + \beta_R^2}{4\pi\mu B} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x, t) e^{-isx} dx e^{-\alpha_R |s| y} e^{isx} ds, \quad (11)$$

где s – параметр преобразования.

В малой окрестности поверхности ($y \rightarrow 0$), используя формальное разложение операторной экспоненты в ряд Тейлора, получим из (10)

$$\begin{aligned} \varphi_{xx}(x, y, t) - \frac{1}{c_R^2} \varphi_{tt}(x, y, t) = \\ = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} \left(1 - \alpha_R y \sqrt{-\partial_{xx}} - \frac{1}{2} \alpha_R^2 y^2 \partial_{xx} + \dots \right) [P(x, t)]. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, для определения вклада волны Рэлея в общее поле перемещений вместо исходной эллиптико-гиперболической модели (4), (5) достаточно рассматривать гиперболическое уравнение (10) с правой частью, соответствующей действию псевдодифференциального оператора на заданную поверхностную нагрузку.

ПРИМЕРЫ

В качестве примера рассмотрим сначала вертикальную поверхностную нагрузку в виде бегущей гармонической волны

$$P(x, t) = P_0 e^{i(kx - \omega t)},$$

где P_0 – амплитуда, k – волновое число, ω – круговая частота. В этом случае сразу находим из уравнения (10)

$$\varphi(x, y, t) = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} \frac{c_R^2}{\omega^2 - k^2 c_R^2} P_0 e^{i(kx - \omega t) - \alpha_R kxy}. \quad (13)$$

Нетрудно убедиться, что выписанное решение совпадает с главным членом асимптотического разложения точного решения плоской динамической задачи теории упругости (1), (2) в околорезонансном случае, для которого $\frac{\omega}{k} \rightarrow c_R$, см. [8].

Теперь рассмотрим плоскую задачу Лэмба [10, 13], для которой вертикальная нагрузка записывается в форме $P(x, t) = P_0 \delta(t) \delta(x)$. В этом случае уравнение (10) для волны Рэлея принимает вид

$$\varphi_{xx} - \frac{1}{c_R^2} \varphi_{tt} = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} P_0 \delta(t) e^{-\alpha_R y \sqrt{-\partial_{xx}}} [\delta(x)]. \quad (14)$$

Вычисляя выражение в правой части, получим

$$\varphi_{xx} - \frac{1}{c_R^2} \varphi_{tt} = \frac{1 + \beta_R^2}{2\mu B} P_0 \delta_y(x) \delta(t), \quad (15)$$

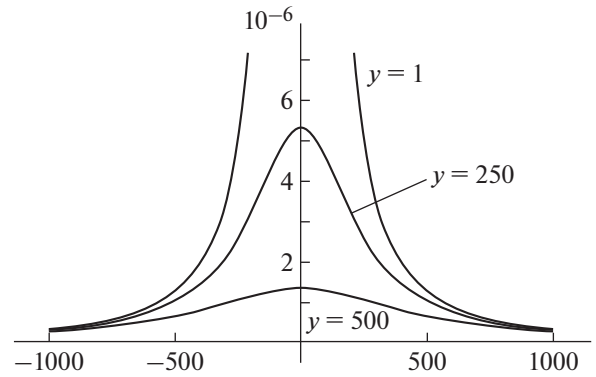


Рис. 2. Функция $\delta_y(x)$ при $y = 1, y = 250, y = 500$.

где $\delta_y(x) = \frac{\alpha_R y}{\pi(x^2 + \alpha_R^2 y^2)}$ – “размазанная” дельта-функция, в которой вертикальная координата отвечает за “размазывание”. На рис. 2 приведено поведение функции $\delta_y(x)$ на различной глубине при значении коэффициента Пуассона $\nu = 0.25$, для которого $c_R = 0.9194c_2$.

Последнее уравнение наиболее полно отражает специфику выведенного гиперболического уравнения (10), описывающего распространение поверхностной волны. Примечательно, что вертикальная координата входит только в выражение для дельта-образной нагрузки в правой части (15), оказывая, в частности, влияние на сглаживание разрывов, распространяющихся вдоль свободной поверхности. При этом одномерный волновой оператор в левой части этого уравнения не содержит производных по вертикальной координате. Очевидно, что при приближении к поверхности $\lim_{y \rightarrow 0} \delta_y(x) = \delta(x)$.

Решение уравнения (15) имеет вид

$$\varphi = \frac{(1 + \beta_R^2) c_R P_0}{4\pi\mu B} \left[\text{tg}^{-1} \frac{x - c_R t}{\alpha_R y} - \text{tg}^{-1} \frac{x + c_R t}{\alpha_R y} \right], \quad (16)$$

и, как и следовало ожидать, совпадает с вычетом в рэлеевском полюсе точного решения плоской задачи Лэмба [9].

В заключение укажем, что предлагаемое уравнение (10) может быть распространено на случай упругого полупространства, а также обобщено с учетом влияния вертикальной неоднородности и анизотропии [14]. Более того, развитые ранее эллиптико-гиперболические формулировки для поверхностной волны Рэлея, по-видимому, в ряде случаев могут быть заменены гиперболическими уравнениями, обобщающими (10).

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа первого и второго авторов выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-11-20133).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rayleigh L.* On waves propagated along the plane surface of an elastic solid // *Proc. Lond. Math. Soc.* 1885. V. 1. № 1. P. 4–11.
2. *Соболев С.Л.* Некоторые вопросы теории распространения колебаний. В кн.: *Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики.* М.–Л.: ОНТИ; 1937. С. 468–617.
3. *Chadwick P.* Surface and interfacial waves of arbitrary form in isotropic elastic media // *J. Elast.* 1976. V. 6. № 1. P. 73–80.
4. *Achenbach J.D.* Explicit solutions for carrier waves supporting surface waves and plate waves // *Wave Motion.* 1998. V. 28. P. 89–97.
5. *Kiselev A.P., Parker D.F.* Omni-directional Rayleigh, Stoneley and Schölte waves with general time dependence // *Proc. R. Soc. A.* 2010. V. 466. P. 2241–2258.
6. *Каплунов Ю.Д., Коссович Л.Ю.* Асимптотическая модель для вычисления дальнего поля волны Рэлея в случае упругой полуплоскости // *ДАН.* 2004. Т. 395. № 4. С. 482–484.
7. *Лурье А.И.* Пространственные задачи теории упругости. М.: ГИТТЛ, 1955.
8. *Kaplunov J., Prikazchikov D.A.* Asymptotic theory for Rayleigh and Rayleigh-type waves // *Adv. Appl. Mech.* 2017. V. 50. P. 1–106.
9. *Вильде М.В., Коссович Л.Ю.* Асимптотическая модель дальнего поля волны Рэлея в многослойной пластине // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Математика. Механика. Информатика.* 2011. Т. 11. № 4. С. 74–86.
10. *Lamb H.* On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid // *Philos. Trans. R. Soc., A.* 1904. V. 203. № 359–371. P. 1–42.
11. *Шубин М.А.* Псевдодифференциальные операторы и спектральная теория. 2-е изд. М.: Добросвет, 2005.
12. *Erbaş B., Kaplunov J., Nolde E., et al.* Composite wave models for elastic plates // *Proc. R. Soc. A.* 2018. V. 474. № 2214. P. 20180103.
13. *Петрашень Г.И., Марчук Г.И., Огуцов К.И.* О задаче Лэмба в случае полупространства // *Ученые записки Ленинградского государственного университета. Серия математических наук.* 1950. Т. 21. С. 71–118.
14. *Fu Y., Kaplunov J., Prikazchikov D.* Reduced model for the surface dynamics of a generally anisotropic elastic half-space // *Proc. R. Soc. A.* 2020. V. 476. № 2234. P. 20190590.

ON A HYPERBOLIC EQUATION FOR THE RAYLEIGH WAVE

J. Kaplunov^a, D. Prikazchikov^a, and R. Sabirova^b

^a *School of Computer Science and Mathematics, Keele University, Keele, Staffordshire, UK*

^b *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Republic of Kazakhstan*

Presented by Academician of the RAS N.F. Morozov

A 1D hyperbolic equation is derived for the Rayleigh wave induced by prescribed surface loading. The wave operator turns out to be independent of the vertical coordinate, which appears only in the right hand side of the equation as a parameter within the pseudo-differential operator acting on the given load. It is shown that in case of the classical 2D Lamb problem this operator causes smoothening of the surface concentrated impulse as the depth increases. The suggested formulation enables revealing of the peculiarities of surface elastic wave.

Keywords: Rayleigh wave, hyperbolic equation, pseudo-differential operator, Lamb problem

УДК 517.977

ИЗМЕНЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ТЕЛА ПРИ ПОМОЩИ ТРЕХ ПАР ПОДВИЖНЫХ МАСС

© 2022 г. Академик РАН Ф. Л. Черноушко^{1,*}

Поступило 10.06.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принято к публикации 26.07.2022 г.

Предложен новый способ изменения пространственной ориентации твердого тела при помощи нескольких подвижных точечных масс. Предполагается, что эти массы образуют три пары, причем массы каждой пары движутся симметрично друг другу. Показано, что при сделанных предположениях может быть осуществлено любое заданное движение тела, в том числе плоский поворот вокруг произвольной оси. Предложены два варианта алгоритма.

Ключевые слова: динамика твердого тела, управление движением, ориентация

DOI: 10.31857/S2686740022070021

Как известно, изменение ориентации твердого тела в пространстве может быть осуществлено при помощи вспомогательных масс, снабженных актюаторами и совершающих определенные движения относительно несущего тела. В случае одной подвижной массы, рассмотренном в работах [1, 2], оказывается, что движение этой массы происходит вблизи центра масс твердого тела, что может быть нежелательно с точки зрения конструкции аппарата. Наличие нескольких подвижных масс, как показано в работах [3–5], позволяет разместить подвижные массы внутри несущего тела достаточно произвольным образом, а также значительно ограничить области движения этих масс относительно тела. Эти обстоятельства существенно снижают ограничения, накладываемые на конструкцию аппарата.

Однако во всех рассмотренных выше способах управления ориентацией при помощи подвижных масс предполагалось, что требуемая переориентация достигается путем трех плоских поворотов тела вокруг трех взаимно перпендикулярных осей. В то же время, как известно, любая заданная переориентация может быть осуществлена путем одного плоского поворота вокруг некоторой оси (так называемого эйлерова поворота, см., например, [6]). Конечно, переориентация путем одного плоского поворота предпочтительнее, чем путем трех поворотов, как с точки зрения простоты, так и с точки зрения времени реализации.

В данной работе предложен новый способ произвольного изменения ориентации твердого тела при помощи трех пар подвижных точечных масс. Этот способ позволяет осуществить произвольное заданное пространственное движение тела, в том числе и плоский поворот вокруг произвольной оси. Рассмотрены два варианта алгоритма переориентации.

ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассматривается движение управляемого объекта, представляющего собой механическую систему, которая состоит из твердого тела P массы M и n материальных точек Q_i массы m_i , $i = 1, \dots, n$. Точки Q_i могут двигаться относительно тела P под действием двигателей (актюаторов) и взаимодействуют с телом P , но не взаимодействуют с внешней средой.

Предполагается, как и в работах [1–5], что внешние силы, действующие на систему, очень малы, и ими можно пренебречь. Это предположение выполняется с хорошей точностью для космических аппаратов, а также для других управляемых объектов и мобильных роботов в случае быстрых поворотов относительно центра масс, когда силы взаимодействия несущего тела с подвижными массами значительно превосходят внешние силы. Оценка влияния внешних сил на точность выполнения маневра ориентации приведена в работе [3].

Обозначим через C центр масс тела P , а через O — центр масс всей системы. Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ система покоится

¹ Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: chern@ipmnet.ru

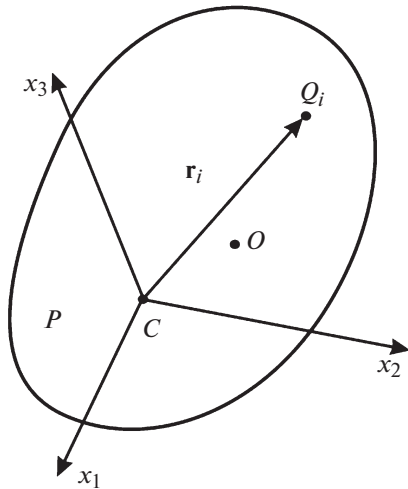


Рис. 1. Механическая система.

в некоторой инерциальной системе координат. Тогда, ввиду отсутствия внешних сил, ее центр масс O неподвижен во время движения и может быть принят в качестве начала координат неподвижной системы $Ox_1x_2x_3$. Введем также систему координат $Cx_1x_2x_3$, связанную с телом P (см. рис. 1). Обозначим через

$$\mathbf{r}_i = CQ_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

радиус-вектор подвижной точки Q_i относительно центра масс C тела P , а через $\dot{\mathbf{r}}_i$ вектор скорости точки Q_i в связанной с телом P система координат $Cx_1x_2x_3$.

Тогда, как показано в работах [3, 4], уравнение движения тела P относительно его центра масс C можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\omega} - (M + m)^{-1} \left(\sum_{i=1}^n m_i \mathbf{r}_i \right) \times \\ \times \left[\sum_{i=1}^n m_i (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i + \dot{\mathbf{r}}_i) \right] + \\ + \sum_{i=1}^n m_i \mathbf{r}_i \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i + \dot{\mathbf{r}}_i) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{J} – тензор инерции тела P относительно его центра масс C , $\boldsymbol{\omega}$ – угловая скорость тела P , а m – полная масса всех подвижных точек Q_i , $i = 1, \dots, n$, т.е.

$$m = \sum_{i=1}^n m_i.$$

Уравнение (1) связывает угловую скорость $\boldsymbol{\omega}$ тела P с характеристиками относительного движения подвижных точек Q_i , $i = 1, \dots, n$, а именно с их ра-

диусами-векторами \mathbf{r}_i и относительными скоростями $\dot{\mathbf{r}}_i$ в системе координат $Cx_1x_2x_3$.

ТРИ ПАРЫ ПОДВИЖНЫХ ТОЧЕК

Предполагаем, что имеется шесть ($n = 6$) подвижных точек Q_i , $i = 1, \dots, 6$, объединенных в три пары. Массы всех точек одинаковы и равны m_0 . Точки каждой пары осуществляют движения симметрично друг другу относительно точки C , так что имеем

$$\mathbf{r}_{i+3} = -\mathbf{r}_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2)$$

В силу сделанных предположений имеем

$$\sum_{i=1}^n m_i \mathbf{r}_i = 0,$$

и уравнение (1) упрощается и принимает вид

$$\mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\omega} + 2m_0 \sum_{i=1}^3 \mathbf{r}_i \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i + \dot{\mathbf{r}}_i) = 0. \quad (3)$$

Потребуем, чтобы точки каждой пары двигались в одной из координатных плоскостей системы $Cx_1x_2x_3$ и тем самым создавали момент относительно оси, перпендикулярной этой плоскости. Пусть, для определенности, точки первой из пар, Q_1 и Q_4 , движутся в плоскости Cx_1x_2 и создают момент относительно оси Cx_3 , точки второй пары, Q_2 и Q_5 , движутся в плоскости Cx_2x_3 , а точки третьей пары, Q_3 и Q_6 , движутся в плоскости Cx_3x_1 . В силу свойства симметрии (2) достаточно определить движение лишь одной точки в каждой паре, т.е. точек Q_1 , Q_2 и Q_3 для трех пар соответственно.

Предполагаем, что в начальный момент времени эти точки Q_i находятся на осях Cx_i соответственно, $i = 1, 2, 3$.

Будем рассматривать два варианта (А и В) движений подвижных точек.

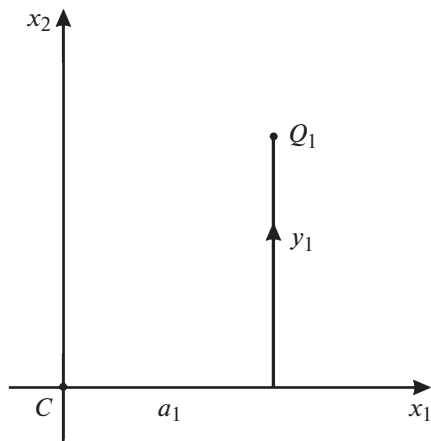
А. Точки Q_i движутся по прямым в плоскости Cx_ix_{i+1} , перпендикулярным осям Cx_i , $i = 1, 2, 3$.

В. Точки Q_i движутся по окружностям в плоскостях Cx_ix_{i+1} с центром в точке C .

Обозначим через \mathbf{e}_i орты осей Cx_i , $i = 1, 2, 3$. Тогда радиусы-векторы \mathbf{r}_i подвижных точек Q_i для варианта А можно записать в виде

$$\mathbf{r}_i = a_i \mathbf{e}_i + y_i \mathbf{e}_{i+1}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Здесь a_i – расстояния точек Q_i от точки C в начальный момент времени, y_i – смещения этих точек в процессе движения. Индексы i в формуле (4) и в последующих аналогичных соотношениях изменяются циклически так, что индекс i при $i > 3$

Рис. 2. Движение точки Q_1 для варианта А.

заменяется на $i - 3$. Движение точки Q_1 для варианта А иллюстрирует рис. 2.

Для варианта В получим

$$\mathbf{r}_i = R_i (\mathbf{e}_i \cos \psi_i + \mathbf{e}_{i+1} \sin \psi_i), \quad i = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Здесь R_i – радиусы окружностей, по которым движутся точки Q_i , ψ_i – углы, характеризующие положение точки Q_i на этих окружностях. Движение точки Q_1 для варианта В показано на рис. 3.

Вектор угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ тела P представим в виде

$$\boldsymbol{\omega} = \sum_{i=1}^3 \omega_i \mathbf{e}_i, \quad (6)$$

где ω_i – проекции вектора $\boldsymbol{\omega}$ на оси Cx_i , $i = 1, 2, 3$.

С учетом соотношения (6), произведение тензора инерции \mathbf{J} на вектор $\boldsymbol{\omega}$ в уравнение (3) запишется в виде

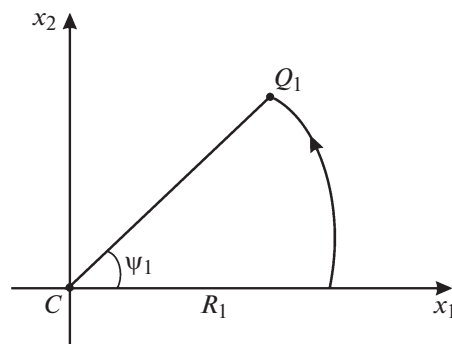
$$\mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\omega} = \sum_{j,i=1}^3 J_{ji} \omega_i \mathbf{e}_j, \quad (7)$$

где J_{ji} – элементы симметрического тензора \mathbf{J} . Для упрощения записи соотношений введем обозначения

$$b_i = (2m_0)^{-1} \sum_{j=1}^3 J_{ji}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (8)$$

Заметим, что величины b_i – постоянные. На основании равенств (7) и (8) уравнение (3) примет вид

$$\sum_{i=1}^3 b_i \omega_i \mathbf{e}_i + \sum_{i=1}^3 \mathbf{r}_i \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i + \dot{\mathbf{r}}_i) = 0. \quad (9)$$

Рис. 3. Движение точки Q_1 для варианта В.

ВЫВОД СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ВАРИАНТОВ А И В

Используя равенства (4), вычислим слагаемые, входящие в уравнение (9) для варианта А:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_i \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i) &= \mathbf{e}_i (\omega_i y_i^2 - \omega_{i+1} a_i y_i) + \\ &+ \mathbf{e}_{i+1} (\omega_{i+1} a_i^2 - \omega_i a_i y_i) + \mathbf{e}_{i+2} \omega_{i+2} (a_i^2 + y_i^2), \quad (10) \\ \mathbf{r}_i \times \dot{\mathbf{r}}_i &= \mathbf{e}_{i+2} a_i \dot{y}_i. \end{aligned}$$

Подставим полученные равенства (10) в уравнение (9) и примем во внимание правило циклической перестановки индексов. В результате проектирования векторного уравнения (9) на оси системы координат $Cx_1x_2x_3$ получим три скалярных уравнения:

$$\begin{aligned} \omega_1 (b_1 + y_1^2 + a_2^2 + y_2^2 + a_3^2) - \\ - \omega_2 a_1 y_1 - \omega_3 a_3 y_3 + a_2 \dot{y}_2 &= 0, \\ \omega_2 (b_2 + y_2^2 + a_3^2 + y_3^2 + a_1^2) - \\ - \omega_3 a_2 y_2 - \omega_1 a_1 y_1 + a_3 \dot{y}_3 &= 0, \\ \omega_3 (b_3 + y_3^2 + a_1^2 + y_1^2 + a_2^2) - \\ - \omega_1 a_3 y_3 - \omega_2 a_2 y_2 + a_1 \dot{y}_1 &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

При заданной угловой скорости $\boldsymbol{\omega}(t)$, т.е. при заданных функциях $\omega_i(t)$, $i = 1, 2, 3$, уравнения (11) представляют собой систему трех нелинейных дифференциальных уравнений для функций $y_i(t)$, $i = 1, 2, 3$. Эти уравнения должны интегрироваться при нулевых начальных условиях

$$y_i(0) = 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad (12)$$

отвечающих начальному состоянию подвижных масс Q_i в момент $t = 0$.

С другой стороны, при заданных движениях подвижных точек Q_i , т.е. при заданных функциях $y_i(t)$, $i = 1, 2, 3$, уравнения (11) представляют собой линейную алгебраическую систему уравнений для компонентов $\omega_i(t)$ угловой скорости тела $\boldsymbol{\omega}(t)$.

Аналогично, подставляя соотношения (5) в уравнения (9), получим в результате следующую систему уравнений для варианта В:

$$\begin{aligned} & \omega_1(b_1 + R_1^2 \sin^2 \psi_1 + R_2^2 + R_3^2 \cos^2 \psi_3) - \\ & \quad - \omega_2 R_1^2 \cos \psi_1 \sin \psi_1 - \\ & \quad - \omega_3 R_3^2 \cos \psi_3 \sin \psi_3 + R_2^2 \dot{\psi}_2 = 0, \\ & \omega_2(b_2 + R_2^2 \sin^2 \psi_2 + R_3^2 + R_1^2 \cos^2 \psi_1) - \\ & \quad - \omega_3 R_2^2 \cos \psi_2 \sin \psi_2 - \\ & \quad - \omega_1 R_1^2 \cos \psi_1 \sin \psi_1 + R_3^2 \dot{\psi}_3 = 0, \\ & \omega_3(b_3 + R_3^2 \sin^2 \psi_3 + R_1^2 + R_2^2 \cos^2 \psi_2) - \\ & \quad - \omega_1 R_3^2 \cos \psi_3 \sin \psi_3 - \\ & \quad - \omega_2 R_2^2 \cos \psi_2 \sin \psi_2 + R_1^2 \dot{\psi}_1 = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Подобно системе (11) для варианта А, система (13) при заданных компонентах угловой скорости $\omega_i(t)$, $i = 1, 2, 3$, представляет собой нелинейную систему дифференциальных уравнений для переменных $\psi_i(t)$, $i = 1, 2, 3$. Эти уравнения должны интегрироваться при начальных условиях

$$\psi_i(0) = 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad (14)$$

соответствующих начальному положению масс Q_i .

При заданных движениях подвижных масс, т.е. при заданных функциях $\psi_i(t)$, $i = 1, 2, 3$, уравнения (13) образуют линейную алгебраическую систему уравнений для компонентов $\omega_i(t)$, $i = 1, 2, 3$.

Представляется, что системы уравнений (11) и (13) заслуживают дальнейшего изучения.

ПРОИЗВОЛЬНЫЙ ПЛОСКИЙ ПОВОРОТ

Рассмотрим плоский поворот тела вокруг произвольной неподвижной оси. В этом случае имеем

$$\omega(t) = e\dot{\varphi}(t), \quad (15)$$

где e — единичный вектор неподвижной оси поворота, φ — угол поворота. Приравнивая друг друга соотношения (6) и (15), получим

$$\omega_i = \gamma_i \dot{\varphi}, \quad \gamma_i = e e_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (16)$$

где постоянные γ_i — направляющие косинусы вектора e в системе координат $Sx_1x_2x_3$, связанной с телом.

Подставим соотношение (16) в уравнения (11) и перейдем в этих уравнениях к независимой переменной φ — углу поворота тела. Получим

$$\begin{aligned} & a_1 \frac{dy_1}{d\varphi} + \gamma_3(b_3 + a_1^2 + a_2^2 + y_1^2 + y_3^2) - \\ & \quad - \gamma_1 a_3 y_3 - \gamma_2 a_2 y_2 = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & a_2 \frac{dy_2}{d\varphi} + \gamma_1(b_1 + a_2^2 + a_3^2 + y_2^2 + y_1^2) - \\ & \quad - \gamma_2 a_1 y_1 - \gamma_3 a_3 y_3 = 0, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & a_3 \frac{dy_3}{d\varphi} + \gamma_2(b_2 + a_3^2 + a_1^2 + y_3^2 + y_2^2) - \\ & \quad - \gamma_3 a_2 y_2 - \gamma_1 a_1 y_1 = 0. \end{aligned}$$

Аналогично, система (13) после перехода к независимой переменной φ приобретает вид

$$\begin{aligned} & R_1^2 \frac{d\psi_1}{d\varphi} + \gamma_3(b_3 + R_1^2 + R_2^2 \cos^2 \psi_2 + R_3^2 \sin^2 \psi_3) - \\ & \quad - \gamma_1 R_3^2 \cos \psi_3 \sin \psi_3 - \gamma_2 R_2^2 \cos \psi_2 \sin \psi_2 = 0, \\ & R_2^2 \frac{d\psi_2}{d\varphi} + \gamma_1(b_1 + R_2^2 + R_3^2 \cos^2 \psi_3 + R_1^2 \sin^2 \psi_1) - \\ & \quad - \gamma_2 R_1^2 \cos \psi_1 \sin \psi_1 - \gamma_3 R_3^2 \cos \psi_3 \sin \psi_3 = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & R_3^2 \frac{d\psi_3}{d\varphi} + \gamma_2(b_3 + R_3^2 + R_1^2 \cos^2 \psi_1 + R_2^2 \sin^2 \psi_2) - \\ & \quad - \gamma_3 R_2^2 \cos \psi_2 \sin \psi_2 - \gamma_1 R_1^2 \cos \psi_1 \sin \psi_1 = 0. \end{aligned}$$

Начальные условия, вытекающие из условий (12) и (14), запишутся в виде

$$\begin{aligned} & y_i = 0 \quad \text{при} \quad \varphi = 0, \quad i = 1, 2, 3, \\ & \psi_i = 0 \quad \text{при} \quad \varphi = 0, \quad i = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (19)$$

для уравнений (17) и (18) соответственно.

Из полученных уравнений следует, что параметры y_i и ψ_i движения подвижных масс Q_i , $i = 1, 2, 3$, однозначно определяются углом поворота φ и не зависят от характера изменения угла $\varphi(t)$ во времени.

ПРИМЕРЫ

Сначала в качестве простого примера рассмотрим плоский поворот тела вокруг одной из его главных центральных осей инерции. Пусть оси системы координат $Sx_1x_2x_3$, связанной с телом P , совпадают с главными центральными осями инерции этого тела. Тогда тензор инерции J тела P имеет диагональный вид. Рассматривая вращение тела P вокруг оси Sx_3 , имеем, согласно равенствам (6) и (16):

$$\omega = \omega_3 e_3 = \dot{\varphi} e_3, \quad \gamma_1 = \gamma_2 = 0, \quad \gamma_3 = 1. \quad (20)$$

Из равенства (8) получим

$$b_3 = (2m_0)^{-1} J_3, \quad (21)$$

где J_3 — главный центральный момент инерции тела P вокруг оси Sx_3 .

Вращение тела P вокруг оси Sx_3 можно обеспечить при помощи одной пары подвижных масс — Q_1 и Q_4 .

Рассматривая сначала вариант А, положим $y_2 = y_3 = 0$. Принимая во внимание также соотношения (20), получим, что система (17) сводится к одному уравнению

$$a_1 \frac{dy_1}{d\varphi} + b_3 + a_1^2 + a_2^2 + y_1^2 = 0. \quad (22)$$

Интегрируя уравнение (22) при начальных условиях (19) и учитывая равенство (21), имеем

$$y_1 = -c \operatorname{tg} \frac{c\varphi}{a_1}, \quad c = [(2m_0)^{-1} J_3 + a_1^2 + a_2^2]^{1/2}. \quad (23)$$

Заметим, что равенство (23) предусматривает неограниченность смещения y_1 при

$$\varphi \rightarrow \pm\varphi_*, \quad \varphi_* = \frac{\pi a_1}{2c},$$

где c определено соотношением (23). Поэтому реализация варианта А имеет смысл при достаточно малых углах поворота тела: при $|\varphi| < \varphi_*$.

Переходя к варианту В, положим $\psi_2 = \psi_3 = 0$ в системе (18) и примем во внимание соотношения (20). Тогда система (18) приводится к уравнению

$$R_1^2 \frac{d\psi_1}{d\varphi} + b_3 + R_1^2 + R_2^2 = 0.$$

Интегрируя это уравнение при начальных условиях (19), получим

$$\psi_1 = -\frac{(2m_0)^{-1} J_3 + R_1^2 + R_2^2}{R_1^2} \varphi.$$

Как видно, вариант В не имеет ограничений, присущих варианту А, и позволяет в принципе осуществлять поворот на любой угол.

Рассмотрим теперь для варианта В пример поворота тела P вокруг оси, не совпадающей с его главными центральными осями инерции. Примем следующие значения постоянных, фигурирующие в уравнениях (18):

$$\begin{aligned} R_1 = R_2 = R_3 = 1; \quad b_1 = 1.5, \quad b_2 = 2, \\ b_3 = 2.5; \quad \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Результаты численного интегрирования системы (18) с параметрами (24) при начальных условиях (19) представлены на рис. 4, где кривые 1, 2, 3 соответствуют зависимостям $\psi_1(t)$, $\psi_2(t)$, $\psi_3(t)$. Заметим, что эти кривые не сильно отличаются от линейных зависимостей.

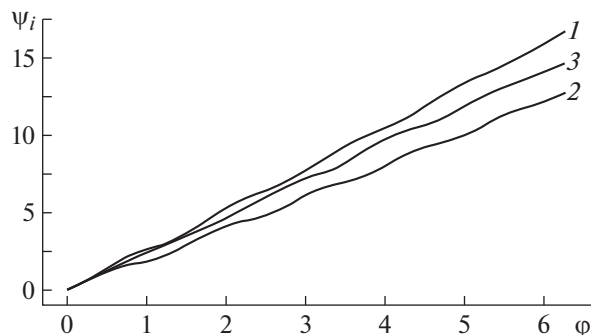


Рис. 4. Зависимости $\psi_i(t)$ для примера (вариант В).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный способ пространственной переориентации твердого тела основан на управлении движением при помощи трех пар вспомогательных точечных масс, которые могут перемещаться относительно тела. Рассмотрены два варианта движения этих масс: по прямолинейным и круговым траекториям, причем второй вариант предпочтительнее. Предложенный способ управления позволяет осуществлять произвольное изменение ориентации, в том числе путем плоского поворота вокруг произвольной оси. Изложенный подход к изменению ориентации может представлять интерес для управления движением различных аппаратов, в том числе космических, и мобильных роботов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Я.Д. Котлярова за проведение расчетов и И.Е. Солодовникову за помощь в подготовке сообщения.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-11-00307, <https://rscf.ru/en/project/18-11-00307/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черноусько Ф.Л. Изменение ориентации твердого тела при помощи вспомогательной массы // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 490. С. 79–81.
2. Chernousko F.L. Two- and three-dimensional motions of a body controlled by an internal movable mass // Nonlinear Dynamics. 2020. V. 99. № 1. P. 793–802.
3. Черноусько Ф.Л. Управление ориентацией тела при помощи нескольких подвижных масс // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 493. С. 70–74.

4. *Chernousko F.L.* Reorientation of a rigid body by means of internal masses // *Nonlinear Dynamics*. 2020. V. 102. P. 1209–1214.
5. *Черноузько Ф.Л.* Об использовании нескольких подвижных масс для переориентации тела // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 503. С. 52–56.
6. *Ишлинский А.Ю.* Ориентация, гироскопы и инерциальная навигация // М.: Наука, 1976. 672 с.

CHANGE OF THE BODY ORIENTATION BY MEANS OF THREE PAIRS OF MOVABLE MASSES

Academician of the RAS **F. L. Chernousko**^a

^a *Institute for Problems in Mechanics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A new method is proposed for the change of the rigid body orientation in space by means of several movable point masses. It is assumed that these masses form three pairs, and the masses of each pair move symmetrically to each other. It is shown that, under the assumptions made, any given motion of the body can be implemented, including a planar turn about an arbitrary axis. Two versions of the algorithm are proposed.

Keywords: dynamics of rigid body, control of motion, orientation

УДК 620.9

ЭНЕРГЕТИКА, ДЕМОГРАФИЯ, КЛИМАТ – ЕСТЬ ЛИ АЛЬТЕРНАТИВА ОТКАЗУ ОТ ИСКОПАЕМОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ТОПЛИВА?

© 2022 г. Академик РАН В. В. Клименко^{1,2,*}, академик РАН А. В. Клименко³,
О. В. Микушина^{1,2}, А. Г. Терешин^{1,2,**}

Поступило 12.05.2022 г.

После доработки 19.05.2022 г.

Принято к публикации 25.05.2022 г.

Исследуются альтернативные сценарии развития мировой энергетики, основанные на низких вариантах изменения численности населения планеты, с точки зрения предотвращения опасных глобальных изменений климата. Показано, что для удержания повышения среднеглобальной температуры в безопасных пределах при сохранении современных темпов роста энергопотребления и населения планеты необходима радикальная перестройка мировой энергетики – “великий энергопереход” – с полным отказом от использования органического топлива уже в ближайшие десятилетия, что представляется невозможным с учетом инерционности развития и распространения энергетических технологий. С использованием авторских подходов к прогнозированию объема и структуры мирового энергопотребления сформированы альтернативные сценарии эмиссии диоксида углерода при осуществлении низких, но вполне реальных вариантов демографической динамики. На основе расчетов на моделях глобального углеродного цикла и климата показано, что развитие естественных демографических процессов способно сдержать рост и обеспечить дальнейшее снижение концентрации углекислого газа в атмосфере Земли, ограничив повышение среднеглобальной температуры вполне безопасным уровнем в 1.8°C по сравнению с доиндустриальным периодом без крупномасштабной перестройки мировой энергетики.

Ключевые слова: энергопотребление, энергопереход, декарбонизация, демография, изменения климата, модели, сценарии

DOI: 10.31857/S2686740022070070

ВВЕДЕНИЕ

Геологическая история Земли и населяющей ее цивилизации развивается по своим естественным законам, для которых, в отличие от экономических и гуманитарных проблем, геополитические возмущения не столь значимы. Поэтому проблема глобальных изменений климата, которая мировым научным сообществом признана как одна из важнейших для благополучия человечества [1], неизменно сохраняет свое значение. Правительства большинства стран мира, осознавая потенциальную угрозу развития глобального потепления для мировой экономики,

последовательно принимали важные решения по ограничению антропогенного воздействия на климат (Рамочная конвенция ООН об изменении климата, 1992; Киотский протокол, 1997; Парижское соглашение РКИК, 2015; Пакт Глазго, 2021), направленные на предотвращение повышения среднеглобальной температуры более чем на 1.5°–2.0° по сравнению с доиндустриальным периодом (1850–1900 гг.) – уровнем, признанным максимально допустимым [1].

Однако, как было показано в [2–4], меры, предусмотренные Парижским соглашением, не способны обеспечить достижение этой цели, и лишь новые масштабные ограничения, накладываемые недавним Пактом Глазго (2021), теоретически позволяют реализовать эту возможность. Вместе с тем воплощение курса Глазго потребует беспрецедентных усилий во всех основных отраслях мировой экономики – энергетике, транспорте, сельском и лесном хозяйстве – и сегодня выглядят трудно выполнимыми. Авторы настоящей работы не раз выражали сомнение в том, что мировое сообщество располагает реальными возможностями для удержания повышения средней

¹ Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

² Институт энергетических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, Москва, Россия

*E-mail: nilgpe@mpei.ru

**E-mail: TereshinAG@mpei.ru

глобальной температуры в заданных пределах. Эта задача действительно выглядит почти неразрешимой, но только в том случае, когда народонаселение мира продолжит свой безостановочный рост в период вплоть до конца столетия.

ДЕМОГРАФИЯ

Именно так сегодня выглядит демографическая картина мира в представлении Отдела народонаселения ООН (далее ООН) (рис. 1), согласно которой численность населения мира стабилизируется в конце столетия на уровне 9–11 млрд чел., т.е. примерно на четверть выше современного. Соответственно, и влияние на окружающую среду (без применения дополнительных ограничительных мер) также обречено на возрастание в ближайшие десятилетия. Совершенно очевидно, что масштаб этого влияния критическим образом зависит от того, какому именно из представленных на рис. 1 сценариев суждено осуществиться. Случилось так, что представления ООН играют доминирующую роль в области демографического прогнозирования. В самом деле, почти во всех известных нам прогнозах развития энергетики, промышленности, сельского и лесного хозяйства, транспорта используется только один долгосрочный демографический прогноз¹ – это медианный прогноз ООН, который выпускается на регулярной основе каждые два года, начиная с 1980-х гг., а нерегулярно – с 1951 г. Такая беспредельная вера в единственный источник прогноза не встречается ни в одной другой области современного знания и вызвана в немалой степени тем, что ООН до сих пор, по-видимому, хорошо справляется с возложенной на нее миссией. Например, численность народонаселения мира, составившая 7.79 млрд чел. в 2020 г., практически точно совпадает с прогнозом 1980 г. [8], но, правда, сильно отличается от прогноза 1973 г. в 8.42 млрд чел. и даже прогноза 1990 г. в 8.09 млрд чел. [9]. Таким образом, все, что известно сейчас – это способность ООН продуцировать удовлетворительные прогнозы с точностью до 5% на горизонтах до 40 лет [9], но про качество более далеких прогнозов сегодня сказать ничего нельзя, поскольку горизонты дальностью более 50 лет вошли в обращение лишь в 1994 г., а свыше 80 лет – только в 2010 г. Однако теперь, в свете событий последних десятилетий, уже не кажется невероятным резкое снижение фертильности² во многих

странах мира до уровня гораздо ниже простого воспроизводства населения и поэтому стоит приоткрыть к тем демографическим прогнозам, которые достаточно тщательно и подробно изучают такую возможность.

На недостатки прогнозов ООН обращают внимание ряд современных исследователей [6, 7, 10, 11]. Главный недостаток этих прогнозов видится в весьма произвольном предположении о финальной конвергенции фертильности к единому значению в 1.75 для всех стран мира, преодолевших в своем развитии порог фертильности в 2.1, соответствующий простому воспроизводству населения. Однако в последнюю четверть столетия появились десятки стран, в которых фертильность упала гораздо ниже 1.75 и остается на этом чрезвычайно низком уровне десятилетиями (Греция, Италия, Польша, Таиланд, Тайвань, Южная Корея и др.). Оказывается также, что финальные значения фертильности прекрасно коррелируют с двумя ключевыми социальными факторами – продолжительностью обучения и доступностью средств регулирования рождаемости для женщин репродуктивного возраста. Учет этих новых обстоятельств позволяет выстроить более обоснованные демографические модели, которые предсказывают достижение пика численности населения мира уже через несколько десятилетий с заметной последующей депопуляцией до конца столетия. Анализ публикаций последних лет показывает, что численность населения планеты в конце текущего столетия скорее может находиться в пределах 6–9 млрд чел. (рис. 2), что, несомненно, должно сказаться на воздействии земной цивилизации на окружающую среду. В этой системе воззрений медианный прогноз ООН является вовсе не золотой серединой, как многие склонны полагать, а верхней огибающей целого семейства альтернативных сценариев (рис. 2). В настоящей работе используются два таких сценария [10] вместе с традиционным медианным сценарием ООН [12].

ЭНЕРГЕТИКА И ВЫБРОСЫ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА

В первую очередь вышеупомянутые демографические процессы повлияют на мировое энергопотребление. Как было показано ранее [13], в результате постиндустриального развития удельное душевое энергопотребление стабилизируется на уровне, в основном определяемом природно-географическими условиями, и в среднем по миру составит около 3 т у.т./чел. год, что почти не отличается от современного. Это означает, что динамика будущего энергопотребления практически полностью определена демографическим фактором.

¹ Едва ли не единственным исключением подобного рода является предпоследний доклад Межправительственной группы экспертов по изменению климата [5], в котором был использован альтернативный демографический прогноз Института прикладного системного анализа [6, 7].

² Фертильность – ключевой демографический фактор, определяемый как количество рождений, приходящееся на одну женщину репродуктивного возраста (15–49 лет).

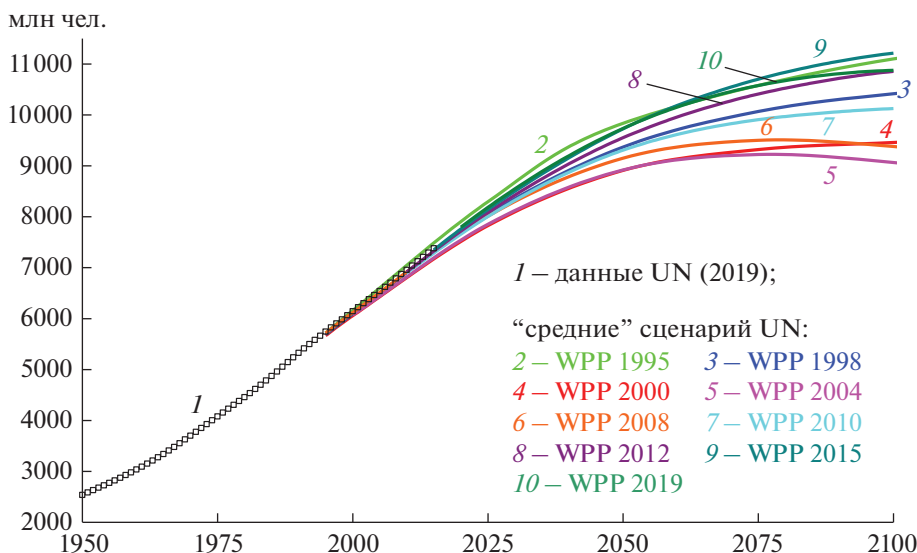


Рис. 1. Эволюция “средних” сценариев численности мирового населения ООН по оценкам 1995–2019 гг. и данные демографической статистики [12].

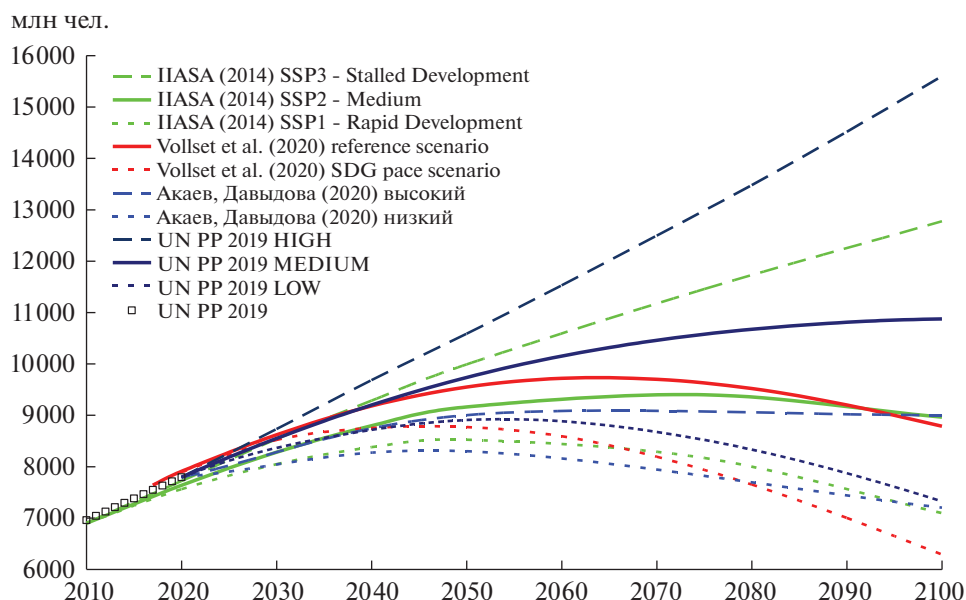


Рис. 2. Сценарии численности населения мира [6, 10–12].

Для настоящих расчетов мы используем два демографических сценария из работы [10] – высокий “базовый (reference)” и более низкий “устойчивый (SDG)” как наиболее аргументированные с медицинской точки зрения и находящиеся в верхней и нижней частях диапазона депопуляционных сценариев (рис. 2).

В этом случае снижение численности населения приводит к уменьшению потребления энергии в мире (рис. 3), которое к концу столетия может достигнуть 20–40% от базового варианта

(примерно 30 млрд т у.т. к 2100 г.). Более того, в радикальном сценарии SDG валовое энергопотребление уже к середине столетия прекращает свой рост, а к концу века и вовсе оказывается ниже современного.

Уменьшение потребления энергии неминуемо приводит к снижению эмиссии основного парникового газа – диоксида углерода. В настоящей работе мы рассматриваем два варианта развития мировой энергетики в текущем столетии:

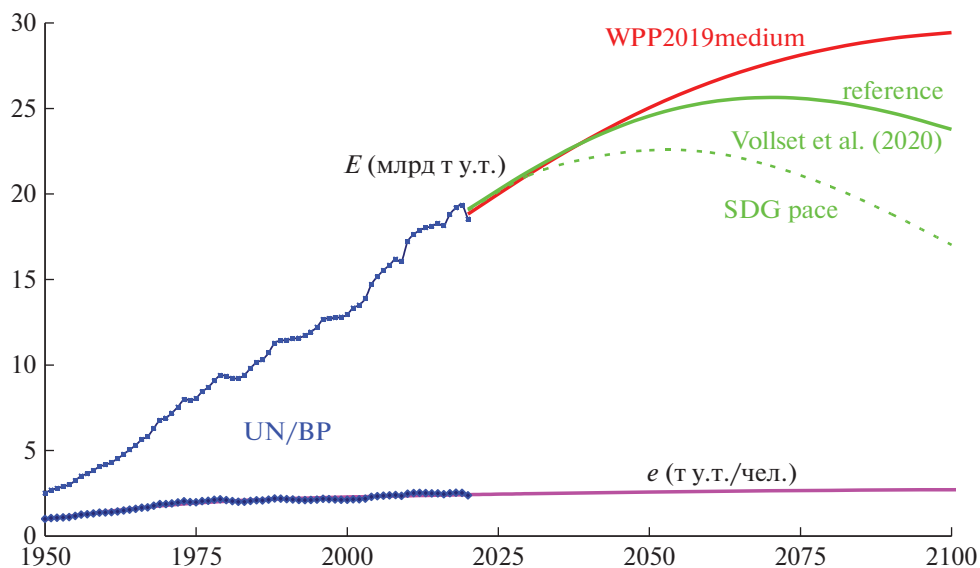


Рис. 3. Валовое (E) и удельное (e) коммерческое энергопотребление по демографическим сценариям WPP2019 medium [12], reference и SDG [10] вместе с историческими данными UN/BP.

1) “const CC rate” — сохранение темпов снижения углеродной интенсивности энергопотребления, предусмотренных Парижским соглашением (примерно 0.8% в год) [2];

2) “const nonCO2 rate” — сохранение темпов развития безуглеродных источников энергии (ГЭС, АЭС, НВИЭ), необходимых для выполнения условий Парижского соглашения, при которых ежегодное производство энергии с их помощью к 2100 г. достигнет примерно 20 млрд т у.т. [2].

В результате мировая индустриальная эмиссия диоксида углерода после 2030 г. существенно снижается, на 15–40% по сравнению с базовым Парижским сценарием из [2], а в наиболее радикальном варианте — даже в 10 раз к концу столетия (рис. 4).

КОНЦЕНТРАЦИИ CO_2 И СРЕДНЕГЛОБАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Результаты расчетов изменения среднеглобальной концентрации диоксида углерода для двух вариантов развития мировой энергетики по демографическим сценариям [10] “reference” и “SDG” представлены на рис. 5. Снижение индустриальной эмиссии углекислого газа за счет демографически обусловленного уменьшения энергопотребления существенно меняет тенденции изменения содержания этого основного парникового газа в атмосфере Земли и формирует максимум концентрации CO_2 во второй половине столетия на уровне 500–520 млн⁻¹, за которым следует ее дальнейшее снижение.

Изменения выбросов прочих парниковых газов (метан, закись азота, хлорфторуглеводороды и пр.), а также оксидов серы и соответствующий радиационный форсинг (изменения теплового радиационного баланса атмосферы) принимались пропорциональными снижению численности населения для каждого из демографических сценариев по сравнению с базовым (“Парижским”) сценарием.

Выполненные на комбинированной климатической модели МЭИ расчеты изменения среднеглобальной температуры по используемым демографическим сценариям представлены на рис. 6 вместе с оценками из недавней работы [14] для сценария имплементации инициатив по трансформации мировой энергетики конференции сторон РККИК ООН в Глазго (2021).

Следует отметить, что рассмотренные здесь альтернативные демографические сценарии [10] не предполагают осуществление жестких насильственных мер по ограничению рождаемости — напротив, даже наиболее радикальный сценарий SDG непосредственно вытекает из Целей устойчивого развития, провозглашенных Генеральной Ассамблеей ООН в 2015 г., предусматривающих распространение современных образовательных, медицинских и гигиенических стандартов на развивающиеся страны. Тем более поразительно, что по сути глобальная гуманитарная акция оказывает на динамику климата эффект в перспективе даже больший, чем осуществление Великого энергетического перехода (рис. 6). Демографический переход позволяет достичь главной цели Парижского соглашения, используя преимущественно гуманитарные средства без болезненной

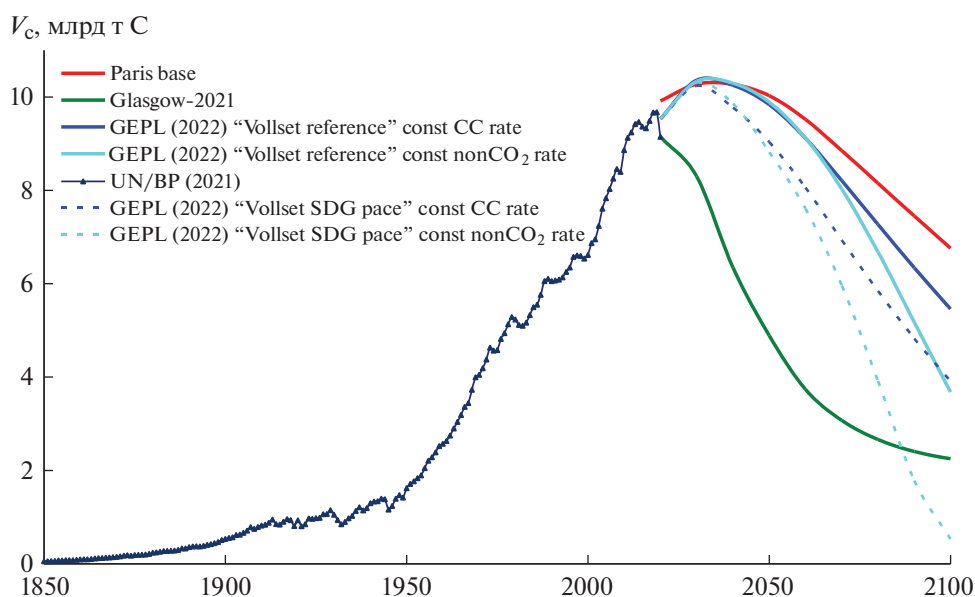


Рис. 4. Индустриальная эмиссия CO_2 : базовый Парижский сценарий [2], сценарий Глазго-энергопереход [14] и расчеты настоящей работы для двух вариантов демографических сценариев [10] вместе с историческими данными CDIAC/UN/BP.

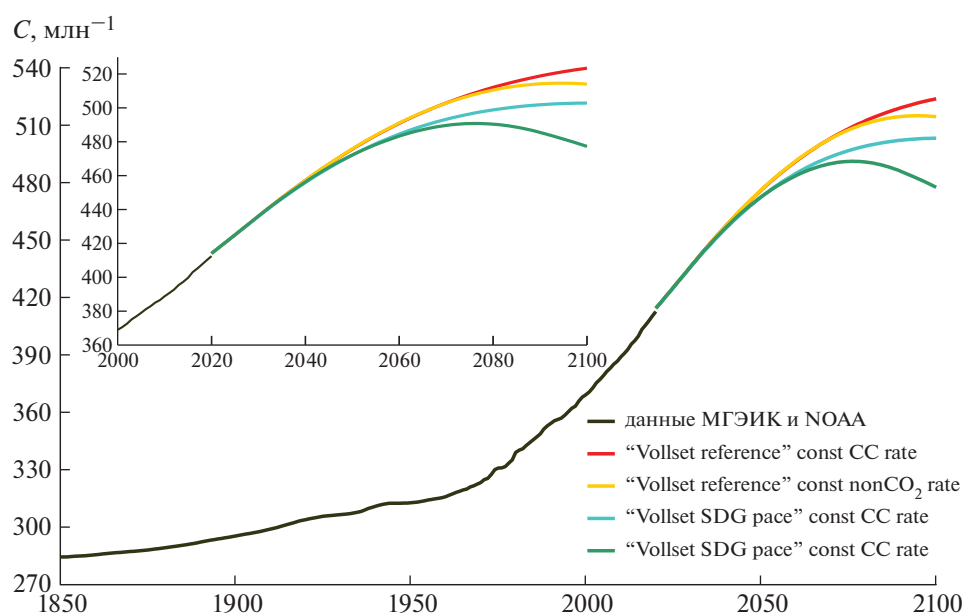


Рис. 5. Изменение среднелобальной концентрации диоксида углерода C : модельные оценки настоящей работы для двух вариантов демографических сценариев [10], а также исторические данные МГЭИК и NOAA.

и чрезвычайно затратной ломки мировой энергетической системы и отказа от исторически сложившихся стандартов потребления, неизбежно связанных с глобальным энергопереходом. Сходные результаты получены и другими исследователями, например, [15], которые указывают на важную роль демографической политики (планирование семьи, контроль рождаемости и пр.) в

снижении антропогенного воздействия на климатическую систему.

ВЫВОДЫ

1. Мировое сообщество не располагает реальными возможностями ограничить повышение температуры 2°C и тем более 1.5°C в случае, если

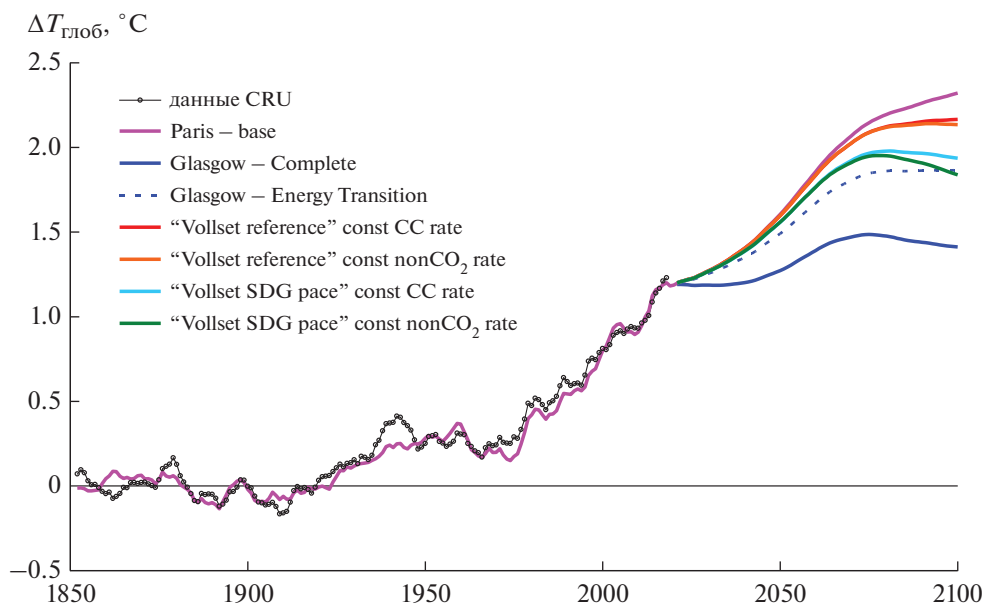


Рис. 6. Изменения среднеглобальной температуры $\Delta T_{\text{глоб}}$ (в отклонениях от среднего за 1850–1900 гг.): модельные оценки настоящей работы для двух вариантов демографических сценариев [10], базовый сценарий “Париж” из [2], сценарии “Глазго-энергопереход” и “Глазго-полный” из [14], а также данные наблюдений CRU.

не будет остановлен рост народонаселения мира во время жизни нынешнего поколения.

2. Естественное развитие процессов в демографической сфере, таких как развитие женского образования, расширение доступности средств регулирования рождаемости, поощрение миграции, способствует разрешению климатической и иных проблем, связанных с деградацией окружающей среды.

3. Прогресс в гуманитарной области может существенно снизить напряжение, связанное с необходимостью ускоренных энергоперехода и декарбонизации.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы данные Статистической и Демографической служб ООН (UN, <https://data.un.org/>), компании British Petroleum (BP, <https://www.bp.com/>), Информационно-аналитического центра по диоксиду углерода США (CDIAC, <http://cdiac.ornl.gov>), Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК, <http://www.ipcc.ch>), Национальной службы по атмосфере и океану США (NOAA, <ftp://aftp.cmdl.noaa.gov/products/trends/>), Центра климатических исследований Университета Восточной Англии (CRU, <http://www.cru.uea.ac.uk/cru/data/temperature/>).

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа подготовлена по результатам исследований, выполненных в ИНЭИ РАН в области демографии и климатологии (грант РНФ № 21-79-30013) и НИТУ “МИСиС” в области энергетических ресурсов (грант РНФ № 22-29-00680).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Climate Change 2013. The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Eds. by T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M.M.B. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley. Cambridge (UK), N.Y. (NY, USA): Cambridge University Press, 2013.
2. Клименко В.В., Клименко А.В., Микушина О.В., Терешин А.Г. Избежать потепления на 2°C – миссия невыполнима // Теплоэнергетика. 2016. № 9. С. 3–8. <https://doi.org/10.1134/S0040363616090022>
3. Акаев А.А., Давыдова О.И. Парижское климатическое соглашение вступает в силу. Состоится ли великий энергетический переход? // Вестник РАН. 2020. Т. 90. № 10. С. 926–938. <https://doi.org/10.31857/S0869587320100023>
4. Клименко В.В., Клименко А.В., Терешин А.Г., Микушина О.В. Сможет ли энергопереход остановить глобальное потепление и почему так сильно ошибаются климатические прогнозы? // Теплоэнергетика. 2022. № 3. С. 5–19. <https://doi.org/10.1134/S0040363622030067>
5. IPCC. Global warming of 1.5°C. An IPCC special report on the impacts of global warming of 1.5°C above

- pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty. Geneva: World Meteorological Organization, 2018.
6. World Population and Human Capital in the 21st Century / W.Lutz, W.P. Butz, S. KC (Eds.) Oxford: Oxford University Press, 2014.
 7. *KC S., Lutz W.* The human core of the shared socioeconomic pathways: Population scenarios by age, sex and level of education for all countries to 2100 // *Global Environmental Change*. 2017. V. 42. P. 181–192. <https://doi.org/10.1016/j.gloenvcha.2014.06.004>
 8. World Population Prospects as Assessed in 1980. UN. N.Y., 1981.
 9. *Buettner T.* World Population Prospects – A Long View // *Economie et Statistique / Economics and Statistics*. 2020. № 520-521. P. 9–27. <https://doi.org/10.24187/ecostat.2020.520d.2030>
 10. *Vollset S.E., Goren E., Yuan C.W., Cao J., Smith A.E., Hsiao T., Bisignano C., Azhar G.S., Castro E., Chalek J., Dolgert A.J., Frank T., Fukutaki K., Hay S.I., Lozano R., Mokdad A.H., Nandakumar V., Pierce M., Pletcher M., Robalik T., Steuben K.M., Wunrow H.Y., Zlavog B.S., Murray C.J.L.* Fertility, mortality, migration, and population scenarios for 195 countries and territories from 2017 to 2100: a forecasting analysis for the Global Burden of Disease Study // *Lancet*. 2020. V. 396 (10258). P. 1285–1306. [https://doi.org/10.1016/S0140-6736\(20\)30677-2](https://doi.org/10.1016/S0140-6736(20)30677-2)
 11. *Акаев А.А., Садовничий В.А.* Математическая модель демографической динамики со стабилизацией численности населения мира вокруг стационарного уровня // *ДАН*. 2010. Т. 435. № 3. С. 320–324.
 12. United Nations, Department of Economic and Social Affairs, Population Division (2019). World Population Prospects 2019, Online Edition. Rev. 1.
 13. *Клименко В.В., Терешин А.Г.* Мировая энергетика и глобальный климат после 2100 г. // *Теплоэнергетика*. 2010. № 12. С. 38–44.
 14. *Клименко В.В., Микушина О.В., Терешин А.Г.* Глазго: трудный путь к цели 1.5°C // *Доклады РАН. Физика, технические науки*. 2022. Т. 505. С. 50–56. <https://doi.org/10.31857/S2686740022040046>
 15. *Dodson J.C., Dérer P., Cafaro P., Götmark F.* Population growth and climate change. Addressing the overlooked threat multiplier // *Science of the Total Environment*. 2020. V. 748. Id. 141346. <https://doi.org/j.scitotenv.2020.141346>

ENERGY, DEMOGRAPHY, CLIMATE – IS THERE AN ALTERNATIVE TO ABANDONING FOSSIL FUELS?

Academician of the RAS **V. V. Klimenko^{a,b}**, Academician of the RAS **A. V. Klimenko^c**,
O. V. Mikushina^{a,b}, and **A. G. Tereshin^{a,b}**

^a National Research University “MPEI”, Moscow, Russia

^b Energy Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^c National University of Science and Technology “MISIS”, Moscow, Russia

The paper analyzes alternative scenarios for the world energy development, based on low options for the world’s population growth, from the point of view of preventing dangerous global climate change. It is shown that in order to keep the increase in the average global temperature within the safe limits while maintaining the current growth rates of energy consumption and the world’s population, a radical restructuring of the world energy sector is necessary – the “great energy transition” – with a complete rejection of the use of fossil fuels in the coming decades, which seems impossible given the inertia of the development and spread of energy technologies. Using the author’s approaches to forecasting the amount and structure of world energy consumption, alternative carbon dioxide emissions scenarios have been formed in the based on the low, but quite real trends for demographic dynamics. Based on simulations on the models of the global carbon cycle and climate, it has been shown that the development of natural demographic processes can restrain growth and ensure a further decrease in the concentration of carbon dioxide in the Earth’s atmosphere, limiting the increase in the global average temperature to a completely safe level of 1.8 degrees compared to the pre-industrial period without a large-scale restructuring of the world energy.

Keywords: energy consumption, energy transition, decarbonization, demography, climate change, models, scenarios