



СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ

V Международная молодежная
научная школа-конференция

18—23 апреля 2016 года

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Часть 1

Москва

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН

Современные проблемы физики и технологий

V Международная молодежная научная школа-конференция

18–23 апреля 2016 года

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Часть 1

МОСКВА

УДК 53 + 539.1
22.3
М 43

Современные проблемы физики и технологий. V-я Международная молодежная научная школа-конференция, 18–23 апреля 2016 г.: Тезисы докладов. Часть 1. М.: НИЯУ МИФИ, 2016.– 376 с.

Международные молодежные научные школы-конференции «Современные проблемы физики и технологий» проходят на базе НИЯУ МИФИ и ФИАН ежегодно. Целью научной школы является привлечение молодых ученых, аспирантов и студентов к обсуждению актуальных научных проблем современной фундаментальной и прикладной физики, ядерных и физических технологий, повышение квалификации будущих исследователей и привлечение молодых кадров в науку и образование. Лекторами школ приглашаются ведущие в мире ученые по передовым направлениям физики, технологии, техники и образования. Формат школы предусматривает доклады молодых ученых на устной и стендовой секциях.

Сборник тезисов докладов V Международной молодёжной научной школы объединил работы студентов, аспирантов и молодых ученых, выполненные в исследовательских центрах и лабораториях РФ, стран СНГ и зарубежья. В рамках V Международной молодёжной научной школы-конференции организованы тематические секции: теоретическая физика, космо- и астрофизика, ядерная физика и технологии, физика твердого тела и нанотехнологии, лазерная физика, оптика и физика плазмы, материаловедение и технологии производственных процессов, кибернетика, автоматика и электроника, биомедицинская физика и технологии, а также доклады на английском языке.

Тезисы докладов издаются в авторской редакции

ISBN 978-5-7262-2250-9

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2016

О Международной молодёжной научной школе-конференции

Международные молодежные научные школы-конференции «Современные проблемы физики и технологий» проходят на базе НИЯУ МИФИ и ФИАН ежегодно. Целью научной школы является привлечение молодых ученых, аспирантов и студентов к обсуждению актуальных научных проблем современной фундаментальной и прикладной физики, ядерных и физических технологий, повышение квалификации будущих исследователей и привлечение молодых кадров в науку и образование. Лекторами школ приглашаются ведущие в мире ученые по передовым направлениям физики, технологии, техники и образования. Формат школы предусматривает доклады молодых ученых на устной и стендовой секциях. Сборник тезисов докладов V Международной молодёжной научной школы объединил работы студентов, аспирантов и молодых ученых, выполненные в исследовательских центрах и лабораториях РФ, стран СНГ и зарубежья. В рамках V Международной молодёжной научной школы-конференции организованы тематические секции: Теоретическая физика, космо- и астрофизика, Ядерная физика и технологии, Физика твердого тела и нанотехнологии, Лазерная физика, оптика и физика плазмы, Материаловедение и технологии производственных процессов, Кибернетика, автоматика и электроника, Биомедицинская физика и технологии, а также доклады на английском языке.

Место проведения

V Международная молодёжная научная школа-конференция пройдет с 18 по 23 апреля 2016 года в Москве на базе Национального исследовательского ядерного университета МИФИ и физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Рабочий язык школы: русский и английский

Организаторы международной молодёжной научной школы-конференции

- Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
- Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
- Российский Фонд Фундаментальных Исследований

Сопредседатели программного комитета

- О.Н. Крохин – академик РАН
- М.Н. Стриханов – ректор НИЯУ МИФИ

Секции программного комитета:

Теоретическая физика, космо- и астрофизика

- А.А. Петрухин (НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- В.В. Борог (НИЯУ МИФИ)
- А.М. Гальпер (НИЯУ МИФИ)
- В.В. Дмитренко (НИЯУ МИФИ)
- С.В. Колдашев (НИЯУ МИФИ)
- Н.Г. Полухина (ФИАН)
- С.В. Попруженко (НИЯУ МИФИ)
- И. И. Яшин (НИЯУ МИФИ)

Ядерная физика и технологии

- С.А. Попов (НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- Г.К. Барышев (НИЯУ МИФИ)
- А.В. Берестов (НИЯУ МИФИ)
- Н.И. Гераскин (НИЯУ МИФИ)
- В.Б. Глебов (НИЯУ МИФИ)
- В. В. Кондаков (НИЯУ МИФИ)
- К.В. Куценко (НИЯУ МИФИ)
- Г.В. Тихомиров (НИЯУ МИФИ)
- В.С. Харитонов (НИЯУ МИФИ)

Физика твердого тела и нанотехнологии

- Н.И. Каргин (НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- В.А. Кашурников (НИЯУ МИФИ)
- Ю.Н. Кульчин (ДВО РАН, НИЯУ МИФИ)
- В.С. Лебедев (ФИАН, МФТИ)
- А.П. Менушенков (НИЯУ МИФИ)
- Ю.А. Митягин (ФИАН)

Лазерная физика, оптика и физика плазмы

- В.И. Конов (ИОФАН, НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- Н.Н. Евтихийев (НИЯУ МИФИ)
- И.Г. Зубарев (ФИАН, НИЯУ МИФИ)
- А.П. Канавин (ФИАН, НИЯУ МИФИ)
- С.В. Киреев (НИЯУ МИФИ)
- С.П. Котова (СФ ФИАН)
- В.А. Курнаев (НИЯУ МИФИ)

- В.А. Макаров (МГУ)
- В.Я. Никулин (ФИАН, НИЯУ МИФИ)
- В.Н. Петровский (НИЯУ МИФИ)
- В.Ю. Тимошенко (МГУ)

Материаловедение и технологии производственных процессов

- Б.А. Калинин (НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- А.С. Аверин (ЗиО Подольск, НИЯУ МИФИ)
- В.Г. Бекетов (ВИТИ НИЯУ МИФИ)
- М.Г. Исаенкова (НИЯУ МИФИ)
- И.В. Могутов (ЗиО Подольск, НИЯУ МИФИ)
- Д.Б. Одлис (АЭМ-технологии, НИЯУ МИФИ)
- В.В. Столяров (ИМАШ РАН, НИЯУ МИФИ)
- А.Г. Суслов (МГИУ, НИЯУ МИФИ)
- В.М. Терехов (ЗиО Подольск, НИЯУ МИФИ)

Кибернетика и автоматика

- В.В. Ужва (НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- В.В. Климов (НИЯУ МИФИ)
- С.А. Королев (НИЯУ МИФИ)
- Н.М. Леонова (НИЯУ МИФИ)
- А.А. Малюк (НИЯУ МИФИ)
- С.М. Садчиков (НИЯУ МИФИ)
- А.О. Толоконский (НИЯУ МИФИ)

Биомедицинская физика и технологии

- А.В. Кабашин (Ун-т Марселя, Франция) – председатель секции
- Ю.Н. Анохин (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)
- В.Н. Беляев (НИЯУ МИФИ)
- В.В. Дмитриева (НИЯУ МИФИ)
- Л.Н. Комарова (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)
- А.А. Котляров (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)
- И.Р. Набиев (Реймский Университет Шампань-Арденн (Франция), НИЯУ МИФИ)
- В.Г. Никитаев (НИЯУ МИФИ)
- Н.Б. Эпштейн (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)

Доклады на английском языке

- Ю.А. Алещенко (ФИАН, НИЯУ МИФИ) – председатель секции
- Е.А. Комочкина (НИЯУ МИФИ)

- О.Ф. Клочкова (НИЯУ МИФИ)
- А.А. Мустафина (НИЯУ МИФИ)

Организационный комитет:

- И.Н. Завестовская (НИЯУ МИФИ, ФИАН) – председатель
- А.А. Фроня (НИЯУ МИФИ) – ответственный секретарь
- М.А. Алхимова (НИЯУ МИФИ)
- А.А. Ананская (НИЯУ МИФИ)
- А.В. Евсович (НИЯУ МИФИ)
- В.С. Казакевич (СФ ФИАН)
- Н.В. Карпов (НИЯУ МИФИ)
- П.Ф. Карцев (НИЯУ МИФИ)
- Н.А. Козловская (Кубанский ГУ)
- Н.Е. Котова (НИЯУ МИФИ, CGG, Великобритания)
- А.Н. Малов (ИГМУ)
- А.В. Парфенов («Лазерные технологии», США)
- О.В. Родионова (НИЯУ МИФИ)
- И.М. Тупицын (НИЯУ МИФИ)
- Л.П. Яценко (ИФ НАН, Украина)

Содержание

Доклады на английском языке

FEATURES IN MICA AND QUARTZ SPHERICALLY BENT CRYSTAL REFLECTIVITY APPEARED IN EXPERIMENTS WITH RELATIVISTIC LASER PLASMA	
<i>Alkhimova M.A., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya.</i>	21
THREE-DIMENTIONAL DISPLAY WITH VOLUMETRIC SCREEN	
<i>Alykova A.F., Kompanets I. N.</i>	23
HOLOGRAPHIC METHODS TO DESCRIBE SUPERCONDUCTIVITY	
<i>Blatov A.A.</i>	25
SIMULATION OF THE MULTI-WIRE DRIFT CHAMBER IN GARFIELD	
<i>Buzin S.G., Zadeba E.A.</i>	26
XENON GAMMA-RAY SPECTROMETER FOR MONITORING OF RADON CONCENTRATION FOR POSSIBLE EARTHQUAKES PRECURSORS SEARCH	
<i>Bychkova O.V., Novikov A.S., Ulin S.E., Shustov A.E.</i>	28
ERO MODELLING OF TUNGSTEN EROSION IN THE LINEAR PLASMA DEVICE PSI-2	
<i>Eksaeva A.A., Marenkov E.D., Nordlund K., Borodin D., Kreter A., Reinhart M., Kirschner A., Romazanov J., Brezinsek S.</i>	31
USING MIS-SENSOR AS SENSITIVE ELEMENT OF FIRE DETECTOR	
<i>Filipchuk D.V.</i>	33
INFLUENCE OF HEAT TREATMENT ON THERMODEFORMATION PROPERTIES OF THE FAST-TEMPERED TiNiCu ALLOY	
<i>Grigoriev A.A.</i>	36
Nd:GGG DISC LASER WITH MULTIPOINT SPATIALLY PERIODIC OPTICAL PUMPING	
<i>Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B.</i>	38

СОДЕРЖАНИЕ

PLASMONIC BOWTIE NANOANTENNAS FOR SINGLE-PHOTON SOURCES BASED ON SINGLE-COLOR-CENTERS IN NANODIAMONDS	
<i><u>Khoshooniy N.A., Kruse A., Lukishova S.G.</u></i>	41
DEVELOPMENT OF EXPERT DECISION SUPPORT SYSTEM FOR DOCTORS AT DIAGNOSIS OF ONCOLOGICAL DISEASES: ESOPHAGEAL CANCER, THYROID GLAND CANCER AND LIVER CANCER.	
<i><u>Korenevskaya P.Y., Kudryavtseva I.O., Ovcharova V.S., Nikitaev V.G., Pronichev A.N., Dmitrieva V.V., Selchyuk V.Y.</u></i>	44
RESEARCH ON THE MODULATION CHARACTERISTICS OF VERTICAL CAVITY SURFACE EMITTING LASERS	
<i><u>Korneeva A.A., Zibrov S.A., Vasiliev V.V.</u></i>	46
AUTOMATIC TESTING SYSTEM FOR WELDERS	
<i><u>Korol'kov D.S., Pashovkin I.V.</u></i>	47
PULSATING INSTABILITIES OF RICH HYDROGEN-AIR LAMINAR FLAMES IN A MODEL WITH DETAILED KINETIC MECHANISM	
<i><u>Korsakova A.I., Gubernov V.V.</u></i>	49
METHODS OF COMPRESSION OF DIGITAL HOLOGRAMS	
<i><u>Kurbatova E.A.</u></i>	51
TEMPORAL CHARACTERISTICS OF THE FLUORESCENCE OF NOVOCAINE MICROPOWDERS	
<i><u>Kurbonov A.K., Gorelik V.S., Rakhmatullaev I.A.</u></i>	54
EXPERIMENTAL DETERMINATION OF PRODUCTION ABILITY OF A MEDICAL CYCLOTRON	
<i><u>Kutuzov Ivan, Belyaev Vladimir</u></i>	57
SCALAR TRIPLET AND A DOMAIN WALL (EXACT SOLUTION)	
<i><u>Lizunova M.A., Gani V.A., Radomskiy R.V.</u></i>	60
ESTIMATION OF THE PARAMETERS OF SELF-PROPAGATING HIGH-TEMPERATURE SYNTHESIS FOR OBTAINING A MATRIX MATERIAL BASED ON PEROVSKITE CERAMICS FOR IMMOBILIZATION OF ACTINIDE FRACTION	
<i><u>Lutsik I.O., Kuzmin V.S., Posokhov D.V.</u></i>	62

СОДЕРЖАНИЕ

DEVELOPMENT OF THE FORECASTING MODEL FOR TIME SERIES WITH SPORADIC DEMAND <i>Makedonskaya E.M.</i>	64
INFLUENCE OF HETEROGENEOUS DEFECT FIELD ON MAGNETIZATION PROCESSES IN HTSC <i>Moroz A.N., Maksimova A.N.</i>	66
THE EFFICIENCY OF SQUAMOUS-CELL CANCER FLUORESCENCE DIAGNOSIS <i>Mukhin A.E., Stranadko E.F., Borodkin A.V., Grachev P.V., Loschenov V.B.</i>	68
MICRO – HOLES FABRICATION IN THIN FILM AU/PD USING FEMTOSECOND LASER PULSES <i>Nguyen T. H. T.,*, Emelyanov V. I., Zayarniy D. A., Ionin A. A., Kiseleva I. V., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Rudenko A. A.</i>	72
FABRICATION OF PERIODIC ARRAYS OF MICROHOLES IN THIN Ag-FILMS BY FEMTOSECOND LASER PULSES <i>Nguyen Trang T.H., Kudryashov Sergey I., Danilov Pavel N., Ionin Andrey A., Khmel'nitskii Roman A., Rudenko Andrey A., Saraeva Irina N., Zayarny Dmitry A.</i>	75
STUDY OF CHARACTERISTICS OF THE "SHASHLIK" TYPE ELECTROMAGNETIC CALORIMETER <i>Pereyma D.Yu., Egorychev V.Yu., Golubkov D.Yu., Prokudin M.S., Korolko I.E., Zaitsev Yu.M.</i>	77
LASER ASSISTED GENERATION OF GD-CONTAINING NANOPARTICLES IN LIQUIDS <i>Petrov M.A., Voronov V.V., Shafeev G.A.</i>	80
THREE-COORDINATE INTERFEROMETER FOR THE RESEARCH OF THE NANOHARDNESS TESTERS PROBE TIP <i>Ponarina M.V., Kuznetsov A P., Kazieva T.V., Gubskiy K.L., Reshetov V.N.</i>	82
DYNAMICS OF HIGH-ENERGY PROTON FLUXES IN SOUTH ATLANTIC ANOMALY REGION WITH ARINA EXPERIMENT DATA <i>Ramakoti E.N.</i>	84

СОДЕРЖАНИЕ

SLOW-MOTION PHOTOGRAPHY DATA-DRIVEN ANALYSIS OF SPACE-TIME STRUCTURE OF A NUCLEAR-PUMPED LASER RADIATION BEAM <i>Ryashko I.I., Suvorov A.A.</i>	87
EFFECTS IN THE FLUXES OF GAMMA-RAYS AND RELATIVISTIC ELECTRONS IN THE NEAR-EARTH SPACE ASSOCIATED WITH THUNDERSTORM ACTIVITY OF THE EARTH <i>Savushkina L.V., Aleksandrin S.Yu.</i>	90
THE USE OF NEUTRONIC CALCULATION CODE CORNER FOR EVALUATING THE PROTECTION OF FAST NEUTRON REACTOR AND CNFC EQUIPMENT <i>Shekhanova M.E.</i>	93
RESEARCH OF RUBIDIUM VAPOR CELLS, USED IN MICRO-FABRICATED ATOMIC CLOCK <i>Shiryayev D.A., Velichansky V.L., Masyan Y.A., Zibrov S.A.</i>	96
TWO-PHOTON PICOSECOND INTERBAND ABSORPTION AND UV STIMULATED RAMAN SCATTERING IN INORGANIC CRYSTALS <i>Shishkina K.V., Lukanin V.I.</i>	98
THE LaBr ₃ (Ce) GAMMA-RAY DETECTOR FOR MONITORING OF ABSORBED DOSE DURING NEUTRON CAPTURE THERAPY <i>Shmanin E.V., Smirnova M.O., Galavanov A.V., Shustov A.E., Ulin S.E., Vlasik K.F., Dmitrenko V.V., Novikov A.S., Uteshev Z.M.</i>	101
THERMO-HYDRAULIC ANALYSIS OF EFFICIENCY DISPERSION FUEL ELEMENTS AND FUEL ASSEMBLIES IN RESEARCH REACTOR IVG 1 <i>Shubin E.A.</i>	103
MAGNETIC STRUCTURE OF THE CHARGED ρ and K^* MESONS <i>Solojeva O.E., Lushevskaya E.V. and Teryev O.V.</i>	106
INVARIANT METHOD FOR EVALUATING THE COULOMB-CORRECTED ACTION OF THE ELECTRON IN THE INTENSE LASER FIELD <i>Tulsky V.A., Popruzhenko S.V.</i>	109
THE MEASUREMENT OF PROBABILITY $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ DECAY <i>Volkova E.E., Chilikin K.A.</i>	112

СОДЕРЖАНИЕ

PRODUCTION OF THIN FILMS BY ELECTRON-BEAM EPITAXY <i>Yunusova N. R., Kargin N.I.</i>	115
WHITE BLOOD CELLS SEGMENTATION IN THE BONE MAR- ROW IMAGES FOR ACUTE LEUKEMIA <i>Zakharenko Y.V., Polyakov E.V., Nikitaev V.G., Pronichev A.N.</i>	117
RECORD AND REPLAY SCENARIO MODULE IN ATM EMULA- TOR <i>Znamenok Ksenia</i>	119

Биомедицинская физика и технологии

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛАСТНЫХ КЛЕТОК НА ПРЕПАРАТАХ ПЕ- РИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ И АСПИРАТАХ КОСТНОГО МОЗГА ПРИ РАСПОЗНАВАНИИ ОСТРЫХ ЛЕЙКОЗОВ <i>Ашиккалиева М.Х., Никитаев В.Г., Проничев А.Н., Поляков Е.В.</i>	121
РАЗРАБОТКА МАКЕТА СТИМУЛИРУЮЩЕГО ЗОНДА ПОРТА- ТИВНОГО УСТРОЙСТВА ТРАНСКРАНИАЛЬНОЙ МАГНИТ- НОЙ СТИМУЛЯЦИИ <i>Ефремов В.В., Барышев Г.К., Королев М.Ю.</i>	124
ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДЛЯ ОБНАРУЖЕ- НИЯ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ <i>Жердева Л.А., Братченко И.А., Мякинин О.О., Морятов А.А., Коз- лов С.В., Захаров В.П.</i>	126
КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА В ХОДЕ КАТАЛИТИЧЕСКОГО ЦИКЛА F ₀ F ₁ - АТФСИНТАЗЫ <i>Ивонцин Л.А., Машковцева Е.В., Нарциссов Я.Р.</i>	129
ДЛИТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЗОНДА КАК ПОКАЗАТЕЛЬ УРОВНЯ ТКАНЕВОГО КИСЛОРОДА В ОПУХОЛЯХ <i>Ишемгулов А.Т., Муханова А.Ф., Сокабаева С.С.</i>	132
ОЦЕНКА ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРОРАЛЬНОМ ПОСТУПЛЕ- НИИ ¹³⁷ Cs <i>Корнева Е.А., Ганцовский П.П., Грановская Е.О., Касьмова О.А., Кретов А.С., Кухта Б.А., Подварко И.П., Цовьянов А.Г., Яценко В.Н.</i>	135

СОДЕРЖАНИЕ

«МАРШРУТИЗАЦИЯ» ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОТКАНИ	
<i>Малов А.Н., Вайчас А.А., Новикова Е.А.</i>	138
ФОСФОРНАЯ МР СПЕКТРОСКОПИЯ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАБОЛИЗМА ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА В НОРМЕ И ПАТОЛОГИИ	
<i>Манжурицев А.В., Семёнова Н.А., Ахадов Т.А.</i>	141
ИЗМЕРЕНИЕ IN VIVO ПРИЖИЗНЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АСПАРТАТА В ГОЛОВНОМ МОЗГЕ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ ПРОТОННОЙ МАГНИТНО РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	
<i>Меньщиков П.Е., Ахадов Т.А. Семенова Н.А.</i>	144
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ	
<i>Петров Д.А., Проскурин С.Г.</i>	147
КЛАССИФИКАЦИЯ БЛАСТОВ КОСТНОГО МОЗГА ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ОСТРЫХ ЛИМФОБЛАСТНЫХ ЛЕЙКОЗАХ И ЛИМФОЦИТОВ КРОВИ ДОНОРОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТЕКСТУРНОГО АНАЛИЗА	
<i>Поляков Е.В., Никитаев В.Г., Проничев А.Н., Дмитриева В.В., Тупицын Н.Н., Френкель М.А., Моженкова А.В.</i>	150
РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРТНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ВРАЧЕЙ ПО ДИАГНОСТИКЕ МЕЛАНОМЫ КОЖИ	
<i>Родионова О.В., Никитаев В.Г., Проничев А.Н., Сельчук В.Ю.</i>	153
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОРФОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА И ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВЫСОХШИХ КАПЕЛЬ ПЛАЗМЫ КРОВИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАКА ПРОСТАТЫ	
<i>Савков А.В., Сергей М.А.</i>	156
СРАВНЕНИЕ ДВУХ ТИПОВ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В IN VIVO ДОЗИМЕТРИИ	
<i>Таларико О.С., Крылова Т.А., Лебедеко И.М.</i>	160
ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ МОДЕЛЬНОГО ПОЗВОНКА С3	
<i>Телегина А.В., Колмакова Т.В.</i>	163

СОДЕРЖАНИЕ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОКСИАПАТИТА С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ	
<i>Фролов О.О., Тимченко П.Е., Тимченко Е.В., Писарева Е.В., Власов М.Ю.</i>	165
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОМОЛЕКУЛ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ	
<i>Шмейло Н.В., Смирнов В.В., Алыкова О.М.</i>	167
КОНФОРМНАЯ ЛУЧЕВАЯ ТЕРАПИЯ ПУЧКАМИ РАССЕЯННЫХ ПРОТОНОВ	
<i>Яковлев И.А., Акулиничев С.В., Илич Р.Д.</i>	170
<u>Кибернетика и автоматика</u>	
ПРИНЦИПЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОРМОВОЧНОЙ СМЕСИ В ЛИТЕЙНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ	
<i>Баус М. С.</i>	173
РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ (САПР) РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК ДЛЯ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ	
<i>Баус С.С.</i>	176
ОПТИМИЗАЦИЯ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩЕГО АГРЕГАТА	
<i>Гусаров Д.В.</i>	179
АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА АПЕРИОДИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ САР СЗМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОСТЫХ РЕГУЛЯТОРОВ	
<i>Довгополая Е.А., Масленников В.В., Мещеряков В.В.</i>	182
ТЕОРИЯ NETWORK CALCULUS И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ СИСТЕМ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ	
<i>Лысыков А.А., Росляков А.В.</i>	184
ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА С МАГНИТОЖИДКОСТНЫМ СЕНСОРОМ В СРЕДЕ MATLAB	
<i>Максимова Е.А., Грицюк С.Н.</i>	187

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИЕМ СИГНАЛОВ OFDM В СИСТЕМЕ ММО В КАНАЛАХ С РАССЕЯНИЕМ <i>Филимонов А.А., Карташевский В.Г.</i>	190
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ НА ГЛУБИНУ РЕГУЛИРОВАНИЯ <i>Фролов М.В., Фролова М.А.</i>	193

Лазерная физика, оптика и физика плазмы

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВЧИ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ <i>Агейченко Д.Г., Колодко Д.В., Казиев А.В., Тумаркин А.В., Мещерякова Е.А., Писарев А.А.</i>	196
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ АГРОФИТОЦЕНОЗА <i>Амиржанова А.Ж., Уталиева А.А., Алыкова О.М., Поплевин А.В., Селин П.Г.</i>	199
ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАСФОКУСИРОВАННЫХ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА АЛЮМИНИЕВЫЙ СПЛАВ Д16Т В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА <i>Баззал Ходор, Цинь Хунчжи</i>	202
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ В КРИСТАЛЛЕ $PbIn_6Te_{10}$ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ <i>Будилова О.В., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Котков А.А.</i>	206
ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКОЙ <i>Бурдукова О.А., Петухов В.А., Семёнов М.А.</i>	209
ВЫНУЖДЕННОЕ КОНЦЕНТРАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА (ВКОРС) НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ: СТОКС И АНТИ-СТОКС <i>Бурханов И.С., Кривохижа С.В., Чайков Л.Л.</i>	212
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ВЫСОКООМНОМ КРИСТАЛЛЕ РКТР <i>Важинская К.С., Важинский О.Т., Паргачёв И.А.</i>	215

СОДЕРЖАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИНАМИЧЕКОЙ ПОДСТРОЙКИ УПРАВЛЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ КОН- ТРАСТА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЗАТВОРОВ, ОСНОВАННЫХ НА ВЫСОКООМНОМ КРИСТАЛЛЕ РКТП	
<i>Важинский О.Т., Важинская К.С., Паргачёв И.А.</i>	218
ФЛУКТУАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РЕЖИМАХ С ТРАНСПОРТНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М	
<i>Воронова Е.В., Васильков Д.Г., Скворцова Н.Н., Хольнов Ю.В.</i>	221
СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫЙ ИОННО-ЗВУКОВОЙ СОЛИТОН	
<i>Габышев Д.Н., Рухадзе А.А.</i>	224
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ (2+1) РЕЗОНАНСНОЙ УСИЛЕННОЙ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ (РЕМР) АТМОСФЕРНОГО КИСЛОРОДА	
<i>Гончаров С.А., Рябчук С.В.</i>	227
ПОЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ	
<i>Гордеев В.П.</i>	230
ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ РЯДА НОВЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОМПЛЕКСОВ ТЕРБИЯ	
<i>Горячий Д.О., Ващенко А.А., Уточникова В.В.</i>	233
ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ДВУПОЛОСНОЙ ХеСl/ХеВr-ЭКСИЛАМПЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ОТ ДИНАМИЧЕСКОГО СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ	
<i>Лиденко М.В.</i>	237
ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В НЕЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ	
<i>Дмитриев Е.А., Козлов С.Б., Крадько В.А., Березина Е.А., Перин А.С., Рябчёнок В.Ю.</i>	240
ФАЗОВАЯ ДЕМОДУЛЯЦИЯ ПРИ ПОПУТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	
<i>Злобин А.О., Шмидт А.А., Буримов Н.И., Шандаров С.М.</i>	243
КИНЕТИКА АКТИВНОЙ СРЕДЫ КИСЛОРОДНОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ	
<i>Инсапов А.С., Загидуллин М.В.</i>	246

СОДЕРЖАНИЕ

ИЗУЧЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕ- КУНДНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ «КАНАЛ-2» <i>Качинский В.К., Пузырёв В.Н., Стародуб А.Н., Фроня А.А., Якушев О.Ф.</i>	248
СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНЫХ ЧАСТОТ СО- И СО ₂ - ЛАЗЕРОВ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ УГЛА ФАЗОВОГО СИНХРО- НИЗМА В КРИСТАЛЛЕ AgGaSe ₂ <i>Киняевский И.О., Будилова О.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Коз- лов А.Ю., Котков А.А.</i>	252
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПИРАМИДЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ УЧЕБНЫХ 3D ДЕМОСТРАЦИЙ <i>Ковальковский О.С., Шнычкин С.А., Колодяжный А.А.</i>	256
ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЁНОК ОКСИДА КРЕМНИЯ (IV) SiO ₂ МЕТО- ДОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ВЫ- ХОДНОЙ ГРАНИ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaAs/GaAlAs <i>Козырев А.А.</i>	258
НЕЛИНЕНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПЛАНАРНЫХ И СФЕРИ- ЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe <i>Коришунов В.М., Селюков А.С., Исаяев А.А., Кацаба А.В., Васильев Р.Б.</i>	262
УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ХАРАКТЕРИ- СТИКАМИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА <i>Котова С.П.</i>	265
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИ- ОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАЗВИТИЯ КА- РИЕСА <i>Кулабухова А.Ю., Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Волова Л.Т., Нефедова И.Ф.</i>	267
КОЛЛОИДНЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ ДЛЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ <i>Литвак В.Л., Селюков А.С., Ващенко А.А., Лебедев В.С., Амброзе- вич С.А., Васильев Р.Б.</i>	270
ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ЛА- ЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ <i>Лосев А.А., Сатов Ю.А., Шумиуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Хрисанов И.А., Рерих В.К.</i>	273

СОДЕРЖАНИЕ

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОНФИГУРАЦИЯ ИСТОЧНИКА КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КЛАСТЕРНЫМИ МИШЕНЯМИ <i>Макаров С.С., Пикуз С.А., Жвания И.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Пикуз Т.А., Варзарь С.М.</i>	276
РЕГИСТРАЦИЯ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В РАСТВОРЕ ГРИППФЕРОНА ПО КРИСТАЛЛОГРАМАМ <i>Малов А.Н., Неупокоева А.В., Хамитова А.Ш.</i>	278
УШИРЕНИЕ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ В КИСЛОРОДНО-ЙОДНОЙ СРЕДЕ <i>Мальшиев М.С.</i>	281
ВЛИЯНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ НА ЭКРАНИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННЫХ К СТЕНКЕ МАТЕРИАЛОВ <i>Маренков Е.Д., Пшенов А.А., Крашенинников С.И.</i>	284
СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ <i>Маркова М.Д., Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Волова Л.Т., Долгушкин Д.А., Кулабухова А.Ю.</i>	287
ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СВАРКИ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ТОЛЩИНОЙ 16 ММ <i>Маркушов Ю.В., Евтихийев Н.Н., Грезев Н.В., Мурзаков М.А.</i>	289
РЕГИСТРАЦИЯ ИНФРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТЕЛЕ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ИК-ЛАЗЕРА <i>Молчанова О.Э., Протасов Е.А.</i>	293
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКИ С ДОБАВЛЕНИЕМ НАНОЧАСТИЦ ТУГОПЛАВКИХ СОЕДИНЕНИЙ <i>Мурзаков М.А., Петровский В.Н., Маркушов Ю.В.</i>	295
ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ДВУХСЛОЙНОГО НАНОЦИЛИНДРА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>Налбандян В.М., Кучеренко М.Г.</i>	298
ИЗУЧЕНИЕ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ АЗОТИРОВАНИЯ ДЕТАЛЕЙ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ <i>Норакидзе В.С., Ю.В. Борисюк, Н.М. Орешникова, П.С. Ненашев, Т.В. Степанова, Д.В. Мозгрин, А.А. Писарев</i>	301

СОДЕРЖАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ ДЛЯ АЗОТИРОВАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРУБОК	
<i>Ненашев П.С., Борисюк Ю.В., Орешникова Н.М., Норакидзе В.С., Степанова Т.В., Мозгрин Д.В., Писарев А.А.</i>	303
ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ РАДИООПТИЧЕСКИХ АНАЛОГИИ	
<i>Осьмаков И.А., Москалец О.Д.</i>	305
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНВАРИАНТНОГО КОРРЕЛЯЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ ПОВОРОТА	
<i>Петрова Е.К., Стариков Р.С., Шаульский Д.В.</i>	310
РАДИАЦИОННЫЕ, ТЕПЛОВЫЕ И УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ «МОЩНЫЙ ИОННЫЙ ПУЧОК-МЕТАЛЛ»	
<i>Пименов Э.Ю., Данейкин Ю.В., Лисов В.И.</i>	313
СИСТЕМА ОЧИСТКИ И РЕГЕНЕРАЦИИ КСЕНОН СОДЕРЖАЩИХ ГАЗОВЫХ СРЕД ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ	
<i>Подкопаев А.В., Миськевич А.И.</i>	315
ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ С ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЙ РОЛЬЮ ПРОЦЕССОВ ФОТОИОНИЗАЦИИ И ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВЕЩЕСТВОМ СУБПЕТАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	
<i>Покровский Г.В., Пикуз С.А.</i>	318
ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ И ЛЕВИТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТОПОК ВТСП ЛЕНТ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ	
<i>Покровский С.В., Осипов М.А., Абин Д.А.</i>	320
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В ВОЛЬФРАМОВОМ «ПУХЕ»	
<i>Поскакалов А.Г., Ефимов В.С., Гаспарян Ю.М.</i>	323
ДВУХЛЕПЕСТКОВЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ С ВРАЩЕНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ЗАДАЧ МИКРОСКОПИИ	
<i>Прокопова Д.В., Волостников В.Г., Воронцов Е.Н., Котова С.П., Лосевский Н.Н., Разуева Е.В., Самагин С.А.</i>	325

СОДЕРЖАНИЕ

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ КСЕНОНЕ И ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА	
<i>Рагульская А.В., Мареев Е.И., Потемкин Ф.В., Гордиенко В.М., Минаев Н.В., Багратавили В.Н.</i>	327
ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ ОПТОВОЛОКОННЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ С ПРЯМЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ДОПЛЕРОВСКИХ СИГНАЛОВ	
<i>Рамазанов А.М., Кузнецов А.П., Губский К.Л., Саранцев С.А., Раевский И.Ф., Норкин С.В.</i>	330
СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОПОРОШКОВ АЛМАЗА И ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	
<i>Рахматуллаев И.А., Горелик В.С., Курбонов А.К.</i>	331
ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРОЗРАЧНОЙ НАНОЖИДКОСТИ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ	
<i>Савельев М.В., Ивахник В.В.</i>	334
ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭКСИТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩЕМ ДИОДЕ НА ОСНОВЕ НАНОПЛАСТИН CdSe	
<i>Селюков А.С., Ващенко А.А., Васильев Р.Б., Курочкин Н.С., Соловей В.Р.</i>	337
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛАНАРНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdTe ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	
<i>Соловей В.Р., Селюков А.С., Витухновский А.Г., Васильев Р.Б., Лазарева Е.П.</i>	340
СВЧ РАЗРЯД В ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ВОДОРОДА	
<i>Степанов Д.С., Горбунов М.А., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.</i>	343
КОНТРОЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ВНЕЭЛЕКТРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПО СЕЧЕНИЮ ЕЕ ПОТОКА МЕТОДОМ ИЗОГНУТОЙ ПОЛОСТИ	
<i>Столбинский Д.В., Колпаков В.А., Кричевский С.В., Маркушин М.А.</i>	346
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК НЕФТЕПРОДУКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАКОРОТКОГО УФ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
<i>Сунчугашева Е.С., А.А.Ионин, Д.В.Мокроусова, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын</i>	349

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИЗМЫ ПОРРО В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ЦИФРОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ С ВЕСОВЫМ УПЛОТНЕНИЕМ КАНАЛОВ <i>Теряева О.В., Гречишников В.М.</i>	352
ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ МОЩНОСТИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОГО ГИРОТРОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НАПЫЛЕНИЮ ВЕЩЕСТВ НА ПЛАСТИНЫ КВАРЦА И МОЛИБДЕНА <i>Укрыюков Г.В., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Малахов Д.В.</i>	356
НИЗКОЧАСТОТНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ ВЫСОКОМ ЭНЕРГОВКЛАДЕ ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Харчевский А.А., Скворцова Н.Н., Малахов Д.В.</i>	360
АНАЛИЗ АОРТАЛЬНЫХ ИМПЛАНТАТОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ <i>Шалковская П.Ю., Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Волова Л.Т., Периуткина С.В.</i>	363
ИССЛЕДОВАНИЕ ЦВЕТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИРОВКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 нм <i>Щекин А.С., Ишкисяев Э. Д., Сергеев К. Л., Андреев А. О., Быковский Д. П., Петровский В. Н.</i>	365
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	367

**FEATURES IN MICA AND QUARTZ SPHERICALLY BENT
CRYSTAL REFLECTIVITY APPEARED IN EXPERIMENTS
WITH RELATIVISTIC LASER PLASMA**

M.A. Alkhimova^{1,2}, *S.A. Pikuz*^{1,2}, *I.Yu. Skobelev*^{1,2}, *A.Ya. Faenov*^{3,1}

1-Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia, e-mail:

MAAlkhimova@mephi.ru

2-National research nuclei university MEPhI, Moscow, Russia.

3-Institute for Academic Initiative, Osaka University, Japan

Spherically bent crystals are widely applied in X-ray spectroscopy of high energy density plasma since the ability to cover a wide range of photon energy. For diagnostic of high power x-ray radiation in the wavelength range 4 – 9 Å α -quartz and mica bent crystals usually used. SiO₂ crystal properties of x-ray reflectivity and absorption are well investigated by XANES approach [1, 2] showing Si K-edge maximum of absorption in the vicinity of 6.65 – 6.75 Å wavelengths. However, precise determination of Si K-edge position is strongly important for further spectra physical interpretation because even a small shift of the defined point about $\Delta k_{\text{edge}} \sim \pm 0.001$ Å results in changing of a plasma parameters interpretation.

Here we demonstrate the results of experimental measurements of Si k-edge position measurement in SiO₂ bent crystal by application a monochromatic power x-ray source generated in high energy density plasma created by interaction 1 ps laser pulse with solid Al, Si and Fe foils. Our measurements were based on the comparison of dense laser plasma X-ray spectra measured by two focusing spectrometers with spatial resolution (FSSR) for different target materials. In the case of high laser intensity $I_{\text{laser}} = 2 \cdot 10^{21}$ W/cm² X-ray spectra of relativistic plasma contented the strong recombination continuum and bright set of resonance lines which were chosen as defined points to determine the k-edge position with reached accuracy of measurement $\Delta E/E \sim 3.3 \times 10^{-4}$. As a results we experimentally obtain the magnitude of k-edge = 6.7175 Å.

To measure X-ray spectra in a wide wavelength range 4 – 9 Å we used a set of FSSR spectrometers equipped by α -quartz and mica bent crystals with different curvature radius.

Mica crystals compare to SiO_2 crystals are able to effectively reflect X-ray radiation in different orders of reflection due to complicated polycrystalline structure ($\text{K}(\text{Mg}, \text{Fe})_3\text{AlSi}_3\text{O}_{10}(\text{OH}, \text{F})_2$). Consequently the detailed reflectivity properties of mica are not well known. By the way, we propose the way to calibrate the mica spectral reflectivity using a comparison of dense laser plasma spectra measured by mica and pre-calibrated SiO_2 crystal in overlapping wavelength range 6.72 - 8.7 Å. The obtained spectral calibration curve for bent mica crystal demonstrates remarkable difference to that one calculated for flat mica crystal given in Henke tables and has to be applied for further correction of measured X-ray spectra.

We suppose that the most reliable explanation for the discrepancy in Henke theoretical and experimentally calibrated curves is in a presents of fraction of aluminum atoms in mica chemical composition with absorption k-edge is lying at 7.94 Å and should influences the number of photon reflected.

References

- [1] Li D., Bancroft G. M., Fleet M. E., Feng, X. H., Phys Chem. Minerals, 1995, 22, 115-122.
- [2] Mo, S. D., Ching, W. Y., Appl. Phys. Let., 2001, 78, 3809.

THREE-DIMENTIONAL DISPLAY WITH VOLUMETRIC SCREEN

Alykova A.F., Kompanets I. N.

*“National Research Nuclear University MEPhI”, Moscow
“Physical Institute of the Russian Academy of Sciences”, Moscow
Email: waiste15@bk.ru*

ABSTRACT: At present the display market widely uses devices based on nematic liquid crystals (NLC). However, they are unable to satisfy the conditions of comfortable observation of three – dimensional (SD) objects, primarily due to the low speed (frame rate no more than 120 fps) [1].

All the advantages of NLC – devices can be fully realized in devices based on ferroelectric liquid crystals, and besides the frame rate can be increased many times, that gives these devices new features and functionality. At a voltage of just $\pm 1,5 \dots 3,0$ volts new ferroelectric liquid crystals produced in Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (ФИАИ), modulated light with the frequency of 5 kHz and the switching time of the optical properties of 25-20 ms, and also have the ability to physically (i.e. without electronic tricks) form the semitone and color images (unlike American bistable ferroelectric liquid crystals) [2]. New high-speed ferroelectric liquid crystals offer a promising possibility of being used in smart phone screens, including three – dimensional, in high speed video and pica – projectors, in stereo – glasses active optical shutter, 3D – volumetric and displays.

Key words: *smectic liquid crystals, volumetric displays, ferroelectric liquid crystals.*

References:

1. *Andreev A. L., Kompanets I. N. Zhidkokristallicheskie displei: perspektivy razvitiya. Chast' 1 (Liquid crystal displays: development prospects. Part 1) // Elektronika: nauka, techno-logiya, biznes (Electronics: science, technology, business). 2012. № 6 (00120). P. 72–88 (in Russian).*

2. *Andreev A. L., Kompanets I. N.* Applications of ferroelectric liquid crystals - the real and the possible (review). *Liquid Crystals and their Application*, 2015. № 3, С. 28-40.

HOLOGRAPHIC METHODS TO DESCRIBE SUPERCONDUCTIVITY

Blatov A.A.¹

¹*Independent Moscow University, Moscow
al-blatov@yandex.ru*

The phenomenon of high-temperature superconductivity is still an unsolved challenge, due to the presence of these strong correlations, for which you can not use the Bardeen-Cooper-Schrieffer theory. But the use of ideas from string theory, in particular holographic duality, we can find the answer to the theoretical question and describe the properties of high-temperature superconductors, in particular cuprates [1,2]. In consideration of superconductors and other strongly correlated materials, with the help of a holographic duality is considered theory of gravity in volume, which is equivalent to the quantum theory on the boundary. This equivalence allows to speak about gravitational objects in the AdS space-time, in particular the black holes, to describe the properties of quantum phenomena in condensed matter systems [3-5].

In this paper we consider the progress in this idea, as well as considered the Hall effect, the phenomenology of second type superconductors, and an attempt to understand in details of the interaction in microscopic theory of high temperature superconductivity.

1. S. A. Hartnoll, C. P. Herzog and G. T. Horowitz, “Building a Holographic Superconductor” Phys. Rev. Lett. (2008).

2. S. A. Hartnoll, C. P. Herzog and G. T. Horowitz, “Holographic Superconductors” JHEP (2008).

3. G. T. Horowitz, J. E. Santos “General relativity and the cuprates” JHEP (2013).

4. B. Keimer, S. A. Kivelson, M. R. Norman, S. Uchida and J. Zaanen, “From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides” Nature (2015).

5. S. A. Hartnoll, “Lectures on holographic methods for condensed matter physics” <http://arxiv.org/abs/0903.3246>

SIMULATION OF THE MULTI-WIRE DRIFT CHAMBER IN GARFIELD

Buzin S.G., Zadeba E.A.

National Research Nuclear University MEPhI

Phone number: 8(968)489-00-34, e-mail: s.g.buzin@gmail.com

A large-scale coordinate-tracking detector based on the multi-wire drift chambers from the neutrino experiment at the IHEP U-70 accelerator is being developed in MEPhI [1,2].

The drift chamber has a large drift gap (250mm), big active area (1.85m²) and high coordinate resolution with only 4 measuring channels.

The electron drift velocity can be considered as constant, due to high uniformity of electro-magnetic field. This enables track reconstruction using linear relationship between drift time and ionization point coordinate. However, to increase an accuracy of track reconstruction we must consider the fluctuation of electro-magnetic field near signal wires. It can be resolved with a Garfield program. The Garfield program was developed in CERN for the detailed simulation of two- and three-dimensional drift chambers [3]. In particular, it can calculate characteristics of electron drift within different gas mixtures and configurations of particle tracks. I had written a program code to solve this problem. You can see one of the results in Fig.1., electron and ion drift lines running from muon track (light colored lines are electrons, dark colored lines are ions). The results of electro-magnetic field fluctuation research, the arrival-time distribution of electrons at different partial concentrations of carbon dioxide in drift chamber, are presented in this paper.

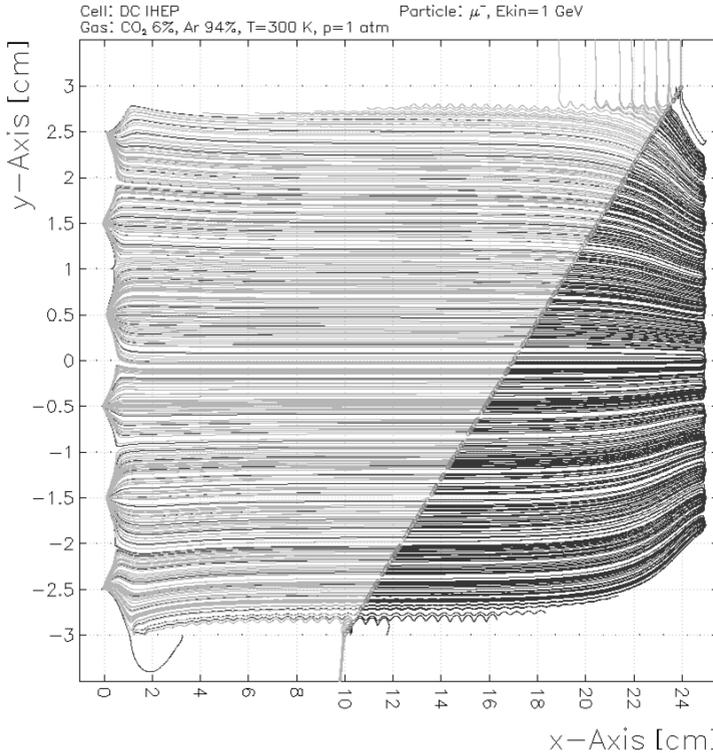


Fig.1. Drift lines of electrons and ions in drift chamber from the muon track.

References

1. E.A. Zadeba et al., The coordinate-tracking detector based on the drift chambers for ultrahigh-energy cosmic ray investigations. *Journal of Instrumentation* 9 (2014) C08018.
2. N.I. Bozhko et al., Drift chamber for the Serpukhov neutrino detector. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 243 (1986) 388.
3. <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>

XENON GAMMA-RAY SPECTROMETER FOR MONITORING OF RADON CONCENTRATION FOR POSSIBLE EARTHQUAKES PRECURSORS SEARCH

Bychkova O.V., Novikov A.S., Ulin S.E., Shustov A.E.

National Research Nuclear University MEPhI

(Moscow Engineering Physics Institute)

Phone: +79199627055, e-mail: bourruby@gmail.com

Forecasting earthquakes is a significant topic of interest of the modern science. If a precursor of such an event is found a few days in advance, effective organization of evacuation and minimization of damages to the objects local economy. Variations of ^{222}Rn concentration is a possible short-term precursor of earthquakes. Its search is carried out by detecting the alpha or gamma radiation. For instance, various alpha-particle detectors and gamma-spectrometers based on scintillators have been employed for the task [1].

This method of earthquakes prediction is widely applied. The method consists in measuring gamma-ray emission of radon's daughter nuclei using xenon gamma-ray spectrometers with high-energy resolution. As the result of the obtained gamma-ray energy spectra processing gamma-lines of the daughter nuclei are isolated and concentration of radon in the room is calculated on their base. Continuous monitoring of radon concentration with various exposure times (3 minutes – 1 hour) data processing in on-line mode provides the possibility of identifying the future earthquake precursors. This is theoretically explained by the fact that movement and compression of subterranean formations is accompanied by release of ground gases including radon, therefore the concentration of this gas in air increases. A more powerful compression of the crust results in a blockage of the ground gas channels, and the concentration of radon above ground decreases. The usual consequence of critical tension in underground rock is an earthquake.

In this study a gamma-spectrometer based on a two-liter cylindrical xenon gamma-ray detector (XGD) was used. Using exemplary spectrometric gamma sources, the device was calibrated in the Radiation laboratory at NRNU MEPhI. The performance of the xenon gamma-ray spectrometer with standard devices, which are used for measurement of ra-

don concentration by alpha and gamma emission, was compared in the research and development center (Zelenograd). In the course of two months the concentration of radon measurements were taken with an exposure time of one hour in a seismically active zone in the North Ossetian branch of the Geophysical Service of RAS (Vladikavkaz). Fig. 1 shows the dependence of the intensity of gamma rays of various energies from time to time compared with the experimental data obtained with radonometr. It has been shown that there is a correlation between the changes in the concentration of radon and seismic activity in the test region [2]. The results indicate the presence of precursors that appear for a few days before the seismic activity. In preparing this test a software package has been created to collect, transfer and process experimental data in real time using the Internet.

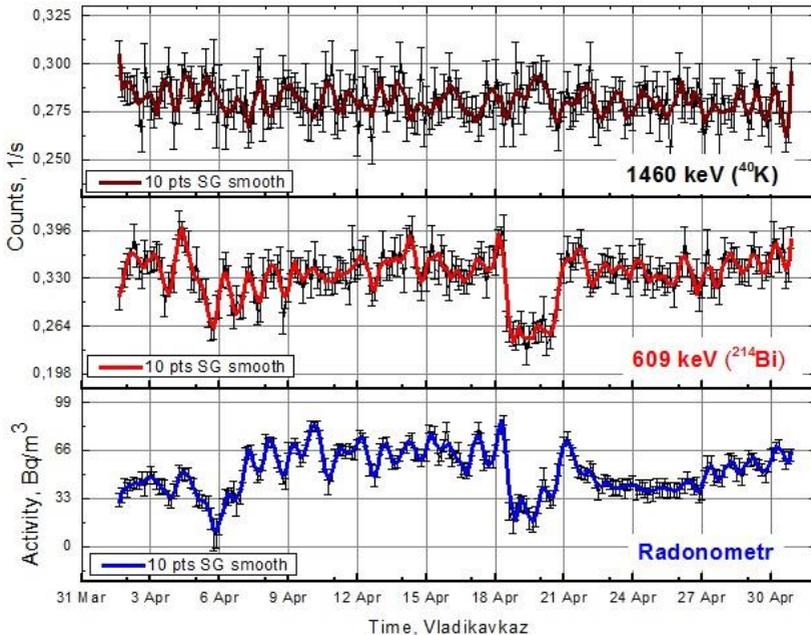


Fig.1. Comparison of the experimental data

It needs to be noted that for more reliable distinction of the possible precursors the equipment should be placed in locations with high seismic activity. A larger number of gamma-spectrometric devices in vari-

ous locations connected into a wide network is needed for more detailed information on the expected time and location of the earthquake.

References

[1] Giuliani G, Attanasio A, Fioravanti G 2013 Gamma Detectors for Continuous Monitoring of Radon *J. Int. Environmental Application & Science* 8(4) pp 541–550

[2] Novikov A.S. *et al.* 2016 Measurement of Radon concentration by Xenon gamma-ray spectrometer for seismic monitoring of the Earth *Journal of Physics: Conference Series* 675

ERO MODELLING OF TUNGSTEN EROSION IN THE LINEAR PLASMA DEVICE PSI-2

Eksaeva A.A.¹, Marenkov E.D.¹, Nordlund K.^{1,3}, Borodin D.², Kreter A.², Reinhart M.², Kirschner A.², Romazanov J.², Brezinsek S.²

¹National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

²Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Energie- und Klimaforschung, Jülich, Germany

*³Department of Physics, University of Helsinki, Helsinki, Finland
+79169546275, alina-yeks@yandex.ru*

Interaction of hydrogen isotopes from the plasma with first wall materials of fusion reactors including tungsten (W) is one of the main problems for the controlled thermonuclear fusion. Plasma-surface interaction (PSI) determines the life time of the wall components and can lead to tritium retention, which must be avoided. Transport of sputtered impurities in plasma is responsible for severe energy losses during the operation. Tungsten (W) has been chosen as a main material for construction of ITER divertor due to its low sputtering at edge plasma temperatures, large melting temperature, and small uptake of tritium [1]. However, due to its large mass, tungsten can cause strong radiative energy losses when moving in plasma. Therefore, experiments aimed at W transport in plasma as well as some theoretical calculations are necessary.

In many cases linear plasma devices such as PSI-2 [2] have considerable advantages for conduction of the respective experiments e.g. continuous plasma operation, straightforward geometry, possibility to have more control on experimental conditions than in tokamaks. During well-defined and reproducible material exposures in small scale laboratory experiments it is possible to find answers to many particular questions of plasma-material interaction.

Despite experimental results obtained at linear devices are somewhat easier to analyze than that from tokamaks, numerical simulations are still needed to account for a variety of processes taken place in these experiments. 3D Monte Carlo code ERO has been applied many times for predictive modelling of erosion/deposition and the impurity transport in ITER [3]. This code calculates transport of impurities in background

plasma using Monte-Carlo approach. During the calculation a wide range of characteristic processes are considered.

In this work, we present a new version of 3D Monte Carlo code ERO, designed to calculate the plasma surface interactions and transport of impurities in linear plasma devices. Code modifications included modifications of the physical model (energy and angular distributions of sputtered particles, neutral metastable W tracking), magnetic field geometry, location of the diagnostics, 3D distribution of plasma density and temperature, position and shape of the target.

For testing of this new version of the code we used the results of the dedicated experiment on tungsten erosion recently carried out at PSI-2 installation. In this experiment a rectangular W target 80x100 mm was exposed to argon plasma with different parameters. Spectroscopic measurements, quartz micro-balance (QMB) for deposition at a distant location and weight loss measurements were conducted during these experiments. The weight loss also had a radial resolution and the WI 400.8nm line profiles were giving a 2D side view image.

Qualitatively the ERO simulations reproduce well all experimental dependencies: spectroscopy profiles, QMB measurements and weight loss. It was demonstrated that metastable tracking in ERO can explain deviations between modelled and observed axial WI intensity profiles, demonstrating their strong influence on the W spectroscopy. Characteristic lifetime of WI metastable states was fitted as $t \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ s. The angular distribution of sputtered W atoms was determined by comparison of the modelled deposition on the QMB with the according experimental data and confirmed by additional molecular dynamics (MD) calculations. Erosion values were extracted from both experimental dependencies and ERO simulations. In general, our interpretation leads to a factor 3-5 lower erosion values than previous material sputtering simulations conducted by W. Eckstein (SDTrimSP code) [4].

References:

- [1] V. Philipps, Tungsten as material for plasma-facing components in fusion devices. Journal of Nuclear Materials. Vol. 415, Issue 1, Pages S2–S9 (2011)
- [2] M. Reinhart et al., Transactions Fusion Sci. Technol. 63 (2013) 201.
- [3] A. Kirschner et al. JNM, 363-365 (2007) 91
- [4] J.P. Biersack, W. Eckstein, Appl.Phys. 34 (1984) 73

USING MIS-SENSOR AS SENSITIVE ELEMENT OF FIRE DETECTOR

Filipchuk D.V.¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia
8-968-792-11-01, dima_filipchuk@mail.ru*

This article describes an opportunity of using MIS-sensor as the sensitive element of a well-known fire detector for detection fires at the early stages. Results are presented as response graphics of the MIS-sensor to products of thermal decomposition of insulation of four cable types, which are actively used in different industries and daily living needs.

There were more than 30 thousand fires in Russia in 2014 because of cables ignition. It's very hard to extinguish that type of fire, so there is a reason to avoid a harm from them by detecting at the early stages and warning on time. Unfortunately, there is no modern fire detector, which can be used for this task.

Short circuit is the most common cause of cable ignition. It leads to strong heating of the cable insulation, which usually consists of polyvinylchloride, polyethylene and polypropylene. These polymers could be thermally decomposed to simpler substances, and hydrogen may be among them [1].

MIS-sensor has a very high sensitivity and selectivity to hydrogen. Even portions of ppm can be detected by this sensor [2]. If there is hydrogen in products of thermal compose of insulation of four most popular types of cable, we can say that MIS-sensor may be used for fire detection at the early stages. Wherein, allocation of hydrogen must begin at the temperature, which is usual for early stages.

For our experiments we made heat reactors. Thermal decomposition of the cables insulation occurred there. Reactor is a nichrome wire wrapped around a quarts tube. Also it's covered with fiberglass for heat insulation. Nichrome wire was used for heating the reactor to temperature, which is necessary for thermal decompose. Insulation of the cables was placed in reactor, nichrome wire heated it and the process of thermal decompose began. Products of this process were taken away by air-

flow and went across the gas path to the vessel with MIS-sensor. There was a carbon filter before the vessel to delay all allocated gases except hydrogen, carbon monoxide (CO) and carbon dioxide (CO₂). MIS-sensor is sensitive to CO and CO₂ too but experiments showed that response of the sensor to hydrogen was much more intensive than to these two gases. After appearing the products of thermal decompose above the sensor, its capacity changed. Electronic signal from the sensor was treated by chip and went to computer. Graphs of the MIS-sensor response to product of thermal decomposition were built by “Power-Graph” software.

Every graph shows sharp response of the sensor to products of thermal decomposition. Moreover, this response happened at the temperature, which is usual for early stages. The lowest temperature when response happened was 150 °C (fig. 1).

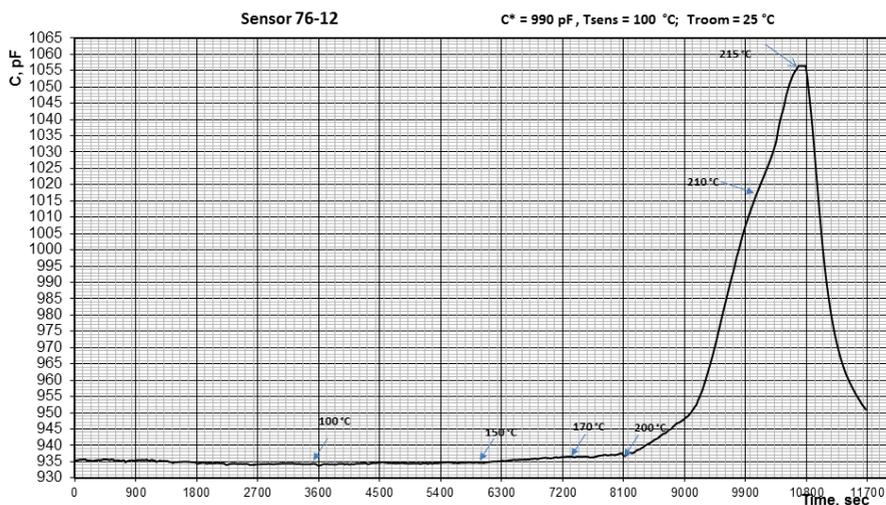


Fig. 1. Graph of the MIS-sensor response to products of cable ignition

These results allow us to say that MIS-sensor could be used as the sensitive element of mass fire detector. This detector could dramatically reduce the number of fires and save a lot of lives.

Bibliography

1. S. Madorsky Termicheskoe razlozhenie organicheskikh polimerov, izd. Mir, 1967.

2. I.N. Nikolaev, E.V. Emelin Chuvstvitel`nost` MDP-sensora k kontsentratsiyam razlichnikh gazov, Nauchnaya sessiya NRNU MEPhI, sbornik nauchnikh trudov, 2005.

INFLUENCE OF HEAT TREATMENT ON THERMODEFORMATION PROPERTIES OF THE FAST- TEMPERED TiNiCu ALLOY

Grigoriev A.A.¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics
Institute), Moscow, Russia

8-963-964-37-35, grigoriev.andrej2013@yandex.ru

So far development of high technologies in the majority of industries is connected with miniaturization of executive elements and microdevices on their basis. Design and assembly of microdevices to become impossible without devices capable to manipulate separate components of a microsystem. Requirements of miniaturization, increase of profitability and speed of devices result in need of development and research of thin alloys with effect of shape memory SMA [1-3]. For the solution of such tasks it is supposed to use composite materials from metal with SMA fig 1.

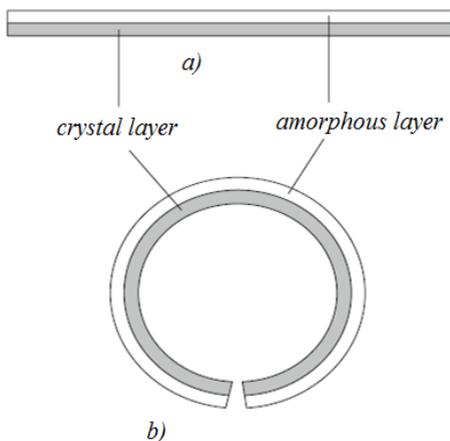


Fig 1. a) Composite material in a heated state, b) composite material in the cooled state.

In a usual state the external amorphous layer works as a spring and fig 1 b) reports to a crystal layer some deformation. At temperature

increase the crystal layer will seek to return the form and the plate will take the form represented in fig 1 a).

Such mechanism is capable to make cyclic work due to reversible effect of shape memory. However, for creation of such composite it is necessary to crystallize at first an amorphous tape by heat treatment, and then to subject one of her surfaces to influence of laser radiation for formation of an amorphous layer. But depending on conditions of annealing or parameters of a laser impulse ability of a composite to make reversible deformations can also change.

Thus the purpose of this work is research influence of temperature and duration of isothermal heat treatment of amorphous tapes from the fast-tempered TiNiCu alloy with effect of shape memory on its thermomechanical properties, and also studying of regularities of formation of reversible effect of shape memory in TiNiCu alloy at influence of pulse laser radiation.

References

1. Cecil, J. Assembly and manipulation of micro devices—A state of the art survey J. Cecil, D Powell, D Vasquez;// Robot Comput Integrated Manufacturing 23:580–588, (2007)
2. Tomozawa, M., S. Miyazaki Microactuators Using R-phase Transformation of Sputter-deposited Ti-47.3Ni Shape Memory Alloy Thin Films // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. Vol. 17 (2006), p. 1049 – 1058.
3. Maltsev, P.P.; World of materials and technologies. Nanotechnologies. Nanomaterials. Nanosystem equipment//World achievements – 2008.

Nd:GGG DISC LASER WITH MULTIPPOINT SPATIALLY PERIODIC OPTICAL PUMPING

Guryev D.A.¹, Nikolaev D.A.², Tsvetkov V.B.²

¹*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow*

²*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Science, Moscow
+7 (985) 2440932, deniskapanda@mail.ru*

One of the actual problems of laser physics is the creation of powerful continuous-wave (CW) solid-state lasers with a high quality output beam. The thermally induced optical effects in the active element (such as thermolens and birefringence) are one of the most significant factors impeding the solution of this problem. The use of thin active disk (AD) allows the influence of thermal effects in a certain degree to be decreased [1]. The use of the multipoint optical pumping of the disk [2] will result in a further decrease of the disk temperature and reduction of the impact of thermo-optic effects. However in this case it is necessary to develop unusual types of laser resonators to provide the phase-coherent operation of several spatially separated pumped areas in the AD. In this case all separate beams will take in-phase participation in the output laser emission. It may be realized by few ways. One of them connected with realization of the optical coupling between several initially independent laser channels [3–5].

The aim of the present work was to research the operation features of the disc laser with multichannel diode pumping in the presence of optical coupling between TEM₀₀ lasing channels. The phase-locking of channels was realized due to partial overlapping of the laser beams inside the pumped areas of AD.

During the work transverse laser beam intensity distribution (inside the AD and in the far-field) was experimentally investigated. The studies were carried out at different values of laser cavity length (5.5; 10; 15 and 20 cm) and absorbed pump power (0–6W). The research results demonstrated that the laser emission transverse intensity distribution possessed periodic structure along the Y axis both in the laser cavity and in the far-field zone. The results of study presented on Fig.1.

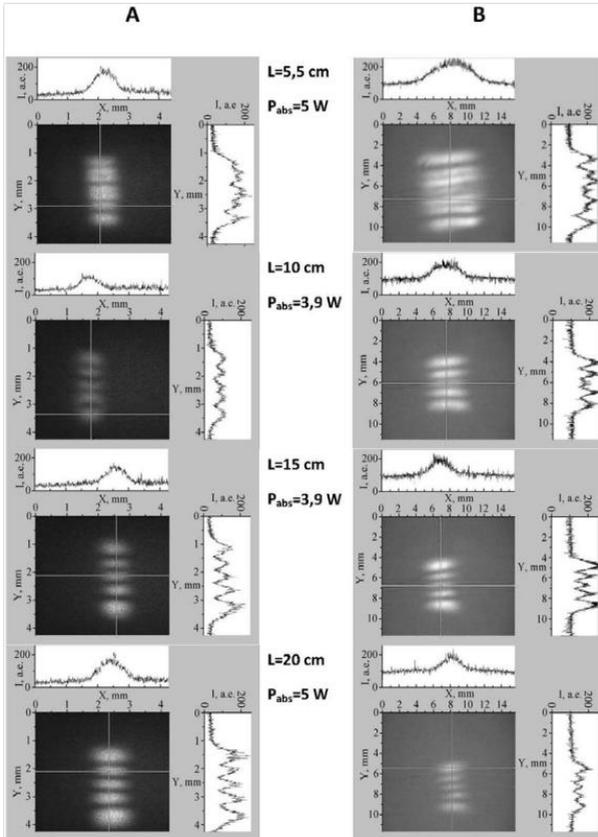


Fig.1. Transverse intensity distribution of the laser emission inside the AD (A) and in the far-field zone (B). L—laser cavity length, P_{abs}—absorbed pump power.

The study of the spatial characteristics of the output laser emission of the Nd:GGG disk laser with multipoint spatially periodic diode pumping and flat–flat resonator was carried out. It was experimentally demonstrated that the far-field intensity distribution was also spatially periodical. This effect is possible only in the presence of optical coupling between lasing channels and the presence of phase shift between them simultaneously. Analysis of the experimental results showed that the main role played in the creation of the phase shift

between the lasing channels was the non-uniform change of the optical thickness of AD, formed due to active medium heating by the pumping emission.

References:

- [1] Giesen A., Hugel H., Voss A., Wittig K., Brauch U. and Opower H. 1994 *Appl. Phys. B* **58** 365–72.
- [2] Garnov S. V., Mikhailov V. A., Serov R. V., Smirnov V. A., Tsvetkov V. B. and Shcherbakov I. A. 2007 *Quantum Electron.* **37** 910–15.
- [3] Likhanskii V. V. and Napartovich A. P. 1990 *Sov. Phys.—Usp.* **160** 101–43.
- [4] Kandidov V. P. 1999 *Soros Educ. J.* **12** 68–75.
- [5] Glova A. F. 2003 *Quantum Electron.* **33** 283.

PLASMONIC BOWTIE NANOANTENNAS FOR SINGLE-PHOTON SOURCES BASED ON SINGLE-COLOR-CENTERS IN NANODIAMONDS

Khoshooniy N.A.^{1,2}, Kruse A.¹, Lukishova S.G.¹

¹*University of Rochester, Rochester*

²*National Research Nuclear University MEPhI*

(Moscow Engineering Physics Institute, Moscow

конт. тел. +79265276418, e-mail kopnik@yandex.ru

With the growing scientific and technological interest in secure quantum communication, there is a great need for reliable single (antibunched) photon sources (SPSs) with all photons separated in time [1]. Using single photons, both the sender and the receiver will know if some eavesdropper intercepts their message with a secret key. To create single photons a laser beam should be focused on a single emitter (molecule, quantum dot, color-center, etc.) which emits a single photon at a time. The best way to enhance single-photon count rate (bit rate of a quantum communication system) is to put a single emitter within a plasmonic nanoantenna [2-3].

This work is directed towards an efficient, room-temperature SPS based on color-center nanodiamonds within a plasmonic gold bowtie nanoantennas [4]. Fig. 1, left shows a confocal microscope micrograph of a photoluminescence of a single nitrogen vacancy (NV) center in nanodiamond. Variations of photon count rate in time (black and bright stripes on the image) during the scan (blinking) indicates that a *single* NV-center was excited. We observed photon antibunching from this center. We also carried out computer-based modeling of the electric field enhancement inside the gaps of gold plasmonic bowtie nanoantennas (two triangle tips separated by a nanometer-sized gap, see Fig. 1, right with electric field distribution within this nanoantenna). A CST Microwave Studio electromagnetic field simulation software was used.

Fig. 2. shows the results of numerical modeling of the electric field distribution within the gold bowtie nanoantenna on a substrate made out of a material with a dielectric constant of 2.2 and below it there is another substrate made out of a material with a dielectric constant of 2. The bowtie gap was 15 nm, and its arms' length – 75 nm. Fig 2 shows

the dependence of electric field enhancement within a 15-nm nanoantenna gap versus wavelength.

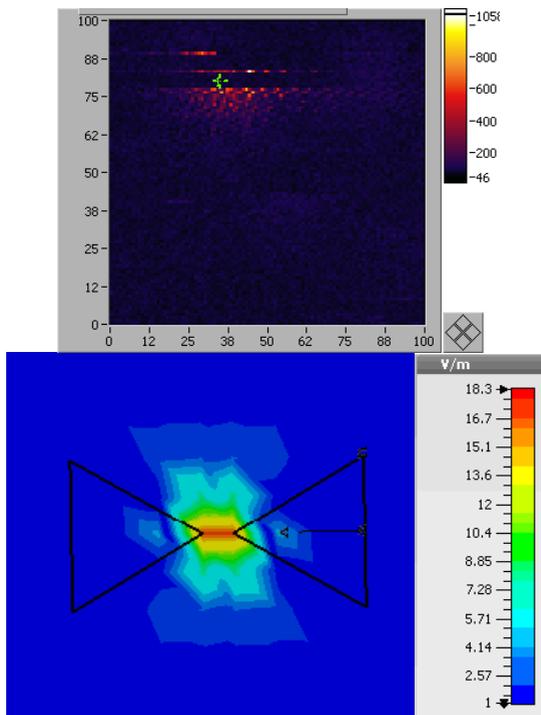


Fig.1. LEFT: Confocal fluorescence microscope micrograph of a single NV-color center photoluminescence in a 20-nm-diameter nanodiamond under cw, 633-nm excitation. Bar indicates photons/5msec. RIGHT: Numerical modeling of electric field distribution within a bowtie plasmonic nanoantenna (front view).

Our modeling shows that gold bowtie nanoantennas can strongly enhance photoluminescence intensity of different color-centers in nanodiamonds (70 fold field and 4900 fold intensity enhancement with a 15-nm gap). The best results of enhancement will be for photoluminescence wavelengths of silicon vacancy (738 nm), chromium (749 and 756 nm), and nickel-nitrogen (793.7 nm) color centers in nanodiamonds. For a NV-center with a 637 nm wavelength of zero-phonon line, several fold field and ~20-50 fold intensity enhancement can be observed with

a gold bowtie nanoantenna. We have available 14-nm nanodiamonds with NV-centers and fabricated gold bowtie nanoantennas. The next step will be placing the nanodiamonds within nanoantenna gaps using an AFM tip [3]. For stronger enhancement of photoluminescence intensity of NV-center nanodiamonds silver or aluminum bowtie nanoantennas with plasmonic resonances near 600 nm can be fabricated.

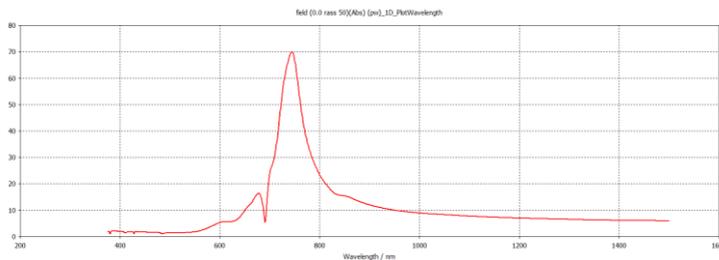


Fig.2. The dependence of electric field enhancement within a 15-nm nanoantenna gap versus wavelength.

References

- [1]. A. Migdall, S. Polyakov, J. Fan, J. Bienfang, Eds., *Single-Photon Generation and Detection, Physics and Applications*, 2013, Elsevier.
- [2] Kinkhabwala, A., Yu, Z., Fan, S., Avlasevich, Y., Müllen, K., Moerner, W.E., “Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna”, *Nature Photonics* 3, 654–657 (2009).
- [3] S.G. Lukishova, J.M. Winkler, et al., “Nanocrystal fluorescence in photonic bandgap microcavities and plasmonic nanoantennas”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, Vol. 594, 012005, (2015).
- [4] I.I. Vlasov, S.G. Lukishova, V.I. Konov, “Nanodiamond single-photon emitters”, *EPJ Web of Conferences*, Vol. 103, paper 01013 (2015).

**DEVELOPMENT OF EXPERT DECISION SUPPORT SYSTEM
FOR DOCTORS AT DIAGNOSIS OF ONCOLOGICAL DISEASES:
ESOPHAGEAL CANCER, THYROID GLAND CANCER
AND LIVER CANCER.**

***Korenevskaya P.Y., Kudryavtseva I.O., Ovcharova V.S., Nikitaev V.G.,
Pronichev A.N., Dmitrieva V.V., Selchyuk V.Y.¹***

National Research Nuclear University «MEPHI», Moscow

¹*Russian oncological scientific center of N.N. Blochin, Moscow*

Phone: +7-915-388-94-16, e-mail: pollywonder@mail.ru

In Russia oncological diseases are annually found in more than 450 thousand people, and 300 thousand of them die. Tumor diseases mortality rates third in Russia. At the same time, each decade oncological incidence increases more than by 10% [1, 2].

Treatment of tumors directly depends on diagnosis of diseases. One of the diagnostics problems is detection of a tumor at an early stage of development. However, there are diagnostic mistakes which arise due to the lack of highly skilled doctors. Any doctor needs to know clinical signs, necessary methods of diagnostics and treatment of an oncological disease.

The relevance of this work consists in the necessity of creating a system helping doctors to diagnose oncological diseases at an early stage of tumor development. This system automates some doctors' actions what will allow reducing the diagnosing time of different types of cancer.

The purpose of this work is to develop an expert decision support system for doctors for the diagnosis of oncological disease, such as esophageal cancer, thyroid gland cancer and liver cancer.

The clinical records of patients with diagnoses – esophageal cancer, thyroid gland cancer and liver cancer, are used as the basic data for the research.

The developed expert system is designed [3, 5]:

- 1) for storage of clinical records in electronic form,
- 2) for automation of actions of the doctor during the work with clinical records,
- 3) for reduction of time of diagnosing oncological diseases by automation,

4) for the display of the obtained result on the criteria of the search set directly by the doctor.

The expert system will possess the convenient and clear interface for the user.

At this stage the structure of an expert system for storage of clinical data of the patient allowing doctors to carry out statistics is being developed [4].

The next stage of the development of the expert decision support system for doctors will be devoted to filling the expert system and carrying out clinical tests.

Literature

1. Oncology. The national manual. / V.I.Chissov, M.I.Davidov. M.: GEOTAR-medica, 2008.[Rus]

2. Chissov V.I., Starinskiy V.V., Mamontov A.S., Danilova T.V. The detection algorithms of oncological diseases in population of Russian Federation. Methodical recommendations for organizers of health care, doctors of primary link, specialists doctors. M., 2009. [Rus]

3. Nikitaev V.G. The high-tech information measuring complexes of oncological diagnostics: problems and the basic provisions of the construction methodology. // The measuring technique. 2015. №2. C.68-70. [Rus]

4. Rybina G.V. The models and methods of realization of intellectual technology of creation the integrated expert systems // The devices and the systems. Management,console, diagnostics. 2011. №10. C.1-4. [Rus]

5. Rotin D.L., Petrovichev N.N., Pavlovskaya A.I., Nikitaev V.G., Berdnikovich E.Y., Pronichev A.N., Popov D.A. The expert system for histologic diagnosis of thyroid glands' tumors. // Archive of pathology. ISSN 0004-1955. 2004. T.6. N.2. C.47-51. [Rus]

RESEARCH ON THE MODULATION CHARACTERISTICS OF VERTICAL CAVITY SURFACE EMITTING LASERS

Korneeva A.A.¹, Zibrov S.A.¹, Vasiliev V.V.¹

¹Лаборатория стандартов частоты, Москва.
+7 968 693 39 26, Fdstoevski13@gmail.com

We have studied the modulation characteristics of vertical cavity surface emitting lasers (VCSEL) [1]. We have examined lasers of different companies from which we have chosen the most suitable for small-scale atomic clock. The atomic clock work is based on the effect of coherent population trapping (CPT) [2] observed in the three-level system. This system can be implemented in the alkali metal atoms. Due to the coherent super-position state of the atoms, this effect is generated by dichromatic field. While atoms are in this state, they do not absorb light.

In our work we have also studied the dependence of frequency of the crystal oscillator, which is a part of the structure of this clock, on the microwave power laser modulation. The power ranges have been found, in which the effect of changes of microwave power on the central CPT resonance frequency decreases. Moreover, in these ranges the dependence is extreme, which allows to stabilize the power of the microwave through extremes of the CPT central resonance frequency. This connection improves the frequency of small-scale atomic clock stability. We have also found methods for studying the evolution of the laser emission spectrum at current modulation and the dependence of the light emission power of the microwave power.

Literature:

[1] C. Affolderbach, A. Nagel, S. Knappe, C. Jung, D. Wiedenmann, R. Wynands “Nonlinear spectroscopy with a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL)” // Appl. Phys. B 70, 407-413, 2000.

[2] Г.А. Казаков, А.Н. Литвинов, Б.Г. Матисов, И.Е. Мазец “Резонанс когерентного пленения населенностей (электромагнитно-индуцированной прозрачности) в ячейках конечного размера” // Журнал технической физики, том 78, вып.4, с.108-114, 2008

AUTOMATIC TESTING SYSTEM FOR WELDERS

Korol'kov D.S., Pashovkin I.V.

АГУ, Астрахань

1)+7 964 889-36-93, fientplay@gmail.com

2)+7 937 825-48-21, pashovkin_igor1995@mail.ru

Automatic welding testing system created for russian students who have chosen welding as a basic specialty. At the moment we have beta testing structure, but all of the students can join this system and complete some tests. Nowadays only a very small part of univercities have such complex testing and education systems. That's why we decided to create one for our state univercity too. Now, we would like to show features of our system.

Let's say about types of questions we have in our web project. There are 6 types of questions we can use: 1) Multiple choice - Single Answer , 2) Multiple choice - Multiple Answers, 3) Fill in the Blanks, 4) Short Answer, 5) Long Answer, 6) Match the Column. All of them are often used in different tests, created by a lecturer.

The next feature we would like to note is a full management of users. As a administrator you can add and manage unlimited users or students. Additionally, you can create unlimited groups of users which helps you to assign different quiz to different groups.

One of the most imortant function on our web project is Live classroom. Live Classroom is a place where lecturer can post live content (text, image or any other attachments) to users of selected groups. Users can ask any question by posting comments and you (Lecturer) have power to publish, delete and answer that comments. Closing any class will disable new content or comments. We have no limits on the files you would like to attach.

Доклады на английском языке

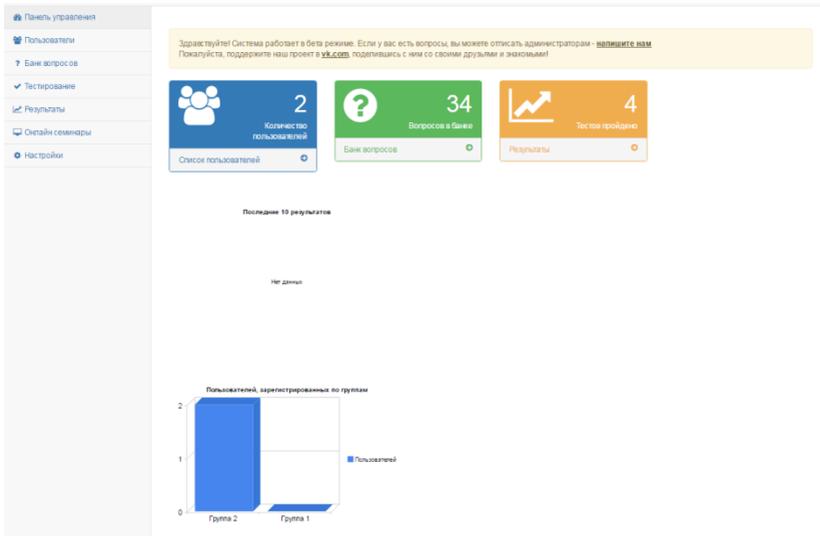


Fig 1. The screenshot of the main page. Logged as a lecturer. The left side of the screenshot shows all functions and features of the project.

PULSATING INSTABILITIES OF RICH HYDROGEN-AIR LAMINAR FLAMES IN A MODEL WITH DETAILED KINETIC MECHANISM

Korsakova A.I.^{1,2}, ***Gubernov V.V.***¹

¹ *P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow,
Russian Federation*

² *National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russian Federation
korsakova@lpi.ru, 89852013010*

Abstract

The diffusive-thermal stability of combustion waves in rich hydrogen-air mixtures is investigated in a model with detailed kinetic mechanism and detailed transport within an isobaric approach. Three different kinetic mechanisms are employed: truncated GRI3.0, Warnatz and San-Diego. The mathematical problem is a system of nonlinear partial differential equations for temperature and mass species that is solved numerically with finite-difference method. With the increasing of pressure the Andronov-Hopf bifurcation occurs. In the parameter space the Hopf frequency and the critical pressure have been found. It has been demonstrated that stability boundary differs significantly depending on the mechanism chosen. The sensitivity of the parameters on the mechanism chosen shows that finding these parameters experimentally offers a new way for the verification of kinetic mechanisms. It is demonstrated [1] that Andronov-Hopf bifurcation is supercritical and resulting in pulsating combustion waves. The properties of given solutions have been investigated, it has been shown that pulsating combustion waves are propagating averagely with a constant velocity. Reagents mass species profiles are a periodic function of the time. The temperature oscillations amplitude depends on supercritical parameter according to a root law.

In addition the effect of thermal (Soret) diffusion on the structure, propagation speed and diffusional-thermal stability of rich hydrogen-air freely propagating planar premixed flames have been investigated. Both a detailed mechanism and a transport model have been employed to study numerically the structure and stability of this flame. The Warnatz detailed reaction mechanism [2] have been used. The obtained results, first of all, confirm the classical asymptotic analysis by Garcia-Ybarra

and Clavin [1], namely, the Soret diffusion influences the flame speed and structure (for hydrogen/air systems) only moderately, but shifts significantly the diffusional-thermal stability limits.

References

[1] A.I. Korsakova, V.V. Gubernov, A.V. Kolobov, V. Bykov, U. Maas, *Combustion and Flame* 163 (2016) 478–486.

[2] U. Maas, J. Warnatz, *Combustion and Flame* 74 (1988) 53–69.

[3] P. Garcia-Ybarra, C. Nicoli, P. Clavin, *Combust. Sci. Technol.* 42 (1984) 87–109.

METHODS OF COMPRESSION OF DIGITAL HOLOGRAMS

Kurbatova E.A.

*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow
Tel.: 8-905-733-72-15, e-mail: Ekaterina_q@inbox.ru*

The digital holography, as distinct from the photography, allows to register information not only on 2D objects, but also on 3D scenes [1]. As a result now it is popular technique in different fields of scientific research: an interferometry, microscopy [2], optical and optoelectronic information processing, reconstruction static and dynamic 2D and 3D-scenes[3], etc. Characteristics of matrix photo recorders are develop, thus now the size of files of images may be more than ten megabytes. For transfer of holographic video with a standard frequency of movies (24 Hz) it is necessary to have the channel with capacity of 2-4 Gbit/sec. This size is significantly more, than in standard communication channels. Size of ten minutes of holographic video will be more than 1 terabyte, so large volumes of archival memory size are required to store holographic video.

For speed up of transmission of holograms and reducing of archival memory size required to store it, it is possible to carry out compression of holograms. There are three main classes of methods of compression of digital holograms:

- methods based on standards of images and video compression (JPEG, MPEG-4, etc.);
- scalar methods (for example, non-uniform logarithmic quantization);
- vector methods (include systems based on learning and neural networks; for example, k-means method [4]).

Objective of this research is comparison of the most popular methods of compression of digital holograms. Numerical and experimental comparison of the restored images from compressed with different methods holograms is considered. Advantages and disadvantages of realized methods are discussed.

For compression of digital holograms it is possible to use standard methods of compression of digital images, for example, conversion to the JPEG format. This group of methods is based on statistical parame-

ters of images and features of visual perception by the human eye. It is focused on elimination of surplus information in images by rejection of unnecessary harmonics of spectral representation. However in case of digital holograms these methods are much less applicable. It deals with four factors. First, quality of reconstructed image from the hologram is more important than visual perception of the compressed hologram. Secondly, algorithms of compression of digital images are most applicable for pictures with gradual changes of brightness, but digital holograms are interferential pictures. Generally there are non-gradual changes of brightness in the hologram as the picture period must be less than 2-4 pixels. Thirdly, usually object of hologram has a lot of details. As a result, not taking into account of various spectral components of the hologram leads to much more serious quality loss of the reconstructed image, than in case of compression of standard photographs. Fourthly, usual pictures are directed on registration of amplitude (intensity) of a wave, and holograms are directed on registration not only amplitude, but also even more on registration of a phase of a wave. Therefore for digital holograms algorithms of compression with quality losses (for example, JPEG) are usually not applicable.

In this paper the most popular methods of compression of digital holograms from three classes of methods are considered: based on standards images and video, scalar and vector quantization. Among methods of scalar quantization Lloyd-Max's method is the most qualitative method [5]. This method considerably is inferior on speed to the simplest methods of scalar quantization, which possess the poorest quality of reconstruction from considered in this paper. Vector methods possess high quality of reconstruction and extremely low speed. In case of use of methods of vector quantization quality of reconstruction strongly depends on an initial choice of parameters of method.

References

1. Juptner, W., Schnars, U. Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2005).
2. Molder, A., Sebesta, M., Gustafsson, M., Gisselson, L., Wingren, A.G., Alm, K. Non-invasive, label-free cell counting and quantitative analysis of adherent cells using digital holography. *Journal of Microscopy* 232, 240–247 (2008).

3. Locatelli, M., Pugliese, E., Paturzo, M., Bianco, V., Finizio, A., Pelagotti, A., Poggi, P., Miccio, L., Meucci, R., Ferraro, P. Imaging live humans through smoke and flames using far-infrared digital holography. *Opt. Express* 21 (5), 5379-5390 (2013).

4. Jain, A.K., Dubes, R.C. *Algorithms for Clustering Data*. Prentice-Hall (1988).

5. Lloyd, S.P. Least Squares Quantization in PCM. *IEEE Transactions on Information Theory* IT-28 129–137 (1982).

TEMPORAL CHARACTERISTICS OF THE FLUORESCENCE OF NOVOCAINE MICROPOWDERS

Kurbonov A.K.¹, Gorelik V.S.², Rakhmatullaev I.A.¹

¹Institute of Applied Physics of National University of Uzbekistan, Tashkent

²P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow

Cont. phone numb.: +998901869597, e-mail: rakhmatullaev@uzscience.uz

One of the most effective analytical methods for research of structure of complex organic molecules is the method of measurement of fluorescence [1]. The spectral and energy characteristics of secondary radiation in condensed media, in particular in powders have been studied in numerous papers [1,2]. However, the temporal characteristics of the secondary radiation in such media, until recently, remained poorly understood.

Recently, we presented a different approach of the time-resolved fluorescence technique that can register temporal characteristics of the fluorescence of the powder structures without resorting to the deconvolution of the laser temporal response [3,4].

In this paper we study the temporal characteristics of the fluorescence of Novocaine micropowders (the average sizes of particles of the powder $\sim 50 \mu$) in a repetitively pulsed laser excitation. In our experiments we observe a dramatic decrease of the photoluminescence intensity in powders even at the lowest possible delay (35 ns), provided by the used pulsed excitation gating system. The repetitively pulsed excitation and the time delay settings in the registration system allowed us to separate “fast” and “slow” components of the secondary radiation of these structures.

The set-up incorporates a copper vapor laser, which generates visible radiation with wavelengths $\lambda=510.6$ and 578.2 nm. The lasing is performed in the form of short pulses (20 ns) with a repetition rate of 10^4 Hz. The average power of pulses was 1 W. Radiation from the laser was focused by a lens in a nonlinear-optical crystal of BaB_2O_4 . A filter separated a yellow ($\lambda=578.2$ nm) or a green ($\lambda=510.6$ nm) laser line. Thus, at the exit of BaB_2O_4 crystal there was an ultraviolet radiation with the wavelength of 289.1 nm. Ultraviolet radiation was focused by a lens on an investigated sample. The secondary radiation was focused by lenses

onto the entrance slit of MDR-2 monochromator. After passing through the MDR-2, the radiation was detected by FEU-130 photomultiplier that operated in the photon counting mode [3,4]. The recording system with a gating allowed one to detect signals of the fluorescence with a high sensitivity (down to 10^{-15} W).

The fluorescence spectra (FS) of Novocaine micropowders were recorded for various delay times with respect to the excitation pulse. The FS band covers the wavelength range of 325–410 nm and has a peak at 347 nm. The delay of 35 ns induces a sharp decrease in the fluorescence intensity nearly 8 times and the spectral peak ($\lambda=347$ nm) shifts by 2 nm to the long-wavelength region ($\lambda=349$ nm), and a half-width of the spectra decreases. With a delay equal to 80 ns FS intensity decreases nearly 38 times. Earlier the spectra of two-photon-excited fluorescence (TPEF) in Novocaine micropowders were obtained in work [5]. From comparison of spectra of ultraviolet one-photon fluorescence with TPEF spectra, it is visible that they differ in a form. Based on the decrease in the intensity of maximum fluorescence of Novocaine in the area of 347 nm, one can estimate the relaxation time (τ) of the corresponding excited electronic term:

$$I = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

where t is the delay time, I and the I_0 corresponding intensity of maximum of fluorescence. It should be noted that in our experiments there was a dramatic decrease of the photoluminescence intensity even at the lowest possible delay (35 ns), provided by the used pulsed excitation gating system. The relaxation time in accordance with the formula (1) was 20 ns.

The FS observed can be considered as a result of the one-ultraviolet-photon excitation of electron states followed by transition of molecule to the vibrational sublevels of the ground (S_0) state. The short-wave edge of these spectra corresponds to the $\pi^* - \pi$ electronic transition in a benzene ring. The long-wave edge of the FS may be assigned to the vibrational sublevels of the molecular ground state. Thus, using the pulse-periodic excitation and the time delay settings in the registration system allowed us to study the conditions of the emergence and separation of “fast” and “slow” components of the FS of the structure under study. The obtained results give great opportunities of controlling the molecular composition of foodstuff and organic structures.

The authors acknowledge financial support from the State Scientific-Technical Programs of the Republic of Uzbekistan (grant no OT-F2-67 and A-3-113).

References

1. J.Nygren, A.Elbergali, M.Kubista. "Unambiguous Characterization of a Single Test Sample by Fluorescence Spectroscopy and Solvent Extraction without Use of Standards". Anal. Chem. V.70. pp.4841-4846 (1998).
2. A.O.Doroshenko. "Ortho-POPOP fluorescence anisotropy: additional arguments in favor of discrete model for S_1^* -state structural relaxation". (KhU.Bul. N549.pp.30-33 (2002).
3. V.S.Gorelik, I.A.Rakhmatullaev. "Excitation of Raman Optical Processes in an Ultradispersed Medium by Radiation from a Pulsed-Periodic Laser". Tech.Phys. V.50. pp.61-64 (2005).
4. I.A.Rakhmatullaev, V.S.Gorelik, A.K.Kurbonov. "Isochronous secondary radiation in aromatic compounds". Res.Enviro.Life Sci. V.8. N3. pp.403-406 (2015).
5. A.M.Agaltzov, D.R.Dzhuraev, V.S.Gorelik, I.A.Rakhmatullaev. "The fluorescence spectra of pharmaceutical compounds under two-photon excitation". J.Rus. Laser Res.V.17. pp.305-312 (1996).

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF PRODUCTION ABILITY OF A MEDICAL CYCLOTRON

Ivan Kutuzov^{1,2}, Prof. Vladimir Belyaev¹

¹*Moscow Engineering Physics Institute, Moscow*

²*Main Clinical Hospital named after acad. N.N. Burdenko, Moscow*

+7-926-526-69-45, ivankut@mail.ru

Nowadays, the method of Positron emission tomography is considered to be a state of the art diagnostic instrument in such areas of medicine as radiation oncology, neurology and cardiology. Today the number of PET facilities in the World has already exceeded several thousands, and it has been continuously growing [1].

More and more new radiopharmaceuticals undergo preclinical and clinical trials, and the number of radionuclide labels used is also on increase. In particular, radioisotopes of ¹⁸F, ¹¹C, ⁶⁸Ga, ¹⁵O, ¹³N, ⁸²Rb, ¹²⁴I and ⁶⁴Cu are the most common in both clinical and research areas. Manufacturing of the most part of them involves cyclotron irradiation of liquid, gaseous or solid target. As long as production of radiopharmaceuticals is a multi-stage process, control of the cyclotron production ability is essential [2].

The purpose of the present work was to develop the method, enabling determination of the production ability of a cyclotron of any type and model.

Upon review of the related theoretical basis, it was found that there has always been a ‘figure of merit’ – the numerical factor of each particular machine (cyclotron target), characterizing its production ability [3, 4]. This factor is called ‘saturation yield’ and is defined as a relation of the maximum produced activity (A_{sat} when $t \rightarrow \infty$) with a stable current, to this current value (I):

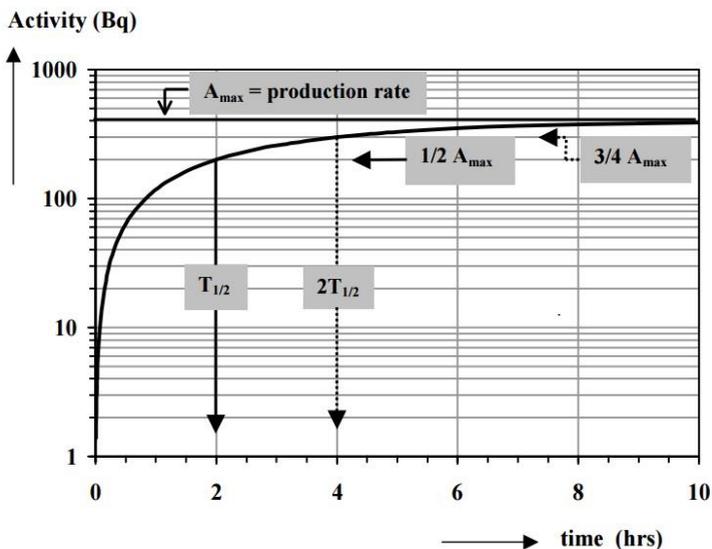
$$(1) \quad \left(\frac{A_{sat}}{I} \right) = const$$

It is well known that activity, manufactured on the cyclotron is expressed as follows:

$$(2) \quad A(t) = P \times (1 - e^{-\lambda t})$$

The graph on the picture 1 demonstrates radioactive growth of the irradiated target.

For the experiment, the liquid fluorine ^{18}F target of the MINITrace cyclotron (GE) was taken. (Half-life of the ^{18}F is around 109.8 minutes). It was irradiated several times with different proton currents, and the irradiation times differed accordingly. Activities of the ^{18}F samples, occurring from the nuclear reaction $p(^{18}\text{O}, ^{18}\text{F})n$ were accurately measured, and saturation yield of the target was calculated precisely. The table 1 illustrates the results of the measurements and calculations.



Pic. 1. Schematic expression of the radioactive growth

Consequently, the saturation yield of the tested target was found to be $(3\ 214 \pm 225)$ MBq/uA.

Table 1. Determination of the saturation yield of the ^{18}F target. Bombarding p^+ current is $I = 30 \text{ uA}$										
№	t, min	$t/T_{1/2}$	A(t), MBq	A_{sat} , MBq	$\langle A_{\text{sat}} \rangle$, MBq	A_{sat}/I , MBq/uA	$\Delta A_{\text{sat}}/I$, MBq/uA	Reference value	Δ	$\Delta / \text{Ref.}$
1	21	0,19	11 859	95 516	96 411	3 214	225	3 260	46	1,41 %
2	30	0,27	17 205	99 721						
3	60	0,55	29 637	93 997						

This experimental data are in very good correspondence with the figures, provided by the manufacturer [5]. Stated saturation yield of the target is 3 260 MBq/uA, the difference is just 1,41%.

Conclusion: the method developed is reliable and is of use for the determination of the production ability of the medical cyclotrons.

Literature:

1. A.K. Buck, K. Herrmann, T. Stargardt et al. «Economic Evaluation of PET and PET/CT in Oncology: Evidence and Methodological Approaches», 2009 year;
2. C. Gonzalez «PET Radionuclides production. Cyclotron selection and location»
3. Simon Fraser University «Radioactive decay and the Bateman equation. Introduction to Nuclear Science», Jan. 19, 2011;
4. E. Hess, S. Takács, B. Scholten et al. «Excitation function of the $p(^{18}\text{O}, ^{18}\text{F})n$ nuclear reaction from threshold up to 30 MeV», Radiochim. Acta 89, p. 357-362, 2001 year;
5. GE Healthcare «MINI Trace Technical specification. Direction 2232992-100, Doc 0453403», Target systems and chemistry processes, p. 25.

SCALAR TRIPLET AND A DOMAIN WALL (EXACT SOLUTION)

***Lizunova M.A.*^{1,2}, *Gani V.A.*^{1,2}, *Radomskiy R.V.*¹**

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow*

²*NRC Kurchatov Institute, Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow*

8-985-914-5236, *mary.lizunova@gmail.com*

We studied a model with a real scalar Higgs field φ and a scalar triplet field χ^i in $(1+3)$ dimensions that allows existence of such topological defect as a domain wall. The Lagrangian of this system is

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi^i \partial^\mu \chi^i - (1 - \varphi^2)^2 - \gamma [(\varphi^2 - \mu^2) \chi^i \chi^i + \beta (\chi^i \chi^i)^2]. \quad (1)$$

Considered model with a global non-Abelian symmetry $O(3)$ enables the existence of topological defect. This defect breaks the symmetry to its subgroup $O(2)$. The topological defect is then parameterized, in addition to the translational modes, by $(\dim G - \dim H)$ orientational degrees of freedom. We found an exact analytic solution (in contrast to the authors of the [1], who investigated this model numerically) of the equations of motion that describes a domain wall with a localized configuration of the triplet field on it:

$$\varphi_w = \tanh(\alpha z), \quad \chi_w \sim \frac{1}{\cosh(\alpha z)}. \quad (2)$$

The plot of the solutions presented in Fig.1. The breaking of the global $O(3)$ symmetry of the model gave rise to non-Abelian orientational degrees of freedom. This solution allowed us to calculate contributions to the action from the orientational and translational degrees of freedom of the triplet field.

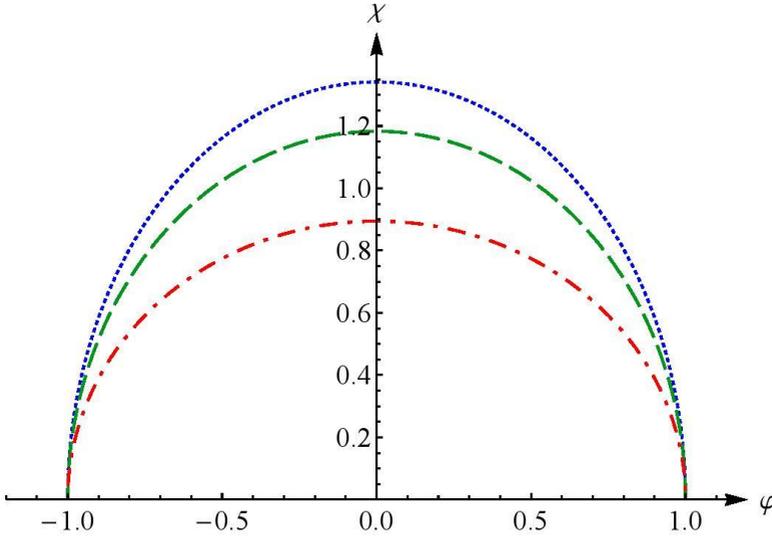


Fig.1. Trajectories of solution in (φ, χ) plane for different model parameters.

We also studied the linear stability of the «bare» domain wall (a solution in the form of «domain wall + triplet field switched off»):

$$\varphi = \varphi_w(z), \quad \chi = 0 \quad (3)$$

and derive analytic expressions for the excitation spectrum. We obtained constraints on the model parameters (β, γ, μ) , which show the stability against small perturbations of the field χ .

The obtained results can be useful in different areas of physics from cosmology to condensed matter physics. The subject is extremely wide [2,3].

List of reference

1. E. Kurianovych, M. Shifman. Non-Abelian moduli on domain walls. *Int. J. Mod. Phys. A* 29, 1450193 (2014).
2. A. Vilenkin, E.P.S. Shellard. *Cosmic Strings and Other Topological Defects*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
3. N. Manton, P. Sutcliffe. *Topological Solitons*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004).

**ESTIMATION OF THE PARAMETERS OF
SELF-PROPAGATING HIGH-TEMPERATURE SYNTHESIS
FOR OBTAINING A MATRIX MATERIAL BASED ON
PEROVSKITE CERAMICS FOR IMMOBILIZATION OF
ACTINIDE FRACTION**

Lutsik I.O.¹, Kuzmin V.S.¹, Posokhov D.V.¹

*¹Tomsk Polytechnic University, 634050, Tomsk, Lenina ave.,30
+7-923-428-8897, e-mail: iol4@tpu.ru*

One of the long-term and dangerous consequences of nuclear programs is the accumulation of radioactive wastes.

Existing technologies of immobilization of radioactive wastes such as cementation and vitrification have a several disadvantages mainly is the high rate of desalination. It makes them unsuitable for long-term storage of radionuclides.

One of the promising technologies for the immobilization of actinide fraction of high-level wastes is the obtaining perovskite-based matrix elements from commercially available powders in SHS mode [1]. Such phase composition is advantageous over glasses due to higher corrosion and desalination resistances.

The synthesis is based on the perovskite matrix material with Ni additive to the initial blend components (Ni powder of brand «PNK–OT1», Al powder of brand «PA–4»). Radioactive wastes were imitated by Nd₂O₃ powder of brand «TU 609-4272-84».

The percentage of neodymium oxide additives varied from 5% to 80% by weight. The study of dilution limits of samples has shown that the maximum degree of dilution of the sample is about 70 wt. %, In excess of this value the propagation of combustion wave stops. This leads to SHS termination.

X-ray analysis of obtained materials was carried out in order to determine their phase composition. It revealed that the samples with the percentage of Nd₂O₃ of 20% or more have following phases formations: aluminum oxide, nickel aluminide and aluminum-based perovskite. By increasing the amount of Nd₂O₃ to 30% or more phase formation is shifted toward the formation of aluminum oxide, which leads to fragility increase of samples.

Experiments has shown that the stable regime of propagation of combustion wave occurs only when pressure of sample molding is about 30 kgf/cm^2 or more. However when the pressure of sample molding of the initial system is above 50 kgf/cm^2 there is a significant increase in specific power output of reactions occurring in the sample unit volume, leading to a thermomechanical degradation of samples during the synthesis.

References

1. M. Skachek, Spent nuclear fuel and radioactive waste management of NPP, Publishing house: MPEI, pp. 488.

DEVELOPMENT OF THE FORECASTING MODEL FOR TIME SERIES WITH SPORADIC DEMAND

*Evgeniya M. Makedonskaya*¹

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow

+7(903)175-73-11, jenn.mak@outlook.com

Nowadays, ATM (Automated Teller Machine) machines and plastic cards are part of everyday life for millions of people around the world. Payments and cash withdrawals happen every day all over the world. Nevertheless, there are many places that cannot or refuse to accept plastic cards and many people still prefer to have available cash at any given moment. That is why ATM machines have become so important. Their maintenance are much cheaper than running standard offices: the rent is considerably cheaper and there is no staff to pay salary. In addition, it is easier to organize 24/7 access to ATM machine, than keep an office open all the time. The saved money reduce service cost, consequently attracting more clients and raising banks' income.

However, this way of using money has its drawbacks. The most serious of them being security problems for the ATM machines and the support of the client demand. An effective way to solve this problem is to forecast demand.

Time series forecasting is a well-studied processes, but results differ due to many factors. Nowadays, one of the first step in the time series forecasting is classifying ATM machines by their location and demand type. In some cases, location is the most important feature (for example, worksite ATM machines). In other cases, forecasting demand is the key to getting the most accurate prognosis. Forecasting demand is a rather easy task when ATM machine is at the office building or in some other place where the demand is constant. The problem becomes harder to solve, if the demand is not regular. One of those cases is sporadic demand. Sporadic (or intermittent) demand is demand that occurs at infrequent, irregular and often unpredictable intervals. [19]. The most important factor that makes the demand volatile is the sequence of zero values in a demand series. Thus, many researches define time series with sporadic demand as time series that contains 30% or more intervals

with zero demand and these intervals does not have a pattern [2]. Forecasts based on the classical models often bring dissatisfactory results with the too high mistake level. One of the main goal was better understanding of the sporadic time series.

The other goal was to create (and later implement) forecasting model for ATM demand time series. Based on the time series decomposition forecasting models and methods were chosen. For all of them prototypes were implemented. All prototypes had to face two main requirements [27]:

1. Forecasting demand for the future periods of time based on the previous statistics;
2. The model development cost has to be beneficial for the companies.

The implemented software was tested on the real life data provided by the bank with one of the largest ATM systems in Russian Federation that contained hourly cash withdrawals from different ATM machines for periods up to one month.

References

1. U.U.Kocer, Forecasting intermittent demand by Markov-Chain model / Turkey, Dokuz Eylul University, 2012. - 12 p.
2. Jingfei Yang M. Sc. Power System Short-term Load Forecasting: Thesis for Ph.D. degree. / Germany, Darmstadt, Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universitat, 2006. - 139 p.
3. Mazengia D.H. Forecasting Spot Electricity Market Prices Using Time Series Models: Thesis for the degree of Master of Science in Electric Power Engineering. / Gothenburg, Chalmers University of Technology, 2008.

INFLUENCE OF HETEROGENEOUS DEFECT FIELD ON MAGNETIZATION PROCESSES IN HTSC

Moroz A.N., Maksimova A.N.

*National research nuclear university «MEPhI», 115409 Moscow, Kashirskoe
shosse, 31*

+79689496093, moroz.anna@hotmail.com

Today special attention is paid to study of High-Temperature Superconductors (HTSC). It is well-known that all transport properties of HTSCs are determined by the dynamics of vortex structure and its interaction with defects of the sample [1]. The most practically important feature is the critical current density [2]. Different defect distributions affect the critical current value differently. Therefore, study of influence of different defect configurations on transport properties of HTSC is important.

In this paper, we have studied how a 5×5 - μm BSCCO thin film sample behaves when being magnetized by transport current's own field with and without external magnetic field. All calculations have been performed by using a method of mathematical modelling based on the Monte-Carlo Method. Several magnetization loops have been acquired for different distributions of point defects: rectangular and triangular grids, and several uneven distributions. An example is demonstrated in fig. 1. All the results are in good agreement with experimental data.

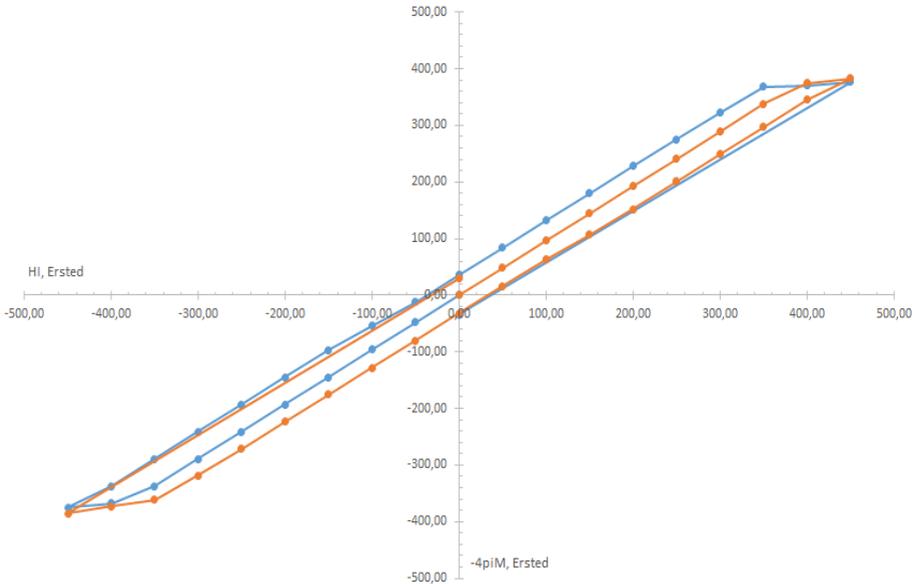


Fig.1. Current field magnetization loop of sample with 200 randomly distributed defects without external magnetic field.

References

1. В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.В. Зюбин. ЖЭТФ 121, вып. 2, стр 442-452 (2002).
2. Amish G. Joshi et al. Solid State Communications 118, p. 445-448 (2001).

THE EFFICIENCY OF SQUAMOUS-CELL CANCER FLUORESCENCE DIAGNOSIS

Mukhin A.E.¹, *Stranadko E.F.*², *Borodkin A.V.*³, *Grachev P.V.*³,
*Loschenov V.B.*³

¹*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow*

²*State Science Center of Laser medicine FMBA of Russia, Moscow*

³*laboratory of laser biospectroscopy, Prokhorov General Physics Institute of
the RAS, Moscow*

+7(915)1495633, mukhin.albert@gmail.com

Introduction. According to the data of Russian territories incidence of malignancies and mortality from them in 2014, the skin is a leading localization in the general structure of cancer incidence (12.6 %, with melanoma – 14.2%)^[1]. Currently, photodynamic therapy (PDT) has been successfully used in the treatment of malignancy, most of which are tumors of the skin, oropharynx, lung, bladder, the gastrointestinal tract^[2]. The advantage of PDT is the possibility of combining in a single procedure, treatment and fluorescence diagnosis, also known as photodiagnosis (PD). In case of cancer, PD is the most promising diagnostic method to clarify the borders of tumor proliferation, since the sensitivity of this method is much higher than other modern methods of diagnosis^[3].

Aim. Analysis of the results of squamous-cell cancer fluorescence diagnosis.

Materials and method. A patient with squamous-cell cancer on the back was admitted to the State Science Center of Laser medicine department of oncology. To conduct therapy and diagnosis has been used a chlorine series drug “fotoditazin”, which was injected intravenously in a dose 1.2 mg/kg of body weight. The irradiation was carried out remotely on the laser system “LFT-02-Biospec” with the light wavelength 662 nm and the light dose 270 J/cm². By laser electron-spectral system “LE-SA-01-Biospec” was held fluorescence spectrum analysis of the photosensitizer, with the light wavelength 632.8 nm (fig. 1a). Visual evaluation of the photosensitizer accumulation in the skin tissue and the tumor was performed by dual-channel laparoscopic fluorescent video system, with the fluorescence excitation on the wavelength 635 nm (fig. 1b).

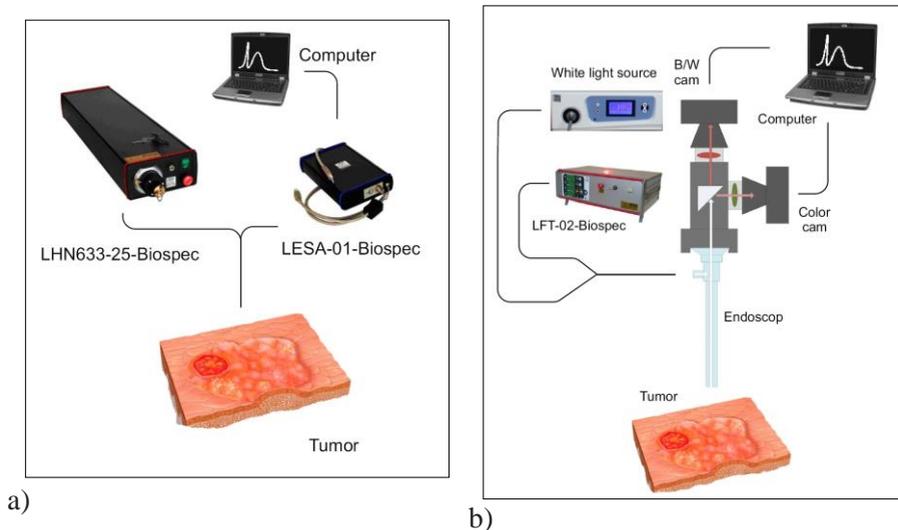
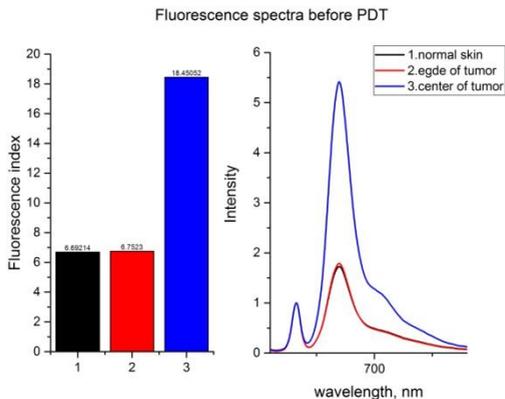


Figure 1. Schemes of a) “LESA-01-Biospec” and b) fluorescent video system.

Results. PD after 2.5 hours after drug injection revealed a high level of photosensitizer accumulation in the tumor tissue relative to visibly normal skin: average contrast index before PDT is equal to 1:2.7 (fig. 2a). Fluorescence of the drug increased as the irradiation, and at the end of PDT it can be seen that the highest accumulation was at the periphery of the tumor: in relation to the visibly normal skin 1:1.5. It is also worth noting that at a wavelength of about 700 nm fluorescence, at this stage, of unknown component was observed (fig. 2b).

a)



b)

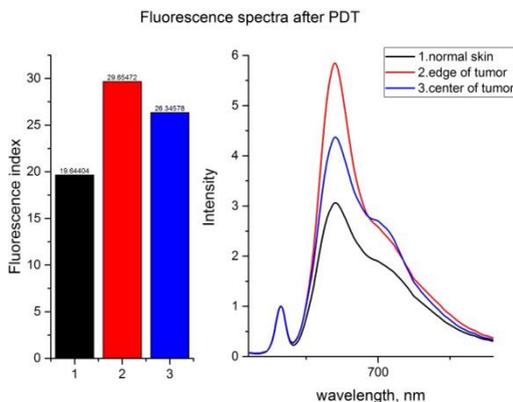
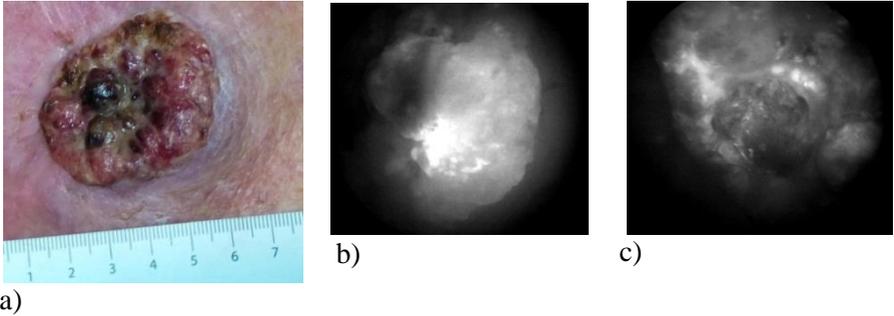


Figure 2. Fluorescent indices and spectra a) before PDT and b) after PDT.

By fluorescent video system PD of tumor (fig. 3a) we saw the border of proliferation and accumulation of the photosensitizer. According to images obtained before and after PDT (fig. 3b, 3c), it is seen that accumulation of the drug transferred from the center to the periphery, which confirms the results of the spectral analysis.



a) Figure 3. Squamous-cell cancer on the back of the patient: a) tumor size 3.5*4.5*1.5 cm; b) the visible fluorescent region of the injected drug before PDT and c) after PDT.

Conclusion. The findings point out to a high efficiency of fluorescence diagnosis method of squamous-cell cancer with the chlorine series photosensitizer.

References.

1. A.D.Kaprin, V.V.Starinsky, G.V.Petrova. "Malignancies in Russia in 2014 (morbidity and mortality)", (M.: Gertsen MSROI, 2016).
2. M.A.Kaplan, V.N.Kapinus, V.V.Popuchiev et al. "Photodynamic therapy: results and perspectives". An article in the journal "Radiation and risk ", V. 22, №3, P.115-123 (2013).
3. V.N.Volgin. "Modern methods of diagnosis and treatment of basal-cell cancer" (M.: Burdenko MMCH, 2011).

MICRO – HOLES FABRICATION IN THIN FILM AU/PD USING FEMTOSECOND LASER PULSES

***Nguyen T. H. T.*^{2,3,*}, *Emelyanov V. I.*¹, *Zayarniy D. A.*², *Ionin A. A.*²,
Kiseleva I. V.^{2,3}, *Kudryashov S. I.*², *Makarov S. V.*², *Rudenko A. A.*²**

¹ Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

² Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology (State University),
Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia

Тел. 8 (966) 180-12-40; e-mail: trang.nguyenthihuyen@htu.edu.vn

We used magnetron sputtering (SC7620, Quorum Technologies) to deposit a Au/Pd (80/20%) film with thickness $h \approx 60$ nm in argon atmosphere on a CaF₂ substrate. Single pulses of an Yb⁺-doped Satsuma fiber laser (Amplitude Systems) with two different wavelengths (first wavelength $\lambda_1 = 1030$ nm and second wavelength $\lambda_2 = 515$ nm), duration ≈ 0.2 ps and maximum energy in the pulse up to 10 μ J were used as a source of ultrashort laser pulses (ULP).

The spatial distribution of radiation at the output from a single-mode fiber corresponded to the TEM₀₀ mode. Laser radiation was focused into a spot with the radius $R_{1/e} \approx 1.5$ μ m on the surface of the sample in air through a microscope objective with NA = 0.25.

The incidence of ULP with various energies on the Au/Pd film surface results in different types of its modification at different fluences $F = 0.11 - 0.27$ J/cm². The measured energy dependences of the diameter of microbumps and holes on the surface of the gold film have the formation thresholds $F_{\text{bump}} \approx (0.10 \pm 0.02)$ J/cm² and $F_{\text{hole}} \approx (0.22 \pm 0.02)$ J/cm², respectively, and the characteristic radius of the distribution of the deposited energy $R_{1/e}^T \approx (2.0 \pm 0.1)$ μ m (Fig. 1).

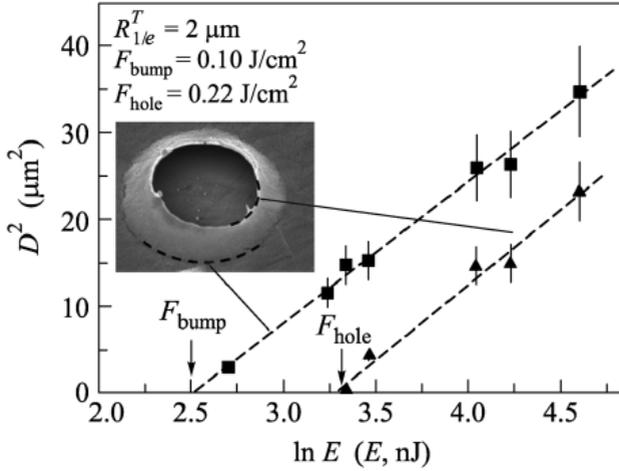


Fig. 1. Squared diameters of the region of formation of microbumps (squares) and holes (triangles) versus the natural logarithm of the laser energy. The inset shows the SEM image of the surface of the gold film irradiated by a single ultrashort laser pulse with the fluence $F \approx 0.27 \text{ J/cm}^2$.

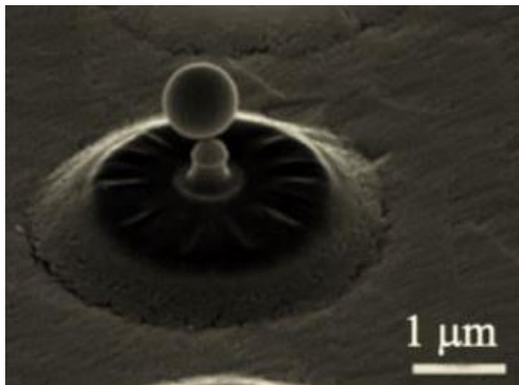


Fig. 2. SEM images of nanotip with nanoparticle at its top on the microbump produced by single ULP with the fluence $F \approx 0.18 \text{ J/cm}^2$.

The irradiation by single ULP with the fluence $F \approx 0.18 \text{ J/cm}^2$, the film in the central part (darker region) of the microbump becomes visibly thinner, and a submicron jet and a nanoparticles with a nanopit are produced immediately at the top of the microbump (Fig. 2).

As a result, in this work we performed micro-hole arrays fabrication in thin film Au/Pd (80/20%) by ablation technology using femtosecond laser pulses [1,2]. Micro-holes with diameters $d \approx 2 \div 3 \text{ }\mu\text{m}$ and periods $p \approx 5 \text{ }\mu\text{m}$ are produced. A new fabrication principle of nanoparticles with nanopits, which are promising for the fabrication of optical nano-antennas with unique optical properties, is proposed.

References

1. Emelyanov V. I., Zayarniy D. A., Ionin A. A., Kiseleva I. V., Kudryashov S. I., Makarov S. V., Nguyen T. H. T., Rudenko A. A., *JETP Letters*, Vol. 99, No. 9, pp. 518–522, 2014.

2. Zayarny D.A., Ionin A.A., Kiseleva I.V., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Rudenko A.A., Timkin I.A., Khmel'nitskii R.A., Nguyen T.H.T., *JETP Letters*, 2014, Vol. 100, No. 5, pp. 295–298, 2014.

FABRICATION OF PERIODIC ARRAYS OF MICROHOLES IN THIN Ag-FILMS BY FEMTOSECOND LASER PULSES

***Trang T.H. Nguyen^{1,4}, Sergey I. Kudryashov^{1,2,3}, Pavel N. Danilov¹,
Andrey A. Ionin¹, Roman A. Khmel'nitskii¹, Andrey A. Rudenko¹,
Irina N. Saraeva¹, Dmitry A. Zayarny¹***

¹ *Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia, email: sikudr@lebedev.ru*

² *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia*

³ *ITMO University, St. Petersburg, Russia*

⁴ *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

Тел. 8 (967) 132-83-39; e-mail: trang.nguyenthihuyen@htu.edu.vn

In our experiments the samples thin optical-quality silver (Ag) film with thicknesses $h \approx 30, 50, 100, 150$ nm were deposited onto a 1 mm thick CaF_2 substrate by magnetron sputtering SC7620 Quorum Technologies of a commercial Ag plate (99.99%) in argon. The film was arranged on a three-dimensional motorized micro-stage under PC control and linearly scanned at the scan speeds of $750 \mu\text{m/s}$ in a number of lines with shot-to-shot shift of $6 \mu\text{m}$ and interline spacing of $6 \mu\text{m}$ to produce on its frontal surface $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ wide arrays of microholes with variable diameters d (SEIRA sensors). The microholes were produced via single-shot ablation of the film by moderately weakly ($\text{NA} \approx 0.25$) focused 515 nm , FWHM pulse width $\tau_{\text{las}} \approx 220 \text{ fs}$, TEM_{00} -mode laser pulses of variable energy $E = 50\text{-}85 \text{ nJ}$ (peak fluences $F \approx 0.16\text{-}0.27 \text{ J/cm}^2$, the threshold fluence for hole formation $F_{\text{hole}} \approx 0.14 \text{ J/cm}^2$), resulting in the corresponding variation of d in the range $\approx 1\text{-}4 \mu\text{m}$ [1-3]. The resulting sensors were characterized by means of scanning electron microscopy (SEM, JEOL 7001F).

Arrays of microholes with different diameters of micro-holes $2, 3, 4 \mu\text{m}$ and period $6 \mu\text{m}$ were produced in thin silver films with thicknesses $30, 50, 100, 150 \text{ nm}$ by single femtosecond laser pulses with variable pulse energies, focused by different strong focusing optics. The microarray format is used for surface plasmon resonance (SPR) imaging, surface-enhanced IR adsorption (SEIRA) and its potential for applications in multiplex sensing. The measured energy dependences of the diameter

of microholes on the surface of the silver film with different thickness 30 (black curve), 50 (red curve), 100 (blue curve), 150 (green curve) nm (Fig.). Figure shows the same thickness in the silver film, if microhole of array has larger diameter, to energy of laser pulses is higher. And for the same diameter of microhole, if thickness of the silver film is larger, to energy of laser pulses is higher.

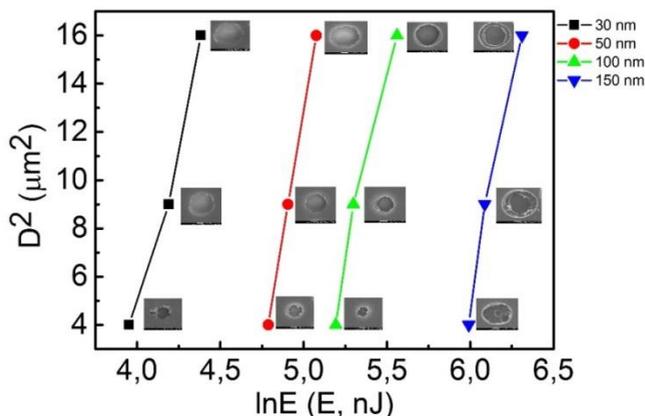


Figure. Diameters of the micro holes in thin silver film with different thicknesses versus the natural logarithm of the laser energy (black squares – 30 nm, red circulars – 50 nm, blue triangles – 100 nm, green triangles – 150 nm). The inset shows the scanning electron microscopy image of the microholes with $d_1 \approx 2 \mu\text{m}$, $d_2 \approx 3 \mu\text{m}$ and $d_3 \approx 4 \mu\text{m}$ irradiated by a single ultrashort laser pulse.

References

1. Emelyanov V. I., Zayarniy D. A., Ionin A. A., Kiseleva I. V., Kudryashov S. I., Makarov S. V., Nguyen T. H. T., Rudenko A. A., *JETP Letters*, Vol. 99, No. 9, pp. 518–522, 2014.
2. Yu. N. Kulchin, O. B. Vitrik, A. A. Kuchmizhak, A. G. Savchuk, A. A. Nepomnyashchii, P. A. Danilov, D. A. Zayarniy, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. A. Rudenko, V. I. Yurovskikh, A. A. Samokhin. *JETP*, Vol. 119, Issue 1, P. 15-23, 2014.
3. P A Danilov, D A Zayarniy, A A Ionin, S I Kudryashov, S V Makarov, A A Rudenko, V I Yurovskikh, Yu N Kulchin, O B Vitrik, A A Kuchmizhak. *Quantum Electronics*, Vol. 44, No. 6, 2014.

STUDY OF CHARACTERISTICS OF THE "SHASHLIK" TYPE ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

***Pereyma D.Yu., Egorychev V.Yu., Golubkov D.Yu., Prokudin M.S.,
Korolko I.E., Zaitsev Yu.M.***

*Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia.
Tel.:8-985-3691-859, E-Mail: Pereyma93@gmail.com*

Results of response measurements for prototypes of heterogeneous cellular electromagnetic calorimeters with wavelength shifting fibers are presented. The data set was obtained at 150 GeV muon beam at the SPS accelerator at CERN. The technique for determination beam particle coordinates is described. Light yield results of the calorimeter module are presented. The results are compared with the performance of LHCb electromagnetic calorimeter.

Heterogeneous cellular electromagnetic calorimeters with the wavelength shifting fiber light collection system, the so-called «shashlik» type calorimeters have proven their applicability in high energy physics.

Usage of wavelength shifting (WLS-fibers) for the scintillator light readout allows building modules with minimal fraction of «dead» volume. This type of calorimeters provides high efficiency, high energy resolution, high radiation resistance and flexible transverse and longitudinal granularity. [1]

Response and light yield of two electromagnetic calorimeter prototypes, manufactured at IHEP (Protvino) with spiral and straight WLS-fibers, were measured in SPS beam test at CERN in September 2015. The transverse section of the tested modules was $38 \times 38 \text{ mm}^2$. Each module had 175 layers of lead and scintillator tiles. Lead thickness was 0.8 mm and scintillator thickness was 1.5 mm. Four metal needles were used to provide mechanical rigidity of the module. Scintillator light collected was carried from the tiles and out to the photomultiplier (PMT) with a matrix of 4×4 WLS-fibers. All fibers were gathered into a bundle on the back side of the module and polished. The WLS-fibers ends were connected to a polystyrene light mixer size of $10 \times 10 \times 25 \text{ mm}^3$. To determine the coordinates of particles 4 multi-wire proportional cham-

bers (MWPC) from ITEP and CERN were used. Experimental setup is shown in figure 1.

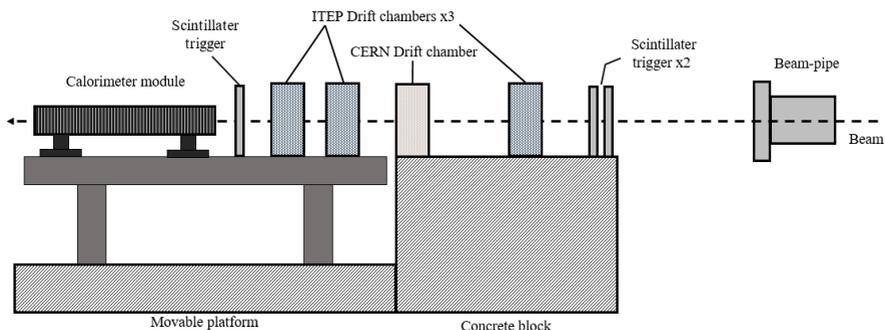


Fig.1 Beam-test experimental setup

The X and Y coordinates were calculated using the formulas:

$$x_i = a_i^x \times \Delta t_i^x + b_i^x$$

$$y_i = a_i^y \times \Delta t_i^y + b_i^y$$

Δt - is the time difference between the signal from two ends of delay line
i - is the chamber number
 a and b - are calibration coefficients

The average light yields were measured to be in the range of 600 – 750 photoelectrons for minimal ionization particle and 1900 – 1500 photoelectrons for electron with 1 GeV energy. In order to obtain the response map the dependence of the calorimeter response on the coordinate of the muon entry point into the cell was investigated. Muon signal is the energy released in the studied calorimeter cell. Cell surface was divided into square areas of $1 \times 1 \text{ mm}^2$, in each segment individual distribution of muon signal was built. The results were approximated with Landau distribution, and the center of the Maximum Probable Value (MPV) were filled in a two-dimensional histogram, which is the map of the calorimeter response for muons. Two muon response maps obtained for two modules with straight and spiral fibers layout are shown in figure 2.

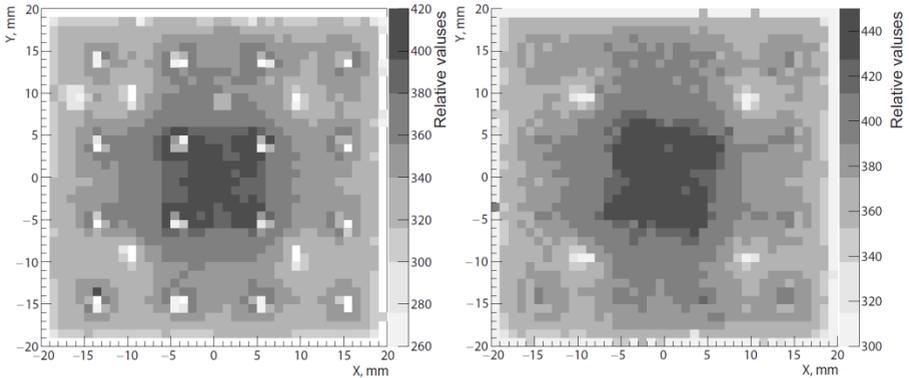


Fig. 2 Calorimeter response with straight (left) and spiral (right) WLS-fibers prototypes to the passage of high energy muons.

In the center of the module, one can see an increased response, which is caused by Cherenkov photons emitted during the passage of muons through the light mixer. Zero response gaps at coordinates $(\pm 10, \pm 10)$ are associated with the metal needles, which are used to improve mechanical rigidity of the module and form a dead volume area for muons. These histograms demonstrate that the prototype with spiral WLS-fibers have a better uniformity of response for muons incident normal to the surface of the module, with only minor non-uniformity near the WLS-fibers.

Acknowledges:

We acknowledge support from MinES of RF (grant №14.610.21.0002, identification number RFMEFI61014X0002).

References:

1.V.Egorychev, S. Barsuk, L.Camilleri, Yu.Gilitsky, S.Schualov. Beam test results of the LHCb electromagnetic calorimeter, LHCb 2007-149

LASER ASSISTED GENERATION OF GD-CONTAINING NANOPARTICLES IN LIQUIDS

M.A. Petrov^{2,3}, V.V. Voronov^{1,2}, G.A. Shafeev^{1,2}

¹Wave Research Center of A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

²A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

*³National Research Nuclear University, Moscow, Russian Federation
maksimallist@gmail.com*

PLAL allows generation of large variety of nanoparticles even of those of chemically active materials [1, 2]. Experimental results are presented on generation of Gd-containing nanoparticles via laser ablation of a bulk Gd and alloyed GdTi targets in various liquids (water, ethanol, n-propanol, DMSO, etc). Chemical composition of resulting nanoparticles determined with the help of X-ray diffraction is shown to depend on the nature of surrounding liquid. Ablation of Gd target in either water or ethanol results in the formation of Gd_2O_3 nanoparticles.

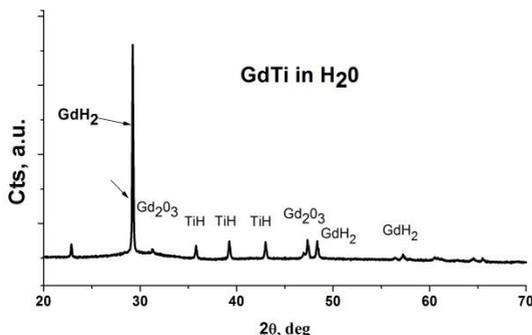


Fig. 1.

In this case the chemical composition of resulting nanoparticles is more complex (Fig. 1). Nanoparticles obtained by ablation of a bulk Gd target in DMSO show their plasmon resonance in the visible [3] and are therefore metallic. The generated nanoparticles are suitable to further biomedical applications.

References

1. Laser ablation in liquids, ed. G.W. Yang, Pan Stanford, 2012.
2. N. V. Tarasenko, A. V. Butsen, M. I. Nedelko, and N. N. Tarasenko, Laser-Aided Preparation and Modification of Gadolinium Silicide Nanoparticles in Liquid, *J. Phys. Chem. C* 2012, 116, 3897–3902.
3. J.A. Creighton, D.G. Eadon, Ultraviolet–visible absorption spectra of the colloidal metallic elements, *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, 87(24), (1991), 3881-3891.

THREE-COORDINATE INTERFEROMETER FOR THE RESEARCH OF THE NANOHARDNESS TESTERS PROBE TIP

***M. V. Ponarina, A. P. Kuznetsov, T. V. Kazieva, K. L. Gubskiy,
V. N. Reshetov***

*Department of Laser Physics, National Research Nuclear University MEPhI
(Moscow Engineering Physics Institute), Moscow
8(915)0085397, ponarinamashka@gmail.com*

Measurement of hardness in the linear size nanometer scale is extremely important for researching thin films or surfaces and investigating properties of the individual phase and structured components of various alloys [1,2]. The hardness measured at small penetration depths of indenter in material is often called nano-hardness. Material hardness value in a nano-volume is determined by the depth of a sharp diamond probe tip indentation. This process according with the simultaneous recording of the indenter load and displacement of the indenter under this load. The essential problem of all nano-hardness measurement devices is determination the precise form of the probe tip. It is known that during interaction with the solid surfaces, the probe tip geometry changes (blunting of tip, smoothing of ribs, etc.). All these parameters influence the surface area of the probe tip and, as a result, determine of material characteristics. Thus, to measure the nano-hardness, metrological control of the indenter tip form with subnanometer precision is required. Laser interferometry, which provides high precision and metrological measurement, was chosen as a basis for the creation of the system for characterizing the surface form of nano-hardness indenters.

The solution of this problem is a three-coordinate heterodyne laser interferometer with polarized division of beams into the reference and the measuring paths. The developed optical scheme allows to build an interferometer mass-produced nano-hardness measurement devices. The range of measurements of interferometer in all three axes is 100x100x10 microns, and the measurement resolution is 0.01 nm (fig.1).

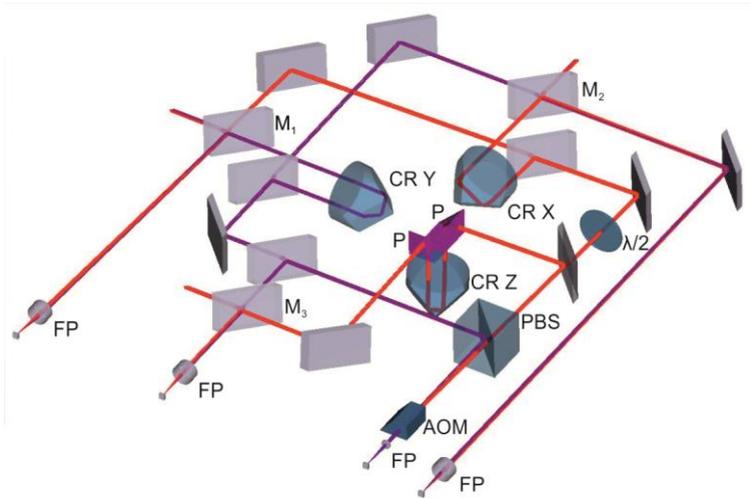


Fig.1. Optical scheme interferometer: AOM- acousto-optic modulator, FP- fiber port, CR – corner reflectors, PBS – polarizing beam splitter, P – right angle prism, $\lambda/2$ – half-wave phase plate, M1,2,3 – mirror for combination of beams.

References:

- [1] Vibhu Sharma, Ali Erdemir, Pranesh B. Aswath. An analytical study of tribofilms generated by the interaction of ashless antiwear additives with ZDDP using XANES and nano-indentation. Tribol Int. 82 Part A(2015)43-57.
- [2] Latifa Melk, Joan J. Roa Rovira, Fernando García-Marro, Marta-Lena Antti, Ben Milsom, Michael J. Reece, Marc Anglada. Nanoindentation and fracture toughness of nanostructured zirconia/multi-walled carbon nanotube composites. Ceram Int. 41 Part A(2015)2453-2461.

DYNAMICS OF HIGH-ENERGY PROTON FLUXES IN SOUTH ATLANTIC ANOMALY REGION WITH ARINA EXPERIMENT DATA

E.N.Ramakoti

*National Research Nuclear University MEPhI
89099926308, miss.kiselkina@yandex.ru*

Earth's magnetic field, predominantly dipolar at its surface, is distorted further out by the solar wind however the Earth is surrounded by the radiation belts which are trap charged particles from the solar wind. The belts contain energetic electrons forming the outer belt and a combination of protons and electrons that form the inner belt. It is known the Earth's magnetic axis is tilted with respect to the Earth's rotational axis by an angle of approximately 12 degrees. The intersection between the magnetic and rotation axes of the Earth is located not at the Earth's centre, but some 500 kilometers further north. Due to this asymmetry the near-Earth region is formed which is called the South Atlantic Anomaly (SAA) where the Earth's magnetic field is weakest relative to an idealized Earth-centered dipole field.

The South Atlantic Anomaly is of great significance to astronomical satellites and other spacecraft that orbit the Earth at several hundred kilometers altitude; these satellites passing through this region of space enter the radiation belt and are bombarded by high energy charge particle fluxes. This can produce 'glitches' in astronomical data, problems with the operation of on-board electronic systems, and premature aging of computer, detector and other spacecraft components.

Earth's global magnetic field changes with the time and its description is based on a mathematical model. In our work the model called the International Geomagnetic Reference Field (IGRF) [1] is used.

High statistics of particles, accumulated during several years (2006-2014) in ARINA experiment, allowed making the accurate map of high energy proton fluxes in the near-Earth space. The geographical distribution (longitude) of particle fluxes has been studied on the ARINA data. It is known that there is a movement of global geomagnetic field, leading to drift SAA region. This effect is visible in particle flux in this region, taking into account the dependence of particle fluxes and changing

the global geomagnetic field. In earlier works (for example, [2][3]) drift of SAA region was determined as the spatial changing of the position of particle flux maximum, registered in the SAA region. Such an approach allows estimating SAA drift, averaged on all L-shells composing the SAA region. According to the data of various satellite experiments, the value for the mean speed of drift westwards about $0.41 \pm 0.08^\circ$ longitude/year was obtained.

In our work the study is based on the analysis of temporal changing the positions of proton (about 80-100 MeV) flux maximum and geomagnetic field minimum for each separate L-shell ($L=1.20-1.50$). The examples of the obtained results are presented in Figure 1a for $L=1.15-1.25$ and Figure 1b for $L=1.25-1.35$.

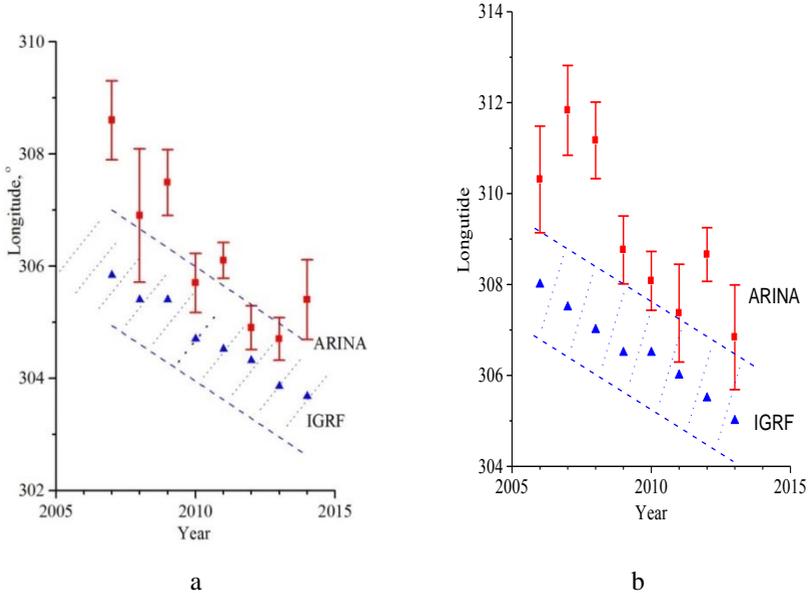


Fig. 1: Longitudinal drift of position of particle flux maximum in SAA region: a) at $L=1.15-1.25$ b) at $L=1.25-1.35$

$$v_{IGRH} = (0.36 \pm 0.05) \text{ degree/year}$$

$$v_{Arina} = (0.49 \pm 0.11) \text{ degree/year}$$

$$v_{IGRH} = (0.38 \pm 0.06) \text{ degree/year}$$

$$v_{Arina} = (0.62 \pm 0.16) \text{ degree/year}$$

One can see the obvious drift of positions of particle flux maximum and magnetic field minimum. According to the ARINA data the average speed of the drift is about 0.4 ± 0.10 longitude/year westwards. Analysis

has shown that speeds of the particle flux maximum drift for various L-shells are slightly different but the values of the obtained speeds is in accordance with dynamics of global magnetic field of the Earth by IGRF model.

References

- [1] IGRF: <http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/geomagnetic/igrf>
- [2] A.M. Galper, B.I. Luchkov. About Brazil anomaly drift. Geomagnetizm I Aeronomiya, 1983. T.23. No.4. S.669 (in Russian).
- [3] Voronov S.A. Observation of high -energy charged particle flux increases in SAA region in 10 September 1985/ S.A. Voronov, A.M. Galper, S.V. Koldashov// Cosmic Research. - 1989. Vol. 27, No 4. P.629.

SLOW-MOTION PHOTOGRAPHY DATA-DRIVEN ANALYSIS OF SPACE-TIME STRUCTURE OF A NUCLEAR-PUMPED LASER RADIATION BEAM

***Ryashko I. I.*¹, *Suvorov A. A.*²**

¹*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow*

²*Institute for Physics and Power Engineering named after A. I. Leypunsky,
Obninsk*

+7 (968) 498-2732, ryashko.elias@gmail.com

In operation of a nuclear-pumped laser (NPL), there is a transformation of fission products energy into the coherent optical radiation (Fig. 1).

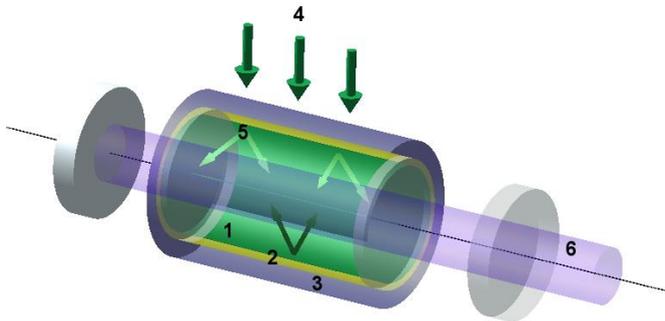


Fig. 1. Nuclear-pumped lasing scheme: 1 – laser active medium; 2 – tube with an evaporated layer of ^{235}U metal; 3 – neutron moderator; 4 – neutron flux from reactor cores; 5 – fission fragments; 6 – output radiation.

In recent years, there was carried out a number of important results in the NPL-development area [1]. However, experimental observations in this area are carried out under high-radiation conditions, and they require large material and time inputs to planning and preparing of them. And it places certain restrictions on development rate of high-power NPLs. Consequently, it gains an actuality of a mathematical simulation of processes take place under laser operation in such systems.

In particular, one of the characteristics of pulsed NPL is an existence of complex capacitivy space discontinuity in their laser medium [2]. It has an impact on changing of generated radiation characteristics time

dependence, which is determined by pumping parameters and conditions.

An objection of current work is slow-motion photography data-driven analysis of space-time structure of a NPLs radiation beam. The presented data have been obtained under He-N₂-D₂-laser experiments. Its laser medium has been excited by fission fragments of high-reached ²³⁵U nuclei, and laser generation has been on the basis of the first negative system transitions of molecular nitrogenium ions (wave-length is 0.428 μm) with the BARS-6 pulsed reactor [3].

During the obtained data processing, an application of the partially coherent modes technique [4] has been demonstrated in terms of a laser beam intensity radial distribution simulation at different times of the laser pulse. The resulted distribution presents pretty exactly the results of the measurement data by use of four partially coherent modes which have (00), (01), (02) and (10) indexes. It should be noted, that a using of stable cavity transverse modes would require a mobilization of much more number of mode functions.

Also, it has been made a recovery of the emitted laser power, and solved an inverse problem of the refraction parameter time dependence determining, when the calculated data agree with those found by experiment. This parameter is changed under the medium exiting by fission fragments, and has an impact on an effective radius and a main lasing mode decentration of a NPL stable cavity. Thus, the energy deposition increases into the laser medium, the focusing action of the generated gas lens gains in magnitude. This lens has an impact on the generated beam radius and its diffraction-limited divergence. Aside from that, a laser beam decentration (a drifting) gains in magnitude to axis of the laser active element.

The obtained data and performed calculations can be used in planning and preparing of the next experiments, and in development of a laser facility damping system with account for behavioral features of the generated beam.

References

1. Труды IV международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы» (ЛЯН-ИР-2007). — Обнинск: ГНЦ РФ — ФЭИ, 2009. — Т. 1, 2.

2. С. П. Мельников, А. Н. Сизов, А. А. Синянский. Лазеры с ядерной накачкой. – Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. — С. 439.

3. А. П. Будник, Е. Э. Кузнецова. Математическое моделирование генерации лазерного излучения в He-N₂-H₂ плазме, возбуждаемой осколками деления урана // Известия Томского политехнического университета. Математика и механика. Физика. — 2014. — Т. 325. — № 2. — С. 166-172.

4. А. А. Суворов. Генерация, усиление и распространение лазерного излучения в средах с регулярной и случайной рефракцией: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 05.13.18 / Суворов Алексей Анатольевич; [Место защиты: Физико-энергет. ин-т им. А.И. Лейпунского]. — Обнинск, 2010. — 449 с.: ил. РГБ ОД, 71 11-1/94.

EFFECTS IN THE FLUXES OF GAMMA-RAYS AND RELATIVISTIC ELECTRONS IN THE NEAR-EARTH SPACE ASSOCIATED WITH THUNDERSTORM ACTIVITY OF THE EARTH

Savushkina L.V., Aleksandrin S.Yu.

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow
8 916 993 43 13, LVSavushkina@mephi.ru

Discrete short-time flashes of gamma radiation called gamma-ray bursts (GRB) are known to exist along with coming from the Milky Way diffuse gamma radiation that results from the interaction of galactic cosmic rays with the interstellar medium. Angular distribution of GRBs is isotropic [1]. The observation rate of cosmic GRBs is about one burst per day.

Along with GRBs cosmic origin gamma-ray bursts coming from the atmosphere were detected. These bursts were discovered in 1994, by the BATSE instrument on board the satellite (cosmic gamma-ray observatory Compton, NASA) [2]. The bursts of gamma rays produced in the Earth's atmosphere were called terrestrial gamma-ray flashes (TGFs) [3]. The features of the TGFs are the short-time duration (~1 ms) and the energy spectrum up to 40 MeV. At 1994, Fishman [2] suggested that TGFs were result of bremsstrahlung emission of so-called “runaway” electrons created by electrical discharge in the atmosphere.

It is known that as higher energy of moving electrons, then less their interaction cross section with atoms of the atmosphere, and therefore less their ionization losses. According to Gurevich theory [3] electrons in atmosphere having energy more than some critical energy will be accelerated under the influence of an electric field of atmosphere. When these fast electrons interact with molecules of air, there will be released several new relativistic electrons and thus the avalanche of runaway electrons generated. Thus there is interrelation between TGFs and runaway electrons, formed in high-altitude discharge.

As for high-energy electrons it is necessary to note that the bursts of high-energy electrons in the near-Earth space have been investigated during many years [4]. Physical processes of correlation between high-energy electron bursts and thunderstorm activity were studied in the

ARINA and VSPLESK satellite experiments [4]. A large database of high-energy electron bursts was accumulated during these experiments.

During recent years a lot of works has been done to study the correlation between TGF and the thunderstorm activity, as well as the correlation of high-energy electron bursts and thunderstorm activity. However there are some important questions related to penetration of runaway electrons into near-Earth space and their propagation in magnetosphere.

This work is dedicated to the search for the correlation between terrestrial gamma-ray flashes and the bursts of high-energy electrons associated with thunderstorm activity. The database of TGFs registered by RHESSI satellite and the data of the bursts of high-energy electrons accumulated in the ARINA experiment were analyzed.

The ALFA-electron space instrument is planning to be launched for further research in this area [5]. The purpose of this new experiment is to study the physical nature of transient phenomena associated with the generation and propagation of high-energy electron beams in the upper atmosphere above regions of thunderstorm activity as well as their propagation in magnetosphere.

The approach, based on the analysis of simultaneously direct observation of TGF and the bursts of high-energy electrons is presented. It is suppose that the future ALFA-electron experiment should to be added with gamma-ray detector for observation of flashes in the energy range from several dozen keV to 30 MeV.

REFERENCES:

1. Panasyuk M.I. Wanderers of the Universe, or the Echo of the Big Bang // Fryazino: "Vek 2", 2005.
2. G. J. Fishman, et al, "Discovery of intense gamma-ray ashes of atmospheric origin.," Science (New York, N.Y.), vol. 264, pp. 1313-6, 1994.
3. A.V. Gurevich and K.P. Zybin. Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms. Physics-Uspekhi, 44(11):1119, 2007.
4. Temporal and energy characteristics of high-energy electron bursts in the Earth's magnetosphere that are associated with geophysical processes S. Yu. Aleksandrini, A. M. Galper, T. R. Zharaspayev, S. V. Koldashov

5. ALFA-ELECTRON Experiment Onboard the International Space Station. A.G. Batischev, A.M. Galper, S.Yu. Aleksandrin et. al. NRNU MEPhI [doi:10.1016/j.phpro.2015.09.244](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.09.244)

**THE USE OF NEUTRONIC CALCULATION CODE CORNER
FOR EVALUATING THE PROTECTION OF FAST NEUTRON
REACTOR AND CNFC EQUIPMENT**

Shekhanova M.E.

*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow
Nuclear Safety Institute of the Russia Academy of Sciences, Moscow
Email: marie.altavista@gmail.com*

In this paper we propose a method of using neutronic calculation code CORNER to the analysis of experiments on the protection of fast neutron reactor and CNFC equipment. An example of Winfrith Graphite Benchmark experiment calculation using this approach is presented. This task can be considered as one step in the general theme of the safety analysis of FR with liquid metal coolant, their fuel cycles and related equipment. CORNER implement a solution of the kinetic equation with a source in the three-dimensional hexagonal geometry based on Sn-method. The purpose of this paper is a demonstration of the application of CORNER's possibilities for the analysis of the actual reactor problems.

Neutron transport equation in multi-group approximation in some spatial domain G for the energy group g , $g = 1, 2, \dots, N_n$ has the form:

$$(\vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})) + \Sigma_T^g(\vec{r}) \cdot \Psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = R_n^g(\vec{r}, \vec{\Omega}), \quad (1.1)$$

where the right-hand-side of the equation looks like:

$$R_n^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{h=1}^g \int_{4\pi} P_n^{h \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \Psi^h(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + \chi_p^g \sum_{h=1}^{N_n} \nu \Sigma_f^h(\vec{r}) \Phi^h(\vec{r}) + S^g(\vec{r}) \quad (1.2)$$

$$\Phi^g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \Psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \quad (1.3)$$

At the boundary Γ of spatial domain G values of angular flow set to zero $\Psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ for directions $\vec{\Omega}$ inside this area:

$$\Psi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \Big|_{\Gamma, \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0} = 0 \quad (1.4)$$

The system of equations (1.1) - (1.4) describes a stationary distribution of neutrons taking into account the fission process as well as the specified internal sources [1].

An experimental graphite protection composition irradiated at the installation ASPIS, shown in Figure 1, is considered for test calculation [2].

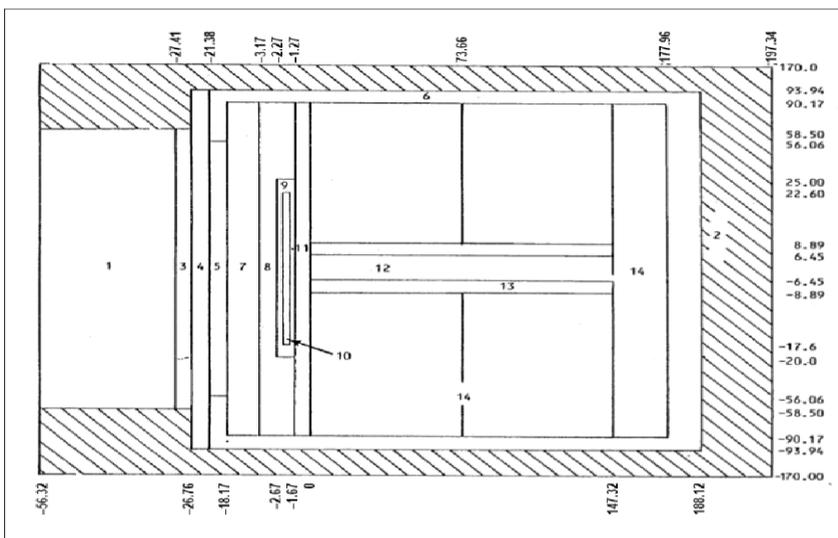


Figure 1. Scheme of protection composition in the installation ASPIS for the graphite experiment. 1-14 – numbers of zones.

The initial model is described using a hexagonal geometry. Nonuniform grid with 26 layers is constructed to analyze the high-altitude partitioning (along the Z axis). Energy dependence is represented by 299-group approach, using group constants training program CONSYST with ABBN-93 library. Calculation of the code CORNER carried out in

S4 approximation method of discrete ordinates, scattering anisotropy is taken into account in P1 approximation [3]. Estimated time is ~ 120 min.

A method of applying the neutronic calculation code CORNER for evaluating experiment with graphite protection was developed. Similar calculations for the protection of fast-neutron reactor and CNFC equipment are planned during further development of this work. For example, the proposed method makes it possible to evaluate the protection of facilities and equipment of process stages of closing the nuclear fuel cycle (processing module, fabrication module, module of radioactive waste management).

Bibliography:

Bell D., Glesston S. “The theory of nuclear reactors”, Moscow, Atomizdat, 1974.

M.D. Carter, P.C. Miller, A. Packwood “The ASPIS Graphite Benchmark Experiment. Part 1 - Experimental Data and Preliminary Results”, NEACRP-A-630, 1984.

V.P.Bereznev, E.F.Seleznev, D.S.Asatryan “The CORNER neutronic calculation code”, Moscow, Izvestiya VUZov. Nuclear power engineering 2015.

RESEARCH OF RUBIDIUM VAPOR CELLS, USED IN MICRO-FABRICATED ATOMIC CLOCK

Shiryaev D.A.¹, Velichansky V. L.¹, Masyan Y. A.¹, Zibrov S. A.¹

¹Laboratory of frequency standards, Department of Quantum Radiophysics,
LPI RAS, Moscow.

+7 925 344 09 98, denis.shir.1993@gmail.com

The following paper addresses the issue of microfabricated atomic clock and the corresponding standards of microwave frequency field. With the advent of modern semiconductor lasers and the development of laser spectroscopy it has become possible to design a microfabricated atomic clock, with the volume of less than 14 cm^3 [1]. The atomic clock operation is based on the effect of the coherent population trapping (CPT) [2] observed in three-level systems. These systems can be implemented in the alkali metal atoms. This effect is due to the coherent super-position state of atoms generated by dichromatic field. While atoms are in this state, they do not absorb light (Pic.1).

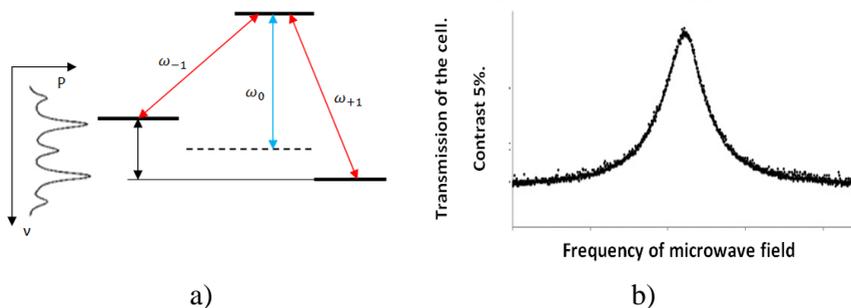


Fig.1. a) The spectrum of the laser radiation and a simplified level scheme; b) CPT – resonance.

This phenomenon is observed in a cell (Pic. 2) with rubidium vapor and two buffer gases: argon (Ar) and neon (Ne).

The aim of this work is to develop methods for determining metrological characteristics of the cells and as a result obtaining ways to select the best one for further use in quantum atomic clock discriminators. Specifically, several parameters of microfabricated atomic cells have been investigated, such as: the dependence of CPT - resonance frequen-

cy on the temperature, CPT - resonance frequency drift on the time and light shifts, induced by laser radiation.



Pic.2. Photo of microfabricated atomic cell. Cell length - 6 mm; diameter - 4 mm.

Based on received data partial buffer gas pressure was determined for zero temperature shift. Highly effective method suppression of the frequency drift, and the parameters of the laser and the modulation of the microwave field, in which the light shifts gives the minimum contribution to the frequency of CPT – resonance, have been found.

Literature:

- [1] Vishal Shah, John Kitching, “Advances in Coherent Population Trapping for Atomic Clocks”, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics, Volume 59, (2010).
- [2] H. R. Gray, R. M. Whitley, C. R. Stroud Jr, “Coherent trapping of atomic populations”, Optics Letters. Vol. 3, № 6, p. 2 – 3, (1978).

TWO-PHOTON PICOSECOND INTERBAND ABSORPTION AND UV STIMULATED RAMAN SCATTERING IN INORGANIC CRYSTALS

***K.V. Shishkina*^{1,2}, *V.I. Lukanin*²**

¹*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow*

²*Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow
8-(916)-351-59-81, shishkinakv@gmail.com*

Investigations of the optical properties of oxide crystals of divalent - metal tungstates and molybdates are of current interest in view of the use of the crystals as detectors of ionization radiation, as well as promising nonlinear optical materials, e.g., shifters of a laser radiation frequency with the use of stimulated Raman scattering (SRS) [1]. The use of the methods of two-photon absorption (2PA) provides additional capabilities associated both with the selective excitation of electronic states in the conduction band by pico- or femtosecond laser radiation and with the difference between the selection rules for one- and two-photon excitation processes. The investigation of the mechanisms of nonlinear absorption in pure and activated solids and the measurement of the 2PA coefficients are of independent interest. A competition between 2PA and SRS - the two nonlinear processes, connected with the same cubic non-linearity, have an influence on both processes.

We demonstrate a technique to investigate two-photon interband absorption in a nonlinear medium excited by a sequence of ps laser pulses of variable intensity and continuous probe radiation. This method ensures the real-time investigation of the dynamics of the excitation and relaxation of induced absorption with the picosecond time resolution in a wide time interval [2,3]. We investigated AMO_4 ($A=Pb, Zn, Ca, Ba, KGd$; $M=W, Mo$) crystals. The crystals were excited by 200ns trains of 523.5 nm and 349 nm 20ps pulses of the 2nd and 3rd harmonics of a passively mode-locked Nd:YLiF₄ laser. Under single laser pulse train excitation a radiation at the input and output of a crystal was analyzed using 1GHz digital oscilloscope, which determined the time resolution of this detection system.

The measured radiation intensity at the output of the crystals is limited due to 2PA at 1 -3 GW/cm² level. The ratio of the radiation intensities at the input and output of the crystal, $\frac{1}{T} = \frac{I_0}{I}$, as a function of the pump intensity I_0 was measured. The measured dependences exhibit an increase in the absorption with the pump intensity and the crystal becomes almost opaque at the input intensity $I_0 \sim 10 - 100 \text{ GW/cm}^2$. Then, as the intensity of the pump pulses from the second half of the excitation train decreases, the inverse transmission exhibits hysteresis and induced absorption from excited by 2PA level has a lifetime longer than pump train duration of 200ns. Using an initial linear part of the dependence $\frac{1}{T} = \frac{I_0}{I}$ we determined the TPA coefficients β at 523.5 nm excitation (Table). Measurements data of the TPA coefficients β for all the studied crystals under 523.5 nm and 349 nm excitations will be presented at the conference.

Table 1. Coefficients of TPA for various crystals for different excitation polarization		
Crystal	β , cm/GW	Excitation polarization
PbWO ₄	2.0	$\mathbf{E} \perp C_4, \mathbf{k} \perp C_4$
	0.8	$\mathbf{E} \parallel C_4, \mathbf{k} \perp C_4$
ZnWO ₄	1.1	$\mathbf{E} \parallel a, \mathbf{k} \parallel c$
	0.7	$\mathbf{E} \parallel b(C_2), \mathbf{k} \parallel c$
CaMoO ₄	0.1	$\mathbf{E} \perp C_4, \mathbf{k} \parallel C_4$
	4	
PbMoO ₄	2.4	$\mathbf{E} \perp C_4, \mathbf{k} \perp C_4$
	0.9	$\mathbf{E} \parallel C_4, \mathbf{k} \perp C_4$

We will present data of the SRS investigation in the crystals under visible (523.5 nm) and UV (349 nm) excitations. The 2PA process for some crystals leads to a suppression of SRS even at 523.5 nm pumping. The Raman gain coefficients will be measured for the crystals. Knowledge of the 2PA absorption coefficients and Raman gain coefficients allows one to analyze the competition between the two nonlinear processes of 2PA and SRS.

References

1. T.T. Basiev, P.G. Zverev, A.Ya. Karasik, et al, JETP **99**(5), 934 (2004).
2. V.I. Lukanin, D.S. Chunaev, and A.Ya. Karasik, JETP Letters **91**(11), 548 (2010).
3. V.I. Lukanin, and A.Ya. Karasik, JETP, **113**(3), 412 (2011).

THE $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ GAMMA-RAY DETECTOR FOR MONITORING OF ABSORBED DOSE DURING NEUTRON CAPTURE THERAPY

Shmanin E.V., Smirnova M.O., Galavanov A.V., Shustov A.E., Ulin S.E., Vlasik K.F., Dmitrenko V.V., Novikov A.S., Uteshev Z.M.

*National Research Nuclear University MEPHI
(Moscow Engineering Physics Institute), Moscow
8-985-277-47-61., evshmanin@gmail.com*

At the present time an increasing of cancer patients is observed. For their treatment different methods of radiotherapy based on the use of radiation sources with high ability are developing dynamically. During treatment session a maximum therapeutic effect is reaching by means of special pharmaceutical product and thermal neutron flux.

Every treatment session requires accurate dosimetry control of absorbed dose. For this purpose a gamma-detector based on scintillation $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ crystal was designed for registration of gamma-rays with energy 478 keV. The gamma-rays appear as a result of interaction of thermal neutrons and the pharmaceutical product based on isotope ^{10}B [1]. At the same time, high energy gamma-rays appear due to interaction of thermal neutrons with surrounding materials (for example, material detector and etc.). Positrons, appearing as a result of high energy gamma-rays interaction, annihilate with electrons and produce gamma-rays with energy 511 keV. Gamma-ray detector with high energy resolution is required for visual identification of the gamma lines with 478 and 511 keV.

A prototype of gamma-ray detector was made. The prototype consists of scintillation crystal $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (25x25 mm) and photomultiplier tube Hamamatsu R6233-100 (diameter of the photocathode is 70 mm) [2]. The crystal was placed into a hermetically sealed container with a quartz window at one of its ends. For processing electrical signals and for forming discrete code was used analog-to-digital converter, mounted in the board SBS-79 by GreenStar Company. For data acquisition and subsequent processing of results of measurements was used special software from the same company.

Tests of the gamma-ray detector were carried out using different radiation sources from a set of standard calibration gamma-ray sources. The main purposes of this experiment were determination of energy resolution using scintillation crystal $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ for gamma-rays with 478keV energy and estimation of capability detector to divide gamma lines with energies 478 and 511 keV. Energy resolution for ^{137}Cs is $(2.93\pm 0.03)\%$. Energy resolutions of the gamma-ray detector for gamma-rays with energies 478 and 511 keV are $(3.33\pm 0.03)\%$ and $(3.24\pm 0.03)\%$ respectively. Also Monte-Carlo simulation of energy peaks from gamma-rays with energies 478 and 511 keV carried out to estimate the energy resolution threshold of gamma-ray detector required to identify overlapping gamma peaks [3]. Threshold values of energy resolution for both gamma lines were $(6.68\pm 0.06)\%$ and $(6.58\pm 0.06)\%$ respectively.

Reference

1. Goorley J *et al.* 2002 *Med. Phys.* 29(2) 145–56
2. Hamamatsu Photonics K.K. 2012 *Photomultipliers tube and assemblies for scintillation counting & high energy physics* (Printed in Japan) pp 22-33
(http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High_energy_PMT_TP_MO0007E.pdf)
3. Zamenhof R *et al.* 1996 *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 35 383–97

THERMO-HYDRAULIC ANALYSIS OF EFFICIENCY DISPERSION FUEL ELEMENTS AND FUEL ASSEMBLIES IN RESEARCH REACTOR IVG 1

Shubin E.A.

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow

Email: EgorArtemis@yandex.ru

One of the main issues of nuclear plants is the search for new fuels and calculation physical processes in the reactor core. This is important because uranium dioxide has insufficient characteristics such as thermal conductivity and density. [1] This paper discusses the fuel cells with a heterogeneous metallic uranium-zirconium fuel. (Figure 1) Uranium filaments oriented along the fuel rod surrounded by zirconium. Volume fraction of zirconium substantially exceeds the volumetric fraction of uranium. Furthermore rods have a helical twist. Metallic uranium has the highest density of all types of uranium fuel and good thermal conductivity is 10 times better than that of uranium dioxide. However, it has a low melting point and is quickly oxidized in water. [2]

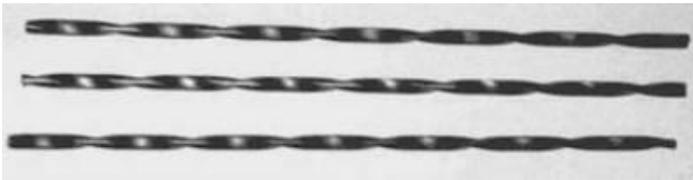


Figure 1. General view of the fuel rods

To test the performance conducted experiments and theoretical calculations are a variety of computer models of the reactor cores. This paper presents reactor core and fuel assembly modelling of the IVG 1M using the thermo-hydraulic IVG-2PH code. The results of this modelling are compared with the experimental data and theoretical calculations.

Research on nuclear reactor core is usually subdivided into two major fields, named: thermal hydraulic and neutronic, in which, precise simulation of reactor behavior in both fields is highly required to ensure the designers that reactor will work in a safe margin. In this study, a thermal hydraulic analysis of IVG1 reactor is performed using a porous

media approach. Based on this approach, each fuel assembly was modeled and was divided into a network of lumped regions; each of them was characterized by a volume average parameter. [3] In such manner, while complex geometries are easily defined and dealt with, the thermal hydraulic parameter and phenomena like friction, shear stress, cross-flows, convective heat transfer and etc. are strictly included in simulations.

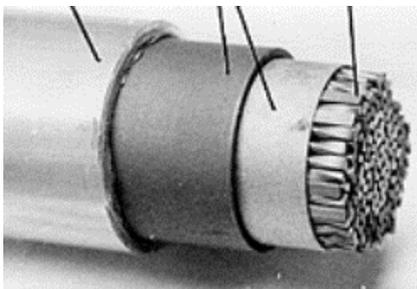


Figure 2. Water-cooled channel.

The IVG-2PH code implemented a two-phase stationary model based on boiling heat transfer medium and the emergence of free convection in a water-cooled channel. (Figure 2) Calculation of temperature fields in the coolant is held in an axially symmetric approach, taking into account the thermal conductivity of materials, convective and radiant heat transfer. Two-phase fluid movement within the fuel bundles is considered in the approximation of the fluid in the porous body. Permeability coefficients for the two-phase fluid in the bundle of twisted rods are calculated on the basis of experimental data for the hydraulic resistance minichannel (channels with a hydraulic diameter of less than 3 mm, and more than 0.2 mm). [4] The coefficients of thermal conductivity and permeability are anisotropic. Heat is applied to uneven heat generation model, both in height and in the radial channel.

There were considered theoretical calculations, confirming the fidelity of computer code works.

This refers to aspects such as heat transfer in the water-cooled reactor channel(1), traffic channel phase mixture (2) , the heat transfer at the channel boundary (3) and etc.

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{void} \nabla * ((1 - \varphi) v_L \rho_L E_L) + \varepsilon_{void} \nabla * (\varphi v_G \rho_G E_G) \\ & = \nabla * (\lambda_{eff, \Sigma} \nabla T) + Q_{vol} \\ & + r_{latent} (-m_e + m_c) \end{aligned} \quad (1)$$

$\varepsilon_{void} \nabla * ((1 - \varphi) v_L \rho_L E_L)$ – convective water heat transfer

$\varepsilon_{void} \nabla * (\varphi v_G \rho_G E_G)$ – convective steam heat transfer

$\nabla * (\lambda_{eff, \Sigma} \nabla T)$ – efficient diffusion of heat transfer

Q_{vol} – volume heat source

$r_{latent} (-m_e + m_c)$ – heat spent on evaporation of the water or released vapor condensation

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_{TP} = \Phi_L^2 \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_L \quad (2)$$

$(\Delta P/L)_L$ - pressure drop if the fluid would be moved to channel filling it completely

Φ_L - biphasic factor determined according to Chisholm equation

$$q_{out} = \alpha_{out} (T - T_{out}) \quad (3)$$

T_{out} – the ambient temperature

α_{out} – heat transfer coefficient

The result of this study is the ability to accurately simulate the processes occurring in the reactor and the definition of the boundary conditions of applicability of this model.

References

1. Kotelnikov R.B. HIGH TEMPERATURE NUCLEAR FUEL (p. 10-14)
2. Brian R. T. Frost NUCLEAR FUEL ELEMENTS (p. 21-24)
3. Rahimi, M. H. Jahanfarnia, G. JOURNAL OF SUPERCRITICAL FLUIDS (part 110, p. 275-282)
4. Idelchik I.E. GUIDE HYDRAULIC RESISTANCE

MAGNETIC STRUCTURE OF THE CHARGED ρ and K^* MESONS

Solojeva O.E.^{1,2,*}, *Lushevskaya E.V.*^{1,2,3} and *Teryev O.V.*^{1,4}

¹*National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia*

²*Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*

³*School of Biomedicine, Far Eastern Federal University, Vladivostok, Russia*

⁴*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

* +7 916 097 23 56, Olga.Solovjeva@itep.ru

Quantum Chromodynamics in a strong magnetic field is a promising branch of modern physics. Such strong magnetic fields could exist in the Early Universe [1] and could be formed in cosmic objects like magnetars and neutron stars. They can also be achieved in terrestrial laboratories (RHIC, LHC, FAIR, NICA) [2]. The magnetic polarizabilities and g-factor are fundamental quantities characterizing the behavior of a particle in an external electromagnetic field. The parameters of most of the particles haven't been investigated yet. The aim of our study is to determine the dependence of ground state energy dependence on the external magnetic field for various spin projections on the field and to evaluate the magnetic polarizabilities and g-factors of charged ρ and K^* mesons using the SU(3) lattice gauge theory.

We calculated the ground state energies of the charged ρ and K^* mesons depending on the the external abelian magnetic field on the base of the SU(3) lattice gauge theory for various quark masses. In our calculations external magnetic field is constant and its values vary from 0 up to 2.5 GeV² in.

Fig.1 shows the splitting of the ρ^- meson ground state energy depending on the spin projections and the agreement of the Landau level picture with our data for the magnetic field values below 0.6 GeV².

The Landau level describes the energy of a charged point-like particle in a magnetic field, while in our calculations we took into account the quark structure of a particle and introduced the term with magnetic polarizability[3]:

$$E^2 = (1 + gs_z)qB + m^2 - 4\pi\beta(qB)^2, \quad (1)$$

where E is the ground state energy of a particle, g is the g-factor of the particle, q is its charge, $m=E(B=0)$ is the mass of the particle, s_z is the

spin projection on external magnetic field, β is the magnetic polarizability.

Fig. 1 shows the ground state energy of ρ^- mesons with spin projection on external magnetic field equal 0,+1,-1. The ground state energy of ρ^- mesons with $s_z = 0,+1$ diminishes with the increase of the field, while the energy of $s_z = -1$ increases according to formula (1). A similar picture has been achieved for the charged K^* meson.

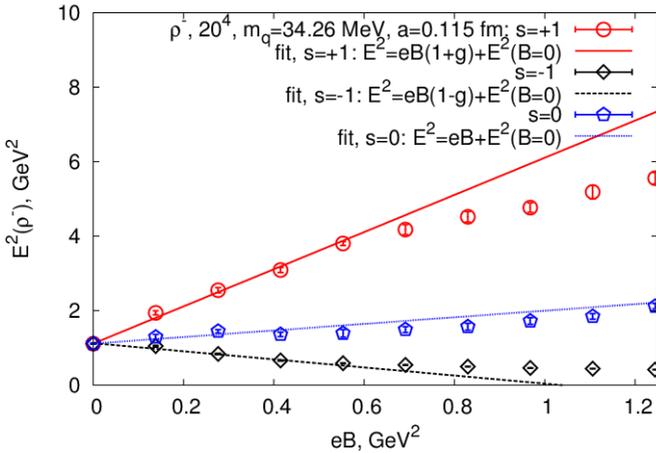


Fig.1. The splitting of the ground state energy of ρ^- mesons with quark mass $m_q = 34.26 \text{ MeV}$ for different spin projections on the external magnetic field. The dots is our data, line describe Landau level.

The background magnetic field enables to calculate the magnetic polarizabilities and the g-factors of the hadrons. We measured the energy of a meson as a function of the uniform abelian field. The g-factor of the charged ρ meson has been defined for various quark masses more precisely than in our previous work [3].

The study of the internal structure of hadrons in external fields is important and relevant in connection with ongoing experiments at JLAB, CERN(COMPASS). Currently there exist significant discrepancies between theoretical predictions different phenomenological models and experimentally obtained data. For most of the mesons of the magnetic

polarizability and g-factor so far not been found experimentally. In the determination of electric and magnetic polarizabilities there are large uncertainties. According to chiral perturbation theory magnetic and electric polarizabilities are interrelated, which stresses the importance of calculating magnetic polarizability.

References

1. D. Grasso and H.R. Rubinstein. "Magnetic Fields in the Early Universe". Phys. Rept. 348. P. 163-266 (2001). arXiv: astro-ph/0009061
2. Dmitri Kharzeev, Karl Landsteiner, Andreas Schmitt, Ho-Ung Yee. Strongly Interacting Matter in Magnetic Fields. (Springer. 2013)
3. Lushevskaya E.V., Kochetkov O.A., Teryev O.V., Solovjeva O.E. « π^\pm and $\rho^{0,\pm}$ -mesons in a strong magnetic field on the lattice». JETP Lett. 2015. V. 101. №10. P. 674-678

INVARIANT METHOD FOR EVALUATING THE COULOMB-CORRECTED ACTION OF THE ELECTRON IN THE INTENSE LASER FIELD

Tulsky V.A.¹, Popruzhenko S.V.¹

¹*National Research Nuclear University “MEPhI”, Kashirskoe highway 31,
115409 Moscow, Russia
+7-916-825-44-72, tulskyva@mail.ru*

Ionization of atoms, molecules and other quantum systems by strong laser fields is being considered since the mid of the 60-es both in experiment and theoretically. Presently, one of the main challenges for theoretical approaches describing the intense laser-atom interaction is a correct inclusion of the long-range Coulomb interaction between the outgoing photoelectron and the parent ion. The basic theory for description of the ionization is the Strong-field approximation (SFA) [1,2,3] which possesses a profound analytic simplicity and predictive power, but disregards the Coulomb interaction.

The Coulomb-corrected strong-field approximation (CCSFA) has been advanced recently [4,5] on the basis of the Imaginary time method (ITM) [6] and the perturbation theory for the action [7]. Within this approach, the contribution of the Coulomb field is accounted for as an integral from the Coulomb potential energy evaluated along a classical Newtonian trajectory in complex time and space. The Coulomb field is supposed to be weak compared to the laser field and thus doesn't distort the trajectory of the ionized electron sufficiently. This allows taking Coulomb-free trajectories as the zero approximation. Up to now analytic properties of the classical Coulomb action in complex time-space are not yet fully studied. In this work we continue the investigation of these properties pioneered in recent publications [8,9].

Within the ITM the starting time for electron's motion and its trajectory are complex. The square of Coulomb-free trajectories in a laser field is shown to have first or second order zeros

$$r^2(t_n) = 0 \tag{1}$$

in a countable set of complex time instants t_n . As a result, the Coulomb energy

$$U_c = \frac{Z}{\sqrt{r^2(t)}} \quad (2)$$

has there branch points or simple poles correspondingly. In the vicinity of these points the Coulomb field is no longer weak compared to the laser one. Moreover, each singularity generates a cut line in the complex time plane. This leads to significant limitations on the construction of the integration path in the complex time. Notwithstanding, we show that in most cases these limitations can be overcome (see an example on Fig.1).

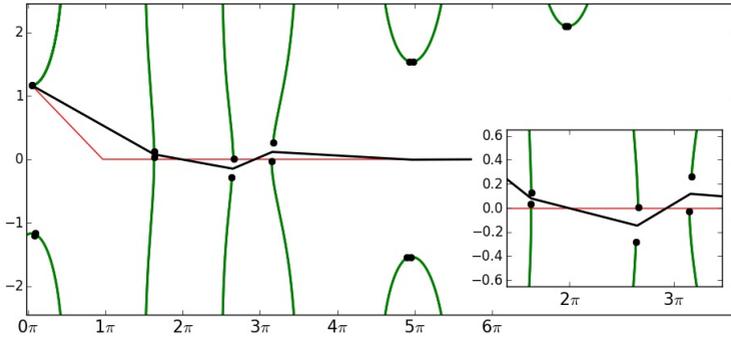


Fig.1. A map of branch points in the complex time plane for the case of argon, $I=10^{14} \text{W/cm}^2$, $\lambda=800 \text{nm}$. The black line corresponds to the deformed contour, the red line - to the undeformed one.

After analyzing and classifying the singularity points we have formulated the integration path constructing algorithm to bypass the cut lines so that the Coulomb integral becomes invariant. Based on this algorithm, photoelectron ionization spectra with the Coulomb correction included have been calculated. It appeared that the correction significantly depends on the value of the photoelectron momentum.

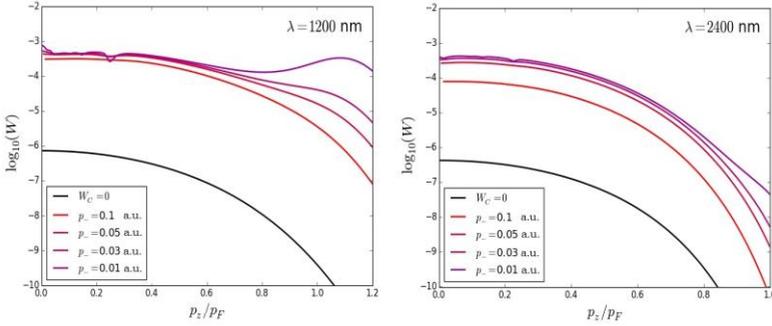


Fig.2. The photoionization spectra for different values of the transversal momentum. Argon, $I=10^{14}$ W/cm², $\lambda=1200$ nm; 2400 nm, $p_F=1.43$ a.u.; 2.86 a.u. Black line corresponds to the calculation without the Coulomb correction.

A comparison of the Coulomb-corrected spectra with those calculated along the Coulomb-free SFA shows that, apart of the well-known overall enhancement of the ionization probability by a few orders in magnitude, the spectrum becomes essentially fatter, up to the photoelectron energy

$$E_p = \frac{p^2}{2} \approx 2U_p \quad (3)$$

what is known as a classic cut-off for ionization. The effect vanishes for longer wavelengths, as it is demonstrated on right panel of Fig.2.

References

1. L. V. Keldish, JETP, **47**, 1945, (1964)
2. F. H. M. Faisal, J. Phys. B, **6**, L89, (1973)
3. H. R. Reiss, Phys. Rev. A, **22-5**, 1786, (1980)
4. S. V. Popruzhenko, D. Bauer, J. of Mod. Opt., **55:16**, 2573, (2008)
5. S. V. Popruzhenko, J. Phys. B, **47**, (2014)
6. V. S. Popov, Phys. of At. Nucl., **68-4**, 686, (2005)
7. A. M. Perelomov, V. S. Popov, JETP, **52**, 514, (1967)
8. S.V. Popruzhenko, JETP, **145-4**, 664, (2014)
9. E. Pisanty, M. Ivanov, arXiv:1507.00011, (2015)

THE MEASUREMENT OF PROBABILITY $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ DECAY

Volkova E.E.^{1,2}, *Chilikin K.A.*²

¹NRNU MEPhI, Moscow

²LPI RAS, Moscow

89859124997, barkentin@mail.ru

The main task of the research was to reconstruct $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ decay, to calculate the probability and to compare the result with results of previous research.

In accordance with the quark diagram this decay is realized through the Cabibbo–Kobayashi–Maskawa dominant channel $b \rightarrow c W^+ \rightarrow cs$. The the amplitude of this converting can be obtained both by external W- and internal (color-suppressed) W- emitting diagrams. The $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ decay can occurs via both types of diagrams and is promising decay for the search of new cs and cc states.

The data for analysis were obtained from Belle-experiment, which is located at the asymmetrical e^+e^- collider KEKB[1].

The identification of particles occurs by lifetime, the number of photoelectrons in the Cherenkov counter and energy losses in the drift chamber. π^0 -meson candidates was reconstructed by photon pairs in which it decays. B-meson candidates was reconstructed by the energy difference in the center of mass system and M_{bc} . Two-dimensional(ΔE and M_{bc}) distribution of the $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ events is shown on figure 1. Asymmetry interval on ΔE is due to the presence of signal in area under -0.05 GeV from another decays, for example $B^+ \rightarrow D^0 D^{*0} K^+$.

The reconstruction of signaling $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ events has peak of M_{bc} distribution on the nominal value of the B-meson mass[2] and peak of ΔE distribution on the zero. The obtained two-dimensional histogram was approximated by function:

$$A(M_{bc}) \times P_2(\Delta E) + G_2(M_{bc}, \Delta E),$$

where G_2 is two-dimensional Gaussian function, P_2 - second-degree polynomial, A- Argus function[3]. As a result of approximation the number of recovered events is $N_{sig}=1408\pm 91\pm 21$ and the recovery efficiency is $\epsilon=(1.522\pm 0.072)\times 10^{-3}$. The systematic error includes the tracks recovery efficiency error, which equals 2.3%, and the probability of intermediate decays, which equals 4.1%. The total error is 4.7%.

The $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ decay probability is calculated by:
 where $N_{sig}=1408\pm 91\pm 21$ is number of recovered events,
 $N_{BB}=(771.581\pm 10.566)\times 10^6$ - number of analyzed pairs.

$$Br(B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+) = (1.20 \pm 0.08 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

The previous results of the $B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ decay study

$$Br(B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+) = (1.17 \pm 0.21 \pm 0.15) \times 10^{-3} [4],$$

$$Br(B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+) = (22.2 \pm 2.2 \pm 2.5) \times 10^{-4} [5].$$

$B^+ \rightarrow D^0 D^0 K^+$ decay analysis presented in this report was carried out on the larger statistics (711 fb^{-1}) in comparison with previous research.

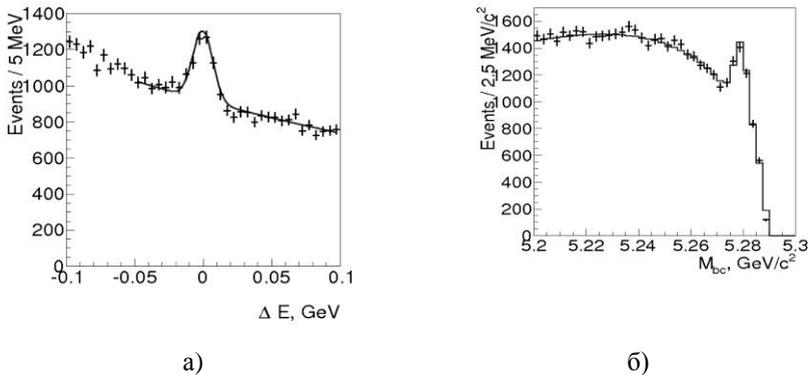


Fig. 1. The projection of two-dimensional distribution on a) ΔE and b) M_{bc}

References

1. J.Brodzicka et al. Physics Achievements from the Belle Experiment // PTEP-2012, 04D001 arXiv:1212.5342

2. J. Beringer et al. Review of Particle Physics //Phys. Rev.-2012 D{86}010001
3. H.Albrecht et al. Search for Hadronic $b \rightarrow u$ Decay // Phys.Lett. - 1990 B241, 278.
4. R.Chistov, et al [Belle Collaboration], «Observation of $B^+ \rightarrow \psi(3770) K^+$ », 10.1103/PhysRevLett.93.051803
5. J.Brodzicka et al [Belle Collaboration], «Observation of a new D (sJ) meson in $B \rightarrow \text{anti-D}^0 D^0 K^+$ decays» Phys. Rev. Lett. 100.092001 (2008)[ArXiv: 0707.3491 [hep-ex]].

PRODUCTION OF THIN FILMS BY ELECTRON-BEAM EPITAXY

Yunusova N. R.¹, Kargin N.I.¹

¹*NRNU MEPhI, Moscow*

e-mail: naida.yunusova1994@mail.ru

Abstract: The nano-structured thin film is used in a variety of fields of science and technology, for example, as protective coatings, for converting solar energy into electrical energy, in superconducting devices, in integrated and functional micro- and nanoelectronics, computer technology, medicine, pharmacology, etc [1]. This work focuses on the classification of thin film production methods. It is therefore concluded that there is no optimal choice in the matter of thin film production methods [2].

One of the main problems concerning the production of silicon carbide and its solid solutions is the problem of generating high temperatures, commencing the evaporation process of silicon carbide and other solid solution components. For these purposes, crucibles made from high-density graphite types are used. However, with the growth of SiC on the substrates of SiC the passivation of the substrates by carbon atoms begins [3,4].

A fundamental solution to the problem of obtaining high temperatures, high-temperature crucibles and exemption from carbon can be achieved through the implementation of the electron beam heating method. We suggest using this method for the purposes of heating the evaporation batch, as well as the silicon carbide substrate itself for further silicon carbide film and solid solution application.

Key words: thin film, silicon carbide, substrates, electron-beam epitaxy, molecular beam epitaxy, ion sputtering, solid solution.

Literature:

1. Petukhov V. Yu., Gumarov G. G. ION-BEAM TECHNIQUES for THIN FILMS. Textbook for students of physical Department// Kazan, 2010.- 87 p. Edition 2nd, revised and enlarged.

2. Deposition of thin films by vacuum thermal evaporation: a Method of instructions for the laboratory work on disciplines "Technology of

materials and electronics and Technology for technical systems" / Mosk. state inst. of electronics and mathematics; Ed. B. A. Lapshinov. M., 2006. – 30С

3. Antonenko S. V. Technology of thin films: a tutorial. Moscow: МЕРФІ, 2008. – 104 p.

4. Lebedev A. A. the Parameters of deep centers in SiC//semiconductor Physics and technology. – 1999. – Т33. – Vol. 2. P. 129 – 155

WHITE BLOOD CELLS SEGMENTATION IN THE BONE MARROW IMAGES FOR ACUTE LEUKEMIA

Zakharenko Y.V., Polyakov E.V., Nikitaev V.G., Pronichev A.N.

*National nuclear research university «МЭФТИ», Moscow
phone.: + 7-977-618-51-01, e-mail: Styler-sp@mail.ru*

At this moment, diagnosing of acute leukemia beginning with complete blood count and studying of differential. If there is a deviation then comes biopsy. The smear analysis of bone marrow and blood is making for confirming the presence of blast cells. In view of subjectivity, the complexity and possible errors microscopic studies conducted in the field of automation systems based on the use of digital image processing.

One of the main stages is to separate leukocytes from preparations of peripheral blood and bone marrow images, as it determines the result of the other stages. In the literature review some methods of leukocytes allocation were found. There are methods, based on histogram, thresholds, edges detection, adaptive binarization, k-means method. An analysis of these approaches has been identified several limitations of these methods because of complication of implementing and requiring a lot of resources. Analyzed algorithms showed accuracy near 99% on allocation of leukocytes of peripheral blood. But when there is too much cells in bone marrow, the accuracy falls to 77%. Because of that, development of new algorithm is actual.

The main objective of research work is development of method of leukocytes allocation on bone marrow biopsy images.

The proposed method is based on finding the minimum between the two peaks in the histogram image according to one of the channels. RGB and HSV color models are considered to construct a histogram. As a result, 6 histograms are constructed and threshold automatically calculated for each histogram, which is held on the segmentation of white blood cells. The program was written for the experiment to realize the proposed method. During the experiment, the most effective was the green channel «G» of RGB color model as a result of separation of leukocytes from the bone marrow preparations. Less informative channels were saturation «S» and tone «H» of HSV color model. As a result of

allocation by automatically calculated thresholds are some false objects. To eliminate false objects used median filtering. An experimental study was conducted on 2000 images from 10 patients. During experiment their nuclei were allocated. According to the results of the experiment, it was found that the automatic segmentation of the proposed algorithm is sensitive to artifacts in the images. In some cases, incorrectly allocated contacting leukocytes. Further development of the proposed method is the better searching of correct thresholds in cases when image is dirty or has some artifacts and the allocation of contacting leukocytes.

References

1. Nazlibilek S. et al. Automatic segmentation, counting, size determination and classification of white blood cells //Measurement. – 2014. – Т. 55. – С. 58-65.
2. Korde M. et al. A Review on Segmentation and Optimization Of WBC Based on Digital Microscopic Images //National Conference “CONVERGENCE. – 2015. – Т. 2015. – С. 28.
3. Review of leukocyte classification techniques for microscopic blood images. 2015 2Nd International Conference On Computing For Sustainable Global Development (Indiacom) [serial online]. January 2015;:1948. Available from: Publisher Provided Full Text Searching File, Ipswich, MA. Accessed October 3, 2015.

RECORD AND REPLAY SCENARIO MODULE IN ATM EMULATOR

Ksenia Znamenok

*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow
+7 916 744 44 00, ksuscha32@yandex.ru*

Nowadays more and more people start using plastic cards. The usage seems to be simple and clear, but in fact, it is rather complex. Bank processing centers, connected to some payment system, make getting cash, paying by card and other card operations possible.

In practice, it is not always feasible to find one general payment system solution for different banks. The reason of such problem is that the processing system must be elaborated in each particular case. That is why testing of processing center has become an essential part of it. Using of real cash machines during testing is not always convenient and does not provide for prompt connection to particular processing center [1, 2].

The ATM emulator was developed for convenient testing of SmartVista payment system. The main idea of ATM emulator consists therein, that it is indistinguishable from the real one for SmartVista. The testing person for his turn gets the GUI, which completely imitates user interaction with real cash machine [1].

Manual testing is always more expensive and takes a lot of time. The table below illustrates the advantages of ATM emulator in comparison with real ATM.

Table 1. Advantages of ATM emulator [2, 3, 4]

Problem of manual scenario testing	Emulator solution
Not comprehensive	Covers all test conditions
Not always accurate	Automatic verification
Not automatically repeatable	Record and replay of test cases
Expensive in terms of time and cost	Automatic execution of test cases
Lacks proper reporting	Automatic documentation
Stress testing is impossible	Stress testing is possible

The benefits of ATM emulator are obvious. The record and playback module lets the emulator not only run transactions but also provides automates testing, which saves time and money. The BPC company, that owns SmartVista payment system and ATM emulator, decided to have such module designed.

References

1. ATM product overview – BPC, 2013 – 148с.
2. ATMulator Release 2.4 User Guide – Paragon Application Systems, Inc., 2009 – 288 с.
3. ConfigBuilder Release 4.4 User Guide – Paragon Application Systems, Inc., 2009 – 348 с.
4. Simplicity Product information – Abbrevia, 2014 – 24 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ БЛАСТНЫХ КЛЕТОК НА ПРЕПАРАТАХ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ И АСПИРАТАХ КОСТНОГО МОЗГА ПРИ РАСПОЗНАВАНИИ ОСТРЫХ ЛЕЙКОЗОВ

Ашиккалиева М.Х., Никитаев В.Г., Проничев А.Н., Поляков Е.В.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
тел.: 89686909538, e-mail: moldir05.05@mail.ru*

Острый лейкоз характеризуется увеличением аномального количества белых клеток (лейкоцитов) в периферической крови, а также в костном мозгу. Диагностика основывается на том, что подсчет белых клеток характеризуется повышенным содержанием бластных клеток (незрелые клетки крови) и сниженным числом тромбоцитов. Присутствие повышенного количества бластных клеток внутри периферийной крови является одним из признаков лейкоза, а содержание 25-30% бластных клеток в костном мозгу точный диагноз острого лейкоза.[2]

Изучение аспиратов костного мозга является высокотехнологичным исследованием. Оно включает морфологические, цитохимические, иммунофенотипические, иммуногистохимические, цитогенетические и молекулярно-биологические подходы. Для выявления бластных клеток проводится морфологический анализ костного мозга. Образцы клеток изучаются врачом-патологоанатомом с использованием оптического микроскопа, для определения типа острого лейкоза. Иногда сведения могут быть ошибочные, правильно поставленный диагноз зависит от опыта врача и трудно-стью определить тип или же подтип острого лейкоза. [2]

Актуальным вопросом современной медицины является изучение характеристик единичных раковых клеток в костном мозгу, для определения острого лейкоза. Они решаются с применением следующих методических подходов: проточной цитометрии, иммуноцитологией. [1]

В процессе распознавания клеток крови необходимо устранять геометрические искажения изображений, подавлять шумы различной природы. Для уменьшения влияния шума на процесс распознавания в современной науке применяются следующие методы: ме-

тод суммирования клеток; метод медианной фильтрации; метод усредненной фильтрации.

Цель исследования: Экспериментальное исследование влияния шума в процессе распознавания острых лейкозов.

Задачи:

1) Провести обзор методов, подавляющих шум в процессе распознавания острых лейкозов.

2) Провести сравнительный анализ бластных клеток и клеток крови без патологии по морфологическому признаку (форма).

Эксперимент выполняется для того, чтобы исследовать влияние шума на процесс распознавания бластных клеток и клеток крови без патологии.

В процессе эксперимента было обработано 760 изображений клеток крови без патологии. На выходе получили 21 суммированное изображение (суммировали клетки по 36 изображений и в итоге получали одну суммированную клетку); 21 изображение обработанное усредненной фильтрацией с размером маски (6x6); 21 изображение обработанное медианной фильтрацией. Работая с изображениями бластных клеток первоначально имели 504 изображения и на выходе эксперимента получили 14 суммированных изображений; 14 изображений обработанных усредненной фильтрацией; 14 изображений обработанной медианной фильтрацией.

В результате эксперимента получили, что при медианной фильтрации наблюдается более точное очертание ядра, она позволяет убрать резкие границы, сглаживая изображение, а при визуальном анализе наблюдается четкая конфигурация ядра. Обработка изображения усредненной фильтрацией дает нам размытое изображение. Что касается сравнительного анализа бластов и клеток крови без патологии, то можно отметить следующее: клетки крови без патологии имеют ядра правильной формы круглую или же овальную, а ядра бластных клеток эрозионны, бледны и не насыщены окраской.

В настоящее время проводится эксперимент на исследование структурных элементов ядер бластных клеток при различных цветовых моделях (CMUK, HSV, CMX, RGB).

Список литературы:

- 1) Френкель М.А. Исследование костного мозга в онкологии / Иммунология гемопоэза. 2014. Т. 12. № 1-2. С. 18-41.
- 2) Segmentation and Classification of Bone Marrow Cells Images Using Contextual Information for Medical Diagnosis of Acute Leukemias. Carolina Reta, Leopoldo Altamirano, Jesus A. Gonzalez. PLOS ONE. 2015.
- 3) Segmentation of Blood and Bone Marrow Cell Images via Learning by Sampling. Chen Pan, Huijuan Lu. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2009.

РАЗРАБОТКА МАКЕТА СТИМУЛИРУЮЩЕГО ЗОНДА ПОРТАТИВНОГО УСТРОЙСТВА ТРАНСКРАНИАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТИМУЛЯЦИИ

Ефремов В.В., Барышев Г.К., Королев М.Ю.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва
8(925)789-35-70, VVEfremov@mephi.ru*

На сегодняшний день существует достаточное количество данных о воздействии магнитного поля на различные участки коры головного мозга. Наиболее распространенным методом неинвазивного воздействия является транскраниальная магнитная стимуляция (далее ТМС). Эта методика заключается в том, что магнитное поле, воздействуя на моторную зону коры головного мозга, вызывает сокращение соответствующих периферических мышц и инициирует возникновение индукции слабых электрических токов, которые стимулируют нервные клетки [1-2].

В настоящее время методика ТМС используется только в условиях стационарных клиник. Аппараты, позволяющие проводить нужные процедуры, являются крупногабаритными, что затрудняет их перемещение и, соответственно, препятствует более широкому применению. Актуальной проблемой является создание портативного устройства, которое возможно будет применять в том числе и в амбулаторных условиях. Существует несколько зарубежных компаний, которые занимаются разработкой такого типа устройств, в то время как на российском рынке таких продуктов нет.

Основными целями данного проекта являются: определение оптимальных размеров индукторов, их количество и расположение; снятие тепловыделения со всех элементов конструкции (в особенности с проводов и индукторов); конструирование установки с учетом требования о возможности транспортировки и применения в домашних условиях; наделение установки максимальными функциональными возможностями при заданных габаритах.

Создание подобной установки поможет расширить область применения оборудования для ТМС и даст возможность применять его для лечения других заболеваний, а использование подобных

устройств в амбулаторных условиях существенно снизит нагрузку на медицинские учреждения, что приведет к более качественному медицинскому обслуживанию.

В работе выполнен анализ аналогов и прототипов российского и зарубежного производства, сформулированы технические требования к создаваемому устройству и приведены принципиальные схемы и принципы действия основных узлов.

Исследование выполнялось при финансовой поддержке гранта «УМНИК».

Литература

1. Simone Rossi, Mark Hallett, Paolo M. Rossini, Alvaro Pascual-Leone and The Safety of TMS Consensus Group. Safety, ethical considerations, and application guidelines for the use of transcranial magnetic stimulation in clinical practice and research / *Clinical Neurophysiology*. – 2009. - №120: 2008-2039 стр.;
2. Mark S. George, Sarah H. Lisanby, Harold A. Sackeim. Transcranial magnetic stimulation. Applications in Neuropsychiatry / *Arch Gen Psychiatry*. – 1999. - №56: 300-311 стр.

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ

**Жердева Л.А.¹, Братченко И.А.¹, Мякинин О.О.¹, Морятов А.А.²,
Козлов С.В.², Захаров В.П.¹**

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара

² Самарский Государственный Медицинский Университет, Самара
+79879527887, retuo@mail.ru

В настоящее время в клинической онкологии практикуется множество комплексных методов диагностики новообразований. Решающее значение в диагностической практике играет обнаружение признаков развития патологии на ранних её стадиях, тем самым увеличивая эффективность лечения и снижая риски для здоровья пациента. Целью данного исследования является разработка метода диагностики патологий покровных тканей человека.

Гиперспектральные изображения биотканей регистрировались с использованием HSI камеры производства Научно-технического центра уникального приборостроения РАН (г. Москва) [1]. Система способна отображать спектральные изображения с шагом до 2,3 нм в диапазоне 450-750 нм. Использование IEEE-802.3 протокола передачи данных обеспечивает возможность получения изображений разрешением 1360x1024 pel (максимальное увеличение области сканирования 7x7 см). В процессе сканирования гиперспектров кожи пациентов *in vivo* для систематизации методики было уменьшено время регистрации с уменьшением шага сканирования до 5 нм и регистрируемой области до 501x501 pel. Таким образом, каждый образец характеризовался гиперкубом размерностью 501x501x61. Протоколы тканей в диагностике *in vivo* были одобрены этическим комитетом Самарского государственного медицинского университета. Результаты исследования *in vivo* сопоставлялись с *ex vivo* и гистологическим анализом образца. Полученные данные обрабатывались в программной среде MATLAB R2014a.

Перед анализом данных изображение на каждой длине волны стабилизировалось относительно выбранного стационарного кадра

во временном интервале сканирования. Данный этап обработки был необходим в связи со смещением области сканирования, связанным с самопроизвольными макродвижениями пациента (дыхание и т.д.). Для визуализации обратного рассеяния образцов биотканей был выбран белый LED источник, который располагался на расстоянии 40-50 см от объекта исследования. Получение равномерного распределения поля освещения для дальнейшей нормировки было основано на вычислении фона источника из аппроксимированных спектральных изображений объекта.

Основными характеристиками патологических образований кожи является расширение капиллярной сетки, обусловленное питанием разрастающейся опухоли, а также увеличение концентрации меланинов в клетках эпидермиса. В результате, оптические характеристики новообразования существенно отличаются от характеристик здоровой кожи, что приводит к изменению интенсивности обратного рассеяния (ОР). Оптическая плотность (OD) в каждой точке изображения образца (x,y) на выделенной длине волны λ определялась из следующего соотношения:

$$OD(x, y, \lambda) = \lg \frac{I_0(x, y, \lambda)}{I(x, y, \lambda)} \quad (1)$$

где $I_0(x,y,\lambda)$ – интенсивность ОР от фона источника излучения, $I(x,y,\lambda)$ – интенсивность ОР от образца сканирования. В результате, определение сумм оптических плотностей в диапазоне максимумов поглощения гемоглобина и меланина (500-600 и 600-700 нм) на некоторой площади сканирования кожи позволило дифференцировать патологические ткани. На основе сравнения предложенного метода с ранее разработанными методиками инструментального обнаружения меланом, можно сделать вывод, что разработанный метод показывает такую же точность в дифференциации новообразований кожи как и другие методы гиперспектрального анализа [2], а также способен конкурировать с другими видами анализа, такими как флуоресцентный анализ и спектроскопия комбинационного рассеяния света.

В результате исследования получены изображения, визуализирующие распределение патологий кожи и учитывающие концентрацию гемоглобина и меланина на всей площади сканирования. Бинарная маска изображения областей патологии совмещалась с

полученным из гиперкуба RGB изображением протокола. Представленная методика позволяет в реальном времени оценить состояние кожи пациента с помощью инструментального метода. Таким образом, система обработки гиперспектральных данных может быть полезной в области клинической онкологии. Кроме того, предложенный метод обнаружения новообразований использует только видимый диапазон спектра, что значительно снижает стоимость предлагаемой системы гиперспектральной визуализации.

Литература

1. A. Machihin, V. Pozhar, The Double-AOTF-based aberration-free spectral imaging endoscopic system for biomedical applications. *Journal of innovative optical health sciences*, vol. 8(3), 2015.
2. Diebele, I., Kuzmina, I., Lihachev, A., Kapostinsh, J., Derjabo, A., Valeine, L., Spigulis, J., "Clinical evaluation of melanomas and common nevi by spectral imaging," *Biomedical optics express*, 3(3), 467-472 (2012).

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА В ХОДЕ КАТАЛИТИЧЕСКОГО ЦИКЛА F_0F_1 -АТФСИНТАЗЫ

Ивонцин Л.А.¹, Машиковцева Е.В.^{1,2}, Нарциссов Я.Р.^{1,2}

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва*

²*НИИ цитохимии и молекулярной фармакологии, Москва
89296174543, leonid-ivoncin@yandex.ru*

В последнее десятилетие повышается внимание, уделяемое исследованию клеточных молекулярных машин и механизмов, работа которых связана с направленным вращением их ротора. Типичным представителем семейства молекулярных электромоторов является F_0F_1 -АТФсинтаза – белковый комплекс, обеспечивающий синтез АТФ (Аденозин-5'-трифосфат) за счет накопления и преобразования механической энергии вращения в энергию макроэргической связи [1]. Структура F_0F_1 -АТФсинтазы показана на рис. 1 и включает два сравнительно крупных белковых комплекса F_1 и F_0 . В белковом комплексе F_1 находятся каталитические центры, в которых непосредственно происходят реакции синтеза и гидролиза АТФ. Белковый комплекс F_0 содержит протон-проводящие полуканалы: этот комплекс обеспечивает сопряжение между процессами переноса протонов через мембрану и реакциями синтеза АТФ [2].

Полученная энергия в форме АТФ необходима для протекания всех процессов в живых организмах. Однако, несмотря на значительные успехи структурной биологии в последние годы, точный механизм функционирования основного энергосинтезирующего фермента клетки до сих пор не детализирован.

Целью работы является построение квантово-механической модели, описывающей протонный транспорт в ходе каталитического цикла F_0F_1 -АТФсинтазы.

Состояние протона описывается с помощью уравнения Шрёдингера для одномерной задачи в постоянном потенциале, созданном фиксированными зарядами полуканала. Построены профили потенциальной энергии протона в полуканалах, позволяющие определить высоты барьеров и глубины потенциальных ям при движе-

нии протона. При расчете потенциала на макроскопическом уровне учитывалась поляризация воды, заполняющей канал, что ведет к ослаблению поля зарядов. Рассмотрен механизм туннелирования протона через потенциальный барьер.

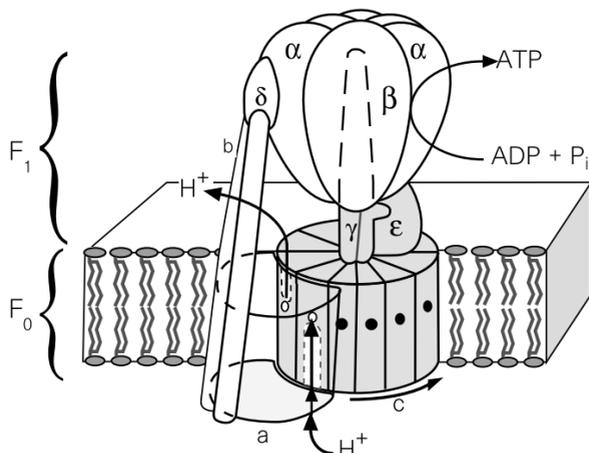


Рис. 1. Структура F_0F_1 -АТФсинтазы

При рассмотрении связанных состояний в потенциальных ямах проведен расчет спектра энергий по правилу квантования Бора-Зоммерфельда. Показано, что гладкий потенциальный рельеф ведет к образованию «неглубоких» состояний, для которых возможен выход протона по термическому механизму.

Кроме того, с учетом атомных радиусов проведено моделирование возможных положений молекул воды в полуканале. Такой подход позволяет учесть влияние зарядов в молекулах воды на распределение потенциала в полуканалах. Рассмотрены различные пути транспорта протона через мембрану.

Полученные в работе результаты могут быть использованы как для расчета протонного тока через полуканалы, так и для оценки выделяющейся в процессе переноса протона химической энергии, которая, совместно с механической энергией вращения, может быть преобразована в энергию АТФ.

Литература

1. Романовский, Ю., Тихонов, А. (2010). Молекулярные преобразователи энергии живой клетки. Протонная АТФсинтаза – вращающийся молекулярный мотор. Успехи физических наук **180** (9), 931-956
2. Paul D. Boyer (1999). What makes ATP synthase spin? Nature **402**, 247-249

ДЛИТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЗОНДА КАК ПОКАЗАТЕЛЬ УРОВНЯ ТКАНЕВОГО КИСЛОРОДА В ОПУХОЛЯХ

Ишемгулов А.Т., Муханова А.Ф., Сокабаева С.С.

Оренбургский государственный университет, Оренбург
+7(905)81-06-556, azamat.ischemgulov@yandex.ru

Важной проблемой фотодинамической терапии новообразований является контроль генерации синглетного кислорода в ткани. Флуоресценция сенсibilизатора, обусловленная взаимодействием возбуждённых триплетных состояний зонда с синглетным кислородом (синглет-триплетной аннигиляции – СТА), представляет собой перспективный метод оценки динамики кислорода во время лазерного возбуждения биотканей [1, 2]. В настоящей работе исследованы *in vitro* раковые и здоровые ткани молочной железы лабораторных мышей линии BYRB. В качестве внутритканевого зонда использовался эритрозин – витальный гистологический краситель, обладающий хорошим выходом в триплетное возбуждённое состояние. Длительное послесвечение эритрозина в тканях представлено двумя полосами: флуоресценции на 570 нм и фосфоресценции на 680 нм (рис. 1–2). При обескислороживании образцов (в нашем случае при длительной инкубации в проточном азоте) наблюдалось изменение характера длительного послесвечения: интенсивность флуоресценции зонда падает, фосфоресценции – растёт (рис. 1). Вероятно, это связано с тем, что возбуждённые триплетные состояния сенсibilизатора в отсутствие основного тушителя (кислорода) релаксируют альтернативными путями – в том числе и с испусканием фосфоресценцией. Так как вид замедленной флуоресценции при переходе от обычной атмосферы к бескислородной заметно изменяется, можно считать, что основная доля свечения в этой полосе обусловлена СТА.

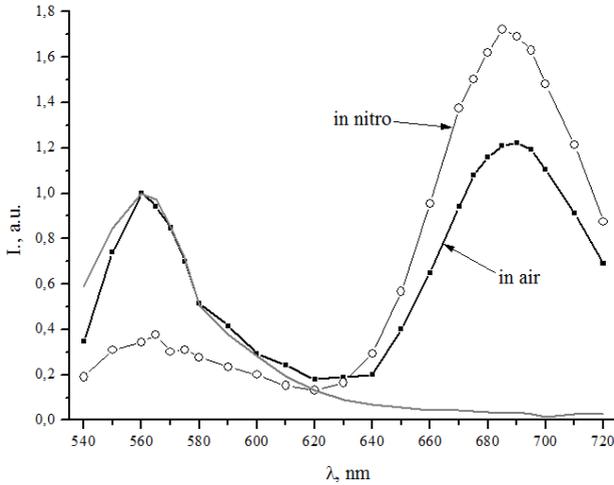


Рис. 1. Спектры замедленной люминесценции эритрозина в опухоли молочной железы мыши: на воздухе (in air), а также при инкубации в азоте (in nitro). Сплошная линия - спектр быстрой флуоресценции (prompt fluorescence)

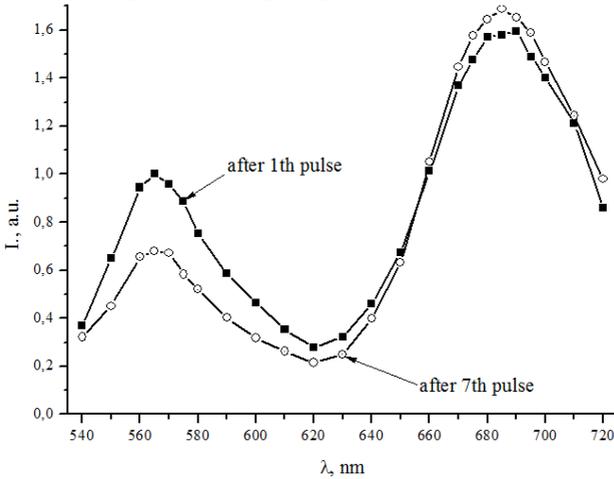


Рис. 2. Спектры замедленной люминесценции эритрозина в опухоли молочной железы мыши для первого и седьмого возбуждающих импульсов, следовавших с частотой 5 Гц

Для опухолевых тканей при лазерном облучении в импульсно-периодическом режиме с частотой 5–10 Гц обнаружено тушение

флуоресценции, сопровождающееся незначительным ростом фосфоресценции (рис.2). Обнаруженное тушение зависит от периода следования возбуждающих импульсов: с увеличением периода тушение ослабевает и по достижении 2–3 секунд не наблюдается. Это исключает связь наблюдаемого эффекта с необратимыми фотохимическими изменениями красителя. Аналогия между явлениями на рис. 1 и 2 позволяет предполагать, что тушение флуоресценции, вызванное импульсно-периодическим возбуждением, связано с уменьшением концентрации подвижного кислорода в окрестности триплет-возбуждаемого сенсбилизатора. Образующий синглетный кислород активно связывается с внутритканевыми белками и липидами [3]. Если восстановление концентрации кислорода за счёт диффузии будет происходить медленнее, чем за временной промежуток между двумя возбуждающими импульсами, будет наблюдаться изображённый на рис. 2 эффект. Так как замедленная флуоресценция используемого зонда в значительной мере зависит от кислородозависимых реакций СТА, обнаруженный эффект позволяет с хорошей достоверностью производить оценку количества производимого синглетного кислорода в ходе фотодинамической терапии по свечению сенсбилизатора.

Литература

1. Letuta S. N., Kuvandykova A. F., Pashkevich S. N., Saletskii A. M. Features of the delayed fluorescence kinetics of exogenous fluorophores in biological tissues. *Russian Journal of Physical Chemistry A*, 2013, vol. 87, p. 1582–1587.
2. Scholz M., Dëdic R., Valenta J., Breitenbach T., Hala J. Real-time luminescence microspectroscopy monitoring of singlet oxygen in individual cells. *Photochem. Photobiol. Sci.*, 2014, vol. 13, p. 1203-1212.
3. Узденский А.Б. Клеточно-молекулярные механизмы фотодинамической терапии. СПб.: Наука, 2010, 192 с.

ОЦЕНКА ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРОРАЛЬНОМ ПОСТУПЛЕНИИ ^{137}Cs

*Корнева Е.А.^{1,2}, Ганцовский П.П.¹, Грановская Е.О.¹,
Касымова О.А.¹, Кретов А.С.¹, Кухта Б.А.¹, Подварко И.П.¹,
Цовьянов А.Г.¹, Яценко В.Н.¹*

¹ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России, г. Москва
²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
г. Москва

Тел.: +7(916)794-74-18, E-mail: janekorneva@gmail.com

Введение. В работе представлены оценка дозы внутреннего облучения в результате инцидента, связанного с нарушением техники безопасности при работе с источниками ионизирующего излучения, выполненная в 2010 году в ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России. При прохождении радиационного контроля по окончании рабочего дня у работника С. был зарегистрирован повышенный уровень гамма-излучения тела. На основании результатов первичного обследования было принято решение о госпитализации в ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА. Для исключения радиоактивного загрязнения транспортного средства использовались специальные средства. По результатам анализа сопутствующих обстоятельств было сделано предположение о пероральном поступлении в организм радионуклида ^{137}Cs .

Цель и методология. Для оценки уровней поступления и значений ожидаемой эффективной дозы (ОЭД), в ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России был проведен необходимый комплекс биофизических обследований (in vivo и in vitro). Были проведены измерения содержащихся в теле γ -излучающих радионуклидов с использованием спектрометров излучения человека (СИЧ) [1]. Кроме того, измерялось содержание ^{137}Cs в пробах мочи, кала и крови. Для получения информации о возможных уровнях поступления α - и β -излучающих радионуклидов был выполнен радиохимический анализ проб мочи и кала на содержание урана, плутония и стронция. Кроме того, для дозиметрических оценок были использованы результаты аналогичных измерений, выполненных (до госпитализации больной С. в ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА

России) в Центре гигиены и эпидемиологии (ЦГиЭ), обслуживающем предприятие, на котором до инцидента работала данная больная.

Следует отметить, что, согласно кинетике накопления ОЭД [2], за 1-й год после перорального поступления радионуклида ^{137}Cs накопится 92%, а после поступления радионуклида ^{90}Sr – 24% пожизненной дозы. Иными словами, в случае поступления в организм радиоцезия алиментарно практически вся доза будет реализована за первый год.

Результаты. Была выполнена оценка уровней поступления и ОЭД в предположении перорального поступления [2 – 5]. Рассчитанные на основании результатов измерений содержания в теле (с использованием СИЧ) значения уровней поступления и ОЭД для ^{137}Cs – порядка $3,5 \times 10^6$ Бк и 45 мЗв, соответственно. Аналогичные оценки на основании результатов измерений ^{137}Cs в моче составляют: поступление – $3,7 \times 10^6$ Бк; ОЭД – 48 мЗв. При этом, более достоверными являются оценки ОЭД, основанные на результатах прямых измерений, полученных на установках СИЧ. Эти оценки и были использованы в дальнейшем. Измерения, выполненные для обнаружения U и Pu, не выявили их присутствия в образцах. Оцененное значение ОЭД от ^{90}Sr (присутствующего в растворе в качестве примеси) – не более 0,5 мЗв. Таким образом, доза внутреннего облучения практически полностью сформирована за счёт радионуклида ^{137}Cs . По данным службы РБ предприятия, значение дозы, накопленной до инцидента с начала года – 1,4 мЗв. Следовательно, превышение оцененного значения суммарной годовой дозы внешнего и внутреннего облучения над уровнем 50 мЗв не зафиксировано. Сформирована доза внутреннего облучения будет практически полностью за счёт радионуклида ^{137}Cs . При этом следует учитывать, что в соответствии с современными подходами, по определению, при внутреннем облучении, накопленная за 50 лет доза формально приписывается году, в котором произошло поступление. В действительности же, в данном случае, доза внутреннего облучения, накопленная в течение первого года после поступления, ненамного превысит 40 мЗв.

Заключение. Были оценены уровни поступления и ожидаемой эффективной дозы в результате нештатного поступления ^{137}Cs и ^{90}Sr . Установлено, что ожидаемая эффективная доза, не превысила

предельные значения, установленные в российских Нормах радиационной безопасности НРБ-99/2009 [6].

Литература

1. ISO 20553:2006. Radiation protection – Monitoring of workers occupationally exposed to a risk of internal contamination with radioactive material. – Geneva: ISO, 2006
2. ICRP CD1. Database of Dose Coefficients: Workers and Members of the Public. // Ann. ICRP, 26, No. 1, 1996
3. Age-dependent Doses to Members of the Public from Intake of Radionuclides – Part 1. ICRP Publication 56. // Ann. ICRP, 20, No. 2, 1990
4. Limits for Intakes of Radionuclides by Workers. ICRP Publication 30 – Part 1. // Ann. ICRP, 2, No. 3/4, 1979
5. Dose Coefficients for Intakes of Radionuclides by Workers. ICRP Publication 68. // Ann. ICRP, 24, No. 4, 1994
6. СанПиН 2.6.1.2523-09. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) – М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009

«МАРШРУТИЗАЦИЯ» ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОТКАНИ

Малов А.Н., Вайчас А.А. *, Новикова Е.А.

** Иркутский филиал Московского государственного технического университета гражданской авиации, г. Иркутск, Россия
Иркутский государственный медицинский университет,
г. Иркутск, Россия
89149263966, cohol2007@yandex.ru*

Доступность полупроводниковых лазеров высокой мощности делает актуальным вопрос управления доставкой лазерного излучения в заранее заданный район организма и обеспечения заданной энергетической дозы. Энергия, необходимая для терапевтического (лечебного) воздействия, определяется типом заболевания. Учитывая, что излучение может подводиться по нескольким «маршрутам» для защиты от поражения имеющихся на пути здоровых тканей, следует рассчитывать подводимую мощность с учетом длины волны излучения.

Известно, что лазерное излучение влияет на процессы кристаллообразования в препаратах человеческой желчи [1]. Это обстоятельство делает актуальным и практически значимым исследование возможности профилактического влияния лазерного излучения на процесс формирования желчных камней.

Цель настоящей работы – разработка технологии воздействия лазерным излучением на образование и рост биоминералов, на примере камнеобразования в желчном пузыре. Одна из основных проблем при реализации данного профилактического метода на практике заключается в доставке излучения на соответствующую глубину внутрь тканей организма. При этом необходимо минимизировать потери энергии, которые происходят в результате отражения, рассеяния и поглощения излучения тканями организма.

Один из возможных путей решения данной проблемы – использование для этой цели ИК лазерного излучения, поскольку медицинские аппараты на основе полупроводниковых лазеров с ИК излучением ($\lambda = 0,9 - 1,5$ мкм) мощностью до 100 мВт и более могут обеспечить проникновение излучения в ткани до глубины 10 см [2].

Другой вариант может быть обеспечен многолучевым облучением с разных направлений.

Вопрос о механизмах локализации в толще биологической ткани лазерного излучения также является актуальным. Когерентное излучение, попадая в биовещество, изменяет свое пространственное распределение интенсивности за счет оптической анизотропии живой ткани: возникают явно выделенные в пространстве области – каустики, спекл-пятна – с высокой плотностью мощности лазерного излучения, которые к тому же оказываются согласованными по структуре с облучаемой тканью, что обеспечивает возможность преодоления энергетического порога для соответствующих фотохимических реакций [3]. Другим механизмом, обеспечивающим локализацию и концентрацию светового излучения, может являться взаимодействие лазерного света с пленочными структурами – биологическими клеточными мембранами [3].

Основным рассеивающим элементом на пути лазерного излучения в глубь тканей в первую очередь является кожа, поэтому следует применять «просветление» места ввода излучения с помощью глицерина, мазей и т.п. [4]. С другой стороны, уменьшить рассеивание и увеличить интенсивность прошедшего через биоткань лазерного излучения можно при её компрессионном сжатии [5]. В отличие от инвазивных методов введения лазерного излучения в организм, применение этого эффекта не связано с повреждением тканей организма. При определении поглощенной дозы энергии лазерного излучения следует учитывать значительное ослабление плотности мощности за счет дифракции на клеточных структурах (фазовых неоднородностях), и поэтому отклонения от экспоненциального закона распространения оказываются значительными. Эти обстоятельства указывают и на необходимость развития аппарата лазерной дозиметрии в медицине.

Вывод – процессы доставки лазерного излучения вглубь организма можно оптимизировать с учетом структур биотканей.

Литература

1. Е.А. Новикова, А.А. Вайчас, А.Н. Малов, И.А. Камышев. О возможности лазерного управления процессами роста желчных камней. XII Всероссийский молодежный Самарский конкурс-

конференция научных работ по оптике и лазерной физике: сборник конкурсных докладов. С. 481-487 (2014)

2. Лазерная терапия и профилактика. Под ред. А.В. Картелишваи др. (М.: Практическая медицина, 2012).

3. А.А. Вайчас, А.Н. Малов, Е.В. Шевченко. Механизмы локализации лазерной энергии в биологических тканях. III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии "Медицинская физика – 2010". Т.1. С. 203–206 (2010).

4. H. Kang, T. Son, J. Yoon, K. Kwon, J. S. Nelson and B. Jung. Evaluation of laser beam profile in soft tissue due to compression, glycerol, and micro-needling. *Lasers Surg.Med.* Vol. 40. N 8. P. 570–575 (2008).

5. Г.А. Аскарьян. Возможности усиления прохождения света и других видов излучения через мягкие мутные физические и биологические среды. УФН. Т.139. №2. С. 368–370 (1983)

ФОСФОРНАЯ МР СПЕКТРОСКОПИЯ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАБОЛИЗМА ГОЛОВНОГО МОЗГА ЧЕЛОВЕКА В НОРМЕ И ПАТОЛОГИИ

Манжурцев А.В.¹, Семёнова Н.А.^{1,2}, Ахадов Т.А.¹

¹НИИ Неотложной Детской Хирургии и Травматологии, Москва

²Институт Химической Физики им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва

+7-915-139-46-05, andrey.man.93@gmail.com

Магнитно-резонансная спектроскопия (МРС) является уникальным методом исследования метаболизма живых систем. Фосфорная (³¹P) МРС несёт информацию о метаболитах, участвующих в энергетическом и липидном обмене. Использование ³¹P МРС в паре с нейрональной активацией даёт возможность исследовать энергозатратные процессы, происходящие в головном мозге. В силу того, что многие психиатрические заболевания или травматические очаги напрямую связаны с нарушением локального церебрального метаболизма [1], отклонения, выявленные по данным МРС, могут помочь пролить свет на их патогенез. Ввиду неполноты понимания всех механизмов как нормального, так и абнормального функционирования ЦНС, актуальность подобных *in vivo* исследований метаболизма чрезвычайно высока.

Целью данной работы является обнаружение отклонений церебрального метаболизма у больных шизофренией по данным фосфорной магнитно-резонансной спектроскопии с использованием визуальной стимуляции. Практическая значимость состоит в установлении причин возникающих метаболических отклонений.

Исследование проводилось на МР-томографе Philips Achieva 3.0T с применением головной катушки ³¹P/¹H bird-cage head coil, приставки Eloquence (Philips) и телеочков для передачи зрительного стимула. Участники исследования: 12 больных на ранней стадии шизофрении (мужчины, 18-26 лет) и 20 неврологически здоровых мужчин (18-23 года).

³¹P МРС исследование: По данным фМРТ с визуальной стимуляцией размещался спектроскопический срез. Локализация и возбуждение объема интереса: последовательность ISIS. Параметры: поле обзора = 200x200 мм, размеры вокселей 20x20 мм, толщина

среза = 30 мм, NSA = 16, TE = 0,21 мс, TR = 1200 мс. FA = 35°. Сначала производился набор спектров, пока телеочки были выключены (6 минут), затем с предъявлением стимула – мерцающей с частотой 6 Гц шахматной доски (6 минут). Спектры двух вокселей, содержащих зрительную кору, усреднялись (см. рис. 1 В), обработка производилась в программе jMRUI 5.1.

Значения интегральных интенсивностей пиков в спектрах активированной зрительной коры нормировались на соответствующие значения в спектрах покоя. Для анализа достоверности межгрупповых различий применялся непараметрический критерий Манна-Уитни.

Результаты: обнаружено достоверное ($p < 0.05$) снижение фосфокреатина (PCr) у нормы при видеостимуляции (~18%). Данный эффект не обнаружен у больных шизофренией. В обеих группах испытуемых динамики АТФ (измеряемого по пику β -АТФ) при стимуляции не обнаружено. Изначальных межгрупповых различий и динамики поведения концентраций остальных метаболитов и внутриклеточного рН при нагрузке также не обнаружено.

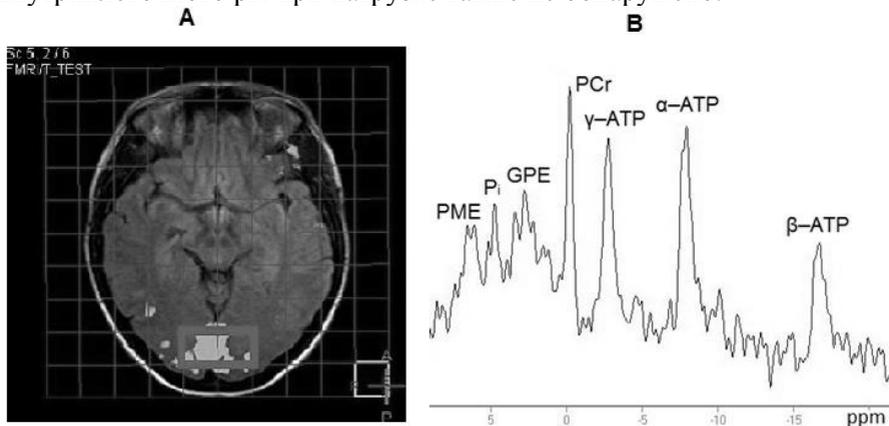
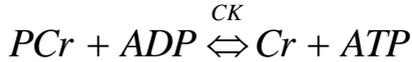


Рисунок 1. (А) Размещение спектроскопического объема. Жирной рамкой выделены 2 вокселя, спектры которых были усреднены. (В) Типичный вид получаемого спектра.

Отсутствие динамики [АТФ] при нагрузке является следствием запуска процессов, направленных на восполнение АТФ. Одним из этих процессов является креатинкиназная реакция, смещение её

равновесия в сторону образования АТФ объясняет выявленное в данном исследовании снижение РСг у нормы:



Факт, что у больных снижения [РСг] не выявлено, может свидетельствовать о сниженных энергетических затратах больных в ответ на нейрональное возбуждение. На транспорт нейромедиаторов идёт до 80% всей энергии, поглощаемой мозгом [2], поэтому сниженные энергетические затраты, вероятно, связаны с нарушением транспорта основного возбуждающего нейромедиатора глутамата.

Литература

1. Du F. In vivo evidence for cerebral bioenergetic abnormalities in schizophrenia measured using ³¹P magnetization transfer spectroscopy. / Du F, Cooper A J, Thida T, Sehovic S, Lukas S E, Cohen B M, Zhang X, Ongür D. // JAMA Psychiatry. 2014 Jan;71(1):19-27.
2. Shulman R.G. Energetic basis of brain activity: implications for neuroimaging. / Robert G. Shulman, Douglas L. Rothman, Kevin L. Behar, Fahmeed Hyder. // Trends in Neurosciences Vol.27 No.8 August 2004

ИЗМЕРЕНИЕ *IN VIVO* ПРИЖИЗНЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АСПАРТАТА В ГОЛОВНОМ МОЗГЕ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ ПРОТОННОЙ МАГНИТНО РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Меньщиков П.Е.¹, Ахадов Т.А.¹ Семенова Н.А.^{1,2}

¹НИИ НДХиТ, Москва

²ИБХФ РАН, Москва

+7 903 1203033., peeterem@gmail.com

Магнитно-резонансная спектроскопия (МРС) — уникальный метод прижизненной и неинвазивной количественной оценки внутриклеточных концентраций метаболитов - участников процессов обмена веществ. В силу того, что исследования проводятся на коммерческих томографах с напряженностью постоянного магнитного поля в пределах 3—7 Тл, существенным ограничением метода 1H МРС является перекрыванию резонансных линий в спектрах 1H МРС. Наиболее действенным способом решения этой проблемы представляется спектральное редактирование с применением импульсной последовательности (ИП) MEGA-PRESS [1], в основе которой лежит эффект перефазировка J-эволюции, возникающей из-за спин-спинового взаимодействия между протонами различных групп внутри молекул, с помощью добавления в стандартную ИП PRESS двух 180 градусных частотно-селектирующих импульсов (ЧСИ). Итоговый спектр (DIFF-серия) [2] получается вычитанием из серии спектров с перефазированной J-эволюцией (ON-серия) спектров без воздействия ЧСИ (OFF-серия). С помощью данной ИП ряд наблюдаемых метаболитов уже был существенно расширен за счет таких соединений как γ -аминомасляная кислота (GABA), глутатион (GSH), N-ацетил аспартил глутамат (NAAG) [2].

В данной работе предлагается оптимизация параметров ИП MEGA-PRESS для прямого наблюдения еще одного важнейшего метаболита – аспартата (L-аспарагиновой кислоты, Asp) [3], выполняющего роль возбуждающего нейромедиатора в ЦНС человека и присутствующего в мозге человека в концентрации 1-2 мМ/л. 1H ЯМР-спектр Asp представляет собой три дублета дублетов (ДД) с $\delta=2.66$ м.д., $\delta=2.80$ м.д. и $\delta=3.89$ м.д.

Для определения основного параметра в MEGA-PRESS, времени эхо (TE), определяющего модуляцию фаз в компонентах ДД, была построена модель J-эволюции сигналов с $\delta=2.66$ м.д. и $\delta=2.80$ м.д. в среде программирования MATLAB в присутствии ЧСИ с $\delta=3.89$ м.д. (ON-) и ЧСИ с $\delta=5.21$ м.д. (OFF-). OFF-серия характеризуется свободно протекающей J-эволюцией. Смоделированы спектры ON-, OFF-, DIFF серий для различных TE (80-240мс). Критерием выбора лучшего TE послужило отношение суммарных интегральных интенсивностей IDIFF/ION обоих ДД Asp. Выбранный TE использовали в MEGA-PRESS для регистрации *in vitro* спектров растворов метаболитов (фантомы 1, 2) и *in vivo* спектров теменной и лобной долей мозга здорового испытуемого (Рис. 1). Исследования проводили на МР томографе «Phillips 3.0T Achieva TX» («Philips Healthcare», Нидерланды). Параметры ИП: TE=115 мс, TR=1800 мс, ЧСИ длительностью 40 мс на $\delta=3.89$ м.д. и 5,21 м.д., число накоплений 50, NSA = 8, размер воксела $30 \times 30 \times 30$ мм, время накопления спектра - 15 мин.

В заданном промежутке TE максимальное значение IDIFF/IOFF=1.39 достигаются при TE =115 мс. В результате наблюдается отчетливо детектируемый сигнал Asp. В спектрах DIFF фантома 2 и *in vivo* (рис 1) помимо Asp представлен суммарный сигнал глутамата и глутамина (GLX) при $\delta =2.13$ м.д., Cг $\delta=3.91$ м.д. Дополнительным преимуществом применения TE=115 мс является возможность использования длительных ЧСИ (40мс по сравнению с 20 мс при времени TE=80мс), захватывающих меньший набор мультиплетов, связанных спин-спиновым взаимодействием с сигналами, которые могут проявиться в DIFF спектре.

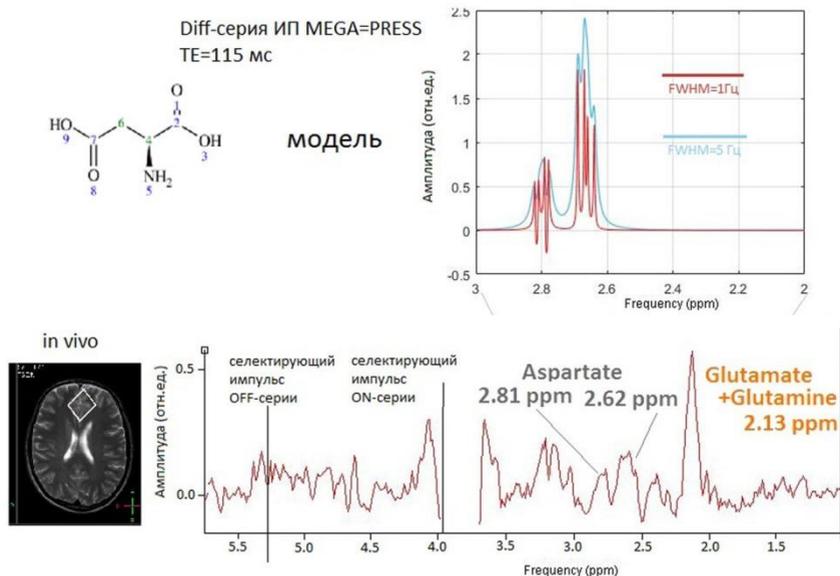


Рис.1. Результат моделирования спектрального сигнала asp MEGA-PRESS, и in vivo спектр лобной доли ГМ с результирующим сигналом asp.

Список литературы

1. Mescher M. Simultaneous in vivo spectral editing and water suppression /M. Mescher, H. Merkle // NMR Biomed – 1998. – V. 11. – P. 266–272
2. Mullins P. Current practice in the use of MEGA-PRESS spectroscopy for the detection of GABA / Paul G. Mullins, David J. McGonigle // NeuroImage – 2013. – V. 86. – P. 43-52
3. Govindarju V. Proton NMR chemical shifts and coupling constants for brain metabolites / V. Govindarju, K. Young, A. Maudsley // NMR Biomed – 2000. – V. 13. – P. 129-153

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Петров Д.А.¹, Проскурин С.Г.¹

¹*Тамбовский государственный технический университет,
г. Тамбов
конт. тел.: 89156777588, e-mail: den794@mail.ru*

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – неинвазивная методика визуализации внутренней структуры объектов, которая широко применяется в медицине и материаловедении. Основным преимуществом применения ОКТ является высокое пространственное разрешение, которое позволяет визуализировать структуры размером в несколько микрометров. Глубина визуализации методики при этом сильно ограничена, что связано с рассеянием оптического излучения, изучение которого с помощью соответствующего компьютерного моделирования поможет увеличить возможности методики.

Закономерности фотонного транспорта чаще всего описываются путем моделирования с помощью метода Монте-Карло [1]. Данный принцип, с соответствующим усовершенствованием, может использоваться в качестве основы моделирования ОКТ. Большинство реализаций данной методики моделирования, впрочем, позволяют задавать границы объекта в аналитическом виде, что позволяет описать их структуру лишь в приближенном виде.

Для решения проблемы моделирования сред со сложной пространственной структуры предлагается использовать воксельный подход описания объекта. В этом случае среда задается в виде трехмерного массива сегментов (вокселей), с соответствующими показателями преломления, анизотропией и коэффициентами рассеяния и поглощения. Фотонный пакет начинает движение в одном из вокселей, и по мере движения внутри объекта переходит из одного объекта в другой. Наиболее затратным с точки зрения времени вычисления при этом является процесс вычисления того, какую границу вокселя перескачет объект. Для ускорения вычислений предлагается использовать усовершенствованный алгоритм Смита.

Дополнительное увеличение скорости выполнения вычисления при этом можно достичь путем соединения нескольких вокселей в один, что существенно снизит частоту расчетов пересечения границ, и, соответственно, увеличит скорость вычисления.

Если фотонный пакет по мере продвижения внутри исследуемой среды покидает объект в области нахождения детектора, то его статистический вес добавляется к интенсивности соответствующего пикселя:

$$I(z) = I_0 \sum_{i=1}^N \sqrt{W} \exp\left(-\left(\frac{2z - L_i}{l_c}\right)^2\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(2z - L_i)\right),$$

где W – статистический вес кванта, $2z$ и L_i – оптические пути в опорном и объектном плече соответственно, а l_c – длина когерентности [2].

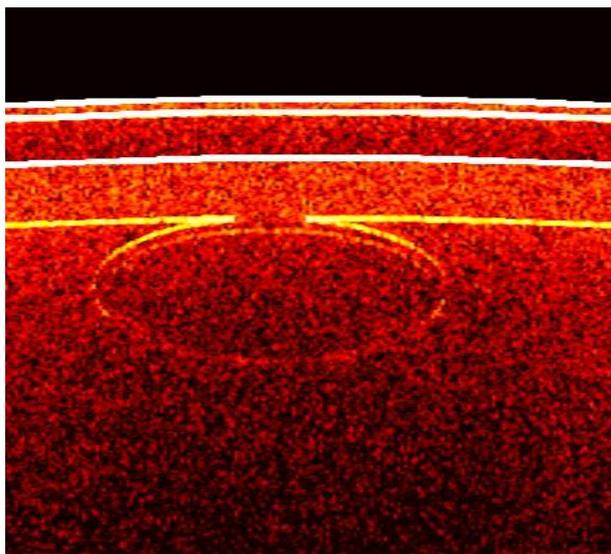


Рис.1. Структурное изображение подкожного сосуда

Результат применения представленной методики для моделирования ОКТ исследования подкожного сосуда человека представлен на рисунке 1.

Следует отметить сходство результатов моделирования с соответствующими экспериментальными данным, что подтверждает эффективность представленной модели [3].

Литература

1. L.-H. Wang, S. L. Jacques, and L.-Q. Zheng MCML—Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues // *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 47 (2), 1995. Pp. 131–146.

2. M. Kirillin, I. Meglinski, V. Kuzmin, E. Sergeeva, and R. Myllylä. Simulation of optical coherence tomography images by Monte Carlo modeling based on polarization vector approach. *Optics Express* Vol. 18, Issue 21, 2010 pp. 21714-21724

3. Proskurin S.G., Raster scanning and averaging for reducing the influence of speckles in optical coherence tomography // *Quantum Electronics*, 42(6), pp. 495–499, 2012.

КЛАССИФИКАЦИЯ БЛАСТОВ КОСТНОГО МОЗГА ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ОСТРЫХ ЛИМФОБЛАСТНЫХ ЛЕЙКОЗАХ И ЛИМФОЦИТОВ КРОВИ ДОНОРОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТЕКСТУРНОГО АНАЛИЗА

**Поляков Е.В.¹, Никитаев В.Г.¹, Проничев А.Н.¹, Дмитриева
В.В.¹, Тупицын Н.Н.², Френкель М.А.², Моженкова А.В.²**

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва*

²*ФГБУ «Российский онкологический научный центр им. Н.Н.Блохина»
МЗ РФ, Москва
тел.: + 7-903-005-68-98, e-mail: voterstreit@inbox.ru*

Данные морфологического исследования свидетельствуют о значительной гетерогенности бластов при острых лейкозах. При остром лимфобластном лейкозе (ОЛЛ) на основании полиморфизма бластов по классификации ВОЗ 2001 года выделяют три морфологических типа клеток: Л1, Л2, Л3[1]. Констатация наличия лейкоэмических клеток, морфологически сходных с лимфобластами в крови или костном мозге, требует проведения дифференциальной диагностики с другими лимфопролиферативными заболеваниями и с реактивным лимфоцитозом. Однако иногда это представляет трудную диагностическую проблему. Поэтому применение методов, уточняющих морфологическую характеристику лимфоидных элементов, до настоящего времени представляет значительный интерес. В настоящее время диагностика базируется на ручном подсчете клеток по мазкам крови и аспиратам костного мозга. Использование компьютерной микроскопии для классификации клеток костного мозга и крови позволяет уточнить характеристики лимфоцитов и лейкоэмических бластов [2-3]. Результаты, полученные в ходе цифровой обработки изображений, могут быть использованы для получения дополнительных независимых объективных критериев при диагностике ОЛЛ.

Цель данной работы – оценить применимость методов текстурного анализа изображений хроматина ядер для разделения на бласты костного мозга и лимфоциты крови доноров в компьютерной микроскопии при диагностике острых лимфобластных лейкозов.

Для проведения исследований был поставлен ряд задач:

1. Сформировать выборку изображений лейкоцитарных элементов на мазках крови доноров и аспиратах костного мозга больных ОЛЛ.
2. Разработать математическую модель текстурного анализа изображений хроматина ядер лейкоцитарных элементов.
3. Выбрать информативные характеристики для определения типа клеток.
4. Предложить метод классификации для разделения клеток крови на бласты и лимфоциты.
5. Оценить результаты разделения лимфоцитов и бластов для диагностики ОЛЛ.

В результате работы рассмотрено применение методов текстурного анализа на базе компьютерной микроскопии в видимом диапазоне электромагнитного излучения для классификации клеток крови на лимфобласты и лимфоциты. Предложена модель цифровой обработки изображений клеток. Разработана методика проведения экспериментальных исследований для определения параметров классификатора. Для количественного описания клеток при диагностике и дифференциальной диагностике острых лимфобластных лейкозов (ОЛЛ) применены текстурные характеристики изображений ядер с оценкой их параметров.

Планируемым этапом дальнейших исследований является дифференцировка бластов от прочих клеток.

Список литературы

1. Pathology and genetics of Tumors of Haemopoietic and Lymphoid Tissues WHO classification of tumours. Lyon 2001.(Jaffe, Elaine Sarkin, ed. Pathology and genetics of tumours of haematopoietic and lymphoid tissues. Iarc, 2001.)
2. Rawat J, Bhadauria H, Singh A, Virmani J. Review of leukocyte classification techniques for microscopic blood images. 2015 2nd International Conference on Computing for Sustainable Global Development (INDIACom). 1948, Jan. 2015.
3. Nikitaev V.G, Nagornov O.V., Pronichev A.N., Polyakov E.V., Dmitrieva V.V. The Use of the Wavelet Transform for the Formation of the Quantitative Characteristics of the Blood Cells Images for the Au-

tomation of Hematological Diagnostics / WSEAS TRANSACTIONS on BIOLOGY and BIOMEDICINE. Volume 12, 2015. p.p. 16-19

РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРТНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ВРАЧЕЙ ПО ДИАГНОСТИКЕ МЕЛАНОМЫ КОЖИ

О.В. Родионова¹, В.Г. Никитаев¹, А.Н. Проничев¹, В.Ю. Сельчук²

*¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
г. Москва*

*²Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина, г. Москва
тел.: +7(916)-606-80-22, e-mail: olesya2309@inbox.ru*

Практически во всех регионах мира эпидемиологами зафиксирован устойчивый и интенсивный рост заболеваемости населения меланомой кожи. Причем скорость роста заболеваемости этой опухолью можно сравнить лишь с аналогичными показателями для рака молочной железы у женщин и рака легкого у мужчин.

Меланома кожи является уникальной опухолью в клинической онкологии, которая способна демонстрировать редкое многообразие клинического течения. Прогноз и исход заболевания зависят от многочисленных факторов, характеризующих как первичную опухоль, так и индивидуальные особенности организма больного. Меланома кожи является злокачественной опухолью, но не относится к раку. [1]

Актуальность проблемы диагностики меланомы обусловлена прямой зависимостью между выживаемостью больных с этой опухолью и своевременным ее обнаружением на начальных этапах развития. Отсутствие у врачей, зачастую, онкологической настороженности при выявлении фоновых для развития меланомы новообразований, а также ранних стадий развития меланомы в большинстве случаев приводит к поздней ее диагностике и высокой смертности больных. К началу лечения, как правило, у 75% больных уже имеет место регионарно распространенный процесс, а пятилетняя выживаемость больных не превышает 50%. И хотя в среднем каждый человек имеет 20 родимых пятен, каждый год лишь 7 человек из 100 тысяч заболевают меланомой. Меланома является серьезной проблемой, поскольку каждый год погибает 10%- 30 % больных меланомой. Поэтому обеспечение максималь-

ной информированности об этом заболевании чрезвычайно важно. [2]

В настоящее время вопросы диагностики сложны, в связи с увеличивающимся объемом информации. Поэтому особую актуальность представляют использование компьютерных медицинских систем и систем поддержки принятия решений (СППР) для повышения эффективности диагностики различных заболеваний.

Целью настоящей работы является разработка компьютерной системы диагностики меланомы кожи [3], которая позволит врачам более точно и быстро поставить диагноз пациентам с подозрением на наличие данного заболевания.

Структура экспертной системы диагностики

Структура компьютерной медицинской экспертной системы диагностики меланомы кожи включает четыре основных блока: база знаний, механизм принятия решений, который состоит из двух подсистем: аналитическая подсистема и подсистема поиска, механизма ввода и вывода данных (рисунок 1).

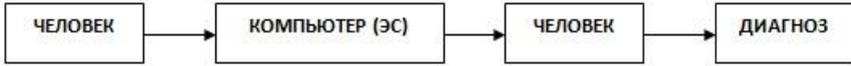


Рисунок 1- Концептуальная модель экспертной системы диагностики меланомы кожи

Ядром данной экспертной системы является База знаний. С помощью механизма принятия решений, База знаний (БЗ) должна предоставлять диагностическую информацию (признаки, диагнозы) в ответ на запросы пользователя. В БЗ можно загружать, редактировать и удалять признаки, диагнозы, изображения.

Разрабатываемая система позволит решить такие проблемы как:

1) дополнительный уровень контроля. Система позволит с большей достоверностью поставить предварительный диагноз пациенту.



2) Возможность сравнения симптомов других пациентов, с помощью аналитической системы

3) БЗ предоставляет возможность обучения в процессе диагностики пациента

Представленная ЭС выступает в качестве инструмента поддержки принятия решений врачом при диагностике меланомы кожи. В дальнейшем планируется включить разрабатываемую ЭС в мультимедийный обучающий комплекс по меланоме кожи для врачей-интернов и врачей-ординаторов.

Литература

1. Свободная энциклопедия Википедия URL. <https://ru.wikipedia.org/wiki/>
2. Книга «Меланома» под редакцией У.Шарфмана. Пер. с англ. Под ред. Л.В. Демидова. - Издательство: ГРАНАТ, 2015, 240 с.
3. Меланома кожи: учебно-методическое пособие. Медицинская литература от издательства: НГМА. Чернявский А.А., 2013, 60 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОРФОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА И ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВЫСОХШИХ КАПЕЛЬ ПЛАЗМЫ КРОВИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАКА ПРОСТАТЫ

Савков А.В., Сергей М.А.

БГУ, Минск

Savkov.00@mail.ru

Диагностика рака предстательной железы – одна из наиболее важных проблем современной онкологии. Проблема рака предстательной железы в последние годы привлекает внимание все большего числа исследователей. Причина этому - стойкая тенденция роста заболеваемости, особенно, в урбанистических и индустриально развитых районах и странах.

Общеизвестно, что развитие злокачественной опухоли □ процесс мультифакторный, сопряженный с нарушением или перестройкой большей части внутриклеточных механизмов. В связи с этим составить представление о течении процесса лишь по одному маркеру практически невозможно. Приоритетной задачей в настоящее время является не разработка способов применения каждого маркера в отдельности, а создание набора из доступных маркеров, способного достаточно подробно дать характеристику опухоли [1].

В связи с этим существует настоятельная необходимость в разработке методов, которые могли бы обеспечить раннее выявление заболевания, оценить распространенность процесса, осуществить контроль эффективности проводимой терапии и позволить вести динамическое наблюдение за состоянием пациентов.

Относительно недавно в медицинской диагностике нашел применение метод клиновидной дегидратации. Метод позволяет на основании визуального анализа структур, образовавшихся при высыхании капли БЖ, выявлять различные заболевания человека на доклинической стадии [1, 2]. Исследования ведутся по качественным особенностям на феноменологическом уровне.

В настоящей работе изучена динамика структурирования высыхающей капли плазмы крови онкологических больных и анализируется локальное объемное распределение (по диаметру капли)

кальция при высыхании на поверхности каплей плазмы пациентов с раком простаты.

Образцы готовили по следующей методике. Каплю плазмы крови наносили на поверхность тщательно промытой подложки из ПММА с помощью микропипетки. Объем капли составлял 10 мкл. Процесс сушки проходил при температуре 18-22 °С и относительной влажности воздуха 60-65 % в течение примерно 90-100 мин. Диаметр высохших каплей на поверхности подложки из ПММА равен примерно 6 мм. Средняя толщина высохшей капли примерно 0,07 мм.

Для получения снимков использовали оптический микроскоп Webbers совмещенный с цифровой камерой (отраженный свет) и микроскоп Биолам со светодиодной подсветкой (на пропускание) и веб-камерой. Оба микроскопа имеют видеонасадки, работающие с компьютером по USB-2 порту.

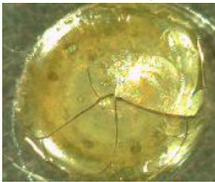
Снимки высохших каплей плазмы пациентов с диагнозом рак простаты приведены на рисунке 1.



Пациент А



центр ув.120 раз



Пациент Б



центр ув. 120 раз

Рис. 1. Снимки высохших каплей плазмы пациентов с диагнозом рак простаты.

Суть метода диагностики на основе дегидратации капли плазмы (БЖ) состоит в том, что в норме она имеет однородную структуру, и при дегидратации возникают регулярные и однородные структуры (радиальное растрескивание). Симметричное радиальное распо-

ложение трещин и их пересечение в окрестности центра фации, как правило, характеризует процесс высыхания капли здорового человека [1,2].

Анализ морфоструктуры высохших капель пациента **A** с диагнозом при поступлении рак простаты типа T_2 показывает, что капли при окончательном высыхании имеет схожий краевой белковый валик, но в центральной части хаотично разбросаны псевдо-трещины и темные локальные блоки.

Морфоструктура образца плазмы крови пациента **B** существенно отличается от предыдущих. Наблюдается большое количество завитков, практически отсутствующих на снимках **A**. Диагноз - аденокарцинома простаты типа $T_{3в} N_1 M_0$.

Здесь важно учитывать тот факт, что половина опухолей T_2 ошибочно принимается за T_3 , поэтому крайне важно проводить дополнительные исследования.

Для оценки локального пространственного распределения макро- и микроэлементов в каплях экспериментально с помощью лазерной многоканальной спектрометрии исследованы образцы высушенных капель плазмы крови. Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении. На рис. 2 представлена зависимость интенсивности линий кальция в спектрах высушенных капель плазмы пациентов с диагнозом рак предстательной железы.

Как видно обнаруживаются отличия в распределении кальция в зависимости от диагноза. В каплях пациента **A** с онкологическим диагнозом рак простаты типа $T_{2с} N_0 M_0$. (капля А) максимальная достаточно равномерная интенсивность кальция по поверхности отмечается в первых трех верхних слоях.

Локальное распределение кальция в высохшей капле плазмы крови пациента с диагнозом рак простаты типа $T_{3в} N_1 M_0$. (капля Г) представляет несколько другую картину. Очень высокое содержание кальция приходится на самый нижний слой капли (5).

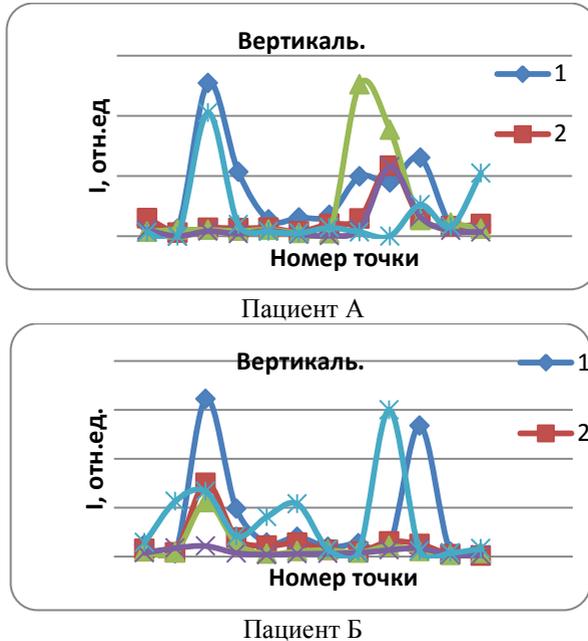


Рис. 2. Интенсивность линии Ca II (393,239 нм) в атомно-эмиссионных спектрах плазмы крови.

Таким образом, данные морфоструктурного анализа высыхающей капли крови, определяющие различия образующихся структур в процессе высыхания капли БЖ, оценка пространственного распределения ЖНЭ в высохшей капле, дают возможность выявления серьезных заболеваний и уточнить диагноз в случае сомнений по отнесению аденокарциномы T_2 к T_3 или наоборот.

Литература

1. С.А. Максимов. Морфология твердой фазы биологических жидкостей как метод диагностики в медицине. Бюллетень сибирской медицины. № 4. С. 80–85 (2007).
2. С. А. Краевой, Н. А. Колтовой. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. Книга 1. Метод открытой капли (угловая дегидратация). (Москва, С. 47-49. 2013).

СРАВНЕНИЕ ДВУХ ТИПОВ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В *IN VIVO* ДОЗИМЕТРИИ

Таларико О.С.^{1,2}, Крылова Т.А.³, Лебедево И.М.³

¹НИЯУ МИФИ, Москва

²ФИАН им. П.Н.Лебедева, Москва

³ФБГУ «РОНЦ им. Н.Н.Блохина РАМН», Москва
+79164919517, leya.reshma@gmail.com

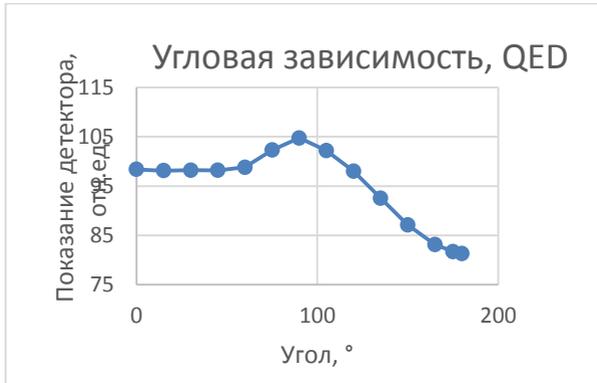
Целью работы является сравнение двух типов Si детекторов для применения в *in vivo* дозиметрии. Получены различные характеристики детекторов при их взаимодействии с фотонным излучением энергии 6 и 18 МВ. Вопросы, связанные с поглощенной дозой при лечении опухолевых заболеваний являются критичными для результатов лечения, что определяет актуальность исследования [1]. Практическая значимость работы следует из применения полупроводниковых дозиметров непосредственно в процессе лечения пациентов.

Детекторы на основе Si QED (Sun Nuclear) и EDP (Scanditronix) облучались ускорителем Varian Clinac 2300 ix с энергиями фотонов 6 и 18 МВ. Для данных детекторов найдены зависимости поглощенной дозы от различных углов падения излучения, размеров поля, подаваемых дозы и мощностей доз.

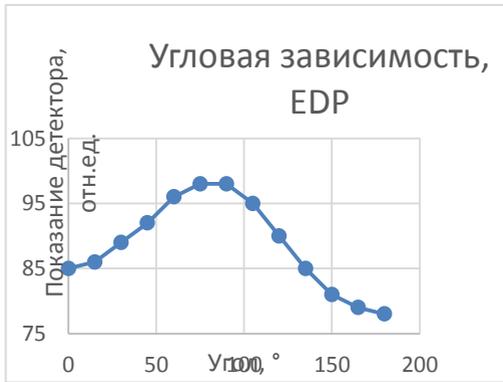
Показано, что оба детектора обладают линейным откликом при увеличении дозы. В детекторах не обнаружено зависимости показаний при изменении мощности дозы в доступном клиническом диапазоне (100-600 МЕ/мин). При исследовании угловой зависимости обнаружено, что показания QED детектора не зависят от угла в диапазоне от 0 до 60°, в диапазоне 60-180° должен применяться коррекционный фактор для каждого угла пучка в процессе *in vivo* измерений (рис. 1, а). Показания EDP детектора зависят от угла падения падающего фотонного излучения во всем интервале углов (рис. 1, б). Таким образом, коррекционный фактор должен применяться во всем диапазоне углов. При измерениях зависимости поглощенной дозы от размеров поля обнаружено, что доза увеличивается с размером поля для обоих детекторов. В случае QED данная зависимость может быть аппроксимирована полиномом с по-

ложительной первой производной, в то время как EDP детектор характеризуется функцией, имеющей точку перегиба.

Исследование показало, что QED детектор является более подходящим для целей *in vivo* дозиметрии благодаря стабильности показаний в диапазоне 0-60°. Кроме того, нет необходимости использовать коррекционные факторы для различных мощностей доз для обоих детекторов.



а)



б)

Рис. 1. а) Угловая зависимость QED детектора, б) Угловая зависимость EDP детектора

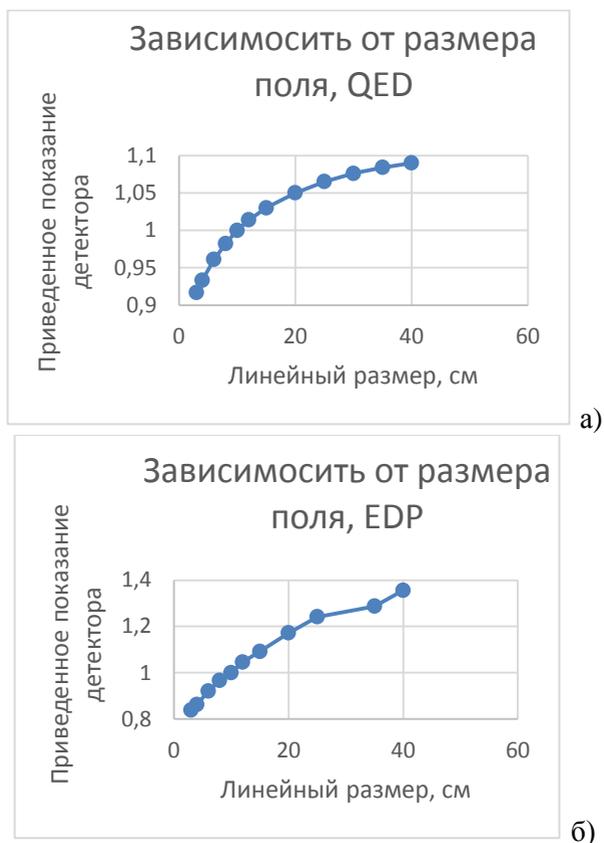


Рис.2. а) Зависимость от размера поля QED детектора

Литература

1. G. Rikner. Silicon diodes as detectors in relative dosimetry of photon, electron and proton radiation fields. (Uppsala University. 1983).

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ МОДЕЛЬНОГО ПОЗВОНКА С3

Телегина А.В.¹, Колмакова Т.В.^{1,2}

¹Национально исследовательский Томский государственный университет, Томск

²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск
8-926-726-16-67, alina.olimp.e@gmail.com

Множество проблем в ортопедии и травматологии, связанных с восстановлением травмированных структур позвоночника, свидетельствуют о недостатке необходимой информации о состоянии позвоночника в норме, при различных травмах и при реконструкции. Современные средства визуализации позволяют констатировать изменения в отдельных позвонках и всем позвоночнике при патологии на различных стадиях заболевания и этапах лечения, однако для прогнозирования заболевания и развития осложнений необходим биомеханический анализ процессов в позвоночнике. Исследования механического поведения позвоночника позволяют разработать рекомендации по выбору существующих и разработке новых методов коррекции позвоночника и создания остеоимплантатов [1].

Целями данной работы являлись создание геометрической модели шейного позвонка С3 и исследование его напряженно-деформированного состояния.

Геометрическая модель строилась на основе литературных данных размеров позвонка. Учитывалось наличие компактной и губчатой костных тканей. Проведен расчет напряженно-деформированного состояния модельного шейного позвонка при физиологической статической нагрузке с использованием метода конечных элементов. Результаты расчетов показали, что максимальные значения напряжений по Мизесу локализуются в областях крепления ножек к телу позвонка.

Разработанная компьютерная модель позвонка послужит основой создания сегмента шейного отдела позвоночника, анализ и сравнение напряженно-деформированного состояния которого в

норме и при внедрении имплантата позволит подобрать оптимальный имплантат.

Литература

1. Н.Х. Зиннатова «Биомеханический метод диагностики состояния позвоночника в норме и при патологиях». Известия ЮФУ. Технические науки. С.108–113 (2010).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОКСИАПАТИТА С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Фролов О.О.¹, Тимченко П.Е.¹, Тимченко Е.В.¹, Писарева Е.В.¹,
Власов М.Ю.¹

¹Самарский государственный аэрокосмический университет имени
академика С. П. Королёва (национальный исследовательский
университет), Самара
конт. тел: 89370702139, e-mail: Frolov679@mail.ru

Аннотация: В работе представлены результаты исследований 50 образцов гидроксиапатита, полученных из губчатой донорской костной ткани курицы, барана, кролика, коровы, индейки, утки и гуся методом восстановления из раствора при деминерализации. В качестве основного метода контроля был выбран метод спектроскопии комбинационного рассеяния. В результате проведенных исследований определены особенности спектров комбинационного рассеяния для порошков гидроксиапатита, полученного из биоматериала с разной степенью деминерализации. Установлены оптические критерии, позволяющие оценить степень вымывания минеральных компонентов в процессе деминерализации.

В настоящее время в хирургической стоматологии для восстановления кости все более широкое применение находят биоматериалы на основе гидроксиапатита. Гидроксиапатит является основным минералом костной ткани и твердых тканей зуба [1]. Ввиду способности к образованию биологически активных апатитных слоев для взаимодействия с естественной костной тканью он может успешно использоваться при восстановлении поврежденных костей, а также в составе биоактивного слоя для лучшего врастания имплантата [2].

Целью настоящей работы являлась оценка органоминерального состава порошка гидроксиапатита, полученного из губчатой костной ткани различных доноров и с разными параметрами деминерализации с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния.

Объектами исследования являлись 50 образцов гидроксиапатита, полученные из губчатой донорской костной ткани курицы, барана, кролика, коровы, индейки, утки и гуся методом восстановления из раствора при деминерализации. Для получения деминерализованного биоматериала костную ткань помещали в раствор соляной кислоты, нормальность которой зависит от типа донора, на различное время. Полученный деминерализованный биоматериал использовался для получения гидроксиапатита. Отличием полученного таким образом порошка гидроксиапатита от синтетического гидроксиапатита заключается в том, что конечный порошок помимо гидроксиапатита содержит белковые компоненты от донорского материала, а также малые концентрации других апатитов, также присутствующие в костной ткани.

В качестве основного метода оценки степени деминерализации гидроксиапатита был использован метод спектроскопии комбинационного рассеивания [3].

В результате проведенных исследований:

Экспериментально установлены особенности спектров комбинационного рассеяния для образцов порошков гидроксиапатита, полученного из костной ткани различных доноров при деминерализации. Порошок гидроксиапатита, полученный при деминерализации, содержит белковые компоненты, остающиеся в растворе вследствие частичного разрушения костных имплантатов при деминерализации. При увеличении времени деминерализации при получении порошка гидроксиапатита наблюдается снижение концентрации минеральных веществ (фосфатов $950-962\text{ см}^{-1}$ и карбонатов $1065-1070\text{ см}^{-1}$) по отношению к белковой части.

Литература

1. Luiz Carlos, José Carneiro «Basic Histology, Text & Atlas (10th ed.)».(McGraw-Hill Companies. 2003) p. 144.

2. Савельев В.И., Калинин А.В. Опыт изготовления и применения деминерализованной костной ткани в эксперименте и клинике // Биомедицинские технологии: Сб. науч. тр. НИЦ БМТ. – М., 2001. – Вып. 17. – С. 17–24.

3. Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.Т. Волова, Ю.В. Пономарева, Л.А. Таскина, "Исследование органоминеральной структуры костных имплантатов методом комбинационного рассеяния", Квант. электроника, 2014, 44 (7), 696–699

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИМОЛЕКУЛ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

Н.В. Шмейло, В.В. Смирнов, Алыкова О.М.

Астраханский Государственный Университет, Астрахань

Флавоноиды принадлежат к классу полифенольных соединений растительного происхождения. Одними из представителей группы молекулярных соединений флавоноидов являются флавоны. На их основе возможно создание новых высокоактивных лекарственных препаратов, обладающих противовоспалительной, антиканцерогенной, противовирусной, антипаразитарной или бактерицидной активностью [1]. В данной работе рассмотрим два соединения флавонов – апигенин (5,7,4'-тригидроксифлавона) и лютеолин (5,7,3',4'-тетрагидроксифлавона), структуры которых представлены на рис. 1. и отличаются только одной гидроксильной группой, поэтому эти соединения обладают похожими структурными свойствами. Предварительные исследования показывают, что эти соединения обладают противовоспалительными антиканцерогенным действием [2,3]. Они не только препятствуют развитию опухолей, но и усиливают действие противораковых лекарственных веществ, обладают цитотоксическим действием в отношении клеток опухолей.

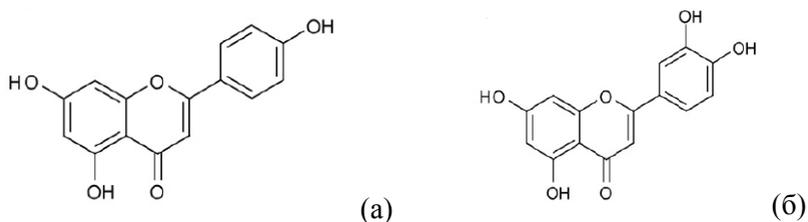


Рис.1. Структура апигенина (а), лютеолина (б).

Согласно современным воззрениям, все основные физико-химические свойства вещества определяет адиабатический потенциал составляющих его молекул. Моделирование параметров адиа-

батического потенциала является одной из приоритетных задач нового научного направления в физике молекул – молекулярного моделирования, как составная часть решения фундаментальной научной проблемы – установления связи между оптическими характеристиками молекул, их структурой и свойствами.

Возможность достоверного теоретического исследования параметров адиабатического потенциала предоставляют современные квантовые методы анализа электронной структуры молекулярных объектов. Речь идет о неэмпирических и гибридных методах квантовой механики молекул, программно реализованных в виде сервисных информационных технологий. К их числу принадлежит и известный программный продукт «Gaussian» [4]. Моделирование геометрической структуры и спектра фундаментальных колебаний исследуемых молекул проведено методом функционала плотности DFT/B3LYP/6-311G**[5].

Оптимизация геометрии апигенина осуществлялась в предположении плоской конфигурации соединения (симметрия C_s) для восьми различных положений трех гидроксильных групп, определяемых значениями двугранных углов D1(5,7,18,28), D2(8,9,20,29), D3(13,14,21,30).

Результаты теоретических расчетов приведены в [5], экспериментальным подтверждением, в частности, является работа [1] в которой приведены экспериментально полученные колебательные спектры моркови и кожуры лимона в диапазоне частот 4000 см^{-1} – 650 см^{-1} (рис. 2, рис. 3). Апигенин присутствует в кожуре лимона, а лютеолин – в моркови. ИК-спектры лимона и моркови были сняты на приставке НПВО (нарушенного полного внутреннего отражения).

Таким образом, анализируя результаты проведенных модельных расчетов структуры и спектров типичных представителей флавоноидов – конформеров лютеолина и апигенина, их сопоставление с полученными экспериментальными данными по колебательным спектрам соединения и выявленные закономерности в поведении спектральных параметров полос в ИК-спектрах поглощения, дают основание утверждать, что метод функционала плотности DFT/B3LYP позволяет получить достоверные оценки параметров адиабатического потенциала флавоноидов, строить на их основе структурно-динамические модели гидроксизамещенных флавоноидов,

выявлять признаки спектральной идентификации возможных конформеров.

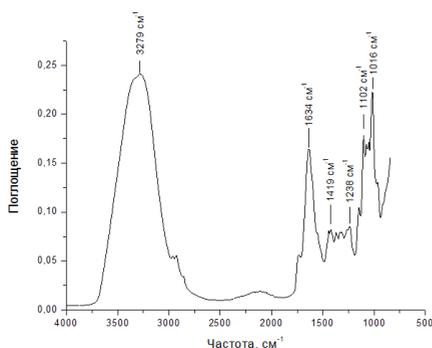


Рис. 2. Колебательные спектры кожуры лимона.

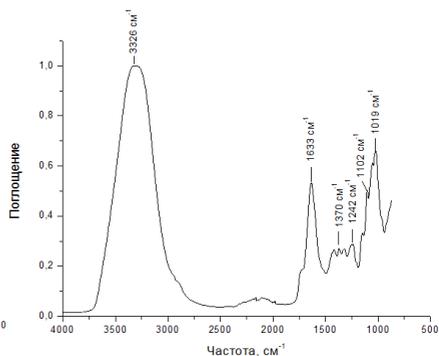


Рис. 3. Колебательные спектры моркови.

Литература

1. I. T. Shagautdinova, M. D. Elkin, A. M. Likhter. Identification of the Vibrational Spectra of Apigenin and Luteolin // *Journal of Surface Investigation. XXray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2015, Vol. 9, No. 4, pp. 753–760.
2. Ю.С. Тараховский. Флавоноиды: биохимия, биофизика, медицина /Ю.С. Тараховский, Ю.А. Ким, Б.С. Абдраимов, Е.Н. Музафаров//*Synchrobook*. – 2013. – 310 с.
3. S.Bakkialakshmi, V.Barini. FTIR study on the interection of quercetin and amantadine with egle albumin // *International journal of pharmaceutical chemical and biological science*. –2013. –Vol. 3, № 3. –P. 559-564.
4. M.J. Frisch, G.W. Trucks, Schlegel H.B. et al. 2003. Pittsburg PA.: Gaussian Inc.
5. П.М. Элькин, Е.А. Джалмухамбетова, В.В. Смирнов, О.М. Алыкова. Моделирование адиабатических потенциалов конформеров. *Известия Волгоградского государственного технического университета*. 2014. Т. 22. № 25 (152). С. 19-24.

КОНФОРМНАЯ ЛУЧЕВАЯ ТЕРАПИЯ ПУЧКАМИ РЕССЕЯННЫХ ПРОТОНОВ

Яковлев И.А.¹, Акулиничев С.В.¹, Илич Р.Д.²

¹ИЯИ РАН, 117312 г. Москва, РФ

² Institute for Nuclear Sciences VINCA, 11001 Beograd, Serbia
+7-495-851-09-60, yakovlev@med.inr.ru

В лучевой терапии с использованием ускоренных протонов и тяжелых ионов распространены два метода формирования дозовых полей: метод пассивного формирования путем рассеяния частиц и метод активного сканирования мишени тонким пучком. Последний из перечисленных методов в настоящее время принято считать более современным, поскольку он позволяет конформно облучать опухоли любого размера, не давая при этом серьезной нагрузки на окружающие ее здоровые ткани [1, 2]. Однако при всех своих преимуществах данный метод сталкивается с затруднениями при лечении новообразований малого размера, сопоставимого с поперечным размером пучка. Примерами таких мишеней могут послужить меланома глаза или метастатические опухоли головного мозга. В этих случаях сканирование пучка по объему мишени может приводить к заметному нарушению конформности облучения. Подвижность облучаемых органов также может влиять на качество радиотерапии со сканированием пучка. В подобных ситуациях может оказаться достаточно эффективным метод, при котором очаг облучается одномоментно, с использованием метода пассивного рассеяния при формировании дозового поля. Тем не менее, при классическом исполнении с применением гребенчатого фильтра, коллиматора и болюса достаточная конформность облучения не достигается: либо максимальная доза выходит за границы проксимального края мишени, либо значение дозы сильно варьируется (отклонение превышает 5%) в пределах объема мишени. Наши исследования были направлены на поиск способов устранения данной проблемы с целью создания метода конформного облучения малых очагов с использованием пассивного рассеяния протонов или ионов. Нами была предложена новая, ранее не использованная конструкция двухкомпонентного гребенчатого фильтра. Мы провели серию вы-

числительных экспериментов с применением оригинальной программы SRNA, в основе которой лежит метод Монте-Карло, с целью определения конструкции фильтров, оптимальной с точки зрения изготовления и качества облучения.

Несколько примеров дозовых распределений, полученных в программе SRNA, представлены на рисунках 1 и 2.

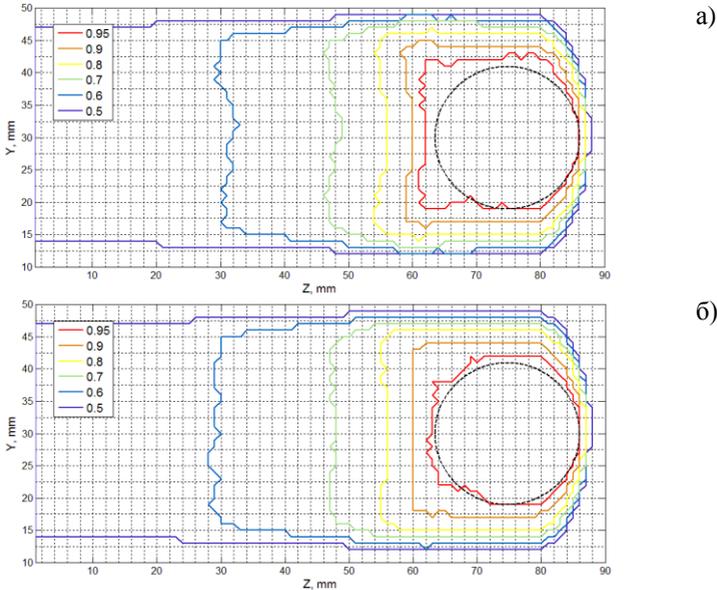


Рис. 1. Изодозовые кривые сформированного пучка протонов в воде с начальной энергией 110 МэВ (плоскость YZ центрального среза): а) для классического гребенчатого фильтра, б) для нового фильтра.

Как следует из рисунков 1 и 2, изодозовые кривые для 95% от максимальной дозы в случае двухкомпонентного фильтра стремятся к границам заданной области сферической мишени, обозначенной черной окружностью. Классические «крылья», образующиеся в проксимальной части мишени с обычным фильтром, в нашем случае отсутствуют. Таким образом, мы пришли к выводу [3], что предложенная конструкция гребенчатых фильтров позволяет улучшить качество лучевой терапии, особенно в случаях малых мишеней, таких как опухоли глаза или метастатические образования в мозге. В данный момент идет подготовка к эксперименталь-

ной проверке рассчитанных формирователей на пучках протонов линейного ускорителя ИЯИ РАН.

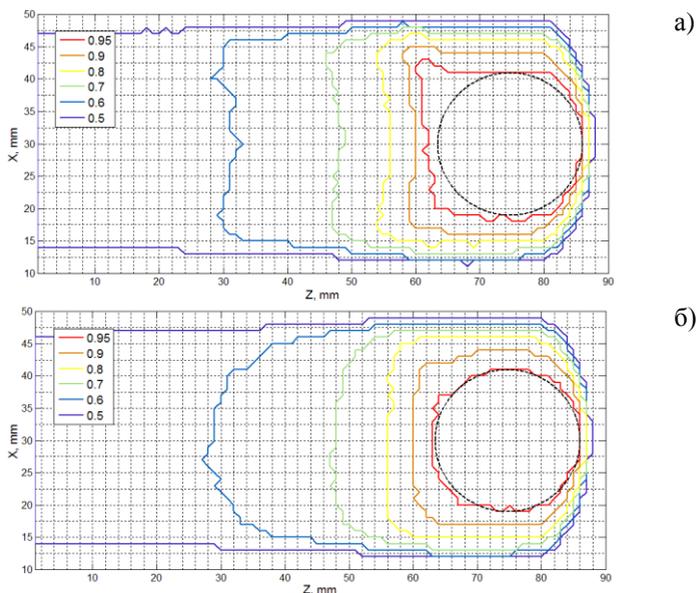


Рис.2. То же в плоскости XZ центрального среза

Литература

1. Wayne D Newhauser, Rui Zhang, “The physics of proton therapy”, Phys. Med. Biol. 60 (2015) R155–R209;
2. Bortfeld, T et al. “Proton Beam Radiotherapy – The State of the Art”, Abstract №. 4016, AAPM 47 Annual Meeting, Jul. 25, 2005 Seattle, Washington;
3. S.V.Akulnichev, R.D.Ilich and I.A.Yakovlev, “Conformal proton therapy with passive scattering”, Radiotherapy & Oncology (Elsevier) v. 118 (2016), page S2.

ПРИНЦИПЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОРМОВОЧНОЙ СМЕСИ В ЛИТЕЙНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

Баус М. С.

*Национальный исследовательский Томский государственный
университет г. Томск*

8-913-873-55-18, Maria_70_1@mail.ru

Сейчас существует проблема это получение формовочной смеси, соответствующим качественным показателям в литейном производстве. Формовочная смесь изготавливается в смесителях, снабженных механизмами дозирования и подачи исходных материалов, механизмом дозирования подачи воды и собственно механизмом смешивания. После запуска производится взвешивание компонентов смеси и последующая их подача в миксер. С этого момента начинается стадия сухого смешивания, продолжительность которого равна $t_{сух}$. По истечении этого времени в миксер поступает вода, начинается предварительное мокрое смешивание, объём воды рассчитывается по формуле (1).

$$V_2 = D_{пред} V_1 \quad (1)$$

где V_2 – объём воды стадии предварительного смешивания; $D_{пред}$ – доля предварительной воды; V_1 – общий объём воды предыдущего цикла смешивания. $t_{вар}$ – переменная продолжительность смешивания; $t_{пост}$ – постоянная продолжительность смешивания – время в течение которого подаётся вода (задаётся изначально). Переменная продолжительность смешивания (время смешивания после подачи воды) рассчитывается по формуле (2):

$$t_{вар} = V_2 t_{спец1} \quad (2)$$

где $t_{спец1}$ – специфическая продолжительность предварительного смешивания (задаётся изначально, сек/л). После стадии предварительного смешивания производится первое измерение уплотняемости формовочной смеси (поз.6 рисунок 1). Данное измерение служит основой для расчёта объёма воды подаваемой на следующей стадии смешивания, а также времени этого смешивания. Расчёт воды основывается на предположении, что уплотняемость имеет ли-

нейную зависимость от содержания воды в формовочном материале. Корректирующее значение рассчитывается по формуле (3):

$$Y_k = Y_{изм1} + Y_{ко} \quad (3)$$

где Y_k – корректирующее значение уплотняемости; $Y_{изм1}$ – первое измеренное значение уплотняемости; $Y_{ко}$ – общее корректирующее значение уплотняемости (задаётся изначально). Песок с большой долей мелких фракций (пыли, бентонита, углерода и т.д.) требует больше воды для достижения одинаковой уплотняемости по сравнению с песком, имеющим небольшую долю мелких фракций. Объём воды, подаваемой на стадии мокрого смешивания, рассчитывается по формуле:

$$V_{вод} = m \cdot (Y_{зад} - Y_{изм1} + Y_k) F \quad (4)$$

где $V_{вод}$ – объём воды на стадии мокрого смешивания; m – масса сухой смеси; $Y_{зад}$ – заданное значение уплотняемости; F – фактор добавки воды. Дозирование воды осуществляется с помощью водомера, который закрывает клапан, когда достигнуто заданное количество воды. Продолжительность открытия клапана рассчитывается по формуле (5):

$$t_{клап} = V_{вод} \cdot t_{спец2} \quad (5)$$

где $t_{клап}$ – время открытия клапана; $t_{спец2}$ – специфичная продолжительность мокрого смешивания (задаётся изначально). Первое измерение уплотняемости дозировка воды осуществляется в течение постоянной продолжительности мокрого смешивания ($t_{клап}$), после чего производится окончательное смешивание в течение переменной продолжительности мокрого смешивания, которая рассчитывается по формуле (6):

$$t_{вар2} = V_{вод} \cdot t_{спец2} \quad (6)$$

где $t_{вар2}$ – переменная продолжительность мокрого смешивания. После стадии мокрого смешивания производится второе ($N-е$, $N \leq 6$) измерение уплотняемости, измерение прочности, а также оценка качества мокрой заготовки формовочной смеси по этим параметрам. На основе отклонения измеренных значений уплотняемости от заданного корректируется общее скорректированное значение Y_k по формуле (7):

$$Y_k = Y_{ко} + Y_{зад} - Y_{изм} \quad (7)$$

Специальный прибор измеряет прочность формовочного материала, а контроллер изменяет это количество, если измеренное значение очень сильно отклоняется от заданного значения. Сказанное

приводит к частому браку мокрой заготовки, к неоптимальному расходу энергии и снижению производительности [2]. Поэтому актуальными становятся задачи, связанная с повышением уровня автоматизации процесса изготовления мокрой заготовки.

В заключении хочется отметить, что математические основы автоматизации процесса изготовления формовочных смесей в литейном производстве становится неотъемлемой частью технологического процесса изготовления качественных формовочных смесей.

Литература

1. С. А. Дорохин, Н. С. Янченко. Литейное производство — Томск: Изд-во СКП, 2012.
2. П. Р. Кулешов. Математическое моделирование в металлургии — М: Изд-во МФП, 2014.
3. Титов Н.Д., Степанов Ю.А. Технология литейного производства. — М.: Машиностроение, 1985. — С.292-295

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ (САПР) РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК ДЛЯ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С. С. Баус

*Национальный исследовательский
Томский политехнический университет
E-mail: stas.baus@yandex.ru*

Данная статья посвящена разработке и формированию методологической основы проектирования, а также структуры самих элементов САПР для рентгеновских трубок 2 типов. Параметры трубки должны обеспечивать достаточную высокую разрешающую способность, позволять качественно исследовать объекты.

Данная САПР будет базироваться на следующих принципах: системного единства, совместимости, типизации, развития. Таким образом, смысл процесса проектирования в любой САПР независимо от объекта проектирования один и тот же: получить в соответствии с замыслом такую информационную модель, которая позволяет создать систему – оригинал, полностью соответствующую замыслу [2]. Достижение наилучшего результата рентгеновского контроля для той или иной задачи зависит от выбора пригодной для выполнения этой задачи системы рентгеновского контроля. Поэтому при составлении и разработке информационного и логистического составляющего САПРа для рентгеновской трубки, необходимо четко представлять критерии выбора рентгеновской трубки.

Рентгеновская трубка — это устройство, излучающее рентгеновские лучи [3] В последние годы для контроля печатных плат и полупроводниковых изделий стали более популярны рентгеновские трубки открытого типа, или обслуживаемые трубки (рисунок 1) [4]. Потому что они позволяют получить изображение большего разрешения с большим увеличением. Вакуум же в трубках открытого типа создается с помощью вакуумного насоса, поставляемого вместе с системой рентгеновского контроля.

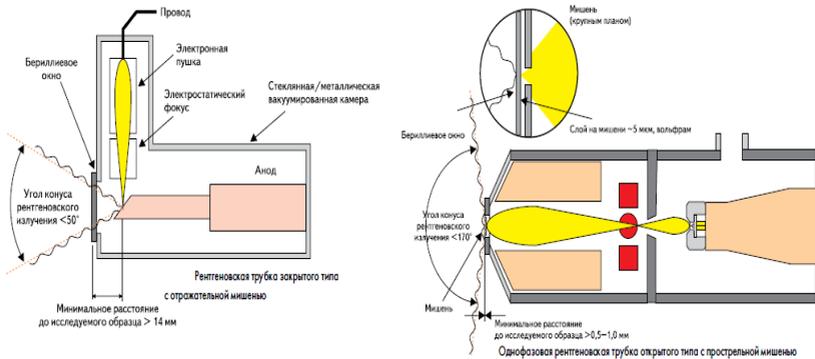


Рисунок 1. Структура рентгеновской трубки закрытого и открытого типа

Ключевые характеристики рентгеновских трубок, определяющие их возможности: нить, фокусирующие элементы, тип мишени — прострельная или отражательная, материал мишени и толщина этого материала, ускоряющее напряжение электронов, мощность трубки, вакуумное окно.

В ходе научных изысканий было сформирован алгоритм и методология САПР рентгеновских трубок. Результат интеллектуальной деятельности представлен в виде программного обеспечения.

На рисунке 2 изображено одно из 28 диалоговых окон программы САПР рентгеновской трубки, в которой задаются параметры трубки и вычисляются сила тока на аноде и напряжение в зависимости от технического задания и толщин просвечиваемых материалов. Программное обеспечение для проектирования различных модификаций рентгеновских трубок обеспечивает:

- Расчет параметров рентгеновской трубки.
- Формирование математической модели рентгеновской трубки;
- Составление конструкторской и технической документации;
- Справочная и теоретическая информация о разработке рентгеновских трубок, параметров и режимов работы.

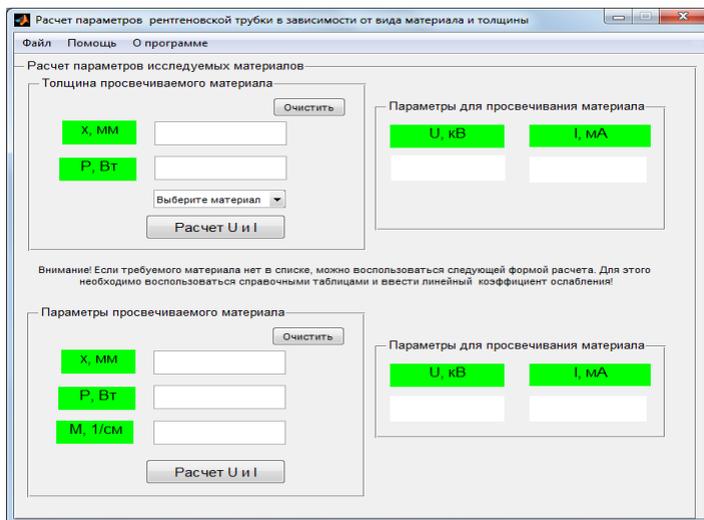


Рисунок 2. Окно программы САПР рентгеновской трубки

Таким образом, в данной статье были представлены основные понятия САПРа для рентгеновских трубок. Представлено программное обеспечение для проектирования рентгеновских трубок, описаны возможности данного продукта.

Литература

1. М.А. Бубенчиков, Е.Э. Газиева, В.И. Сырянкин, С.В. Шидловский. Современные методы исследования материалов и нанотехнологий. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2010.366 с.
2. Р. А. Назипов, А. С. Храмов, Л. Д. Зарипова. Основы радиационного неразрушающего контроля: уч.-метод. пособие для студентов физического факультета. Казань: Изд-во КГУ, 2008. – 66 с.
3. Ф. Р. Соснин Радиационный контроль: справочник. М: Машиностроение, 2008.
4. П. С. Громаков, А. Ф. Горохов. Автоматизация технологических процессов. Казань : Изд-во КФУ, 2015. - 211 с.
5. Paolo Alto. Radiation Safety Manual [Text] / Paolo Alto // Environmental Health and Safety, Stanford University. – January 2015.

ОПТИМИЗАЦИЯ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО РЕСУРСОСБЕРЕГАЮЩЕГО АГРЕГАТА

Гусаров Д.В., магистрант 1-го курса

*Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н.Туполева – КАИ*

Ключевые слова: солнце, установка, пар, элемент Пельтье, термостойкий.

Компания WaterStillar представила одноименную систему по очистке воды от загрязнений, бактерий и паразитов. В отличие от ряда аналогов она может работать без подключения к электричеству и при этом практически не требует какого-либо техобслуживания [1, с.1].

WaterStillar получает воду без насоса, из накопительной емкости (бака), в который потребитель заливает воду самостоятельно. После того как система активирована, вода поступает в трубки из закаленного термостойкого стекла, находящиеся внутри панели с техническим вакуумом (примерно одна тысячная атмосферы). Там она быстро нагревается солнечными лучами, однако отдать тепло не может, ведь стекло блокирует излучение в инфракрасном диапазоне, а передача тепла конвекцией в вакууме невозможна. Вода в трубках охлаждается за счет того, что часть жидкости испаряется [1, с.1].

WaterStillar отводит водяной пар по паропроводу в емкость для конденсации, установленную в тени за нагревательной частью испарителя. Там собираются капли, соскальзывающие по гидрофобной поверхности в резервуар, из которого потребитель затем забирает чистую воду.

Для того чтобы поддерживать работоспособность системы слежения и автоматизации процесса очистки воды, нужно обеспечивать ее непрерывным источником электроэнергии. Существуют методы генерации электрической энергии из разности температур, как например обратный эффект элемента Пельтье. Поэтому емкость для конденсации нужно устроить таким образом, чтобы пар охлаждался на горячей поверхности элемента Пельтье, а холодная

сторона находилось в области низких температур. Из установки мы можем получить разность температур порядка 40-70 градусов, что в свою очередь создает разность потенциалов на электродах элемента.

На практике были проделаны эксперименты по выработке электроэнергии, используя элемент Пельтье. На выходе электродов поддерживалось постоянное напряжение 0,8-1,5 вольта, которое в последствии преобразовали в 5 вольт с помощью DC-DC преобразователя. На выходе такой системы поддерживался постоянный ток 600мА при температурах 200оС.

Устройство с четырьмя панелями имеет производительность от 2 литров (зима, пасмурный день) до 300 литров (лето, полдень) очищенной воды в сутки [1, с.1]. Производительность системы можно повысить, подключив к ее резервному электронагревательному элементу ток от внешней сети. Детали WaterStillar не имеют движущихся частей, что минимизирует нужду в техобслуживании. Исправность системы контролируется датчиком с удаленным оповещением (GSM-модуль), так что, если с таким источником чистой воды все же что-то случится, хозяин установки и ближайший сервисный центр быстро узнают об этом. Вся электроника питается за счет энергии вырабатываемое элементами Пельтье.

Заключением можно считать, что а выходе системы мы получаем дистиллированную воду, которую в последствии минерализуем для использования в пищу, а также источник постоянного напряжения для питания датчиков и систем, которые следят о исправности системы, формируют отчет о проделанной работе, выдают сигнал о завершении работы по очистки воды.

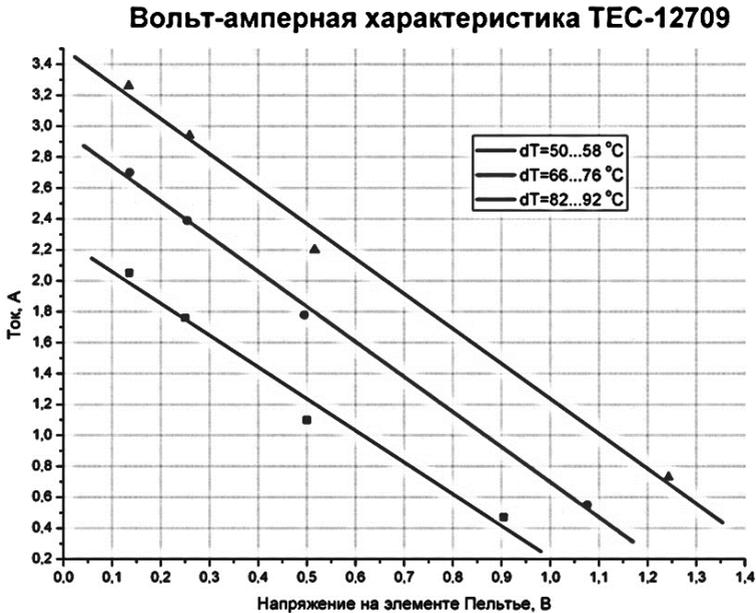


Рисунок 1 График зависимости электроэнергии от разности температур [2, с.1].

Список литературы

1. Солнечный дистиллятор позволит получить чистую воду в любой точке Земли [Электронный ресурс]. – Электрон. дан. – 2015. – Режим доступа: <http://innogest.ru/m?na=13665> .

2. Генератор на элементе Пельтье [Электронный ресурс]. – Электрон. дан. – 2014. – Режим доступа: http://inerton.ucoz.ru/Photo_articles/Peltier/12709_vah.jpg .

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ СИНТЕЗА АПЕРИОДИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ САР СЗМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОСТЫХ РЕГУЛЯТОРОВ

Довгополая Е.А.¹, Масленников В.В.¹, Мецераков В.В.¹

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва
тел. 8 916 115 87 67, e-mail: e.a.dovg@yandex.ru*

Система позиционирования сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) представляет собой систему автоматического регулирования (САР) с обратной связью. Объектом управления в данной САР является подвижный стол с пьезокерамическим актюатором, для которого характерно наличие собственного механического резонанса [1]. Учет постоянных времени регулятора приводит к описательной математической модели с кубическим характеристическим уравнением вида

$$ap^3 + bp^2 + cp + d = 0 . \quad (1)$$

Обычно для исследования поведения таких САР СЗМ ограничиваются передаточной функцией петли регулирования не выше третьего порядка [2].

Колебательный характер переходного процесса в системе позиционирования вносит дополнительные погрешности в результаты измерений. Уменьшить влияние резонансных свойств управляемого процесса возможно путем увеличения постоянной времени интегрирования. Это неизбежно приводит к снижению скорости сканирования СЗМ [2]. Таким образом, актуальна инженерная задача уменьшения влияния механического резонанса подвижного стола без снижения скорости сканирования СЗМ, для чего необходимо синтезировать апериодически устойчивую САР.

Для апериодического переходного процесса необходимо, чтобы все корни характеристического уравнения (1) были действительными [3].

В противовес известному [4], но неудобному для прямого анализа условию $b^2c^2 + 18abcd \geq 4b^3d + 4ac^3 + 27a^2d^2$, где a, b, c, d – коэффициенты характеристического уравнения (1), предлагается

использовать следующий подход к анализу САР СЗМ. Поскольку минимальное значение добротности системы при наличии комплексно-сопряженных полюсов всегда больше 0,5 [5], то, полагая обратное с приближенной оценкой добротности, можно с некоторым запасом утверждать, что все корни характеристического уравнения действительные. Добротность системы предлагается оценивать по следующей приближенной формуле на основе коэффициентов уравнения (1): $q_0' = \frac{c\sqrt{ac}}{bc - ad}$.

С использованием указанного подхода были подтверждены экспериментальные данные о том, что для устранения колебательности в переходном процессе использования I- и PI-регуляторов не достаточно. Доказано, что для решения поставленной задачи создания аperiodически устойчивой САР СЗМ необходим PID-регулятор. Продемонстрирована возможность относительно быстрого и простого выбора параметров PID-регулятора на операционном усилителе для обеспечения аperiodического характера переходного процесса в замкнутой системе.

Литература

1. Croft, D. Creep, Hysteresis and Vibration Compensation for Piezoactuators: Atomic Force Microscopy Application/ D.Croft, G.Shed, S.Devasia// Journ. of Dynamic Syst., Measurements, and Control – 2001. – Vol. 123, №3. – pp. 35 – 43.
2. Meshtcheryakov, A.V. Scan speed control for tapping mode SPM / A.V. Meshtcheryakov, V.V. Meshtcheryakov// Nanoscale Research Letters. – 2012. - 7:121.
3. Справочник по радиоэлектронным системам. Под редакцией Б.Х. Кривицкого.Т.1 – М.: Энергия, 1979. – 352 с.
4. Мееров М.В. Основы автоматического регулирования электрических машин. – М.: ГОСЭНЕРГОИЗДАТ, 1952. – 177 с.
5. Масленников В.В., Сироткин А.П. Избирательные РС-усилители. – М.: Энергия, 1980. – 216 с.: ил.

ТЕОРИЯ NETWORK CALCULUS И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ СИСТЕМ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ

Лысыков А.А., Росляков А.В.

*ФГБОУ ВО ПГУТИ, Самара
8-937-188-55-60, lysikov_inc@mail.ru*

Теория Network Calculus (NC), разработанная в начале 1990-х годов Р. Крузом [1], позволяет определять границы характеристик функционирования системы массового обслуживания путем задания границ поступающих потоков заявок и границ производительности системы. Математической основой теории NC являются идемпотентные алгебры $(\max, +)$ и $(\min, +)$ [2], в которых умножение заменяется сложением, а сложение заменяется операцией нахождения максимума (минимума). Базовой парадигмой идемпотентной математики является идемпотентный принцип соответствия, аналогичный принципу соответствия Нильса Бора в квантовой механике. По аналогии с принципом суперпозиции в квантовой механике, в [3] был сформулирован идемпотентный принцип суперпозиции. Из него следует, что многие трудные задачи, такие, как задачи оптимального управления, искусственного интеллекта, оптимизации на графах и многие другие, нелинейные в обычном смысле, оказываются линейными над соответствующими идемпотентными полуполями и полукольцами. Так классическая свертка двух случайных функций $f(t)$ и $g(t)$

$$(f * g)(t) = \int_0^t f(t-s)g(s)ds \quad (1)$$

в $(\max, +)$ алгебре будет определяться как:

$$(f \otimes g)(t) = \sup_{0 \leq s \leq t} \{f(t-s) + g(s)\} \quad (2)$$

Благодаря простоте и удобству математического аппарата теории NC может быть полезна при решении теоретических задач, встречающихся при исследовании различных систем автоматике и электронике. Например, многие динамические системы, и, в частности, системы и сети с очередями, могут быть описаны при по-

мощи линейных векторных уравнений тропической алгебры, что открывает новые возможности для их исследования на основе правильно подобранных идемпотентных аналогов математических объектов и методов классической линейной алгебры и теории линейных динамических систем.

Примерами таких систем массового обслуживания являются различные бортовые сети, сенсорные сети, виртуальные частные VPN [4]. Так работу узла VPN можно описать кривой поступления $\alpha(t)$, задающей ограничение на объем и скорость входного потока пакетов, и кривой обслуживания $\beta(t)$, задающей границы производительности узла (например, скорость обслуживания пакетов) [5]. Тогда верхние границы задержки $d(t)$ пакетов в узле VPN и загрузки $b(t)$ в момент времени t определяются как горизонтальное и вертикальное расстояния между кривыми $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ соответственно (рис. 1), что можно представить как:

$$d(t) = \max_{t \geq 0} \{ \inf s \geq 0 : \alpha(t) \leq \beta(t - s) \} \quad (3)$$

$$b(t) = \max_{t \geq 0} \{ \alpha(t) - \beta(t) \} \quad (4)$$

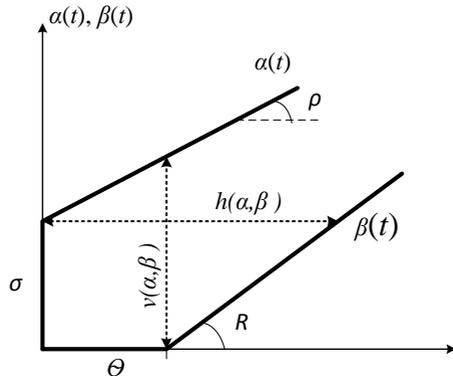


Рис. 1. Пример кривой поступления и кривой обслуживания узла VPN

В работе на основе базовых положений теории НС разработан метод определения граничных оценок сквозных задержек передачи пакетов, отличающийся тем, что в цепочках последовательных узлов учитываются различные комбинации пересечений потоков трафика нескольких VPN. Предложенная методика реализована в

виде пакета прикладных программ, позволяющего повысить эффективность использования каналов связи и обеспечить гарантированное качество предоставляемых услуг VPN. Исследование выполняется при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-37-00363 мол_а

Литература

1. R.L. Cruz. «A calculus for network delay, part I: Network element in isolation». IEEE Transaction on information theory. V.1. №37. PP.114-131 (1991).
2. В.П. Маслов, В.Н. Колокольцов. Идемпотентный анализ и его применение в оптимальном управлении. (М.: Наука, 1994).
3. Г.Л. Литвинов. «Деквантование Маслова, идемпотентная и тропическая математика: краткое введение». Зап. научн. Сем. ПО-МИ. Т.326. С.145-182 (2005).
4. А.В. Росляков, А.А. Лысиков. «Задачи планирования и оптимизации наложенных сервисных сетей». Т-Comm. Телекоммуникации и транспорт. №6. С.15–20 (2015).
5. А.В. Росляков, А.А. Лысиков. «Применение теории стохастических сетевых исчислений к анализу характеристик VPN». Т-Comm. Телекоммуникации и транспорт. №7. С.106–108 (2013).

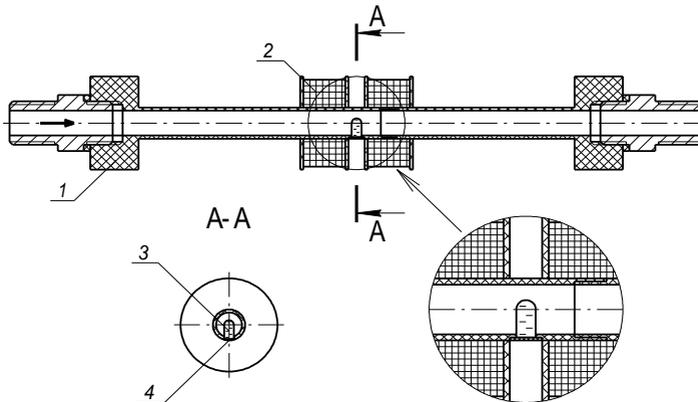
ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА С МАГНИТОЖИДКОСТНЫМ СЕНСОРОМ В СРЕДЕ MATLAB

Максимова Е.А., Грицюк С.Н.

БИТИ НИЯУ МИФИ, г. Балаково
+79372537262, kate6081@yandex.ru

Актуальным является применение математического моделирования как метода исследования систем управления, заключающегося в возможности изучения и оптимизации процессов и объектов, физический эксперимент с которыми затруднителен. Целью работы является построение математической модели электрогидравлического устройства - гидроэлектрического преобразователя расхода с магнитоожидкостным сенсором (ГЭПР с МЖС), позволяющего получать данные о величине расхода в виде токового сигнала. [1]

Конструктивная схема ГЭПР представлена на рисунке 1.



1 – преобразователь расхода; 2 – электромагнитные катушки; 3 – магнитоожидкостный сенсор; 4 – крышка.

Рис. 1 Конструктивная схема ГЭПР

ГЭПР служит для преобразования перемещения МЖС в электрический сигнал и передачи этого сигнала на измерительный прибор; представляет собой разъемный корпус цилиндрической формы, выполненный из оргстекла. В корпусе преобразователя крепится МЖС – оболочка из эластичной резины, заполненная магнитной жидкостью, место крепления которого закрывается крышкой во избежание утечек рабочей среды. На корпусе закреплены электромагнитные катушки, соединенные питающими цепями с измерительным устройством. Принцип действия устройства заключается в деформации МЖС под действием напора рабочей среды. В результате изменяется индуктивность катушек, что регистрируется измерительным прибором. [1]

Для вывода математической модели преобразователя в совокупности рассмотрены соотношения: уравнение движения идеальной жидкости Навье – Стокса (с учетом уравнения неразрывности ($\operatorname{div} V = 0$) в проекциях на ось z (ось трубы)); уравнение несжимаемости жидкости, являющееся математическим выражением закона сохранения массы в гидроаэродинамике; уравнения Максвелла, позволяющие определить параметры электромагнитного поля, создаваемого катушками индуктивности. На основании теоретических соотношений получена математическая модель ГЭПР, представляющая собой зависимость тока на выходе ГЭПР от расхода рабочей среды. [2]

$$I = \frac{\pi \cdot \rho \cdot \sqrt{(r_0 + \rho)^2 + z^2} \cdot ((r_0 - \rho)^2 + z^2) \cdot (20 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta p \cdot a_1^3 \cdot 10^{-9} + 3 \cdot l \cdot Q \cdot \mu \cdot d^2 \cdot a^2)}{4 \cdot 10^4 \cdot k \cdot l \cdot \mu_a \cdot a_1^3 \cdot \Delta \cdot \sqrt{z^2 T^2 + \rho^2 R^2}}$$

Для получения теоретической динамической характеристики гидроэлектрический преобразователь расхода рассмотрен как система с распределенными параметрами.

Построение математической модели проводится в среде Matlab. Для моделирования систем с распределенными параметрами используется пакет расширения Matlab-PDE Toolbox, предназначенный для решения дифференциальных уравнений с частными производными. [3]. На рисунке 2 представлена модель ГЭПР в пакете Simulink (а) и переходный процесс (б), по характеру которого можно судить об устойчивости системы.

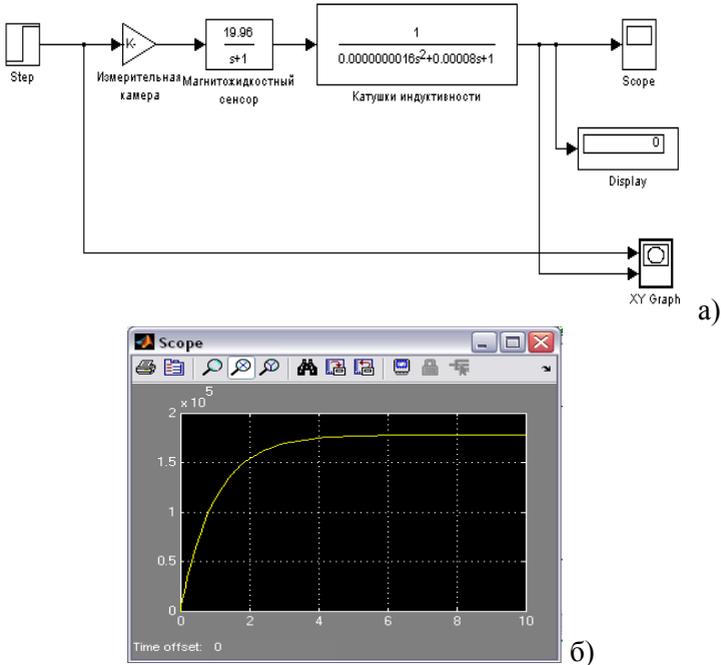


Рис. 2. а) Модель ГЭПР в пакете Simulink, переходный процесс системы ГЭПР

Таким образом, проведено моделирование ГЭПР в среде Matlab, в результате которого построены графики зависимости выходной величины от входного воздействия, отражающие процессы, происходящие в системе.

Литература

1. С.Н. Грицюк. Магнитожидкостный измеритель расхода диэлектрических жидкостей. Сб. докл. VIII Междунар. научн. конф. «Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей». (СПб.: ГОУ ВПО СПбГТУ. 2006).

2. С.Н. Грицюк. Измерение расхода диэлектрических сред с помощью магнитожидкостных преобразователей. Сб. научн. труд. 12 Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. (Россия: Плес. 2006).

3. Г.Е. Галкин. Компьютерное моделирование систем в Matlab. (М.: КОРОНА-Век. 2007).

ПРИЕМ СИГНАЛОВ OFDM В СИСТЕМЕ ММО В КАНАЛАХ С РАССЕЯНИЕМ

Филимонов А.А.¹, Карташевский В.Г.¹

¹ФГБОУ ВО Поволжский государственный университет
телекоммуникаций и информатики, Самара
+7 (929) 702-10-42, Alfhero@gmail.com

В работе рассматривается анализ сигналов OFDM с квадратурной амплитудной модуляцией (QAM-16) на приемной стороне в системе ММО в каналах с рассеянием (памятью). Данное сочетание технологий широко применяется в современных мобильных системах связи, преимущественно в LTE [1]. Данные технологии позволяют значительно повысить скорость передачи сигналов по каналу связи, но их важнейшей характеристикой является помехоустойчивость.

Из-за специфики сигнала OFDM с QAM-16 модуляцией решение задачи демодуляции в канале с памятью не может осуществляться алгоритмами переборного типа, требующего колоссального числа перебираемых гипотез (не менее 16^{16}). Поэтому решение задачи оценивания реализуется с применением эквалайзеров Zero Forcing (ZF) и Minimum Mean Square Error (MMSE) [2]. В докладе предложено сочетание алгоритма MMSE с алгоритмом «прием в целом с поэлементным принятием решения» (ПЦППР), что привело к существенному сокращению вычислительных затрат с сохранением свойств оценок, полученных алгоритмом MMSE.

Предложенный алгоритм «прием в целом с поэлементным принятием решения» (ПЦППР) обрабатывает принятый сигнал на интервале памяти канала (определяемой количеством её отсчетов M). А так же принципиальным условием применения данного алгоритма является использование «обратной связи по решению» (ОСР) [3].

Алгоритм ПЦППР позволяет отказаться от защитных интервалов (префикса и постфикса), что обеспечивает выигрыш в пропускной способности более чем на 20 процентов [4].

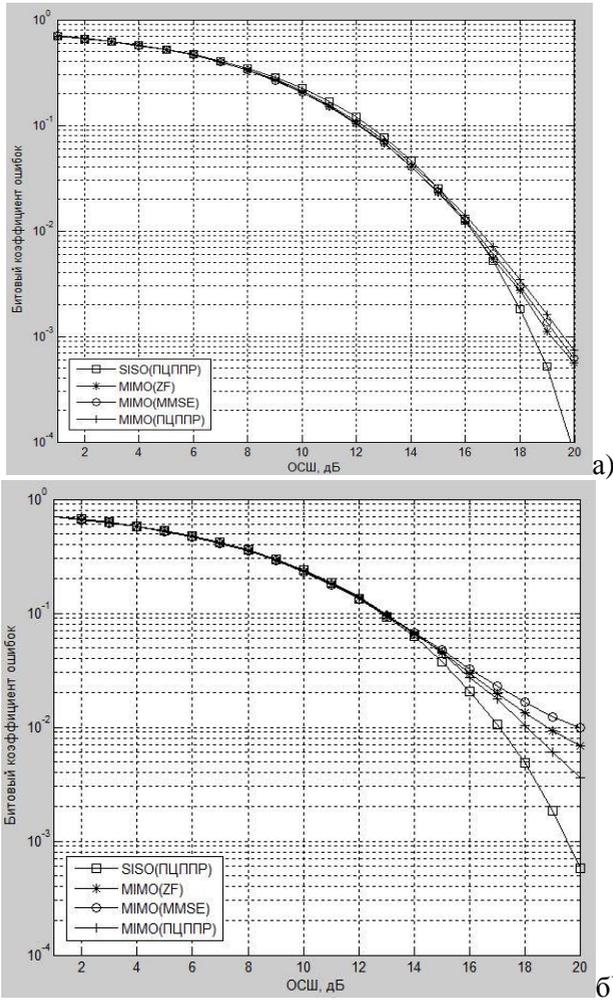


Рис. 1. Помехоустойчивость алгоритмов демодуляции в системе ММО – OFDM: а) при точно известной ИХ канала, б) оцененной с погрешностью

В докладе приведены результаты статистического моделирования работы выше указанных алгоритмов в канале с памятью (память канала $M = 3$), при точно известных параметрах канала в месте приема (рис. 1, а) и оцененных с погрешностью (рис. 1, б). При

этом предполагалось, что параметры канала постоянны на всё время анализа.

Литература

1. Бакулин М.Г., Варукина Л.А., Крейнделин В.Б. Технология ММО: принципы и алгоритмы. М.: Горячая линия-Телеком, 2014.- 244с.

2. Ahmed Hesham Mehana, Aria Nosratinia. Diversity of MMSE MIMO Receivers // IEEE Transactions on Information theory, Vol. 58, no. 11, November 2012, pp.6799-6805.

3. Карташевский В.Г. Обработка пространственно-временных сигналов в каналах с памятью / В.Г. Карташевский. М.: Радио и связь, 2000, 272с.

4. Карташевский В.Г., Бельский К.А., Слипечук К.С. Прием сигналов OFDM в каналах с рассеянием // Радиотехника, 2015г., №2, с.62-68.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ НА ГЛУБИНУ РЕГУЛИРОВАНИЯ

Фролов М.В., Фролова М.А.

БИТИ НИЯУ МИФИ, г. Балаково
+79271566594, werta1995@mail.ru

При движении жидкости или газа по трубопроводам происходит потеря напора (энергии) на преодоление всех видов гидравлического сопротивления. При автоматизации процесса регулирования необходимо увеличивать чувствительность изменения коэффициента гидравлического сопротивления. Чувствительность коэффициента от изменения сечения проточной части трубопровода характеризуется производной от коэффициента по площади $\frac{d\xi}{dF}$.

Для анализа влияния вида шероховатости и формы сечения трубопровода на изменение коэффициента гидравлического сопротивления могут быть использованы соотношения:

$$\xi = \lambda \frac{l}{D_r}$$

где: λ – линейный коэффициент гидравлического сопротивления;
 l – длина участка трубы, м;
 D_r – гидравлический диаметр, м.

$$\lambda = \kappa_n \lambda_n$$

κ_n – поправочный коэффициент, зависящий от формы сечения;
 λ_n – линейный коэффициент гидравлического сопротивления для труб круглого сечения.

При этом линейный коэффициент гидравлического сопротивления для труб круглого сечения является функцией, зависящей от числа Рейнольдса и относительной шероховатости.

$$\lambda_n = f(\Delta, Re)$$

$$Re = \frac{\omega * D_r}{\nu}$$

ω – скорость потока, м/с;
 ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с²;

$$D_r = \frac{4 * F_0}{\Pi_0}$$

F_0 – площадь поперечного сечения, м^2 ;

Π_0 – периметр сечения канала, м.

$$\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_r}$$

Δ – средняя высота бугорков, м

Расчетные соотношения были получены для различных видов сечений трубопровода. Дальнейшие исследования проводились для воздуха при различных температурах, площади сечения до $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, скорость движения потока – от 0,1 до 1 м/с и длине канала $5 \cdot 10^{-2}$ м.

Коэффициенты гидравлического сопротивления рассчитываются по формулам, различным для каждого сечения.

Круглое сечение:

$$\xi = \frac{16 * 1 * v * \pi}{v * F_0}$$

Прямоугольное сечение:

$$\xi = \frac{16 * 1 * v * \kappa_H * (a_0 + b_0)^2}{v * a_0^2 * b_0^2}$$

Квадратное сечение:

$$\xi = \frac{64 * 1 * v * \kappa_H}{v * F_0}$$

Сечение в виде сектора:

$$\xi = \frac{64 * \kappa_H * 1 * v * (r^2 + F)^2}{v * F_0^2 * r^2}$$

Дальнейшее исследование зависимости чувствительности коэффициента гидравлического сопротивления от площади, температуры среды, скорости движения воздуха показал, что температура и скорость не значительно влияют на глубину регулирования. Однако с возрастанием скорости наблюдается увеличение чувствительности коэффициента гидравлического сопротивления к изменению площади. Возрастание регулирования происходит на малых площадях.

Выяснилось, что при прочих равных условиях коэффициент гидравлического сопротивления круглого сечения меньше, чем у остальных сечений.

Литература

1. М. А. Фролова Оптимизация геометрии регулирующих устройств // Автоматизация и управление в машино- и приборостроении (Саратов.: СГТУ. 2002).

2. М.А.Фролова, А.В.Власов, С.П.Косырев Анализ коэффициента гидравлического сопротивления прямоугольной проточной части электрогидравлического регулирующего устройства Сб. докл. 4 Рос.науч.конф «Векторная энергетика в технических, биологических и социальных системах» (М.:2001).

**ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА ДЛЯ
ДИАГНОСТИКИ ВЧИ-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

***Агейченков Д.Г., Колодко Д.В., Казиев А.В., Тумаркин А.В.,
Мещерякова Е.А., Писарев А.А.***

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва*

8-916-846-57-94; 8-915-644-19-33, legendarymailbox@yandex.ru

Понимание процессов модификации поверхности в плазменных установках, а также повышение их эффективности требует знаний параметров плазмы и возможности контролировать их. Параметры плазмы в технологических установках варьируются в широких диапазонах в зависимости от конфигурации установки и типа разряда.

Одним из важнейших факторов является компонентный состав плазмы, который характеризует поток заряженных частиц, падающих на обрабатываемые поверхности. В частности, актуальными в настоящее время являются задачи плазменного азотирования металлов и сплавов, при котором свойства поверхностных слоев определяются концентрацией атомарного азота [1]. Кроме того, на процессы обработки поверхности существенное влияние может оказывать малое количество примесных газов [1].

Изучение компонентного состава плазменных объектов является комплексной задачей. Нередко, ввиду сложности, этим направлением пренебрегают, полагаясь в качестве достаточного приближения на измерения состава рабочей газовой смеси, что в ряде случаев может приводить к некорректному описанию происходящих процессов. Основными способами определения состава плазмы являются оптическая диагностика и масс-спектрометрия. Оптическая диагностика при этом имеет серьезные недостатки: малую чувствительность и необходимость определения функции пересчета оптических спектров в данные об относительном массовом составе. В свою очередь, масс-спектрометрия дает возможность точного определения относительных потоков заряженных частиц, но требует более серьезной технической подготовки.

Ранее нами проводились зондовые измерения и оптическая диагностика плазмы, создаваемой в технологическом источнике на базе высокочастотного индукционного разряда, который применяется для азотирования сталей, алюминиевых и титановых сплавов [2, 3]. В данной работе применялся магнитный секторный масс-сепаратор для диагностики плазмы ВЧИ разряда.

Эксперименты проводились на установке для плазменной модификации поверхности, в которой ВЧИ разряд создается с помощью радиочастотного плазменного генератора РПГ-250. Внешнее магнитное поле создается с помощью пары катушек постоянного тока. Диапазон рабочих давлений установки составляет от 10^{-4} до 10^{-2} мбар. В качестве рабочего газа могут использоваться аргон, азот, водород и их смеси. Максимальная плотность плазмы при 10^{-3} мбар составляет величину $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$. Подробная схема установки приведена в работе [2]. Для анализа потока заряженных частиц и создания моноэнергетичного пучка была разработана система экстракции. Экстрагируемый пучок полностью имитировал поток заряженных частиц на образец. Разгоняющий потенциал варьировался в диапазоне от 1 до 2 кВ. В качестве масс-сепаратора использовался секторный магнитный масс-анализатор с дифференциальной откачкой. Ионный ток регистрировался при помощи пикоамперметра Keithley 6485. Система масс-анализа была полностью автоматизирована.

Были измерены массовые спектры для различных режимов горения разряда. Типичный спектр представлен на рис. 1.

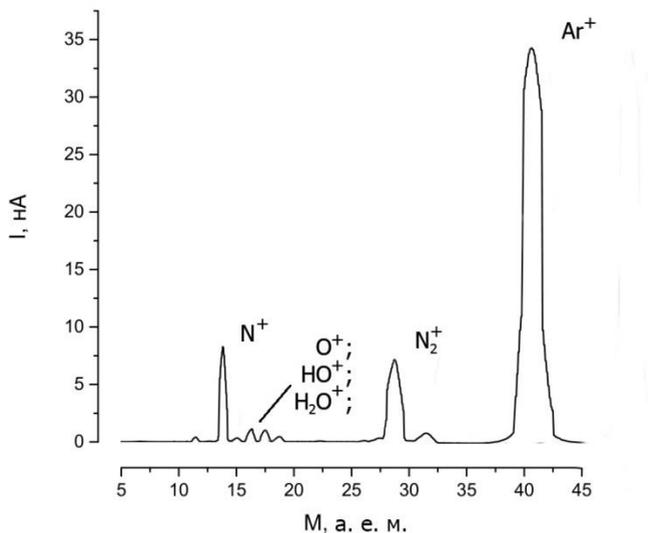


Рис.1. Массовый спектр ВЧИ-разряда на газовой смеси аргона и азота

Литература

1. Е.В. Берлин, Н.Н. Коваль, Л.А. Сейдман. Плазменная химико-термическая обработка поверхности стальных деталей. (М: Техносфера. 2012).

2. E. Meshcheryakova, M. Zibrov, A. Kaziev et al. «Langmuir probe diagnostics of low-pressure inductively coupled argon plasmas in a magnetic field». Physics Procedia. V.71. P.121-126 (2015).

3. Е.А. Мещерякова, А.В. Казиев, М.С. Зибров и др. «Исследование параметров плазмы высокочастотного индукционного разряда и возможности ее использования для азотирования сталей». Известия РАН. Серия физическая. Т.80. №2. С.196-200 (2016).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ АГРОФИТОЦЕНОЗА

**А.Ж. Амиржанова, А.А. Уталиева, О.М. Алыкова, А.В. Поплевин,
П.Г. Селин**

Астраханский Государственный Университет, Астрахань

Существует обширный ряд исследований, свидетельствующий о том, что лазерное излучение положительно влияет на жизнедеятельность элементов агрофитоценоза. Так в работе [1,2] показано, что результаты воздействия на семена огурцов позволили получить прибавку урожая на 30%; предварительные лабораторные исследования предпосевной обработки показали, что облучение семян яровой пшеницы Ирень лазером ускоряет их прорастание и повышает всхожесть в среднем на 10 %. Предметом исследования в работе [3] были семена бобовых (гороха и фасоли), подвергнутые лазерному облучению различной мощности. Исследования показали ускорение прорастания, роста и развития семян бобовых. В работе [4] показано, что результатом обработки He-Ne-лазером клубней картофеля явилось повышение урожая на 33%; кукурузы сорта «Молдавский» на 11%. В работе [5] лазерная обработка семян повысила полевую всхожесть семян проса в среднем за годы исследований на 10 % и ускоряла появление всходов на 2 - 3 дня. Сорта томата Амурский утес и Заря Востока, выращенные из семян, обработанных лучом лазера плотностью 2,5 мВт/см² при экспозиции 5 минут, в среднем за два года исследований дали урожай в 1,5 -4 раза выше [6]. Этот ряд можно продолжить.

Таким образом, объективно зафиксирован факт положительного влияния лазерного излучения на всхожесть, жизнедеятельность и урожайность сельскохозяйственных культур. В основном все полученные результаты этих исследований анализируются сравнительно-аналитическим методом. Т.е. материал разбивается на группы, которые подвергаются воздействию лазерного излучения (изменяется время воздействия, период времени года, мощность и т.д.) и контрольную группу, а затем сравниваются показатели всхожести, рост, урожайность контрольной и испытуемых групп. Однако, фи-

зически механизм такого воздействия не исследован, поэтому предлагается в лабораторных условиях облучать элементы агрофитоценоза. Далее с одной стороны необходимо контролировать всхожесть, урожайность, жизнедеятельность сельскохозяйственных культур, а с другой стороны физическими методами, в частности, методом ИК-спектроскопии, попытаться установить изменения, происходящие с семенами после лазерного излучения.

Для достижения поставленных целей разработана компактная лабораторная установка (рис. 1) для обработки элементов агрофитоценоза, позволяющая изменять длину волны лазерного излучения (красный, зеленый, синий лазер), мощность и время воздействия (т.е. доза).

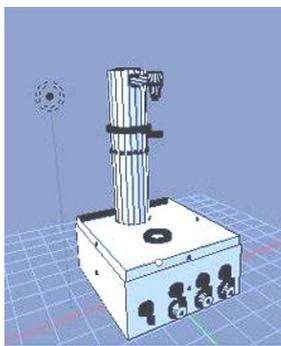


Рис. 1. Модель установки для обработки элементов агрофитоценоза

Литература

1. О.Г.Долговых, В.В. Красильников, Р.Р. Газудинов. Влияние лазерной обработки на семена яровой пшеницы Ирень. Электронный научный журнал «Инженерный вестник Дона» № 4 (часть 2), 2012 г.

2. Н.Т. Гаджимусиева, Т.А. Асварова, А.С. Абдуллаева. Эффект воздействия инфракрасного и лазерного излучения на всхожесть пшеницы. Научный журнал «Фундаментальные исследования» 2014. – № 11 (часть 9) – С. 1939-1943.

3. А.М. Мельникова, Н.Ю. Пастухова/ Воздействие лазерного облучения на всхожесть семян и развитие проростков. [электронный ресурс
http://www.rusnauka.com/8_NIT_2008/Tethis/Ecologia/27580.doc.htm]

4. В.И. Букатый, Н.А. Вечернина, В.П. Карманчиков. Лазерная фотоактивация семян сельскохозяйственных культур Алтая. [электронный ресурс <http://izvestia.asu.ru/2001/1/phys/TheNewsOfASU-2001-1-phys-05.pdf>]

5. Научная библиотека диссертаций и авторефератов disserCat <http://www.dissercat.com/content/puti-povysheniya-polevoivskhozhesti-semyan-i-formirovanie-urozhainosti-zerna-prosa-obyknove#ixzz45GV727ZA>.

6. Е.П. Киселёв, В.И. Зайков, Н.И. Чернышев, Н.С. Аликина. Влияние обработки лазером на посевные качества семян и урожай томата научно-практический журнал «Овощи России» № 2 (19) 2013, С. 42-46.

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ НИТРИДА
АЛЮМИНИЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
РАСФОКУСИРОВАННЫХ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ
ИМПУЛЬСОВ НА АЛЮМИНИЕВЫЙ СПЛАВ Д16Т
В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА**

Баззал Ходор, Цинь Хунчжи

БГУ, Минск

bazzal khoder_88@hotmail.com

В настоящее время одним из материалов, перспективных к применению в микроэлектронике и оптоэлектронике является нитрид алюминия (AlN) и керамические материалы на его основе. Нитриды металлов обладают необычным сочетанием свойств: AlN является широкозонным полупроводником (6,2 эВ), имеет высокую теплопроводность, сравнимую с теплопроводностью меди и серебра (до $260 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\text{К}^{-1}$) и т.д. [1].

До сих пор во многих технологиях азот используется в качестве инертного газа. Наиболее разработанными и изученными методами активации молекулы азота являются нагревание, ионизирующее излучение, действие катализаторов, электроразряд, а также сочетание этих методов. При тепловой активации молекулярного азота — нагревании до $3000 \text{ }^\circ\text{C}$, степень диссоциации достигает 0,1 %. Другие методы активации являются неэффективными — КПД процесса не превышает 1—2 %. Таким образом, все это обуславливает поиск специальных условий реакции N_2 или активированного азотного комплекса с металлами и представляет большой практический интерес [1]. В настоящее время для получения AlN в виде порошков или в составе тонких пленок и покрытий начинают применять методы лазерного воздействия на Al в атмосфере активированного азота под давлением [2].

Цель работы состояла в том, чтобы показать возможность и определить условия для получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров AlN для использования в технологиях получения нанокристаллов и напыления тонких пленок.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (изготовитель СП «ЛОТИС ТИИ»). В качестве источника возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между удвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс.

Динамика образования одного из продуктов взаимодействия атомов алюминия с азотом радикала AlN изучена нами по эмиссионным спектрам этой молекулы при воздействии серии одиночных и удвоенных лазерных импульсов на алюминиевую мишень в атмосфере воздуха. Наиболее интенсивными электронно-колебательными полосами в эмиссионных спектрах являются полосы с длинами волн 508,05 и 512,3 нм.

С использованием между импульсного интервала 8 мкс нами проведено исследование процесса образования нанокластеров AlN от энергии импульсов в зависимости от расфокусировки их. Данные проведенных исследований приведены на рисунке 1.

Как видно из полученных данных процесс образования нанокластеров AlN с увеличением энергии до 40 мДж увеличивается, а затем несколько уменьшается, в то же время зависимость от расфокусировки (плотности мощности) неоднозначна.

С использованием интервала 10 мкс и энергии 40 мДж нами проведено исследование процесса образования AlN в зависимости от номера воздействующего на мишень импульса. Результаты проведенных исследований приведены на рис. 2.

При сопоставлении рисунков обращает внимание хорошая корреляция между возрастанием интенсивности полосы AlN и существенным уменьшением интенсивности линии Al III (452,92 нм).

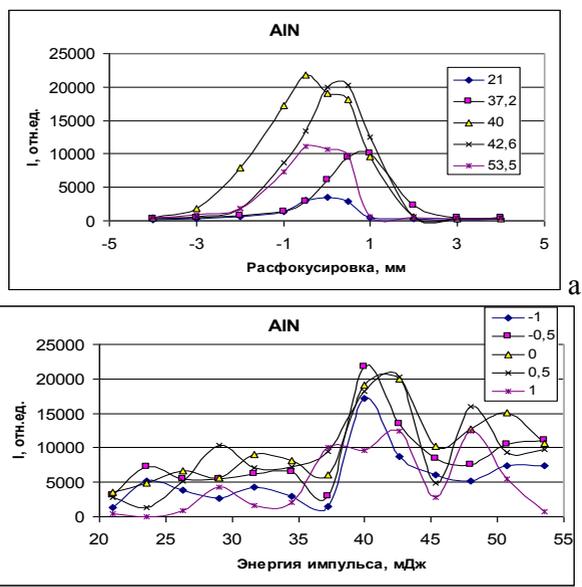


Рис. 1. Зависимость интенсивность полос AlN (512,3 нм), в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов. В рамке: а - энергия, мДж; б – величина расфокусировки, мм

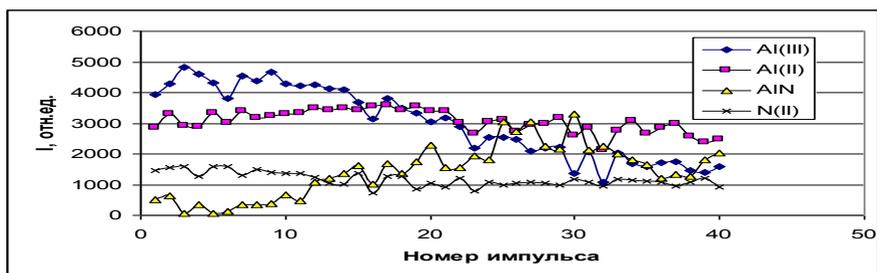


Рис. 2. Зависимость интенсивности линий Al II (466,3 нм), Al III (452,92 нм), AlN и N II в спектрах от номера импульса

Как видно из данных процесс образования нанокластеров AlN существенно увеличивается с увеличением глубины кратера. Наличие на поверхности оксидов алюминия ускоряет начало процесса образования как радикалов AlO, так и AlN. Наличие резкого временного порога скорости образования нанокластеров AlN указыва-

ет на то, что причину наблюдаемых явлений необходимо искать в особенностях изменения температурного и химического состава плазмы внутри образующегося достаточно глубокого канала.

В нашем случае при формировании глубоких отверстий сдвоенными импульсами, происходит накопление аблированных микрочастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. При этом воздействие последующего импульса, следующего через небольшой интервал времени, приводит к низкороговому оптическому пробою воздуха, насыщенного микрочастицами металла, и появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. В этом случае, появление плазменно-пылевой области приводит к созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления в пробитом канале. Последний эффект снижает активность кислорода, а активированный азот взаимодействует при высокой температуре в соответствии с его реакционной способностью, что и обуславливает увеличение скорости образования нитридов алюминия по сравнению с одиночными или редко повторяющимися импульсами [2].

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности алюминия, при воздействии на нее последовательных расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов на поверхность показали возможность контроля и управления характеристиками плазмы и возможность получения необходимых концентраций и поступления AlN в плазму.

Литература

1. А.П. Ильин, Л.О. Роот. К вопросу о механизме высокотемпературного химического связывания азота воздуха. Вестник науки Сибири. Серия 3. Химия. №1 (1). С.91-96. (2011).
2. R.K.Tharea, A.K. Sharma. Formation of AlN in laser ablated plasma of Al in nitrogen ambient. Phys. Stat. Sol. V.2. №2. P.2079-2082. (2005).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ В КРИСТАЛЛЕ $\text{PbIn}_6\text{Te}_{10}$ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

**Будилова О.В., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М.,
Котков А.А.**

*Физический Институт им. Лебедева ФИАН, Москва
+7(499) 135-86-48, oksana_budilova@mail.ru*

Лазерные системы, работающие в среднем ИК-диапазоне в окнах прозрачности атмосферы, очень важны для дистанционного зондирования и других приложений, связанных с распространением лазерного излучения в атмосфере. Такие лазеры, как СО- и СО₂-лазеры очень привлекательны для дистанционного зондирования и анализа газов в связи с их высокой мощностью, стабильной частотой узких спектральных линий и возможностью спектральной перестройки. Преобразование СО- и СО₂-лазерного излучения в нелинейных кристаллах позволяет получать тысячи спектральных линий в широком диапазоне длин волн от 2,5 мкм вплоть до терагерцового диапазона [1]. К сожалению, такие кристаллы ИК диапазона, как, например, CdGeAs₂, AgGaSe₂, GaSe имеют длинноволновую границу прозрачности около 18 мкм [2]. Таким образом, расширение преобразования частоты СО - и СО₂-лазерного излучения для больших длин волн (25-30 мкм) требует использования нелинейных кристаллов, прозрачных в упомянутом выше спектральном диапазоне.

$\text{PbIn}_6\text{Te}_{10}$ (PIT)– это новый нелинейный кристалл среднего ИК с очень широким диапазоном прозрачности от 1,7 до 31 мкм. Рассчитанные углы синхронизма показали возможность преобразования частоты во всем диапазоне прозрачности. В данной работе были экспериментально изучены генерация суммарных частот (ГСЧ) СО-лазера и генерация разностных частот (ГРЧ) при смешении СО - и СО₂-лазерного излучения в этом кристалле.

Использовалась та же оптическая схема, что и в работе [3], с импульсно-периодическим (100 Гц, длительность импульса ~1 нс) криогенным СО-лазером, имеющим ~100 линий в диапазоне 5-7 мкм. Лазерное излучение было сфокусировано линзой из СаF₂ с

фокусным расстоянием 20 мм на кристалл РИТ размером $20 \times 13 \times 14.5$ мм³ без просветляющего покрытия. Кристалл был срезан под углами $\approx 33^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$. Мы наблюдали ГСЧ излучения при настройке угла падения от 10° до 40° (рис. 1). Пиковая мощность ГСЧ излучения 0,1 Вт при угле падения 22° (угол фазового синхронизма (ФС) $\theta_{PM} \approx 40^\circ$), что соответствует эффективности преобразования 0,01%. Эффективность ГСЧ в кристалле РИТ оказалась значительно меньше эффективности в кристаллах $ZnGeP_2$ и $AgGaSe_2$, полученных в аналогичных условиях. Спектр ГСЧ при угле падения 22° состоял из ~ 60 линий в диапазоне от 2,57 до 2,78 мкм (рис. 2).

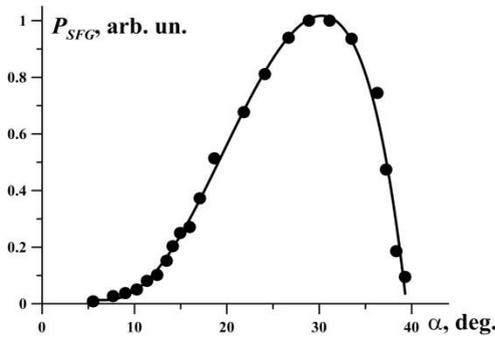


Рис. 1. Зависимость мощности ГСЧ от угла падения излучения

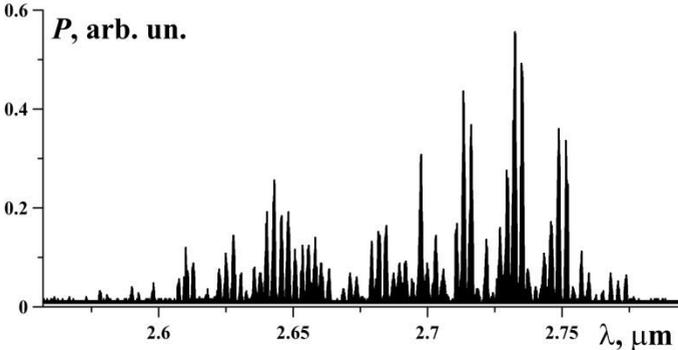


Рис. 2. ГСЧ спектр в кристалле РИТ.

Расчет показывает, что ГРЧ СО-лазера и СО₂-лазера (такого же импульсного) в кристалле РИТ может охватывать очень широкий спектральный диапазон от 10 мкм до 30 мкм и более. На рис. 3 ось X (λ_{CO}) от 4,5 до 7,3 мкм показывает длины волн СО-лазера, кото-

рый смешивается с излучением $\lambda_{\text{CO}_2} = 9.3$ мкм (толстые линии) или $\lambda_{\text{CO}_2} = 10.6$ мкм (тонкие линии) излучения CO_2 -лазера. Сплошными линиями обозначены углы ФС кривых, связанных с левой Y-осью. Пунктирные линии – длины волн ГРЧ, связанные с правой Y-осью.

Экспериментально ГРЧ CO -лазера и CO_2 -лазеров в кристалле РИТ была получена на длине волны выше 11 мкм с пиковой мощностью до 1,2 мВт. Эффективность преобразования оказалась $\sim 10^{-6}$, близкой к результатам, полученным в AgGaSe_2 в аналогичных условиях.

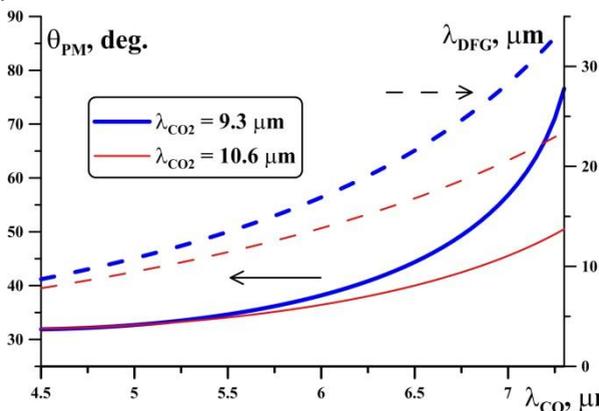


Рис.3. Углы фазового синхронизма ГРЧ в кристалле РИТ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 16-19-10619. Выражаем благодарность Бадикову В.В. и Митину К.В. за предоставление кристаллов РИТ.

Литература

1. Yu.M. Andreev, A.Yu. Gerasimov, S.M. Grigoryants, et. al., “CO laser frequency conversion in nonlinear crystals ZnGeP_2 and GaSe ”, *Proceedings of SPIE*, vol. **7994**, pp. 8, (2010).
2. S. Avanesov, V. Badikov, A. Tyazhev et. al., *OPTICAL MATERIALS EXPRESS*, vol. **1**, No 7, pp. 1286-1291, (2011).
3. O.V. Budilova, A.A. Ionin, I.O. Kinyayevskiy, et. al., “Broadband two-stage frequency conversion of CO laser in AgGaSe_2 crystal”, *OPTICS LETTERS*, vol. **41**(4), p. 777-780, (2016).

ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКОЙ

Бурдукова О.А.^{1,2}, Петухов В.А.², Семёнов М.А.²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва

+79672837592, burdukova_olga@mail.ru

Лазеры на красителях имеют множество приложений, таких как спектроскопия, зондирование атмосферы, разделение изотопов. Замена традиционных источников накачки красителей полупроводниковыми лазерами позволит реализовать низкое энергопотребление и компактность лазеров, а также снизить их стоимость. Основной проблемой при накачке полупроводниковыми лазерами является нехватка плотности мощности для возбуждения молекул красителя [1]. Порог генерации обратно пропорционален произведению времени жизни в возбужденном состоянии на сечение усиления. Хотя сечения усиления у красителей довольно большие, но из-за малого времени жизни молекул в возбужденном состоянии для заметного усиления требуется порядка 1 МВт/см^2 при продольной накачке. Попытки осуществить накачку лазеров на красителях полупроводниковыми лазерами были, но до недавнего времени даже в лучших работах КПД не превышал 2% [2]. В 2015 году вышла работа [3], где дифф. КПД достигает 11% (краситель - DCM), но с не пригодным для перестройки длины волны резонатором.

Целью данной работы являлось создание работающего лазера на красителе, используя в качестве накачки 3,5 Вт голубые (445 нм) диоды. Оптимальной для диодной накачки была выбрана поперечная схема с полным внутренним отражением генерируемого излучения в кювете с красителем и частичной компенсацией астигматизма в трехзеркальном резонаторе. Такая схема позволяет увеличить число лазеров накачки, а также не требует сильной фокусировки излучения накачки в тангенциальной плоскости. Собран ла-

зер на красителе с диодной накачкой (рис.1), измерены энергии генерации (рис.2).

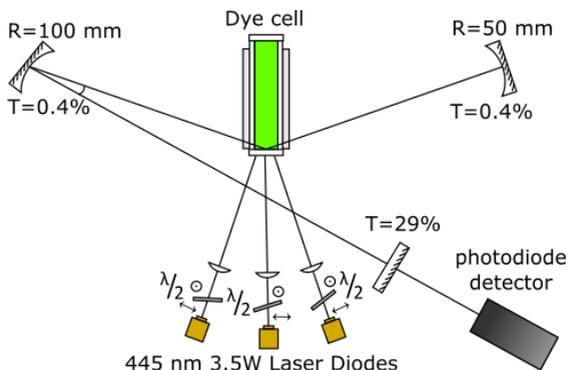


Рис.1. Экспериментальная схема лазера на красителе с полупроводниковой накачкой

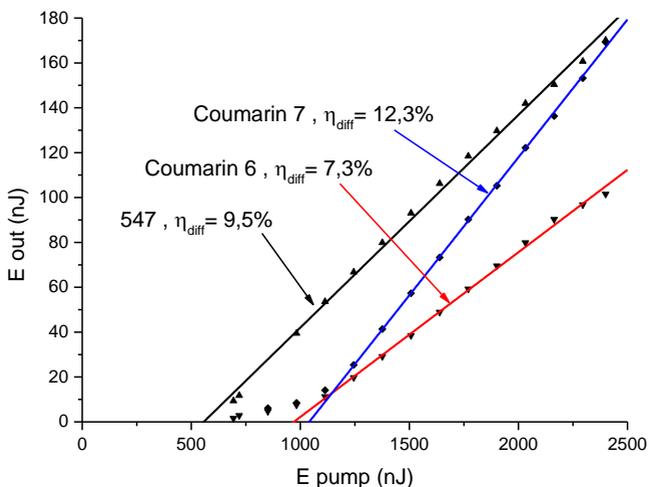
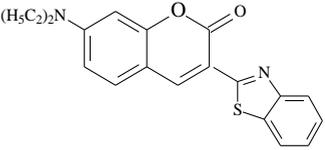
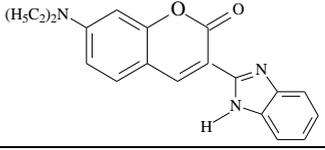
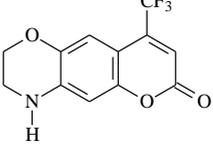


Рис.2. Энергия генерации лазера на красителе (растворитель - бензиловый спирт, длительность накачки 200 нс) Получены рекордные дифференциальный (12,3%) и реальный (7,0%) КПД в лазере с полупроводниковой накачкой (таблица 1).

Таблица 1. Пороговая энергия генерации и КПД лазера на красителе с диодной накачкой

Dyes	λ_{gen}	$E_{\text{threshold}}$	η_{diff}	η_{real}	Structure
Coumarin 6	535 nm	0.60 μJ	7.3 %	4.2 %	
Coumarin 7	530 nm	0.77 μJ	12.3 %	7.0 %	
547	520 nm	0.61 μJ	9.5 %	7.1 %	

Литература

1. Ф.П. Шефер. Лазеры на красителях. (М: Мир. 1976).
2. R. Scheps. Near-IR dye laser for diode-pumped operation. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol.31. Issue 1. Pp.126-134 (1995).
3. Z. Zhao, O. Mhibik, M. Nafa, S. Chenais and S. Forget. High brightness diode-pumped organic solid-state laser. Applied Physics Letters. Vol.106. P.051112 (2015).

ВЫНУЖДЕННОЕ КОНЦЕНТРАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА (ВКоРС) НА ЧАСТИЦАХ В ЖИДКОСТИ: СТОКС И АНТИСТОКС

Бурханов И.С.¹, Кривохижа С.В.¹, Чайков Л.Л.^{1,2}

*¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва*

*² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва
+79651387972, ilyaburkhanov@gmail.com*

Актуальность работы определяется тем, что она показывает пределы применимости широко используемого для измерения размеров частиц и молекул метода динамического рассеяния света (ДРС), особенно при измерениях рассеяния назад и при щуповых измерениях. Кроме того, возникновение ВКоРС означает, что частицы в жидкости меняют свое положение в пространстве так, что появляется решетка концентрации. Это открывает возможности практического получения заранее заданных пространственных распределений концентрации частиц и построения периодических структур из них. Такие структуры создают возможности для многих приложений.

Вынужденное рассеяние (ВР) света можно обнаружить по двум признакам: нелинейному росту интенсивности рассеянного света при увеличении мощности падающего излучения и появлению спектрального сдвига на полуширине изначально несдвинутой спектральной линии спонтанного рассеяния.

Цель работы состояла в фиксации появления ВКоРС по двум признакам ВР и определения величины и направления частотных сдвигов спектральной линии ВКоРС.

В настоящей работе для поиска ВКоРС впервые в мире применяется постоянный лазер и метод корреляционной спектроскопии. Это позволило нам впервые зафиксировать частотный сдвиг спектральной линии ВКоРС на частицах в жидкостях, составляющий $100-1000 \text{ с}^{-1}$ (15-160 Гц). При увеличении мощности лазера в корреляционной функции (КФ) рассеянного назад света с примесью

света опорной частоты возникает косинусоидальная составляющая, по периоду которой можно определить величину спектрального сдвига.

ВКорС было зафиксировано на частицах алмаза радиусом $R=1,2$ мкм в обычной схеме рассеяния назад [1] и на частицах латекса радиусом 375, 480, 750 нм в световодной схеме[2]. В световодной схеме при направлении света в кювете со взвесью вертикально вверх и вниз в условиях конвекции определялся полный частотный сдвиг ВКорС Ω_{exp} , включающий доплеровский сдвиг Ω_{vc} , обусловленный конвекцией. Скорость конвективного потока измерялась независимо. На рис. 1. а) показана зависимость полного спектрального сдвига Ω_{exp} и доплеровского конвекционного сдвига Ω_{vc} от мощности возбуждающего пучка. Видно, что при световоде, направленном вверх (UP) $\Omega_{\text{exp}} < \Omega_{\text{vc}}$ для частиц 480 нм, а для 375 нм $\Omega_{\text{exp}} > \Omega_{\text{vc}}$. Для световода направленного вниз – наоборот. Так удалось определить направление спектрального сдвига. Следовательно, для частиц латекса радиусом 480 нм спектральный сдвиг стоксов, а для 375 и 750 нм – антистоксов.

На рис. 1. б) зависимость модуля разности $\Omega_{\text{st}} = |\Omega_{\text{exp}} - \Omega_{\text{vc}}|$ от мощности возбуждающего пучка. Видно, что в области развитого ВКорС ($P_{\text{las}} > 17$ мВт) полученные таким образом экспериментальные значения сдвига ВКорС $\Omega_{\text{st}} \Omega_{\text{st}}^{E(480)} = 642 \pm 55 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_{\text{st}}^{E(375)} 800 \pm 46 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_{\text{st}}^{E(750)} = 419 \pm 18 \text{ c}^{-1}$ приближаются к теоретическим значения $\Omega_{\text{st}}^T = Dq^2 \Omega_{\text{st}}^{T(480)} = 478 \pm 44 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_{\text{st}}^{T(375)} 616 \pm 56 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_{\text{st}}^{T(750)} = 308 \pm 28 \text{ c}^{-1}$, рассчитанным по формуле (1) [3], хотя и превышают его менее, чем на 16%.

$$g = \frac{64\rho^3}{3c} \frac{1}{\hbar n} \frac{1}{qR} (\sin qR - qR \cos qR) \alpha_0^2 C_V \frac{W_{\text{st}}}{(Dq)^2 + W_{\text{st}}^2} \quad (1)$$

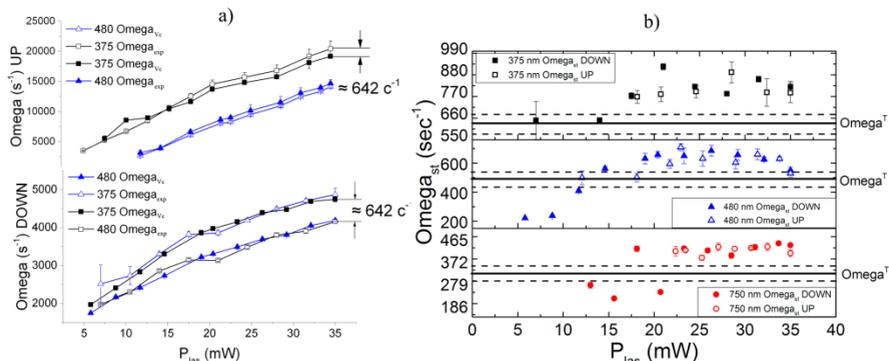


Рис.1. а) Зависимость полного спектрального сдвига Ω_{exp} и доплеровского конвекционного сдвига Ω_{vc} от мощности возбуждающего пучка б) зависимость модуля разности $\Omega_{\text{st}} = |\Omega_{\text{exp}} - \Omega_{\text{vc}}|$ от мощности возбуждающего пучка.

Литература

1. Бурханов И.С., Чайков Л.Л. Краткие сообщения по физике ФИАН, 39(3), 22 (2012).
2. Burkhanov I. S., Chaikov L. L. SPIE Proceedings 9066, 906610 (2013).
3. Бурханов И.С., Кривохижа С.В., Чайков Л.Л. Квантовая электроника, 7 (2016). (принята к печати)
4. Afanas'ev A.A., Rubinov A.N., Mikhnevich S.Yu. et. al. Optics and Spectroscopy, 102(1), 106 (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ВЫСОКООМНОМ КРИСТАЛЛЕ РКТР

Важинская К.С.^{1,2}, Важинский О.Т.^{1,2}, Паргачёв И.А.²

¹*Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск*

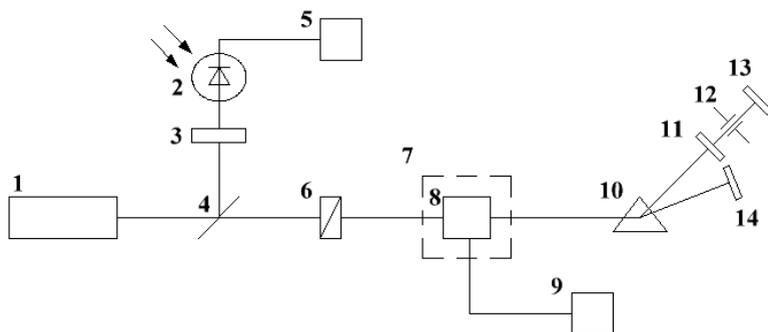
²*ООО «Кристалл Т», Томск*

конт. тел. +79618924937, e-mail. karinatarasenko@mail.ru

Явление генерации второй гармоники (ГВГ) получило широкое применение в области медицины, лазерной технике, тяжелой промышленности и т.д. Основными веществами, которые позволяют получить ГВГ, являются нелинейные оптические кристаллы, такие как: КТР, КДР, LiNbO₃, ВВО, РКТР и т.д. В работе был исследован высокоомный кристалл РКТР. Данный кристалл отличается высокой однородностью, высоким электрическим сопротивлением, высокой оптической прочностью.

При производстве элемента для ГВГ необходима реализация условия фазового синхронизма [1]. Однако выполнение данного условия сильно зависит от температуры, при которой работает элемент для ГВГ. Технологически сделать элемент для широкого рабочего диапазона температур возможно, учитывая температурные и угловые зависимости фазового синхронизма. В данной работе приводится исследование влияния температуры на мощность излучения ВГ.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1.



1 – лазер, 2 – фотоприемник, 3, 11 – светофильтры, 4 – делительная пластинка, 5 – вольтметр, 6 – поляризатор, 7 – термокамера, 8 – элемент для ГВГ, 9 – термодатчик, 10 – дисперсионная призма, 12 – диафрагма, 13 – цифровая камера, 14 – непрозрачный экран

Рис.1. Схема экспериментальной установки

В качестве источника излучения используется Nd:YAG лазер с длиной волны 1064 нм. Излучение, генерируемое лазером 1, поступает на светоделительную пластинку 4. Для регистрации интенсивности излучения на основной гармонике используется фотоприемник 2. Излучение прошедшее светоделительную пластинку имеет линейную поляризацию, параллельную оси z кристаллического элемента 8, который помещен в термокамеру 7. Для спектральной селективности излучения используется дисперсионная призма 10. Интенсивность излучения второй гармоники фиксируется цифровой камерой 13.

В качестве образца для ГВГ используется кристаллический элемент, выполненный из высокоомного кристалла РКТП с габаритами $5*5*5 \text{ мм}^3$. Угол распространения излучения относительно оси x кристалла составляет 23,5 градуса. Диапазон изменения температуры составляет от 34 до 90 °С. Экспериментальная кривая зависимости мощности излучения ВГ от температуры показана на рис.2.

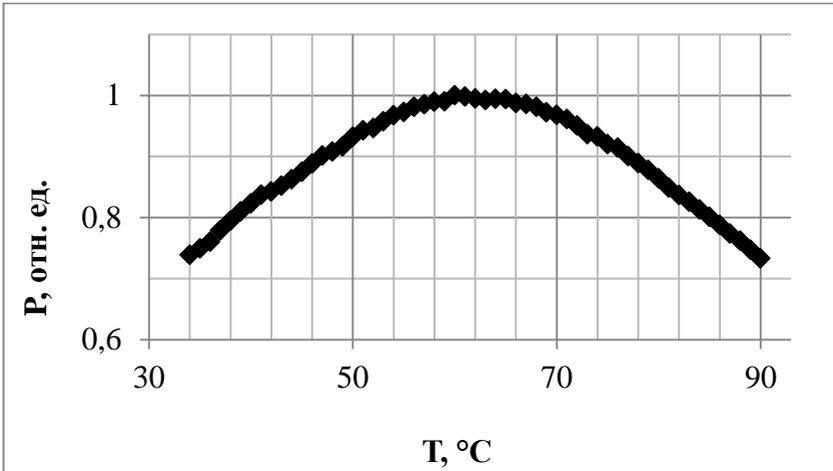


Рис. 2. – Экспериментальная кривая зависимости мощности излучения ВГ от температуры

Как видно из зависимости на рис.2 экспериментальная кривая не опускается ниже уровня 3 дБ (0,5 отн. ед.), что характеризует широкий диапазон температурного синхронизма исследуемого кристаллического элемента.

Научно–исследовательская работа проводилась на производственной базе компании ООО «Кристалл Т» при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно–технической сфере.

Литература

1. В.Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. Прикладная нелинейная оптика // М: Физматлит, 2004. – 335 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОДСТРОЙКИ УПРАВЛЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ КОНТРАСТА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЗАТВОРОВ, ОСНОВАННЫХ НА ВЫСОКООМНОМ КРИСТАЛЛЕ РКТР

Важинский О.Т.^{1,2}, Важинская К.С.^{1,2}, Паргачёв И.А.²

¹Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск

²ООО «Кристалл Т», Томск

конт. тел. +79609690506, e-mail. oleg_vazhinsky92@mail.ru

Электрооптические затворы (ЭОЗ) применяют для изменения параметров лазерного резонатора (модуляции добротности). Область применения некоторых лазеров требует расширять их рабочий диапазон температур. В виду этого, предъявляются повышенные требования к температурной стабильности параметров ЭОЗ. Выражение, определяющее разность фаз между двумя волнами, возникающими в кристаллическом элементе РКТР, с учетом температуры принимает вид [1]:

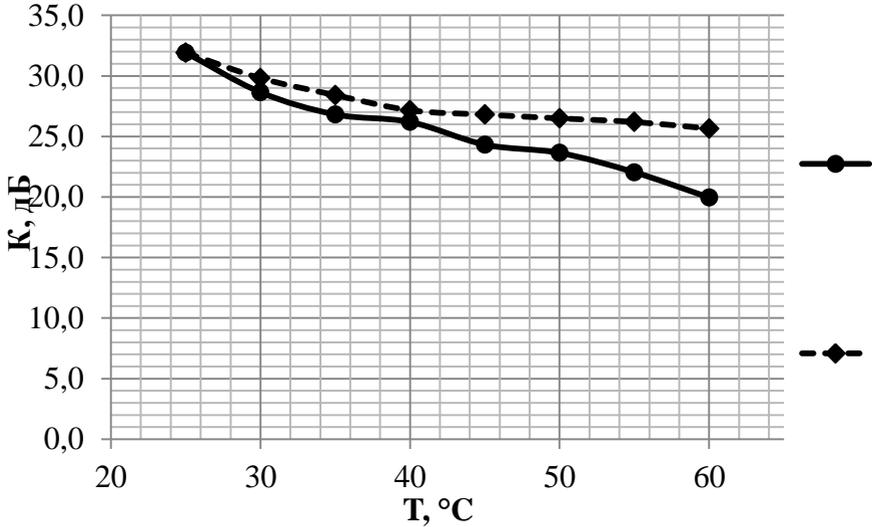
$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_z - n_y) L_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \left(\left(\frac{dn_z}{dT} - \frac{dn_y}{dT} \right) L_0 + (n_z - n_y) \frac{dL}{dT} \right) \Delta T$$

С целью минимизации температурного влияния на разность фаз, и соответственно на работу ЭОЗ, используется так называемая схема включения с температурной компенсацией [2]. Однако данное решение не позволяет в полной мере исключить вышеописанный эффект. Это связано с тем, что материал держателя кристаллических элементов (металл) имеет отличный от кристалла коэффициент температурного линейного расширения.

Как известно, полуволновое напряжение ($U_{\lambda/2}$), необходимое для закрытия ЭОЗ, зависит от геометрических размеров кристаллических элементов (формула справедлива для X-среза кристалла РКТР):

$$U_{\frac{\lambda}{2}}(T) = \frac{\lambda \cdot d(T)}{L(T) \cdot (n_z^3 r_{33} - n_y^3 r_{23})} \quad (2)$$

где $d(T)$ – толщина кристалла, $L(T)$ – длина. В таком случае при изменении температуры будет меняться и эффективное $U_{\lambda/2}$. Таким образом, динамическая регулировка $U_{\lambda/2}$ позволит увеличить температурно-зависимые характеристики ЭОЗ.



1 – без динамической подстройки $U_{\lambda/2}$; 2 – с динамической подстройкой $U_{\lambda/2}$

Рис. 1 Температурные зависимости коэффициента контраста ЭОЗ в режиме закрытия поля

Для проведения экспериментов был разработан высоковольтный драйвер, реализующий динамическую подстройку $U_{\lambda/2}$. Кривая 1 на рис. 1 иллюстрирует температурную зависимость коэффициента контрастности ЭОЗ в режиме работы закрытия поля без динамической подстройки $U_{\lambda/2}$. Температурная зависимость коэффициента контраста с динамической подстройкой эффективного $U_{\lambda/2}$ представлена на кривой 2. Диапазон изменения температуры составил 35 °C. Коэффициент контраста рассчитывается по следующей формуле:

$$K = 10 \lg \left(\frac{I_{op}}{I_{cl}} \right), \quad (3)$$

где I_{op} – интенсивность света прошедшего ЭОЗ в открытом состоянии, I_{cl} – интенсивность света прошедшего ЭОЗ в закрытом состоянии.

Как видно, максимальное отклонение коэффициента контраста ЭОЗ при 60 °С, составило 12 дБ. Введение динамической подстройки $U_{\lambda/2}$ позволило уменьшить отклонение до 7 дБ.

Научно–исследовательская работа проводилась на производственной базе компании ООО «Кристалл Т» при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно–технической сфере.

Литература

2. Ti Chuang, Alan D. Hays and Haracio R. Verdun. Application of KTP as an Electro–Optic Q–switch / Ti Chuang // OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994. – Vol 20.

3. И.А. Паргачёв, Ю.В. Кулешов, В.А. Краковский, Л.Я. Серебренников, С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Г.И. Шварцман. Электрооптические модуляторы лазерного излучения на основе высокоомных кристаллов KTiOPO_4 // И.А. Паргачёв – Томск: Доклады ТУСУРа, 2011. – Т. 26, №2. – Ч. 2. – с. 90 – 93.

**ФЛУКТУАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РЕЖИМАХ С
ТРАНСПОРТНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ
НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М**

**Воронова Е.В.^{1,2}, Васильков Д.Г.^{1,3}, Скворцова Н.Н.^{1,2,4},
Хольнов Ю.В.¹**

¹ИОФ РАН, г. Москва

²МИРЭА, г. Москва

³МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва

⁴НИЯУ МИФИ, г. Москва

email: woronowa.elena@gmail.com, тел.: +79264498707

Для создания условий термоядерного синтеза и промышленного производства электроэнергии через его посредство необходима плазма с высокой температурой и плотностью. В случае неинерциального синтеза, в процессе которого термоядерные реакции возбуждаются, в том числе, в замкнутых тороидальных магнитных системах, достигнутые высокие параметры должны поддерживаться в системе в течение длительного времени. Поддержание параметров — условий «горения» термоядерных реакций, необходимых для систем с положительным энергетическим выходом, — возможно только в режимах с улучшенным удержанием плазмы. Переходы в данный режим (H-режим) в тороидальных системах были открыты в 1982 году на токамаке ASDEX и к настоящему времени наблюдаются на большинстве крупных экспериментальных установок. В тороидальных установках (токамаках и стеллараторах) данные переходы представляют собой быстрые процессы, сопровождающиеся ростом запасённой в плазме энергии, электронной плотности и температуры плазмы и уменьшением радиального электрического поля и краевой турбулентности плазмы.

В работе произведено исследование влияния быстрого транспортного перехода на развитие турбулентности краевой плазмы стелларатора Л-2М (осцилляций магнитного поля). Исследовались сигналы магнитных зондов в краевой плазме стелларатора Л-2М (рис. 1) методами корреляционного и Фурье-анализа в обычном режиме и при переходе к улучшенному удержанию плазмы. Показано, что процесс быстрого транспортного перехода приводит к

упорядочению сигналов магнитных зондов, расположенных в различных диагностических сечениях вдоль обхода стелларатора, и одновременному уменьшению низкочастотной компоненты осцилляций магнитного поля при сохранении высокочастотной (рис. 2). Констатированному упорядочению колебаний сигнала отдельных магнитных зондов при переходе не соответствует распространение новых мод магнитных колебаний вблизи границы плазменного шнура.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта президента РФ №МК-5298.2016.8.

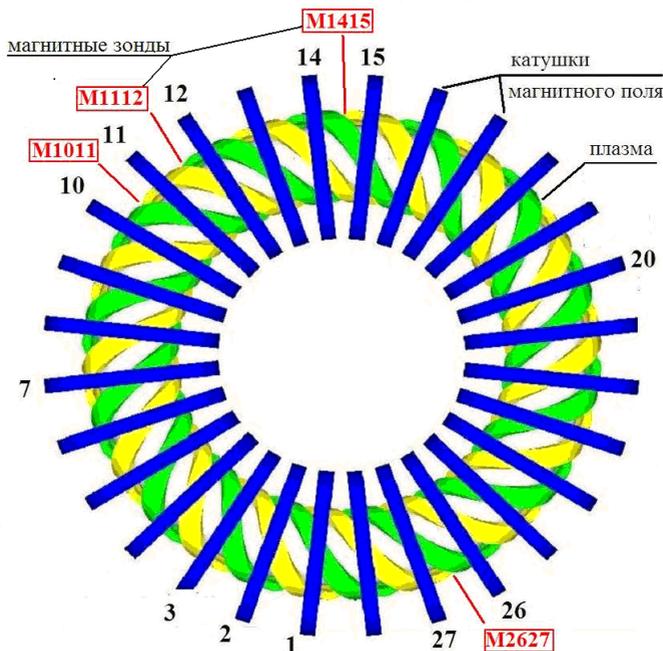


Рис.1. Схема расположения катушек магнитного поля и тороидальных магнитных зондов в стеллараторе Л-2М.

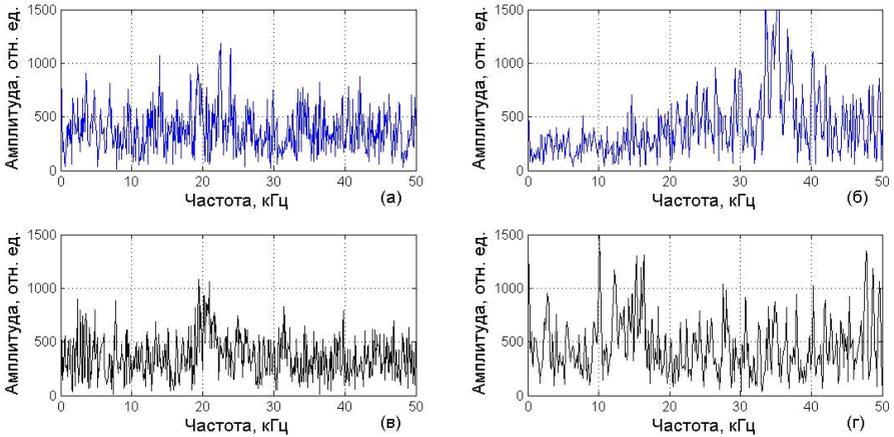


Рис. 2. Фурье-спектры сигналов зонда M1112 с переходом в режим улучшенного удержания (а, б) и без перехода (в, г) в моменты времени до (а, в) и после (б, г) перехода.

Литература

1. Skvortsova N.N., Batanov G.M., Borzosekov V.D. et al. 9th International Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications, Nizhny Novgorod – Perm – Nizhny Novgorod, July 24–30, 2014, proceedings. P. 125.
2. Мещеряков А.И., Гребенчиков С.Е., Васильков Д.Г. и др. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Тезисы докладов. С. 73 (2015).

СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫЙ ИОННО-ЗВУКОВОЙ СОЛИТОН

Габышев Д.Н.¹, Рухадзе А.А.^{1,2}

¹ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

+7-985-145-24-54, gabyshev-dmitrij@rambler.ru

Развивается полуаналитическая теория, описывающая форму солитона в неизотермической плазме как без учета захвата им электронов, так и с учётом этого захвата. Исследуется вопрос о форме солитона в зависимости от скорости его движения. Теория сопоставляется с широко известной слабо нелинейной теорией ионно-звуковых солитонов.

Уравнения гидродинамики неизотермической плазмы $T_e \gg T_i$ в 1D-случае записываются:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i), \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} &= -\frac{e}{M} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

где T_e , n_e и T_i , n_i — температура и концентрация, соответственно, электронной и ионной компонент плазмы, n_0 — равновесная концентрация, M — масса ионов, $\vec{v} \parallel x$. Решением системы (1) является функция Φ от разностного аргумента $\zeta = x - ut$, где $u = \text{const}$. Введением безразмерных переменных $F \stackrel{\text{def}}{=} e\Phi/T_e$, $\eta \stackrel{\text{def}}{=} \zeta/r_{De}$, $q \stackrel{\text{def}}{=} u/v_s > 1$ система (1) редуцируется до одного-единственного дифференциального уравнения с граничными условиями

$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} = e^F - \frac{1}{\sqrt{1 - 2F/q^2}}; \quad F|_{\eta=0} = F_m, \quad \left. \frac{\partial F}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad (2)$$

$$F|_{\eta \rightarrow \pm\infty} = 0,$$

чей порядок легко понизить на единицу. Поле солитона захватывает электроны, поэтому необходимо [2] ввести поправку

$\delta n \approx \frac{4}{3} \frac{n_0}{\sqrt{\pi}} F^{\frac{3}{2}}$ к их концентрации в (1), и вместо (2) имеем:

$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} = e^F - \frac{1}{\sqrt{1-2F/q^2}} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} F^{\frac{3}{2}}; \quad F|_{\eta=0} = F_m, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad F|_{\eta \rightarrow \pm\infty} = 0.$$

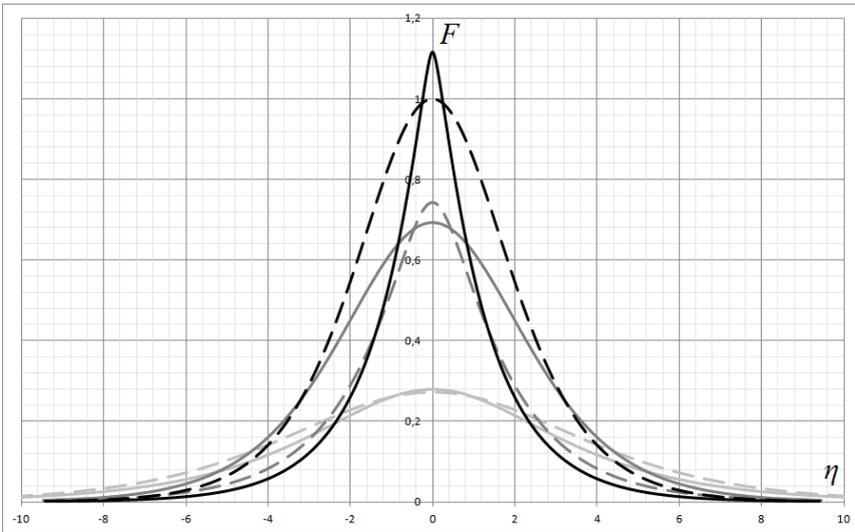


Рис. 1. Уединённое решение системы (1) без учёта захвата электронов: сплошные кривые — из сильно нелинейной теории (2), пунктирные — из слабо нелинейной теории [1–2] — при $q=1,5$ (чёрные), $q=1,3$ (тёмно-серые), $q=1,1$ (светло-серые).

На рис. 1 и 2 численное решение уравнений (2)–(3) приводится вместе с аналитическими результатами, получаемыми в рамках слабо нелинейной теории [Ошибка! Источник ссылки не найден., с. 320, 324–325]–[2, с. 205]. Характерно, что при одном и том же q оба рисунка дают более узкие решения, чем это предсказывается слабо нелинейной теорией. Кроме того, когда не учитыва-

ется захват электронов, вершины графиков решения имеют более высокий и острый пик, чем по слабо нелинейной теории. Во всех случаях наблюдается обратная пропорциональная зависимость ширины солитона, взятой на его полувысоте, от параметра q . Из сопоставления рис. 1 и 2 видно, что захваченные электроны существенно нейтрализуют поле солитона. Рис. 2 позволяет утверждать, что слабо нелинейная теория солитона с захватом электронов даёт существенно завышенный ответ при одинаковом q .

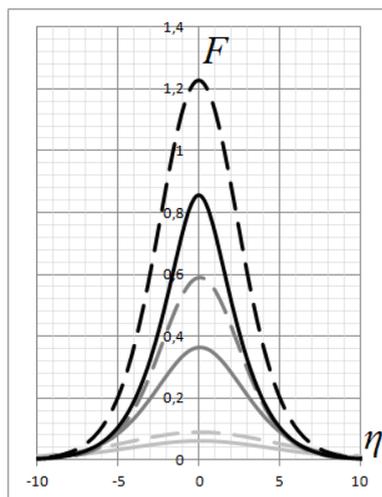


Рис. 2. Уединённое решение системы (1) с учётом захвата электронов: сплошные кривые — из сильно нелинейной теории (3), пунктирные — из слабо нелинейной теории [1–2] — при $q=1,5$ (черные), $q=1,3$ (тёмно-серые), $q=1,1$ (светло-серые).

Литература

1. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. Лекции по электродинамике плазмopodobных сред. — М.: Издательство МГУ. Физический факультет МГУ, 1999.
2. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Лекции по электродинамике плазмopodobных сред: Неравновесные среды. — М.: Физический факультет МГУ, 2002.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ (2+1) РЕЗОНАНСНОЙ УСИЛЕННОЙ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ (REMPI) АТМОСФЕРНОГО КИСЛОРОДА

Гончаров С.А., Рябчук С.В.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия
+7(916)367-00-74, goncharov.s94@mail.ru*

На сегодняшний день процесс REMPI представляет большой интерес в связи с возможностью применения в спектроскопии, а также из-за его влияния на нелинейные процессы в воздухе такие как филаментация. REMPI может приводить к значительному росту эффективности фотоионизации по сравнению с прямой многофотонной ионизацией (МФИ). Это связано с тем, что в результате наличия богатого колебательного спектра основных компонентов воздуха, молекулярного азота и кислорода, ионизация возможна через промежуточный метастабильный уровень, с дальнейшей одноквантовой ионизацией. Наибольший интерес представляет из себя REMPI в молекулах, где возможна двухфотонное возбуждение метастабильных уровней (2+1). В нашем случае для лазерного излучения на длине волны 248 нм ($h\nu \sim 5$ eV) к таким молекулам относится кислород ($E_{ion} = 12.06$ eV).

Для исследования ионизационных процессов в воздухе использовалась методика измерения проводимости плазмы σ , создаваемой лазерным импульсом, при значениях плотности электронов в диапазоне $N_e = 10^9 \div 10^{16}$ см⁻³. Подробнее эта методика описывается в работе [2]. В работе использовался Krf лазер EMG 160 MSC, генерировавший импульсы длительностью ~ 25 ns и энергией ~ 200 mJ. С целью обеспечения узкой спектральной полосы излучения, необходимой для исследования спектральной зависимости фотоионизации, одно из зеркал резонатора было заменено на вращающуюся дифракционную решётку. В результате этого 90% излучения лазерного импульса содержалось в узкой полосе (~ 0.001 nm), переestraиваемой в диапазоне 248.1÷248.5 нм. Проводимость плазменного канала, создаваемого лазерными импульсами измерялась в продольной геометрии. Лазерный импульс фокусировался в меж-

электродный промежуток $l = 7.85$ mm между двумя трубчатыми электродами с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 1$ m. К промежутку прикладывалось постоянное положительное напряжение $U = 1.4$ kV. В качестве сопротивления нагрузки использовалось входное сопротивление $R_{osc} = 50 \Omega$ цифрового осциллографа Tektronix TDS3054. Схема измерения была напрямую подключена к одному из BNC разъемов осциллографа. Аналогичная схема, работающая в холостом режиме (без создания плазменного канала), была соединена с другим каналом осциллографа. Записывая разность между двумя этими каналами, стало возможным сохранять отношение сигнал-шум достаточно высоким даже при низких плотностях электронов в плазме. Каждое измерение было усреднено по более 20 лазерным импульсам. Электронная плотность была вычислена с помощью известной связи проводимости σ с подвижностью электрона μ как $N_e = \sigma_{sp} / (e \cdot \mu)$. Схема измерения представлена на Рис. 1.

В эксперименте электронная плотность имела квадратичную зависимость от интенсивности лазерного излучения, что является типичным для (2+1) REMPI молекулярного кислорода. Спектральная зависимость выхода ионизации показана на Рис. 2.

Согласно данным из работы [1], мы предполагаем, что пиковая структура, изображенная на Рис. 1, представляет собой вращательную структуру ($3r\sigma_u$) $3\Pi_u$ ридберговского уровня. Благодаря эффекту ортогональности ожидается, что этот уровень должен иметь более высокую энергию, чем стандартные $3r$ ридберговские уровни. Согласно работе [1], этому уровню соответствует энергия 9.97 eV, что достаточно близко к величине удвоенного кванта $2h\nu \sim 10$ eV. Так как в литературе нет данных относительно величин колебательных и вращательных постоянных для $3\Pi_u$ уровня, полагая, что наблюдаемая в эксперименте пиковая структура относится к вращательной структуре нулевого колебательного уровня и используя правила отбора для двухфотонных переходов была рассчитана вращательная постоянная B' для уровня ($3r\sigma_u$) $3\Pi_u$: $B' = 1.83 \pm (0.03)$ cm^{-1} .

В заключении, экспериментально исследовалась спектральная зависимость (2+1) REMPI для молекулярного кислорода для узкополосного 248 nm лазерного излучения. Было получено, что ионизация происходит через промежуточные вращательные уровни

($3\sigma_u$) $3\Pi_u$ ридберговского состояния. Была измерена вращательная постоянная $B'=1.83 \pm (0.03) \text{ cm}^{-1}$ для этого уровня.

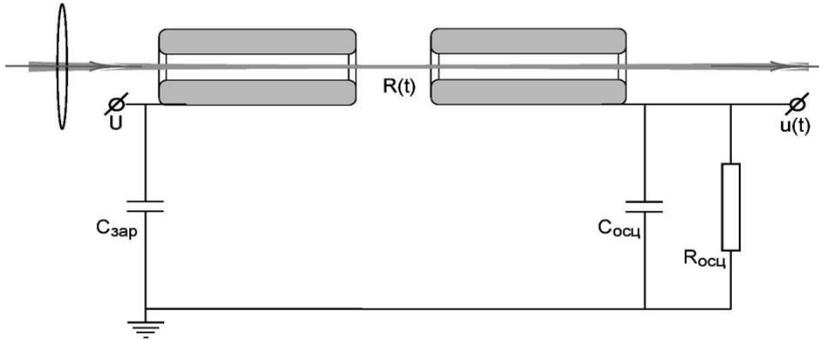


Рис. 1. Схема измерения.

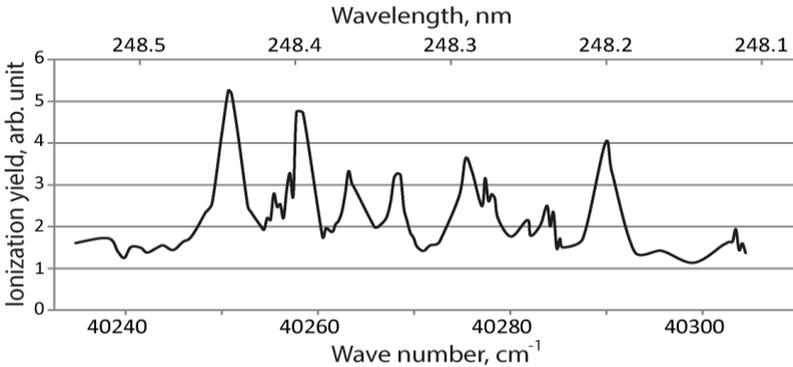


Рис. 2. Спектральная зависимость выхода ионизации для (2+1) REMPI молекулярного кислорода.

Литература

1. D.C. Cartwright, W.J. Hunt, W.A. Goddard III, et.al. “Theoretical and Experimental (Electron-Impact) Studies of Low Lying Rydberg States in O₂”, Phys. Rev. A, 8(5), 1973
2. V.D. Zvorykin, A.O. Levchenko, A.V. Shutov, et.al. “Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air”, Physics of Plasmas, 19(3), 2012

ПОЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

Гордеев В.П.^{1,2}

¹НИЯУ МИФИ, Москва

²ФИАН, Москва

+7 (962) 923 5759, vasya.gordeev@outlook.com

Использование мощных лазерных диодов в импульсном режиме работы имеет ряд преимуществ, так как, в отличие от непрерывного режима, мощность, падающая в ЛД и рассеиваемая в тепло заметно меньше, в следствии чего ЛД нагревается существенно меньше, что позитивно влияет на его время жизни и на выходные параметры. Так же ЛД в импульсном режиме имеет ряд важных применений в настоящее время, например, в области дальнометрии, медицины, обработки материалов, импульсной накачки твердотельных лазеров. Что влечёт за собой необходимость более детальных исследований работы ЛД в импульсном режиме, а также непрерывное улучшение их выходных характеристик (например – надёжности и мощности).

Поставленная нами задача сводится к проектированию и построению прототипа драйвера питания ЛД в импульсном режиме при комнатной температуре и большой импульсной мощности.

За основу для проектировки установки были взяты работы [1, 2]. В работе [1] предельная мощность в импульсном режиме составила около 140 Вт при длительности импульса 100 нс и токе 166 А для 4 мм лазерного диода. Так же было показано что в импульсном режиме, при частоте следования импульсов 100 Гц ВтАх ЛД на длине волны излучения 800 нм с длиной резонатора 3 и 4 мм были близки к линейным до мощности 50 — 60 Вт при токе накачки 45 — 60 А. В работе [2] были достигнуты мощности в 251 Вт при длительности импульса 53 нс и толке накачки 433 А, но при низкой эффективности, также в этой работе была представлена интересная схема питания ЛД на основе GaN транзистора.

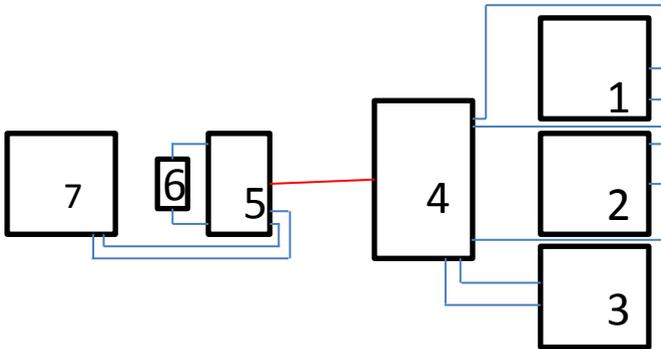


Рис. 1. Блок-схема установки: 1, 2, 3, 4 – схема импульсного питания лазерного диода; 5, 6, 7 – схема измерений. 1 – постоянный источник питания 12 В; 2 – источник варьированного питания (4 – 30 В); 3 – задающий генератор коротких импульсов (Г5-78); 4 – импульсный драйвер (с лазерным диодом); 5 – фотоприёмник (схема с фотоприёмником, включает в себя нагрузку 50 Ом); 6 – источник постоянного питания (9 В); 7 – осциллограф.

Для построения прототипа драйвера коротких импульсов ЛД был использован лазерный диод на AlGaAs/GaAs на 808 нм с длиной резонатора 3 мм. Измерения проводились при комнатной температуре и частоте следования импульсов 10 кГц. Схема установки приведена на рисунке 1. В результате измерений были получены данные о реальной длительности импульса ЛД, что позволило выявить некоторые проблемы в работе установки. Временная развёртка импульса света ЛД в сравнении с импульсом задающего генератора приведена на рисунке 2.

В дальнейшем возможно размещение элементов управления ЛД непосредственно на теплоотводящем элементе вблизи кристалла, это сократит длину проводников и, соответственно снизит паразитную индуктивность, приводящую к уширению длительности импульса и снизит задержку относительно задающего генератора. Таким образом за счёт снижения длительности импульса до 4-7 нс предполагается увеличить импульсную мощность до 250-300 Вт.



Рис.2. Временная развёртка импульса ЛД (треугольник) и задающего генератора (круг).

Литература

1. В.В. Безотосный и др. «Предельные параметры мощных однополосковых лазерных диодов диапазона 800-808 нм в импульсном режиме» //Физика и техника полупроводников, 2014, том 48, вып.1.
2. Compact high-current diode laser nanosecond-pulse source with high efficiency and 13 uJ output energy. Th. Hoffman, A.Klehr, A.Liero, G.Erbert and W.Heinrich.//Electronics Letters 8th Jan 2015, Vol. 51, No. 1, pp. 83-85

**ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА
НА ОСНОВЕ РЯДА НОВЫХ
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОМПЛЕКСОВ ТЕРБИЯ**

Горячий Д.О.¹, Ващенко А.А.^{1,2}, Уточникова В.В.²

*¹ Московский физико-технический институт (ГУ), г. Долгопрудный
² ФИАН, Москва*

8(926)78-26-269, goryachii@phystech.edu

Не смотря на то, что органические светоизлучающие диоды уже производятся многими крупными компаниями, интерес к ним растет с каждым годом. Среди множества задач по исследованию и улучшению фотофизических характеристик светодиодов существует необходимость в поиске и исследованию новых более эффективных люминесцентных материалов. Так, значительные результаты на сегодняшний день достигнуты в исследовании коллоидных наночастиц (квантовых точек) но у них есть свои недостатки: такие как токсичность и канцерогенные свойства. Альтернативой им являются комплексы лантанидов, которые также имеют узкие полосы люминесценции и в свою очередь не столь токсичны.

В данной работе нами было проведено исследование ряда новых синтезированных нами комплексов тербия, материалов обладающих близкой к 100% эффективности передачи энергии от лигандов к атому тербия. Поэтому существует возможность получить эффективную электролюминесценцию в светоизлучающих диодах с использованием этих новых комплексов. Кроме того, данные материалы обладают растворимостью в неагрессивном растворителе, этиловом спирте, что позволяет в перспективе опробовать нанесение люминесцентного слоя используя печатные технологии. В работе нами были изучены, пленкообразующие свойства новых материалов (пример на рис.1), их спектры поглощения и фотолюминесценции в растворах, а также созданы первые тестовые структуры органических светодиодов на их основе.

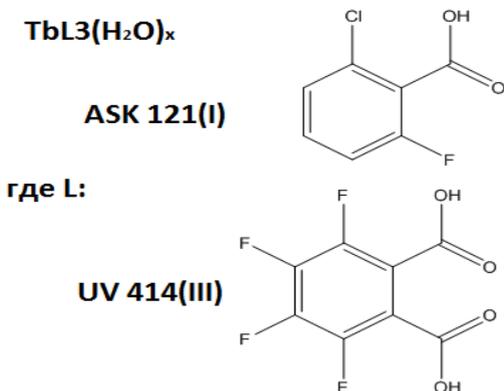


Рис. 1. Комплексы I и III

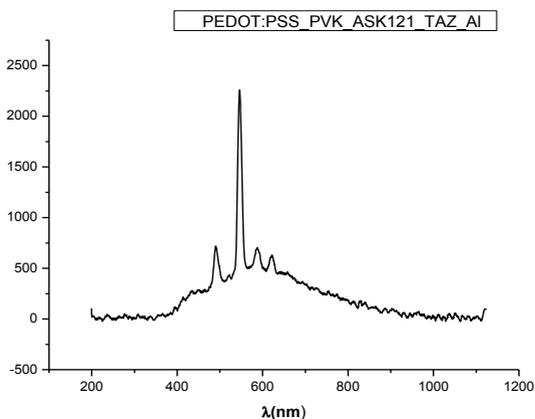


Рис. 2. Спектр электролюминесценции диода с комплексом ASK 121

Спектры поглощения показывают, что локальные максимумы поглощения исследуемых материалов приходятся на диапазон длин волн 250-300 нм. Это означает, что данные материалы являются широкозонными, что, по-видимому, объясняется короткими цепями сопряженных связей в лигандах комплексов.

Методом атомно-силовой микроскопии были изучены морфологические особенности поверхностей получаемых нами пленок новых комплексов тербия. Было установлено, что при центрифугировании образуются пленки толщиной порядка 10-15 нм с различной

среднеквадратичной шероховатостью от 0.5 нм - 3 нм, что следует учитывать при создании светодиодов.

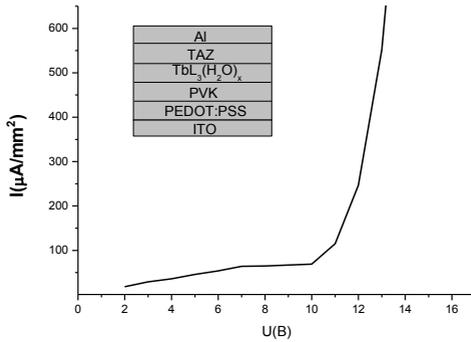


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика

Измеренные спектры фотолюминесценции растворов исследуемых комплексов демонстрируют характерную для атома тербия люминесценцию, с главным максимумом на 545 нм, обусловленную 5D_4 - 7F_5 переходом. Это может свидетельствовать о том, что в комплексах происходит эффективная передача энергии от лигандов к лантаноиду.

Для тестирования в качестве электролюминесцентных материалов нами был изготовлен ряд светодиодов на основе исследуемых комплексов. Простейшие прототипы со структурой ITO/PEDOT:PSS/PVK/Tb(L)₃/Al демонстрировали очень высокие токи при низких напряжениях 2-5 В, что свидетельствует о несбалансированности дырочных и электронных токов носителей заряда в структуре светодиода. Для улучшения характеристик структур введен дырчоблокирующий слой TAZ, что привело к существенному снижению рабочих токов устройств. У ряда прототипов светодиодов помимо характеристических линий излучения тербия был зафиксирован дополнительный максимум электролюминесценции в области 402 нм, что соответствует излучению транспортного слоя PVK, что можно объяснить неполным переносом энергии от PVK

на светоизлучающий комплекс. В случае с образцами $Tb(L)_3$ (рис. 1) наблюдается полный перенос энергии от PVK (рис.2). На вольт-амперной характеристике диода ASK 121 (рис. 3) можно выделить два режима проводимости: режим ограниченный инжекцией и режим ограниченный объемным зарядом.

В работе нами были изучены, пленкообразующие свойства новых материалов на основе тербия, их спектры поглощения и фотолюминесценции в растворах, а также впервые получена электролюминесценция органического светодиода на основе одного из них. Работы по усовершенствованию структуры созданного светодиода ведутся нами в настоящее время.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ДВУПОЛОСНОЙ ХеСl/ХеВr-ЭКСИЛАМПЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ОТ ДИНАМИЧЕСКОГО СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ

Диденко М.В.¹

¹*Национальный исследовательский томский государственный университет, г. Томск
mari.dm28@mail.ru*

Эксилампы барьерного разряда сегодня широко применяются в научных исследованиях и промышленности.

Внедрение эксиламп предполагает проведение исследований, нацеленных на оптимизацию режимов их работы в условиях длительной эксплуатации, к которым относятся состав газовой смеси, условия возбуждения, температура рабочего газа и колбы эксилампы, выбор режимов охлаждения (воздушное или водяное) и, помимо всего прочего, упрощение процедуры их изготовления. И в этом случае, в частности, необходимы методы экспресс-контроля мощности излучения эксиламп, в которых не используется дорогое и сложное оборудование (фотоприёмники, осциллографы, спектрофотометры).

Как было показано в работах [1, 2, 3], выбор режима работы эксилампы можно осуществлять, регистрируя термодинамические параметры прибора. Для этого газовая смесь рассматривается как термодинамическая система, повышение температуры которой (при включении и в ходе работы) происходит при постоянном объеме (изохорный процесс). Как показали наши исследования, такой подход позволяет выбирать эффективный режим работы эксиламп, фиксируя лишь временной ход величины давления в эксилампе в самых разных условиях.

В настоящей работе предложенный подход использован для определения баланса энергии в эксилампе, в которой формируется интенсивное многополосное излучение в тройной смеси Хе-Вr₂-Сl₂.

По сравнению с бинарными смесями, в тройных смесях, как показывают плазмохимические оценки и расчёты, происходит существенное разветвление каналов передачи энергии, увеличение ко-

личества реакций тушения одних рабочих молекул другими и промежуточными частицами и т.д. Что существенно усложняет применение плазмохимических расчётов для определения оптимальных условий возбуждения эксиламп [4].

При зажигании разряда за характерное время $\tau \sim 100$ мс в колбе происходит т.н. «быстрый» скачок давления равный по величине $p_0 + \Delta p_1$, где p_0 – начальное давление смеси, а Δp_1 – т.н. амплитуда «быстрой» составляющей скачка давления. Величина τ зависит от состава и давления смеси. При $t > \tau$ рост давления замедляется: разогретая смесь начинает нагревать стенки колбы лампы. Таким образом, о выделяемой в плазме энергии (за вычетом энергии, потраченной на люминесценцию) можно судить по величинам τ и Δp_1 .

Регистрировали величину динамического скачка давления и энергетическую светимость лампы при включении. Известно, что тепловая мощность W , рассеиваемая в коаксиальной эксилампе БР пропорциональна $\Delta p_1/p_0$, где Δp_1 – динамический скачок давления, p_0 – стартовая величина давления до включения лампы.

Зная величины p_0 и Δp_1 , можно определить тепловую мощность, выделяемую в плазме коаксиальной эксилампы БР в ходе термодинамического изохорного процесса [2, 3]:

$$W \approx \frac{12 \cdot \xi \cdot \Delta p_1 \cdot V \cdot T_0}{p_0 \cdot d^2} \approx \frac{\Delta p_1}{p_0},$$

То есть характеризовать W можно величиной $\Delta p_1/p_0$. Эта величина соответствует условиям максимальной эффективности излучения эксилампы.

Смеси сравнивали между собой при одинаковых значениях $\Delta p_1/p_0 \sim 0.37$. Это значение выбрано в силу того, что ему приблизительно соответствуют наибольшие величины средней мощности и эффективности излучения. Результаты проведенных измерений позволяют сделать вывод о том, что данные о временном ходе давления в эксилампе в момент её включения позволяют объективно оценивать условия достижения максимальной эффективности излучения не только однополосных, но многополосных эксиламп. В частности показано, что в оптимальных условиях эффективность и средняя мощность излучения при переходе от однополосного излу-

чения к многополосному снижаются на несколько процентов, и эффективность излучения ХеВг-эксилампы примерно на 10% ниже, чем у ХеСl-эксилампы.

Литература:

1. Автаева С.В., Жданова О.С., Пикулев А.А., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Новые направления в научных исследованиях и применении эксиламп. Томск: STT, 2013. 246 с.

2. Цветков В.М., Пикулев А.А., Соснин Э.А., Авдеев С.М., Тарасенко В.Ф. Исследование динамического скачка давления в эксилампах барьерного разряда // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 53–57.

3. Пикулев А.А., Цветков В.М., Соснин Э.А., Панарин В.А., Тарасенко В.Ф. Исследование термодинамических процессов в эксилампах методом скачка давления (обзор) // Приборы и техника эксперимента. 2012. №5. С. 3–15.

4. Автаева С. В., Соснин Э. А., Саги Б., Панарин В. А., Рахмани Б. Влияние концентрации хлора эффективность излучения ХеСl оксиплексной лампы // Физика плазмы. 2013. Т.39. №9. С. 862–872.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В НЕЛЕГИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

*Дмитриев Е.А., Козлов С.Б., Крадько В.А., Березина Е.А.,
Перин А.С., Рябчёнок В.Ю.*

*Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, г. Томск
D.e.a_03@mail.ru*

Распространение светового поля в оптически нелинейной среде может сопровождаться эффектами его пространственного самовоздействия, что приводит к изменению характера его дифракции [1]. В кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) фоторефрактивная нелинейность приводит к самодефокусировке световых пучков. Однако в нелинейный отклик кристалла может вносить вклад и пироэлектрический эффект, что делает возможными явления самофокусировки таких пучков и формирования в ниобате лития светлых пространственных солитонов [2, 3]. Волноводные элементы и системы, сформированные в LiNbO_3 за счет вклада пироэлектрического эффекта, могут храниться в нем длительное время, что представляет практический интерес в плане реализации полностью оптических элементов фотоники [4].

Целью данной работы являлось исследование влияния пироэлектрического эффекта на характеристики дифракции светового поля и формирования планарной волноводной структуры в нелегированном образце кристалла ниобата лития.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. В эксперименте используется номинально чистый кристалл LiNbO_3 с размерами $4 \times 10 \times 4$ мм³ вдоль осей X, Y, Z соответственно.

Источник излучения – непрерывный твердотельный лазер YAG:Nd^{3+} с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и выходной мощностью до 50 мВт. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле. На входную плоскость кристалла излучение фокусируется цилиндрической линзой (ширина пучка в направлении оси Z ~ 15 мкм). Световой пучок распространяется в кристалле вдоль оси Y. Изображения входной и выходной плоскостей образца

проецируются на анализатор лазерных пучков изображающей линзой. С помощью элемента Пельтье, на котором размещался кристалл, осуществлялся нагрев образца.

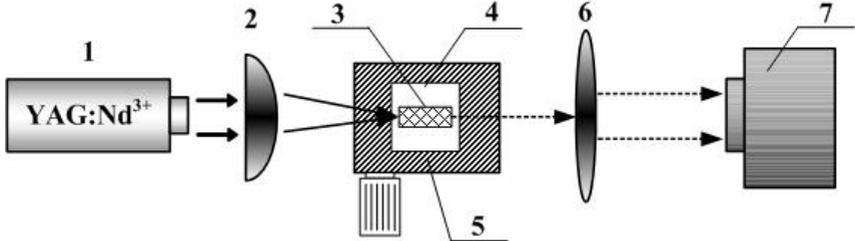


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 - источник лазерного излучения, 2 - цилиндрическая линза, 3 - образец LiNbO₃; 4 - элемент Пельтье; 5 - трехкоординатный микрометрический столик; 6 - изображающая линза; 7 - анализатор лазерных пучков

На рисунке 2 представлены картины распределения интенсивности световых полей, соответствующих изображениям с входной (а) и выходной (б, в, г) плоскостей кристалла в разные моменты времени.

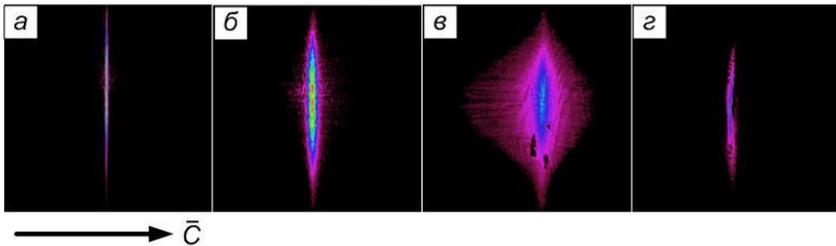


Рис.2. Картины распределения световых полей на входной (а) и выходной (б, в, г) плоскостях кристалла в начальный момент времени в линейном (б) и нелинейном (в, г) режиме дифракции

Приведенные картины показывают, что в линейном режиме наблюдается обычное дифракционное уширение светового поля (рис. 2 б, оптическая мощность 0,5 мВт). С течением времени проявляется нелинейное уширение картины светового поля вдоль направления, параллельного оптической оси кристалла (рис. 2 в). Нагрев образца до температуры 76 °С приводит к компенсации ли-

нейного и нелинейного дифракционного уширения светового поля и на заключительном этапе характерные размеры элементов светового поля становятся практически такими же, как и на входной плоскости кристалла (рис. 3 г). Время, необходимое для полной компенсации дифракции светового поля при указанной мощности излучения и температуры кристалла, составляет около 2 минут.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках базовой части Госзадания № 2014/225 на 2016 г. и проектной части (работа № 3.878.2014/К).

Литература

1. Petrov M.P. et al. // Berlin: Springer-Verlag. 1991. 275 P.
2. Safioui J. et al. // Optics Express. 2009. Vol. 17. No 24. P. 22209-22216.
3. Perin A.S. et al. // Physics of Wave Phenomena. – 2016. – Vol. 24. – No. 1. – P. 1-4.
4. Shandarov V. et al. // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 70. – P. 754–757.

ФАЗОВАЯ ДЕМОДУЛЯЦИЯ ПРИ ПОПУТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Злобин А.О., Шмидт А.А., Буримов Н.И., Шандаров С.М.

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск
+79069500915, zlobin.tusur@yandex.ru*

Вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик был обнаружен в кристалле титаната висмута среза (100) с использованием эффекта фазовой демодуляции при встречном взаимодействии сильной стационарной волны накачки со слабой фазово-модулированной сигнальной волной [1].

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований эффекта фазовой демодуляции при попутном взаимодействии световых волн в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) среза (110) и его теоретического анализа, проведенного с учетом флексоэлектрического вклада.

Эксперименты проводились на длине волны 633 нм в образце BSO среза (110) с толщиной $d = 2,64$ мм на установке, позволяющей изменять ориентацию векторов линейной поляризации взаимодействующих волн и задавать значения пространственного периода фоторефрактивной голограммы Λ в пределах от 0,6 до 1,2 мкм (рис. 1).

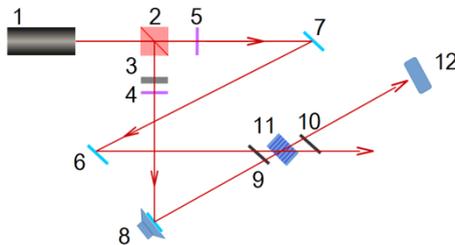


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 — He-Ne лазер; 2 — делительный куб; 3 — светофильтр; 4,5 — четвертьволновые пластины; 6,7 — зеркала; 8 — зеркало, осциллирующее с частотой Ω ; 9,10 — поляризаторы; 11 — образец BSO среза (110); 12 — фотодиод.

Выходной сигнал фазовой демодуляции регистрировался осциллографом Tektronix TDS 2012C на сопротивлении нагрузки фотодиода и фиксировался в цифровом виде компьютерной системой обработки данных, которая позволяла аппроксимировать его разложением на гармоники с частотами Ω , 2Ω , 3Ω и 4Ω . Пример типичной осциллограммы приведен на рис. 2, где точками представлены значения измеряемого сигнала, а сплошной линией — аппроксимирующая кривая.

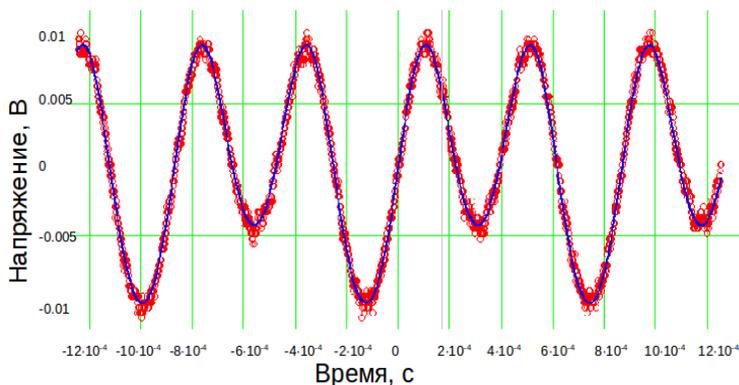


Рис.2. Осциллограмма выходного сигнала фазовой демодуляции

Получено, что для $\Lambda = 0,6$ мкм максимальные значения относительных амплитуд глубины модуляции интенсивности сигнального пучка на первой и второй гармониках составили, соответственно, $M^{(\Omega)} = 0,0034$ и $M^{(2\Omega)} = 0,0083$. Проведенный теоретический анализ по методике, используемой в работах [1, 2], показал, что наличие сигнала на первой гармонике частоты модуляции, сравнимого по амплитуде с сигналом на частоте 2Ω , свидетельствует о существовании заметного флексоэлектрического вклада в фоторефрактивный отклик в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при исследованном попутном двухпучковом взаимодействии.

Литература

1. Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И., Сюваева О.С., Каргин Ю.Ф., Петров В.М. Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокри-

статле титаната висмута // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95, вып. 12. С. 699–702.

2. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V.M., Kargin Yu.F. Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillenite crystals under phase modulation of signal beam // Phys. Wave Phenomena. 2009. V.17, No 1. P. 39–44.

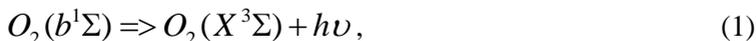
КИНЕТИКА АКТИВНОЙ СРЕДЫ КИСЛОРОДНОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Инсанов А.С.¹, Загидуллин М.В.¹

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева, Самара
+79379945012, ainlolcat@gmail.com*

В последнее время лазерные системы с оптической накачкой привлекают значительное внимание. Главное преимущество таких систем это преобразование некогерентного света различных источников (таких как лазерные диоды) в когерентное лазерное излучение. Были реализованы лазеры с оптической накачкой на парах щелочных металлов [1] и благородных газах [2]. Была предложена схема оптической накачки на основе возбуждения йода на переходе ${}^2P_{1/2}$ - ${}^2P_{3/2}$ с последующей передачей энергии молекулам кислорода [3].

Кислородный лазер на переходе b-X был впервые предложен в 1971 году [4]. В данной работе рассмотрена кинетика активной среды кислородного лазера, состоящей из смеси газов O_2 , I_2 , He, H_2O и показана возможность достижения инверсной заселенности для создания лазера на переходе b-X:



где $O_2(b^1\Sigma)$ - молекулы кислорода во втором электронно-возбужденном состоянии, $O_2(X^3\Sigma)$ - молекулы кислорода в основном состоянии.

На рисунке 1 представлена принципиальная схема кислородного лазера с оптической накачкой.

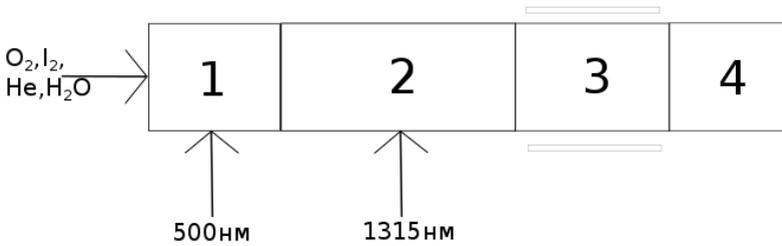
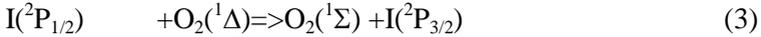
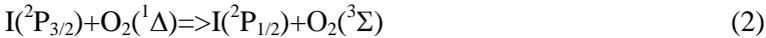


Рис. 1. Принципиальная схема лазера на переходе b-X с оптической накачкой

Накачка происходит в два этапа. На первом этапе смесь облучается на полосе 500нм, что приводит к частичной диссоциации молекулярного йода. На втором этапе смесь подвергается облучению на длине волны 1315нм, что приводит к возбуждению атомарного йода: $I(^2P_{3/2}) + \text{фотон} \Rightarrow I(^2P_{1/2})$. Затем в результате двух последовательных реакций происходит возбуждение молекулы кислорода до состояния $O_2(b^1\Sigma)$:



Кинетическая схема (2), (3) для получения инверсной населенности на переходе (1) была впервые предложена в работе [5]. Были произведены расчеты при различных концентрациях воды, доле кислорода в потоке, давлении, мощности излучения на этапе 2. При давлении 37 торр, температуре 300К, доле кислорода 30% и доле воды 10^{-5} от доли кислорода, мощности излучения в первой секции 20 Вт/см² и 5000 Вт/см² во второй секции, достигается доля синглетного кислорода в состоянии $O_2(b^1\Sigma)$ около 70% от общего количества кислорода и поток около 0.4 ммоль/см²/с. Как было показано в работе [5], такого содержания кислорода $O_2(^1\Sigma)$ достаточно для получения инверсной населенности и лазерной генерации на переходе (1). Анализ показывает, что дальнейшее увеличение мощности излучения на длине волны 1315 нм практически не увеличивает поток синглетного кислорода. Увеличение давления приводит

к увеличению потока $O_2(b^1\Sigma)$, однако снижает долю синглетного кислорода в состоянии $O_2(b^1\Sigma)$. Так как реакция (4) ведет к дезактивации $O_2(^1\Delta)$, то содержание воды очень критично для получения инверсной населенности в кислородном лазере. Например, при увеличении доли воды по отношению к кислороду с 10^{-5} до 10^{-4} , концентрация СК на выходе уменьшается примерно в 4 раза, а при увеличении до 10^{-3} примерно в 40 раз.

Литература

1. W.F. Krupke. «Diode pumped alkali lasers (DPALs)-A review». Progress in Quantum Electronics. Т.36. С.4-28 (2012)
2. J. Han, M.C. Heaven. «Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms». Optics Letters. Т.37. С.2157-2159 (2012)
3. M.V. Zagidullin, M.S. Malyshev, V.N. Azyazov. «Kinetics of an oxygen-iodine active medium with iodine atoms optically pumped on the $^2P_{1/2}$ - $^2P_{3/2}$ transition». Quantum Electronics. Т.45. С.720-724 (2015)
4. V.S. Zuev, L.D. Mikheev. «Origin inversion in the b-X and a-X system of molecular O_2 ». Kratk. Soobshch. Fiz. Т.8. С.31-36 (1971)
5. M.B. Knickelbein, K.L. Marsh. «A Proposed Chemically Pumped Laser Based on the $b \rightarrow X$ Transition in O_2 ». IEEE Journal of Quantum Electronics. Т.24. №7. С.1278-1288 (1988).

ИЗУЧЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕ- КУНДНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ «КАНАЛ-2»

***Качинский В.К.¹, Пузырёв В.Н.¹, Стародуб А.Н.¹, Фроня А.А.^{1,2},
Якушев О.Ф.¹***

¹ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, г. Москва

²ФГАОУ ВПО Национальный исследовательский ядерный университет
МИФИ, Москва

+7(916)685-61-78, mreuil77@mail.ru

В настоящее время методы диагностики плазмы находят широкое применение в самых различных областях, например, физика высоких плотностей энергий, моделирование астрофизических явлений [1,2,3]. Все чаще данные методы используются для исследований в биологии и медицине [4].

Плазма, получаемая в результате взаимодействия лазерного импульса высокой интенсивности с материалом мишени, имеет свои особенности – в частности, она имеет небольшой размер, который ограничен объемом экспериментальной камеры, а также, характеризуется малым временем жизни, которое, как правило, определяется длительностью лазерного импульса. Более того, условия возникновения лазерной плазмы, а следовательно, и её свойства, зависят от условий воздействия лазерного излучения на мишень. В связи с этим существует необходимость создания экспериментальных диагностических методик, позволяющих получать максимум информации о происходящих в плазме процессах.

Спектр излучения лазерной плазмы очень широк, однако, максимум излучательной способности приходится на рентгеновский диапазон. Исследование данного диапазона позволяет получить информацию о таких важных характеристиках плазмы, как электронная температура, плотность, распределение электронов по скоростям, а также о развитии различных неустойчивостей в плазме [5]. Актуальным направлением также является развитие методик, позволяющих изучать распределение светимости плазмы с высокими пространственным, временным и спектральным разрешениями. Важность таких исследований заключается в том, что при облучении мишеней, различных по составу и плотности, мощным

лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{12} - 10^{14} Вт/см² электронная температура образующейся плазмы может достигать нескольких кэВ. При этом изучение различных распределений (углового, временного, спектрального) рентгеновского излучения такой плазмы позволяет судить об эффективности поглощения лазерной энергии, о характере распределения плазменного факела в пространстве, а также характере протекания различных нелинейных процессов, развивающихся при взаимодействии излучения с плазмой.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по взаимодействию излучения неодимового лазера наносекундной длительности с управляемой когерентностью с различными типами твердотельных мишеней (Al, Mg, Be, Cu, Gd). Эксперименты проводились на диагностическом комплексе лазерной установки «Канал-2» [6]. В результате проведенных экспериментов были получены такие данные, как размеры излучающих областей плазмы в спектральных диапазонах 180-200 Å, $\lambda \leq 9 \text{Å}$, ионный состав плазмы, временное поведение импульса рентгеновского излучения плазмы, электронная температура плазмы.

Литература

1. Remington B.A., Kane J., Drake R.P., Glendinning S.G., Estabrook K., London R., Castor J., Wallace R.J., Arnett D., Liang E., McCray R., Rubenchik A., and Fryxell B. Supernova hydrodynamics experiments on the Nova laser. Phys. Plasmas. 1997, Vol. 4, No. 5, P. 1994.
2. Koenig M., Benuzzi A., Philippe F., Batani D., Hall T., Grandjouan N., and Nazarov W. Equation of state data experiments for plastic foams using smoothed laser beams. Phys. Plasmas. 1999, Vol. 6, No. 8, P. 3296.
3. Астрономия. Рентгеновское излучение Солнца и других космических объектов. Итоги науки и техники. Астрономия. Т.9. - М.: ВИНТИ. 1974.
4. Рентгеновская оптика и микроскопия: пер. с англ.// Под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. – Москва: Мир. 1987.
5. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Диагностика плотной плазмы. // Под ред. Н.Г.Басова – М.: Наука. 1989.

6. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., and Starodub A.N. Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation. Journal of Russian Laser Research. 2004, Vol. 25, 1, P. 79.

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНЫХ ЧАСТОТ СО- И СО₂- ЛАЗЕРОВ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ УГЛА ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА В КРИСТАЛЛЕ AgGaSe₂

Киняевский И.О.¹, Будилова О.В.¹, Ионин А.А.¹, Климачев Ю.М.¹,
Козлов А.Ю.¹, Котков А.А.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва
тел. +79261315518, e-mail: kigor@sci.lebedev.ru

Генерация суммарных и разностных частот излучения СО- и СО₂-лазеров в нелинейных кристаллах ZnGeP₂, GaSe и AgGaSe₂ исследовалась в широкой спектральной области от 2,5 до 16,6 мкм [1, 2]. В работе [1] продемонстрировано, что среди рассматриваемых кристаллов наибольшая эффективность генерации разностных частот (ГРЧ) СО- и СО₂-лазеров в область длин волн больше 11 мкм достигалась в кристалле AgGaSe₂. Поэтому в данной работе исследуются особенности формирования спектра ГРЧ СО- и СО₂-лазеров в этом кристалле.

Для исследования ГРЧ в кристалле AgGaSe₂ применялась лазерная система, подробно описанная в [2]. Данная лазерная система состояла из СО- и СО₂-лазеров низкого давления с синхронной модуляцией добротности лазерных резонаторов. Излучение лазерной системы представляло собой последовательность импульсов длительностью ~1 мкс, следующих с частотой ~100 Гц, и пиковой мощностью ~2 кВт. Спектр излучения СО-лазера состоял из нескольких десятков линий в интервале длин волн 5,0 – 6,4 мкм. В спектре СО₂-лазера имелись две сильные линии с длиной волны 9,3 и 9,6 мкм, в которых содержалось ~85% всей мощности излучения, и несколько слабых линий. Излучение лазерной системы фокусировалось в нелинейный кристалл AgGaSe₂ линзой из ZnSe с фокусным расстоянием 18 см. Излучение, вышедшее из кристалла, направлялось через систему фильтров, подавляющих излучение накачки и пропускающих излучение с длиной волны выше 11 мкм, в спектрометр ИКС-31, оснащённый высокочувствительным фотодетектором.

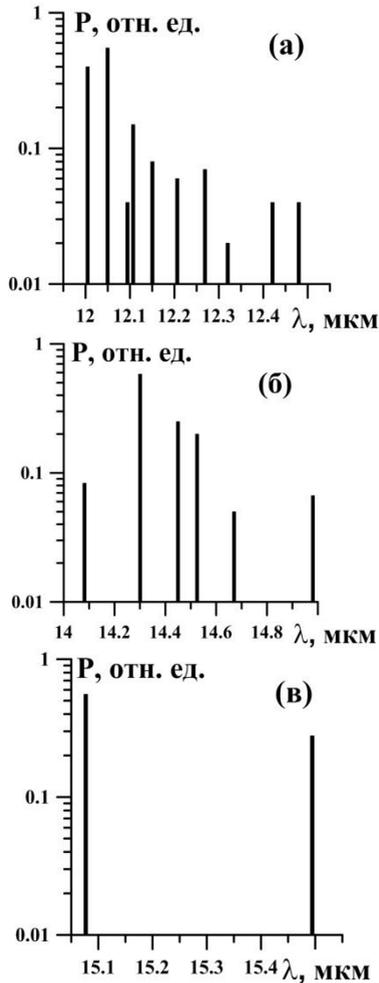


Рис.1. Измеренные спектры излучения ГРЧ CO_2 - и CO_2 -лазеров, полученные в кристалле AgGaSe_2 при углах фазового синхронизма $55,6^\circ$ (а), $67,7^\circ$ (б) и $71,5^\circ$ (в)

Измеренный спектр ГРЧ, полученный при угле фазового синхронизма (ФС) $55,6^\circ$, состоял из десятка линий в интервале длин волн от 12,0 до 12,5 мкм (Рис. 1а). При увеличении угла ФС спектр ГРЧ смещался в длинноволновую часть спектра, при этом число линий в спектре ГРЧ уменьшалось (см. Рис. 1). Одна из причин

уменьшения числа спектральных линий связана с уменьшением ширины ФС при приближении к углу ФС 90°. Вторая причина связана с уменьшением мощности и числа линий на высоких колебательных переходах СО лазера, которые участвуют в формировании длинноволнового спектра ГРЧ. Например, при угле ФС 71,5° спектр ГРЧ насчитывал всего две линии с длинами волн 15,1 мкм и 15,5 мкм (Рис. 1в).

Проведено сравнение измеренных углов ФС с расчётными значениями (Рис. 2). Измеренные углы ФС соответствовали максимуму мощности ГРЧ на заданных длинах волн. Расчёты проводились для двух сильных линий СО₂-лазера 9,3 мкм и 9,6 мкм, при этом длина волны излучения СО-лазера бралась из интервала длин волн от 5 до 7 мкм.

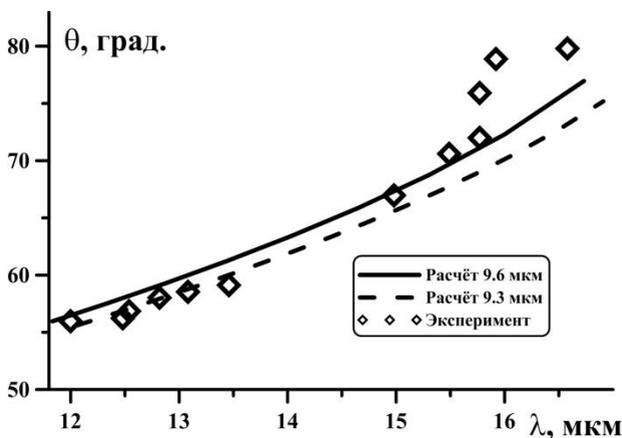


Рис.2. Угол фазового синхронизма от длины волны излучения ГРЧ в нелинейном кристалле AgGaSe_2 для разных длин волн накачки

При ГРЧ на длинах волн до 15,5 мкм значения измеренных углов ФС хорошо согласуются с расчётными (Рис. 2), но при дальнейшем увеличении длины волны измеренные углы ФС значительно больше расчётных. Это, по-видимому, связано с поглощением излучения на больших длинах волн в кристалле AgGaSe_2 , что изменяет дисперсию кристалла и ограничивает максимальную длину волны ГРЧ СО- и СО₂-лазеров вблизи 16 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российским научным фондом, грант № 16-19-10619.

Литература

1. А.А. Ионин, И.О. Киняевский, Ю.М. Климачев, А.А. Котков, Оптика и спектроскопия. Т. 119. С. 381 (2015)
2. O.V. Budilova, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy et.al., Optics Comm., Vol. 363. P. 26 (2016).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПИРАМИДЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ УЧЕБНЫХ 3D ДЕМОНСТРАЦИЙ

Ковальковский О.С., Шнычкин С.А., Колодяжный А.А.

¹*Астраханский Государственный Университет, Астрахань
+79275776065, syntrax1@mail.ru*

Всем знакомо понятие «информация». Практически все в этом мире завязано на нем. Газетные выписки, время на часах, стук сердца в груди — все является для нас информацией. Однако, наиболее важным источником получения информации является ее визуальное восприятие. По разным данным, от 70% до более 90% информации человек получает с помощью зрения. Безусловно, есть множество вариаций представить ее визуально, но привычные нам способы, в основном, имеют один минус — неспособность передать информацию в исходном виде, в том объеме и динамики, как она существовала изначально, как была задумана автором. Поэтому возникает вопрос об изменении способов подачи информации, повышающих ее восприятие. Одной из таких возможностей является объемный способ представления информации. Голография в своем изначальном виде достаточно трудоемка. Одним из простых и дешевых псевдоголографических устройств является так называемая голографическая пирамида, имеющая при наличии грамотного освещения те же возможности, что и голография.

Предполагается следующее использование голографической пирамиды. Богатейший научно-иллюстративный материал – презентации, электронные постеры, научные фильмы, видеозаписи опытов и так далее, в настоящее время, как правило, представлены лишь в плоской – 2D проекции. Но у ряда людей существуют сложности с пространственным воображением – с переходом от плоского рисунка к его объемному представлению. Часто такие ситуации возникают при изложении материала различных разделов физики. Приведем пример – при объяснении работы крутильных весов (опыт Кулона), когда изображаешь на доске конструкцию крутильных весов (рис. 1). При внесении Кулоном шарика весы притягивались и поворачивались на определенный угол, этот поворот коромысла изображен штриховкой. Студенты часто задают во-

прос: «А что шарик вниз отклоняется?» «Нет, вращение шарика происходит в горизонтальной плоскости». Но на плоском рисунке это видно недостаточно наглядно. Поэтому возникает необходимость визуализировать и осуществить переход от двухмерного к трехмерному изображению. Для повышения наглядности, лучшего усвоения учебного материала авторы предлагают использовать 3D проекции, полученные на основе голографической пирамиды, в которой можно продемонстрировать любой объект, предварительно прорисовав его с помощью программного обеспечения в 3D [2].

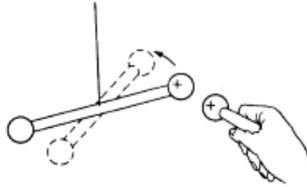


Рис. 1. По материалам работы [1]

Некоторые слайды, фильмы необходимо будет переснять, с учетом возможности воспроизведения 3D моделей, однако, благодаря более наглядному способу донесения информации студентам и ученикам будет легче освоить учебный материал, а также применить его в будущем.

Литература

1. Д. Джанколи. Физика в двух томах. М., «Мир», Том 2. 1989.
2. О.С. Ковальковский, С.А. Шнычкин, А.А. Колодяжный, О.М. Алыкова, В.В. Смирнов, А.В. Рыбаков. Разработка 3D лаборатории физики и электроники. Сборник материалов Молодежной научно-практической конференции «Инновационное предпринимательство»: доклады молодых ученых в рамках программы «Участник молодежного научно-инновационного конкурса» («УМНИК») (г. Астрахань 11–13 ноября 2015 г.) / сост. М. В. Лозовская, А. Г. Баделин. – Астрахань: Астраханский государственный университет, Издательский дом «Астраханский университет», 2015. – С 172-174.

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЁНОК ОКСИДА КРЕМНИЯ (IV) SiO_2 МЕТОДОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ВЫХОДНОЙ ГРАНИ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaAs/GaAlAs

***Козырев А.А.*^{1,2}**

¹НИЯУ МИФИ, Москва

²ООО «НПП «Инжест»

Тел: +79271250631; e-mail: 89271250631@yandex.ru

Основной проблемой, ограничивающей мощность и время наработки полупроводниковых лазеров на основе соединений GaAs/GaAlAs является разрушение выходного зеркала излучающего кристалла под воздействием оптического излучения. Для защиты выходного зеркала от окружающей среды используют материалы с высокой лучевой прочностью, такие как оксид алюминия Al_2O_3 и оксид кремния SiO_2 [1]. При этом, актуальной задачей является получение тонких плёнок указанных выше материалов с максимальной плотностью и минимальным коэффициентом поглощения. Для того, чтобы коэффициент экстинкции плёнки был минимальным, необходимо соблюдение стехиометрии её состава. Для этого в существующих методах вакуумного осаждения оксидных плёнок на сколотую грань кристалла GaAs применяют ионное ассистирование в среде кислорода, а также ионное и магнетронное распыление. При этом кристалл арсенида галлия подвергается воздействию отражённых и рассеянных ионов и нейтрализованных молекул кислорода в течение всего времени роста, до тех пор пока не произойдёт коалесценция всех критических зародышей на поверхности и не образуется сплошная плёнка. Образующиеся в это время оксиды галлия и мышьяка на поверхности полупроводниковой гетероструктуры являются безизлучательными центрами рекомбинации. Наличие таких дефектов приводит к дополнительному разогреву излучающей грани и снижению пороговой мощности лазера. Целью данной работы было исследование возможности получения плотных непоглощающих оксидных плёнок вакуумным напылением в бескислородной среде.

Для получения непоглощающих плёнок оксида кремния и оксида алюминия использовалась установка ионно-лучевого распыления. В качестве рабочих газов использовался Ag и N₂. Распыление мишени из оксида алюминия этими газами приводило к росту плёнки с коэффициентом поглощения превышающим 1. Это связано со значительной диссоциацией молекул оксида алюминия во время ионной бомбардировки и, как следствие, ростом плёнки с нестехиометричным составом. Оксид кремния незначительно диссоциирует при нагреве и ионной бомбардировке, что даёт возможность производить его осаждение без добавления кислорода в вакуумную камеру. Для получения плёнки оксида кремния использовалась мишень из SiO₂. В качестве рабочих газов использовался аргон и азот при ускоряющих напряжениях на источнике от 1800 В до 3000 В. Камера откачивалась до давления 10⁻⁵ Па для исключения влияния на рост плёнки остаточных газов. Распыление проводилось при давлении рабочего газа в камере 8·10⁻³ Па. В результате проведённых исследований влияния режима нанесения (ускоряющее напряжение) на оптические характеристики плёнки было обнаружено, что покрытие получается с максимальным показателем преломления и минимальным поглощением при ускоряющем напряжении 2200 В. Полученные спектры пропускания оптического стекла марки К8 и осаждённой на нём плёнки оксида кремния оптической толщиной $\lambda/2$ при $\lambda = 780$ нм приведены на рис. 1.

Зная значения коэффициента пропускания стекла К8 (из рис. 1), с помощью формулы Френеля (1) можно найти показатель преломления, который на длине волны 780 нм составил $n_1=1.51$.

$$R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad (1)$$

Используя матричный метод расчёта характеристик тонких плёнок [2] можно найти показатель преломления и коэффициент экстинкции для полученной плёнки. Для длины волны 780 нм показатель преломления SiO₂ составил 1,59, а коэффициент экстинкции $5 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, можно сделать вывод, что полученная плёнка оксида кремния является достаточно плотной, поскольку её показатель преломления близок к таковому для объёмного материала (1,54 [3]). Расхождение значения показателя преломления может быть связано с внедрением атомов азота в кристаллическую решётку

ку оксида кремния. Поглощение полученной плёнки оксида кремния при этом незначительное, что даёт перспективу использования предложенной технологии напыления для создания оптических покрытий.

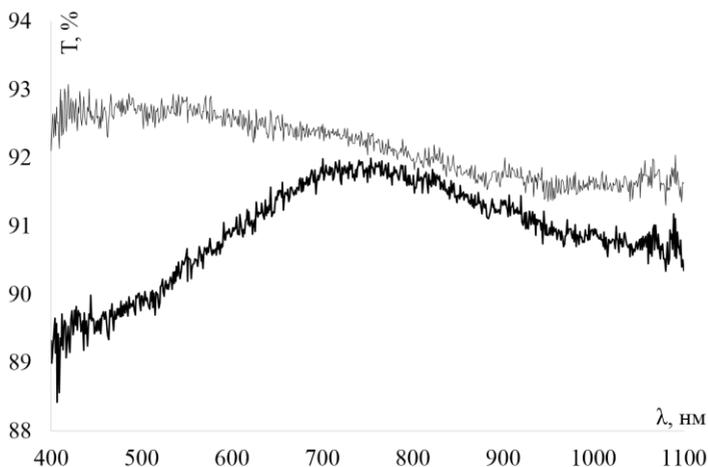


Рис. 1. Спектры пропускания стекла К8 (серая линия) и плёнки оксида кремния на стекле К8 (чёрная линия).

Таким образом, проведённые исследования показывают, что ионное распыление оксида алюминия в бескислородной среде приводит к росту нестехиометричной плёнки с коэффициентом поглощения выше 1. В тоже время, ионное распыление оксида кремния в среде азота позволяет получать плёнки с низким коэффициентом экстинкции ($5 \cdot 10^{-4}$) и высокой плотностью, что позволяет использовать полученное покрытие для защиты выходной излучающей грани лазерных диодов на основе GaAs/GaAlAs.

Литература:

1. А. А. Козырев, Г. Т. Микаелян. «Исследование материалов для защиты выходных зеркал полупроводниковых лазеров на основе AlGaAs/GaAs-гетероструктур» Оптический журнал. Т.6. С. 88 – 93 (2011)

2. Т. В. Амочкина. «Алгоритм синтеза многослойных оптических покрытий, основанный на теории эквивалентных слоев». Вычислительные методы и программирование. Т.6. С. 194-208 (2005)
3. G. Ghosh. Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals, Opt. Commun. 163, 95-102 (1999)

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПЛАНАРНЫХ И СФЕРИЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe

**Коришунов В.М.¹, Селюков А.С.^{2,3}, Исаев А.А.², Кацаба А.В.^{1,2},
Васильев Р.Б.⁴**

¹*Московский государственный технический университет
имени Н.Э.Баумана, Москва*

²*ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

³*Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный*

⁴*ФНМ, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Тел. 8-915-466-7751, e-mail: vladkorshunov@bk.ru

Основная часть нелинейных фотоиндуцированных эффектов исследована в прозрачных керровских средах. Тем не менее, нелинейность прозрачной среды имеет место только при высоких интенсивностях оптических пучков, реализуемых с использованием импульсного оптического возбуждения с фемто- и пикосекундными одиночными импульсами. Применение такого подхода позволяет выявить только те физические процессы, времена релаксации которых, имеют порядок, сопоставимый с длительностью возбуждающих импульсов. Таким образом, из рассмотрения исключаются нелинейные процессы с большими временами релаксации, обусловленные, например, диффузией. Эти процессы происходят в поглощающих средах и связаны с накоплением нелинейности и постепенным изменением нелинейного показателя преломления $n_2[1]$, что существенно отличает их от быстропротекающих процессов. Следовательно, высокие значения нелинейности можно получить за счёт увеличения времени её накопления, а не мощности лазерных импульсов.

В настоящей работе представлены результаты исследования нелинейно-оптического отклика коллоидного раствора нового типа наночастиц: планарные нанокристаллы CdSe, а также проведено сравнение со сферическими нанокристаллами CdSe (квантовыми точками). Средний диаметр сферических наночастиц составляет 2.1 нм, характерные продольные размеры плоских нанокристаллов: 70-200 нм, а толщина – 1.2 нм.

Нелинейно-оптический отклик нанокристаллов CdSe планарной и сферической геометрии был исследован методом абберационного самовоздействия [2]. В результате была получена зависимость нелинейного фазового сдвига (число колец на экране) от времени с начала освещения образца лазерным пучком и рассчитаны значения нелинейной добавки к показателю преломления Δn (рис. 1). Характерные времена накопления нелинейности составили $\tau_{st} \sim 300$ мс как для нанопластин, так и для квантовых точек со схожим характером возрастающих зависимостей, а нелинейная добавка – $\Delta n_{NPLs} = 1.2 \cdot 10^{-2}$ и $\Delta n_{QDs} = 1.4 \cdot 10^{-2}$, соответственно. Нелинейный эффект был объяснён образованием фотоиндуцированных носителей заряда. При освещении объёма коллоидного раствора с наночастицами в них генерируются носители зарядов, релаксация которых происходит с характерными временами порядка единиц-десятков наносекунд. Часть носителей заряда не успевает рекомбинировать и попадает в локализованные состояния с субсекундным временем релаксации. Этот факт подтверждают исследования «мерцания» одиночных сферических квантовых точек при их непрерывном освещении [3]. С другой стороны, уже было продемонстрировано, что мерцание флуоресценции для планарных и сферических нанокристаллов носит схожий характер [4], при этом характерные on/off интервалы составляют порядка сотен миллисекунд, что соответствует временам, наблюдаемым в наших экспериментах. Полученные небольшие различия в величине Δn для нанопластин и квантовых точек объясняются меньшей скоростью диффузии первых из области освещения ввиду их больших размеров.

Полученный нелинейный эффект может оказаться полезным для разработки перспективных нелинейно-оптических затворов и переключателей на основе полупроводниковых нанокристаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 15-02-05856 А, 16-02-00594 А.

Литература

1. А. Isaev. “Cumulative electronic non-linearity of CdSe/ZnS quantum dots”. J. Phys. D: Appl. Phys. Vol.46. №26. pp.215301–215305 (2013).

2. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов, «Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде». УФН. Т.93. №9. С.19–70 (1967).

3. S. Li, M.L. Steigerwald, L.E. Brus. “Surface states in the photoionization of high-quality CdSe core/shell nanocrystals”. ACS nano. Vol.3. №5. pp.1267–1273 (2009).

4. M.D. Tessier, C. Javaux, I. Maksimovi'c, V. Loriette, and B. Dubertret. "Spectroscopy of single CdSe nanoplatelets". ACS nano. Vol.6. №8. pp.6751–6758 (2012).

УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА

Котова С.П.^{1,2}

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Самара, Россия*

² *Самарский национальный исследовательский университет*

имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

e-mail: kotova@fian.smr.ru

Динамическое формирование световых полей с заданными пространственными характеристиками представляет интерес для многих областей оптики и фотоники, включая лазерную манипуляцию микроскопическими объектами, системы оптического контроля, передачи и обработки информации. Особенно актуальным в последние годы является генерация световых полей, обладающих угловым моментом [1]. Они используются в так называемых вихревых ловушках для захвата, перемещения по заданной траектории, вращения и деформации микроскопических объектов. Поля с быстрым вращением распределения интенсивности перспективны для увеличения продольного разрешения флуоресцентных микроскопов.

В докладе представлены методы получения пространственно структурированных световых полей с помощью двух типов фазовых жидкокристаллических пространственных модуляторов света. Многоэлементный фазовый пространственный модулятор света HOLOEYE НЕО-1080Р обладает широкими функциональными возможностями. Рассмотрено два способа реализации с его помощью световых полей с вихревой компонентой в форме произвольной кривой, включая голографический.

В качестве недорогой, технологически простой и компактной альтернативы многоэлементным жидкокристаллическим пространственным модуляторам света для решения ряда практических задач может быть использован разработанный в СФ ФИАН 4-х канальный жидкокристаллический фокусатор [2]. С его помощью были реализованы точечные и кольцеобразные световые поля с контро-

лируемым положением в рабочей плоскости, а также поля в виде отрезка с заданной ориентацией

Литература

1. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников «Современная оптика гауссовых пучков», ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2010.

4. S.P. Kotova , V.V. Patlan, and S.A. Samagin// Quantum Electronic, 2011, V. 41, No 1. P. 58

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СПЕКТРОСКОПИИ
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ
РАЗВИТИЯ КАРИЕСА**

**А.Ю.Кулабухова¹, Е.В. Тимченко¹, П.Е.Тимченко¹, Л.Т. Волова²,
И.Ф. Нефедова²**

¹Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ) (443086 Россия, г.Самара, Московское шоссе, 34)

²Институт экспериментальной медицины и биотехнологий (ИЭМБ) СамГМУ (443079 Россия, Самара, ул. Гагарина, 20)

e-mail: arina317@rambler.ru, laser-optics.timchenko@mail.ru.

Аннотация: В работе представлены результаты исследований по применению метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) для ранней диагностики развития кариеса. Объектами исследований являлись зубы пациентов с кариозными полостями и здоровые зубы, удаленные по ортопедическим показаниям. В результате исследования получены особенности спектров КР для здоровых и ослабленных тканей зуба и тканей, пораженных кариесом. Установлены оптические критерии, позволяющие детектировать кариес и выявлять ослабление тканей зуба, предшествующее кариесу. Результаты исследований анализировали в сравнении с данными химического анализа, проведенного с помощью растрового электронного микроскопа.

Тезисы

В стоматологии значительную долю занимают проблемы, связанные с заболеваниями и поражением тканей зуба. Кариес относится к числу самых распространенных стоматологических заболеваний. На первых стадиях он протекает бессимптомно, но при отсутствии лечения могут возникнуть тяжелые последствия, опасные для всего организма, такие как пульпит, периодонтит, киста или периостит.

Одним из возможных методов ранней диагностики заболеваний твёрдых тканей зубов является метод спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Преимущества данного метода в том, что

он является неинвазивным, неразрушающим, простым и не требует подготовки образца. Кроме того, с его помощью можно получить представление о степени минерализации обызвествлённых структур пульпы зуба (дентиклей), что является важным моментом в выборе тактики эндодонтического лечения облитерированных каналов.

В качестве объектов исследования были использованы 11 образцов больших и малых коренных зубов пациентов с диагнозом «Кариес» (K02).

Метод спектроскопии КР был реализован с помощью экспериментального стенда, ранее описанного в работе [1].

В ходе исследований, первоначально проводилась серия тестовых экспериментов по исследованию неинвазивности воздействия и оптимальных параметров установки, использовалась мощность лазера от 50 до 300 мВт. Изменение высоты зонда над объектом в интервале 6-8 мм оказывало незначительное влияние на значения отношений линий комбинационного рассеяния (величина погрешности составила 3%). Для сравнительного анализа химического состава использовался растровый электронный микроскоп (РЭМ) JED – 2300 AnalysisStation (Япония).

Объектом изучения являлись различные участки зуба (эмаль, дентин, цемент), как в норме, так и при повреждении кариесом.

В результате проделанной работы получены особенности спектра комбинационного рассеяния для здоровых тканей зуба и тканей зуба при заболевании кариес. Установлено, что кариес характеризуется изменением спектра на волновых числах 956 см^{-1} , 1069 см^{-1} , соответствующих фосфату и 1241 см^{-1} , 1660 см^{-1} , соответствующих коллагену III и коллагену I соответственно.

Проведен двумерный анализ введенных оптических коэффициентов D (I_{956}/I_{1069}) и K (I_{1660}/I_{1241}), позволяющий диагностировать начало развития кариеса в твёрдых тканях зуба. Установлено, что кариес характеризуется уменьшением коэффициентов D и K, что обусловлено уменьшением ионов $(\text{PO}_4)^{3-}$ и изменением коллагенового состава в ткани зуба.

Согласно данным РЭМ об элементном составе образцы кариеса характеризуются понижением содержания фосфора и кальция при увеличении углерода и азота, что подтверждает полученные результаты и достоверность введённых коэффициентов.

Литература

[1] Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.Т. Волова, Ю.В. Пономарева, Л.А. Таскина, "Исследование органоминеральной структуры костных имплантатов методом комбинационного рассеяния", Квант. электроника, 2014, 44 (7), 696–699

КОЛЛОИДНЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ ДЛЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

***Литвак В.Л.¹, Селюков А.С.^{1,2}, Ващенко А.А.^{1,2}, Лебедев В.С.^{1,2},
Амброзевич С.А.^{1,3}, Васильев Р.Б.⁴***

¹Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный

²ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³Московский государственный технический университет имени
Н.Э. Баумана, Москва

⁴ФНМ, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Тел. 8-915-078-21-43, e-mail: illusionle@mail.ru

В последние десятилетия огромное внимание уделяется поиску новых материалов, перспективных для использования в качестве активных слоёв в составе различных фотонных и оптоэлектронных устройств. Особый интерес среди таких устройств вызывают гибридные органо-неорганические светоизлучающие диоды (OLEDs), в которых роль центров излучательной рекомбинации выполняют коллоидные полупроводниковые нанокристаллы. Оптические свойства этих наночастиц можно варьировать в достаточно широких пределах за счёт квантоворазмерного эффекта, а также изменения их геометрии. К отличительным оптическим особенностям полупроводниковых нанокристаллов относятся узкие линии межзонной люминесценции, малые времена релаксации электронного возбуждения и высокий квантовый выход. Кроме того, коллоидные наночастицы растворяются в ряде органических растворителей, а также в воде, что позволяет легко наносить их на различные подложки.

Целью настоящей работы являлось исследование оптических свойств полупроводниковых нанокристаллов различной геометрии и состава: сферические нанокристаллы (квантовые точки, QDs) CdSe/CdS [1] типа ядро/оболочка, плоские нанокристаллы (нанопластины, NPLs) CdSe [2] и разветвлённые кристаллы (тетраподы) CdTe/CdSe [3] типа ядро/оболочка. Также была рассмотрена возможность их применения в качестве материала активного излуча-

ющего слоя в составе гибридных органо-неорганических светоизлучающих диодов.

Результаты исследований методами просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) показали, что квантовые точки CdSe/CdS имели средний размер 3.8 нм, латеральные размеры нанопластин CdSe составляли 70-200 нм, а толщина 1.2 нм, для тетраподов CdTe/CdSe длина лучей 8 нм, а их средний диаметр – 5 нм.

Обнаружено, что квантовые точки CdSe/CdS, нанопластины CdSe и тетраподы CdTe/CdSe имеют максимумы люминесценции на длинах волн $\lambda=626, 508$ и 610 нм соответственно, а ширина спектров на полувысоте (FWHM) составила $\Delta\lambda_{FWHM}=40, 15$ и 50 нм. Нанопластины обладают наиболее узкой линией межзонной люминесценции, что связано с фактическим отсутствием у них разброса по толщине. Именно это пространственное направление отвечает за возникновение в них квантово-размерного эффекта. В спектрах фотолюминесценции квантовых точек и тетраподов проявляется неоднородное уширение, к которому в случае тетраподов добавляется уширение, связанное с искажением краёв валентной зоны и зоны проводимости, вызванным механическими напряжениями, обусловленными несовпадением постоянных решётки ядра и лучей/оболочки. Кроме того тетраподы CdTe/CdSe обладают наименьшим квантовым выходом фотолюминесценции среди вышперечисленных нанокристаллов при одинаковых условиях возбуждения, поэтому для изучения электролюминесцентных свойств были выбраны только квантовые точки CdSe/CdS и нанопластины CdSe.

Были изготовлены два прототипа OLED со структурами: ITO/PEDOT:PSS/TPD/QDs/Alq₃/Al (QD-OLED) и ITO/PEDOT:PSS/TPD/ NPLs/TAZ/Al (NPL-OLED). Спектры электролюминесценции QD-OLED и NPL-OLED, полученные при рабочем напряжении 5.5 В, имеют максимумы $\lambda\sim 625$ и 515 нм, их ширина $\Delta\lambda_{FWHM}\sim 60$ и 110 нм. Электролюминесценция нанопластин сдвинута относительно фотолюминесценции в красную область спектра ($\Delta\lambda \sim 7$ нм). Это может быть объяснено эффектом Штарка, возникающим в наноразмерных структурах во внешнем электрическом поле. Для квантовых точек этот эффект не так ярко выражен из-за их геометрии. Большее уширение электролюминесценции нанопластин по сравнению с квантовыми точками связано с неод-

нородностью расположения анизотропных нанокристаллов относительно направления приложенного поля.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что квантовые точки CdSe/CdS и нанопластины CdSe могут быть успешно применены в качестве активных люминесцентных слоев в составе гибридных органических светоизлучающих диодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ и грантов РФФИ 15-02-05856 А и 16-32-00426 мол_а.

Литература

1. R.B. Vasiliev, D.N. Dirin and A.M. Gaskov. "Semiconductor nanoparticles with spatial separation of charge carriers: synthesis and optical properties." Russ. Chem. Rev. Vol.80. №12., pp.1139–1158 (2011).
2. S. Ithurria and B. Dubertret. "Quasi 2D colloidal CdSe platelets with thicknesses controlled at the atomic level". J. Am. Chem. Soc. Vol.130. №49. pp.16504–16505 (2008).
3. R.B. Vasiliev, D.N. Dirin, M.S. Sokolikova, S.G. Dorofeev, A.G. Vitukhnovsky and A. M. Gaskov. "Growth of near-IR luminescent colloidal CdTe/CdS nanoheterostructures based on CdTe tetrapods". Mendeleev Comm. Vol.19. №3. pp.128–130 (2009).

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

А.А. Лосев^{1,2}, Ю.А. Сатов¹, А.В. Шумиуров¹, А.А. Васильев¹,
А.Н. Балабаев¹, И.А. Хрисанов¹, В.К. Рерих¹

¹⁾ НИЦ Курчатовский институт, ИТЭФ, Москва

²⁾ НИЯУ МИФИ, Москва

Тел: +79055567516; e-mail: grindcrusher96@gmail.com, bo96@rambler.ru

В работе проведено исследование характеристик ионной компоненты плазмы, создаваемой импульсами CO₂ лазера. Актуальность работы определяется широким кругом приложений лазерной плазмы в науке и технике. Целью работы является развитие время-пролетного метода диагностики плазмы и получение данных о генерации многозарядных ионов различных элементов в рамках базовых и прикладных исследований.

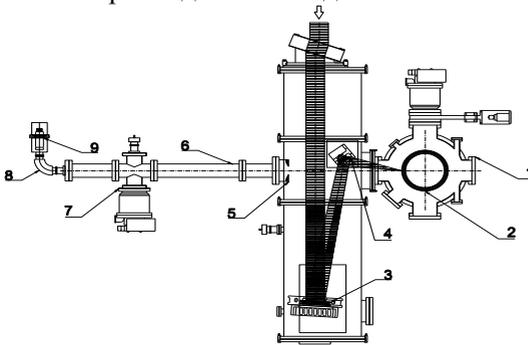


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1-мишенная камера, 2-цилиндрическая мишень, 3-сферическое зеркало, 4-плоское зеркало, 5-диафрагма с отверстием, 6-время-пролетная труба, 7-высоковакуумный насос, 8-электростатический дефлектор, 9-ВЭУ.

Схема установки приведена на рис. 1. Для генерации лазерного импульса использовался модуль импульсно-периодического действия в режиме свободной генерации [1]. Усредненная по пиковой структуре, вызываемой самосинхронизацией мод, временная форма импульса имела пик длительностью 28 нс по полувысоте и величиной 106 МВт с разбросом $\pm 2\%$ от выстрела к выстрелу. Фокусировка излучения на поверхность мишени 2 в вакуумной камере 1, осуществлялась сферическим ($F/D=8$) 3 и плоским 4 зеркалами.

Оценка плотности потока составляет $1.5 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Регистрация ионов из плазмы выполнены в направлении нормали к мишени с помощью время-пролетной методики, сочетающей использование дрейфовой трубы δ и электростатического дефлектора δ . Данные измерений в режиме 0.1Гц накапливались, усреднялись и обрабатывались программно с учетом изменения коэффициента вторичной эмиссии от зарядового номера и энергии ионов [2]. Результаты для мишени из углерода приведены на рис. 3, 4 в виде энергетических спектров разлета и парциальных токов ионов различной зарядности в относительных единицах.

Высокое временное разрешение методики, определяемое спектральным разрешением анализатора $\Delta E/E \approx 10^{-3}$, точностью задания напряжения настройки и т.п. в сочетании с одновременной записью лазерного импульса позволяет восстановить времена вылета ионов из плазмы с точностью около 10 нс. На рис. 4 показаны такие данные для ионов $C^{2+} \div C^{5+}$.

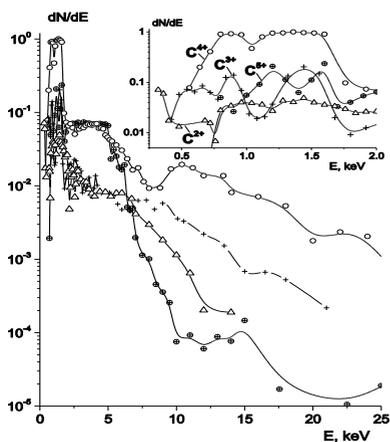


Рис.2. Спектры разлета ионов, генерируемых из плазмы углеродной мишени.

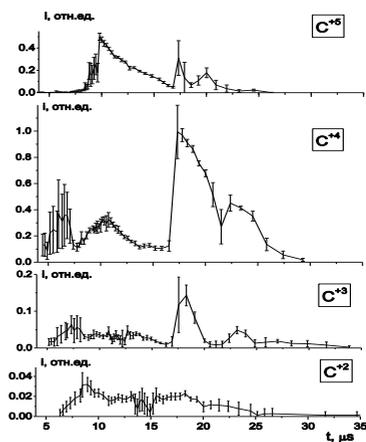


Рис.3. Парциальные токи ионов углерода на дрейфовом расстоянии 2.8 м.

Проведенные исследования дают дополнительную информацию о генерации ионов из плазмы, нагреваемой импульсами лазерного излучения. В частности, показано, что в расширяющемся в вакуум потоке плазмы углерода наблюдаются, по крайней мере, две группы ионов: одна с низкой энергией ниже 2 кэВ, генерируемая в те-

чении длительного времени, другая – высокоэнергетическая ($2 \div 25$) кэВ, образующаяся в пике нагрева.

Аналогичные данные получены для плазмы алюминиевой мишени.

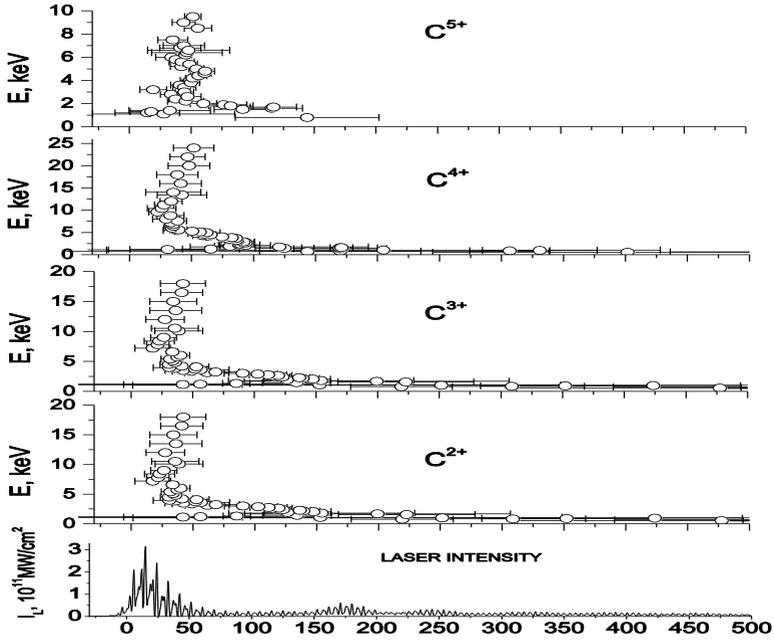


Рис. 4. Восстановленная диаграмма времен вылета ионов углерода из плазмы относительно импульса облучения.

Литература

1. А.Н. Балабаев, А.А. Васильев, А.А. Лосев и др. «Пространственно-временные и энергетические характеристики импульсно-периодического CO_2 лазера». Препринт ИТЭФ 7-14. (М. 2014).
2. Gilber L. Cano. "Secondary electron emission from Au, Mo, and CuBe by high charge number laser produced metal ions". Journal of Applied Physics **44**, 5293 (1973).

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОНФИГУРАЦИЯ ИСТОЧНИКА КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КЛАСТЕРНЫМИ МИШЕНЯМИ

***Макаров С.С.^{1,2}, Пикуз С.А.^{1,3}, Жвания И.А.^{1,2,4},
Скобелев И.Ю.^{1,3}, Фаенов А.Я.¹, Пикуз Т.А.¹, Варзарь С.М.²***

¹Объединённый институт высоких температур, Москва

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

³Московский инженерно-физический институт, Москва

*⁴Международный учебно-научный лазерный центр МГУ, Москва
конт. тел. 8-926-279-64-42, e-mail: seomakarov28@gmail.com*

Метод протонной/ионной радиографии широко применяется как для контроля продукции микро- и нанотехнологий, так и для диагностики короткоживущих процессов в исследованиях по физике высокой плотности энергии. Одним из наиболее перспективных импульсных ионных источников является плазма, создаваемая воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. В частности, рядом важных практических преимуществ обладает плазма газово-кластерных мишеней [1]. При этом важным условием является обеспечение однородности зондирующего потока в широком телесном угле. Соответственно, для дальнейшего развития ионно-радиографических методов актуальной задачей является определение пространственной структуры ионного источника лазерно-плазменного источника.

В настоящей работе экспериментально исследуется пространственная конфигурация ионного источника, образующегося при взаимодействии лазерного импульса с энергией 120 мДж и длительностью 36 фс с мишенью из аргоновых кластеров, в зависимости от условий фокусировки лазерного излучения в кластерном облаке. Изображение формы ионного источника формируется с применением камеры-обскуры и ядерных твердотельных трековых детекторов. Впервые показано, что на изображении область плазмы с максимальным выходом ионов пространственно отделена от области наилучшей фокусировки лазерного импульса и области максимального выхода рентгеновского излучения. Сделано и верифици-

руется предположение, что такое различие обусловлено воздействием на поток ионов плазменного магнитного поля с конфигурацией, рассчитанной РИС методом для газовых мишеней [2]. Выполнены оценки для напряженности магнитного поля, необходимой для формирования регистрируемых изображений ионного источника.

Литература

1. Ю.Фукуда, А.Я. Фаенов и др., PRL 103, 165002 (2009)
2. А.Я.Фаенов, Т.А. Пикуз, Ю. Фукуда и др. JETP Letters. 2009. V. 89. No. 10. P. 577-583.

РЕГИСТРАЦИЯ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В РАСТВОРЕ ГРИППФЕРОНА ПО КРИСТАЛЛОГРАММАМ

Малов А.Н., Неупокоева А.В., Хамитова А.Ш.

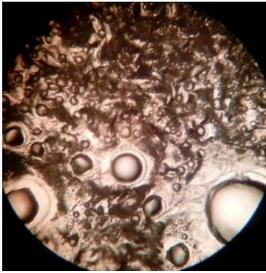
*Иркутский государственный медицинский университет, Иркутск
89149263966, cohol2007@yandex.ru*

В настоящее время повысился интерес к изучению влияния лазерного излучения на различные растворы и живые системы [1-3]. Кристаллографическим методом было установлено, что под действием лазерного облучения может происходить нанокластеризация - разрушение кластеров (ассоциатов) биологических макромолекул в растворе, что приводит к повышению их физико-химической активности [4]. Поэтому исследование изменений, происходящих под действием лазерного излучения, в биоорганических растворах, является задачей актуальной и практически значимой, в частности, для повышения эффективности фармацевтических препаратов.

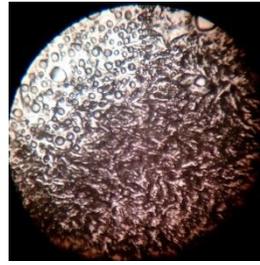
Цель настоящей работы – регистрация изменений, возникающих в структуре белка при воздействии лазерным излучением различных длин волн, путем анализа пленочных кристаллограмм, полученных из раствора.

В качестве объекта исследования был выбран раствор «гриппферона», основным компонентом которого является интерферон альфа-2b – фактор белковой природы, который обеспечивает противовирусный иммунитет.

Раствор гриппферона в кювете подвергался воздействию лазерного излучения двух спектральных диапазонов: с длиной волны около 650 нм (интенсивность около 80 мВт/см²) и с длиной волны 530 нм (интенсивность около 50 мВт/см²) в течение 1, 2, 5, 10 минут. Затем облученные образцы и необлученный раствор поливались на одинаковые стеклянные подложки и выдерживались при комнатной температуре для получения кристаллограмм.



контроль



время облучения 5 минут
(плотность энергии 15 Вт/см^2)

Рис. 1. Характерный вид кристаллографической структуры под микроскопом с увеличением в 160 раз при воздействии лазерным излучением зеленого (длина волны 530 нм).

Средний размер сегмента кристаллограммы оценивался путем подсчета количества сегментов, расположенных вдоль диаметра поля зрения микроскопа (рис. 1).

При воздействии лазерным излучением с длиной волны 530 нм уже через 2 минуты после начала воздействия наблюдалось уменьшение характерного размера структуры на 20%, а после 5 минут воздействия – вдвое. При увеличении времени воздействия до 10 минут, структура становится настолько мелкой, что неразличима при выбранном увеличении.

При воздействии лазерным излучением с длиной волны 650 нм при малых временах воздействия наблюдалось появление значительного числа пузырьков воздуха и увеличение характерного размера структуры, но затем, при увеличении времени воздействия до 10 минут, характерный размер кристаллического сегмента уменьшался, а структура становилась более однородной по сравнению с контрольным образцом.

Таким образом, экспериментально показано, что под воздействием лазерного излучения изменяется структура белкового раствора, что отражается на характерном размере сегментов кристаллограммы.

При этом пороговой плотностью энергии можно считать величину около 5 Вт/см^2 . Лазерное излучение зеленого диапазона дает более значимое изменение структуры, по сравнению с лазерным

излучением красной области спектра, что возможно связано с большей энергией кванта.

Литература

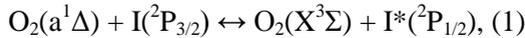
1. В.Н.Шабалин, С.Н. Шатохина. Морфологии биологических жидкостей человека. (М.: Хризостом, 2001).
2. А.Н. Малов, Е.С. Мусатова, А.Ю. Сетейкин. Кристаллографическая регистрация результатов лазерной нанокристаллизации биоорганических жидкостей. V Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине» (ТКМФ-5). Сборник материалов. Том 2. С. 80-82 (2012).
3. R.A. Paringer, A.V. Kupriyanov, N.Y. Ilyasova. Dendritic crystallogram images classification. *Journal of Biomedical Photonics and Engineering*, № 2. P. 135-138 (2015).
4. A.N. Malov, A.Yu. Seteikin, A.V. Neupokoeva et al. The laser radiation action on the biological objects. *Optik* **124**, 6034- 6041 (2013).

УШИРЕНИЕ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ В КИСЛОРОДНО-ЙОДНОЙ СРЕДЕ

Малышев М.С.¹

¹СГАУ им. С.П. Королева, Самара
+7-927-763-67-19, malyshev@m@protonmail.com

В кислородно-йодной среде инверсная населенность на переходе тонкой структуры атома йода достигается посредством быстрого Е-Е обмена между атомарным йодом и молекулами синглетного кислорода:



Из условия равновесия реакции (1) следует, что инверсная населенность на переходе тонкой структуры $^2\text{P}_{1/2}-^2\text{P}_{3/2}$ достигается в случае если фракция $\text{O}_2(a)$ превышает следующее пороговое значение:

$$Y_T = \frac{1}{2K_{eq}(T) + 1}, \quad (2)$$

Здесь, $K_{eq}=0,75\exp(401/T)$ - константа равновесия для реакции (1).

Ранее была предложена схема кислородно-йодного лазера основанная на оптической накачке перехода $^2\text{P}_{1/2}-^2\text{P}_{3/2}$ атомарного йода [1]. Однако эффективная накачка узкой атомарной линии представляет собой довольно сложную задачу. В данной работе будет рассмотрена целесообразность применения эффекта Зеемана для уширения данной линии и увеличения доли поглощенного излучения накачки.

В работе [2] представлены теоретические расчеты Зеемановского расщепления уровней атома йода, в том числе значения смещения и интенсивности отдельных компонент расщепления при различных значениях индукции внешнего магнитного поля. Имея данные о смещении уровней и интенсивности отдельных переходов, мы можем получить спектр перехода следующим образом:

$$q(w) = \sum I_{ik} V(w - (w_i - w_k)), \quad (3)$$

Здесь i и k - уровни с квантовыми числами F, m и F', m' соответственно. w_i и w_k - смещение уровней i и k относительно центра ли-

нии, I_{ik} - интенсивность перехода, $V(w)$ - профиль Фойхта, рассчитанный с учетом уширения линии для принятых параметров среды.

Для продольной относительно магнитного поля накачки, доля излучения, поглощаемая атомами йода, может быть выражена следующим образом:

$$\eta = \frac{\int_0^{\infty} I(w) \left(1 - \frac{1}{2} \left(e^{-n_l L \sigma_+(w)} + e^{-n_l L \sigma_-(w)} \right) \right) dw}{\int_0^{\infty} I(w) dw}, \quad (4)$$

Здесь σ_{\pm} - сечение поглощения:

$$\sigma_{\pm}(w) = \frac{\lambda^2 A}{8\pi} q_{\pm}(w), \quad (5)$$

где $q_+(w)$ и $q_-(w)$ - спектры переходов с $\Delta m = +1$ и $\Delta m = -1$ соответственно, рассчитанные по формуле (3), $A = 5,4 \text{ с}^{-1}$ - коэффициент Эйнштейна для перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$. В данном случае n_l - концентрация атомарного йода, составляющая 5% от концентрации кислорода, $L = 4 \text{ м}$ - длина поглощения.

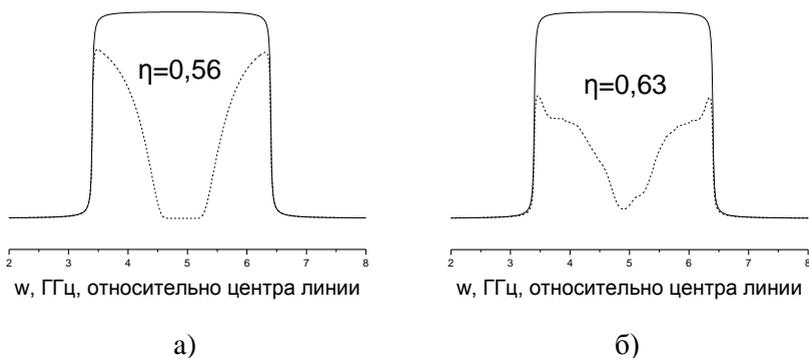


Рис.1. Спектральная интенсивность излучения накачки а) в отсутствие внешнего магнитного поля, б) при $B = 450 \text{ Гс}$.

В результате, для среды с начальным соотношением реагирующих компонент $O_2:Ar:I_2=1:2:0,05$, при общем давлении 37 тор и температуре 300 К, было получено увеличение доли поглощенного

излучения на 7% при приложении внешнего магнитного поля в 450 Гс. Излучение накачки имело вид плоской площадки шириной 3 ГГц, с центром совпадающим с центром линии $F=3-F=4$ перехода ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$. Более подробно результаты изображены на рисунке 1.

Литература

1. М.В. Загидуллин, М.С. Малышев, В.Н. Аязов «Кинетика кислородно-йодной активной среды с оптической накачкой атомов йода на переходе ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ ». Квантовая электроника, Т.45, С.720 (2015).

2. И.М. Белоусова, Б.Д. Бобров, В.М. Киселев, В.Н. Курзенков и Н.И. Крепостнов «Атом J^{127} в магнитном поле». Оптика и спектроскопия. Т.37, С.38-47 (1974).

ВЛИЯНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ НА ЭКРАНИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННЫХ К СТЕНКЕ МАТЕРИАЛОВ

Маренков Е.Д.¹, Пишенов А.А.^{1,2}, Крашенинников С.И.¹

¹НИЯУ МИФИ, Москва

²РНЦ «Курчатовский институт», Москва

8 (495) 788-56-99, доб. 9027, edmarenikov@mephi.ru

Тепловые нагрузки на материалы, обращенные к плазме в токамаках, могут достигать существенных величин, достаточных для того, чтобы вызвать их интенсивную эрозию. Например, оценки потоков тепла на диверторные пластины токамака ИТЕР во время ЭЛМов, приводят к величинам $0.5-2 \text{ МДж/м}^2$ за время порядка $0.3-0.6 \text{ мс}$. Срывы могут сопровождаться даже большими нагрузками, до 5 МДж/м^2 за время $1-3 \text{ мс}$ [1]. Такие нагрузки могут приводить к испарению обращенных к плазме материалов, даже тугоплавкого вольфрама. Эксперименты по поведению материалов в подобных условиях ведутся в настоящее время на линейных плазменных установках, например МК-200. Эти эксперименты показывают, что испаренный материал в дальнейшем служит своего рода экраном, уменьшающим нагрузку на поверхность мишени. Происходит это за счет поглощения и последующего рассеяния энергии налетающих частиц основной плазмы образовавшимся облаком пара и вторичной плазмы. Измерения показывают, что такое экранирование может приводить к уменьшению потоков тепла в несколько раз [2].

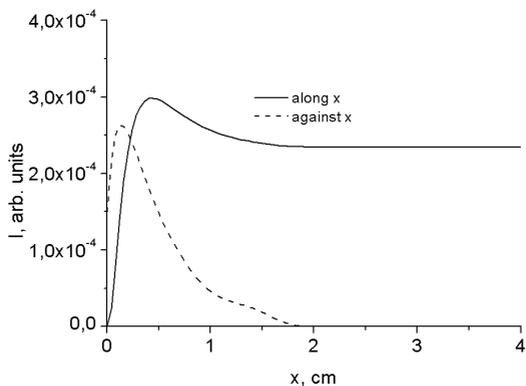
Нетрудно сообразить, что существенную роль в процессе экранирования должен играть перенос излучения в облаке испаренного материала и вторичной плазмы. Действительно, передача энергии от частиц плазмы частицам пара в результате столкновений не может приводить к серьезному ослаблению теплового потока, так как значительная доля этой энергии, распространяясь по пару посредством теплопроводности, все равно попадет на стенку. Энергия же, переведенная в результате неупругих процессов в излучение, может эффективно уноситься в сторону от стенки за счет асимметрии, которая может возникать в процессе переноса излучения в плазме.

В настоящей работе мы рассматриваем влияние переноса излучения на эффективность экранирования в простой одномерной мо-

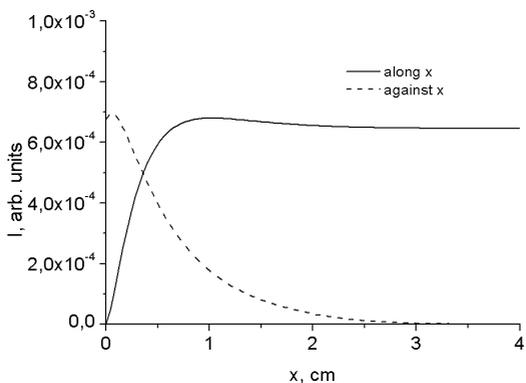
дели. Рассмотрим плоский слой плазмы толщиной L . Температуру и плотность плазмы будем считать заданными величинами. При этом плотность \bar{n} спадает от стенки, а температура T – возрастает, становясь на расстоянии L равной температуре плазмы. Предположим, что существует всего одно возбужденное состояние для испаренных частиц. При этом возбуждение может происходить из-за электронного удара или поглощения фотонов. Излучение фотонов происходит, соответственно, либо за счет спонтанного, либо за счет вынужденного испускания. Релаксация в основное состояние также может вызываться электронным ударом. Решение соответствующих уравнений переноса позволяет получить потоки фотонов, приходящие на стенку и уходящие назад в плазму.

Пример таких расчетов показан на рис. 1 а и б для доплеровского и лоренцовского контуров линии, соответственно. Сплошная кривая – это интенсивность фотонов, летящих от стенки, а пунктирная – на стенку. Видно, что на рис. 1 а наблюдается эффект экранирования, а на рис. 1 б имеет место даже противоположная ситуация: поток на стенку больше, чем от нее. В обоих случаях полуширина контура убывает с ростом расстояния от стенки. Это означает, что фотоны, излученные, например, в крыле линии вблизи стенки, поглощаются с меньшей вероятностью, если летят от стенки, чем те, которые летят к стенке. Вместе с тем, протяженные крылья лоренцовского контура способствуют эффективному переносу фотонов в обе стороны, нивелируя указанный эффект. Этим объясняется наблюдаемая разница потоков.

Таким образом, мы видим, что форма контура линии и его изменение с расстоянием, являются существенными факторами, влияющими на перенос излучения в слое испаренного материала и, следовательно, на экранирование.



a)



б)

Рис.1. Интенсивность фотонов от (сплошная линия) и на (пунктир) стенку для доплеровского (а) и лоренцовского (б) контуров линии.

Литература

1. A. Loarte, in Proceedings of the 21st IAEA Conference, Chengdu, 16–21 October (2006).
2. D. I. Skovorodin, A. A. Pshenov, A. S. Arakcheev, E. A. Eksaeva, E. D. Marenkov, and S. I. Krashenninnikov. Physics of Plasmas. 23, 022501 (2016)

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ

М.Д. Маркова¹, Е.В. Тимченко¹, П.Е.Тимченко¹, Л.Т. Волова²,
Д.А. Долгушкин², А.Ю.Кулабухова¹

¹*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)*

²*Самарский государственный медицинский университет
e-mail:MarkovaMashulka@yandex.ru*

Одной из актуальных и недостаточно изученных проблем современной артрологии является лечение больных с посттравматическими повреждениями и заболеваниями суставной гиалиновой хрящевой ткани [1]. Основные изменения сустава происходят в суставном хряще [2]. Известно, что повреждение хряща независимо от генеза не обладает способностью спонтанного излечения и может приводить в дальнейшем к распространенному дегенеративному поражению сустава, прогрессивной потере хрящевой ткани и возникновению необратимых вторичных артрозных изменений.

Артроз считается самым распространенным заболеванием суставов в мире, согласно статистическим данным в той или иной степени от артроза страдают до 80% населения земного шара. Поражения подобного типа весьма распространены, и стоят на третьем месте после онкологии и сердечно-сосудистых болезней.

Метод спектроскопии комбинационного рассеяния (КР), благодаря своей оперативности и простоте обработки результатов, является одним из возможных диагностических методов определения заболевания хрящевой ткани.

В качестве объектов исследования были использованы образцы изношенных гиалиновых суставных хрящей и здоровой хрящевой ткани человека.

Для количественного определения степени вымывания органических компонентов при заболевании хряща было использовано отношение «минерал/органический матрикс».

$$M = \frac{I_{(PO_4)^{3-}}}{I_{амидI}}, \quad (1)$$

а отношение «карбонат/фосфат»

$$K = \frac{I_{(CO_3)^{2-}}}{I_{(PO_4)^{3-}}}, \quad (2)$$

было использовано для выявления объектов с артрозом.

Было введено отношение «Амид I/Амиду III» (коэффициент S)

$$S = \frac{I_{амидI}}{I_{амидIII}}, \quad (3)$$

позволяющий оценить изменения органической составляющей хряща, а именно амида I и амида III при заболевании хрящевой ткани.

В результате проделанной работы введены оптические коэффициенты, позволяющие установить, что в процессе заболеваний хрящевой ткани происходит уменьшение соотношений ионов $(PO_4)^{3-}$ и амида I, а также амида I и амида III

Литература

1. Bone Joint Surg [Текст]/ J. Bone Joint Surg //Buckwalter J. A., Mankin H. J. — 2001. — Vol. 79A. —P. 612—632.
2. Mrosek E.H., Lahm A., Erggelet C. et al. Subchondral bone trauma causes cartilage matrix degeneration: an immunohistochemical analysis in a canine model// Osteoarthritis Cartilage. 2006. 573-578

ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СВАРКИ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ТОЛЩИНОЙ 16 ММ

Маркушов Ю.В.¹, д.ф.-м.н. Евтихиев Н.Н.^{1,2}, к.т.н. Грезев Н.В.²,
Мурзаков М.А.¹

¹НИЯУ МИФИ, Москва

²ООО НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино
8(915)255-91-48, SinNerRus@mail.ru

Титан и титановые сплавы с успехом применяются во многих областях промышленности, например, в авиации, космосе, судостроении, химической промышленности, ядерной энергетики и в медицине.

Сварка чистого титана и титановых сплавов в большинстве случаев усложнена в связи с высокой химической активностью к атмосферным газам. Если защита обеспечена некачественно, то нагретая поверхность титана поглощает вредные газы из атмосферы, в результате чего образуются хрупкие фазы титана карбиды, нитриды и оксиды, вызывающие увеличение твердости и уменьшения пластичности, в результате чего снижается прочность и ударная вязкость сварного шва и зоны термического влияния (ЗТВ). [1]

Далеко не каждым способом можно получить равнопрочное сварное соединение титана. Кроме того, в результате значительных температурных градиентов возникают напряжения в металле шва и в зоне термического влияния, что приводит к повышению вероятности возникновения дефектов в виде пор и трещин. [2]

Лазерная сварка является одним из современных способов сварки и применительно к титановым сплавам обладает рядом преимуществ: низкая погонная энергия, малые остаточные напряжения, минимальные геометрические поводки, обеспечение высоких физико-механических свойств швов. В данной работе предлагается использовать волоконный лазер для сварки больших толщин. Целью работы является получение качественного сварного соединения титана, используя волоконный лазер, как источник тепла.

На рисунках 1 и 2 показаны результаты сварки титана толщиной 16 мм волоконным лазером, непрерывной мощностью 10 кВт, производства компании ООО НТО «ИРЭ-Полюс».



Рис. 1. Лицевая сторона сварного соединения титанового сплава.



Рис. 2. Обратная сторона сварного соединения титанового сплава.

Лазерная сварка выполнена многопроходным методом встык с двух сторон. Подробно многопроходный метод лазерной сварки описан в работе [3].

Были изготовлены макрошлифы из поперечного сечения сварного шва для структурного анализа (рисунок 3). Произведен сравнительный анализ зоны нагрева после лазерной сварки и после традиционной сварки неплавящимся вольфрамовым электродом.

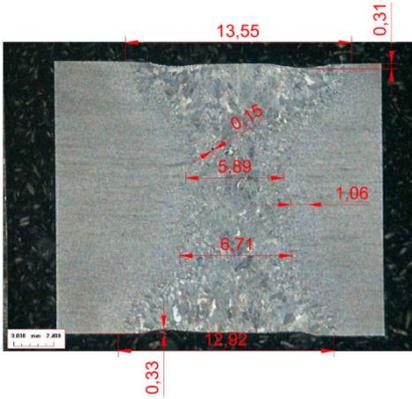


Рис. 3. Макрошлиф сварного соединения титана



Рис. 4. Образцы до испытаний.



Рис. 5. Образцы после испытаний

Для оценки качества сварного соединения были проведены механические испытания на статический разрыв и статический загиб в соответствии с ГОСТ 6996-66, а также на ударную вязкость в со-
291

ответствии с ГОСТ 9454-78. Все результаты представлены в работе. На рисунках 4 и 5 можно увидеть образцы до и после испытаний на статический разрыв.

Литература

1. А.П. Гуляев *Металловедение. Учебник для вузов. 6-е изд., (перераб. и доп. М.: Металлургия 1986)*
2. Ф.Е. Третьяков «Сварка плавлением титана и его сплавов», (М.: Машиностроение 1968)
3. Y. Markushov, N. Evtihiev, N. Grezev, M. Murzakov. «Multipass narrow gap of heavy gauge steel with filler wire». *Physics Procedia*. 71. p.267–271 (2015).

РЕГИСТРАЦИЯ ИНФРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТЕЛЕ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ИК-ЛАЗЕРА

Молчанова О.Э.¹, Протасов Е.А.¹

¹*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ",
Москва
+7 (916) 741 76 55, olmol94@gmail.com*

С помощью высокочувствительного лазерного устройства с длиной волны $\lambda = 0,808$ мкм, являющейся оптимальной для глубокого проникновения излучения в биологические ткани, были исследованы эффекты, связанные с возникновением в теле человека инфразвуковых колебаний различных частот [1].

Целью данной работы является регистрация инфразвуковых колебаний в теле человека с помощью инфракрасного лазера, а также факторов, влияющих на их амплитудно-частотные характеристики. Установлено, что наблюдаемые колебания связаны с сердечно-сосудистой системой, которой свойственны свои собственные дыхательные движения, протекающие синхронно с работой сердечной мышцы, а также с движениями дыхательных мышц. Было зарегистрировано 3 типа инфразвуковых колебаний. Волны 1-го типа связаны с сокращением сердца (пульс), 2-го типа – связаны с ритмом дыхания человека, 3-го типа – в литературе носят название Траубе-Геринга.

При остановке течения крови по сосудам с помощью наложения жгута на запястье руки наблюдается эффект “просветления” тканей, который связан с прекращением поступления крови в сосуды, поскольку при этом имеет место уменьшение обогащения тканей кислородом, который сильно поглощает излучение в ближней ИК-области.

При задержке дыхания наблюдался эффект, обратный эффекту “просветления”. Это, может быть, связано с тем, что во время задержки дыхания, кровь насыщается гемоглобином [2], что приводит к увеличению поглощения лазерного излучения и уменьшению сигнала.

Для медицинской диагностики методы, лежащие в основе регистрации излучений человека, важны тем, что они являются неинва-

живными. Поэтому задача измерения и исследования собственных инфразвуковых полей может представлять большой самостоятельный интерес.

Литература

1. Э.Э. Годик, Ю.В. Гуляев, “Физические поля человека и животного”, “В мире науки”, 1990.

2. М. Х. Richardson, Н. К. Engan, А. Lodin Sundström, Е. Schagatay, Effect of hypercapnia on spleen-related haemoglobin increase during apnea, National Center for Biotechnology Information, Mar;42(1):4-9, 2012.

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКИ С ДОБАВЛЕНИЕМ НАНОЧАСТИЦ ТУГОПЛАВКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Мурзаков М.А.¹, Петровский В.Н.¹, Маркушов Ю.В.¹

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва
конт. тел. +79167398535, e-mail: clericfull@mail.ru*

Лазерная наплавка порошков активно используется для восстановления и получения защитных покрытий в различных областях машиностроения, горнодобывающей промышленности, нефтегазодобывающих отраслях [1]. В последнее время активно ведутся работы по получению покрытий с добавлением нанопорошков [2,3]. В этих работах проводятся такие исследования как микроструктурный анализ, измерения износостойкости, отмечается, что микроструктура улучшается с добавками наночастиц, износ уменьшается, улучшаются физико-механические свойства покрытий.

В настоящей работе проводится сравнительный анализ микроструктур покрытий, полученных с добавлением наночастиц карбидов вольфрама и тантала. Проведены измерения износостойкости по методу Бринелля-Ховарта и микротвердостей по методу Виккерса. Замечено, что износостойкость покрытия с добавками нанопорошков увеличивается по мере роста концентраций нанокерамики в 2-6 раз по сравнению с обычной стальной подложкой.

На рисунке 1 представлены результаты расчетов коэффициента износостойкости покрытий после проведения испытаний на абразивный износ по методу Бринелля-Ховарта.

Как видно из рисунка 1, коэффициент износостойкости возрастает с увеличением концентрации добавок наночастиц керамики, также замечено, что с увеличением плотности мощности износостойкость покрытия падает, что связано с тем, что WC и TaC распадаются и образуют вторичные карбиды, либо другие соединения. На рисунке 2 показана микроструктура покрытия, полученного при лазерной наплавке с добавками нанопорошка карбида вольфрама при различных увеличениях. Структура имеет игольчатый вид, белыми вкраплениями на рис.1 (d,e) являются наночастицы карбида

вольфрама. Микроструктура имеет мелкодисперсную, мелкозернистую структуру, что обусловлено содержанием наночастиц в покрытии.

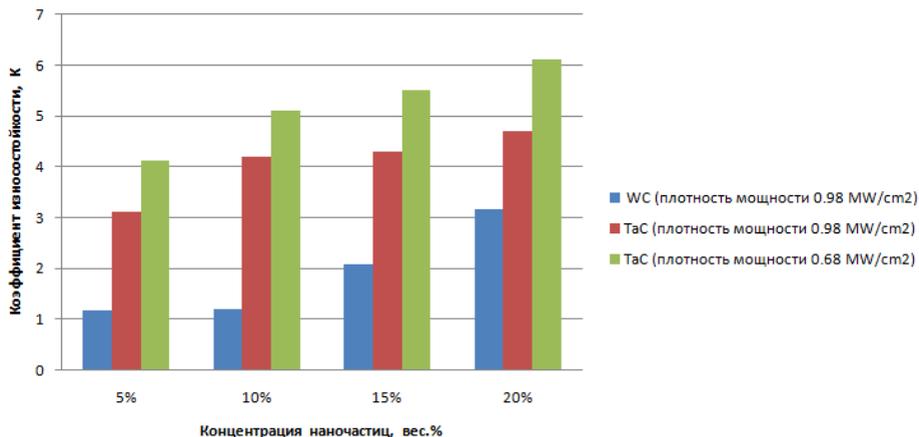


Рис. 1. Результаты расчета коэффициента износостойкости по методу Бринелля-Ховарта

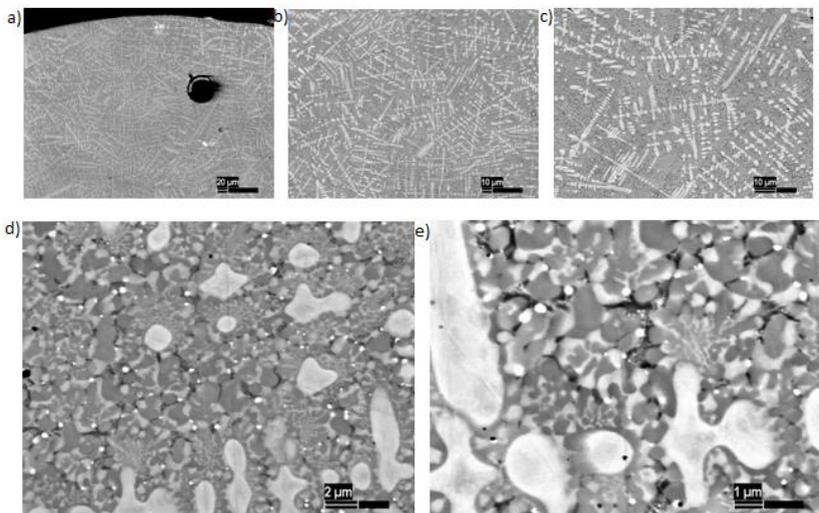


Рис.2. Микроструктура покрытий с добавками nano-WC (концентрация 10%): а) увеличение 250X; б) увеличение 500X; в) увеличение 1000X; д) увеличение 2500X; е) увеличение 5000X.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00083 мол_а.

Литература

1. M. A. Montealegre, G. Castro, P. Rey, J. L. Arias, P. Vázquez, M. González. «Surface Treatments by Laser Technology». Contemporary Materials. I-1. p.19-30 (2010).
2. WHANG Hong-yu, ZUO Dun-wen et al. «High temperature frictional behaviors of nano-particle reinforced NiCoCrAlY cladded coatings». Trans. Nonferrous Met. Soc.China. 21. p.1322-1328 (2011)
3. Г.Н. Соколов, И.В. Лысак, А.С. Трошков и др. «Модифицирование структуры наплавленного металла нанодисперсными карбидами вольфрама». Физика и химия обработки материалов. №6. с.18-25 (2009).

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ДВУХСЛОЙНОГО НАНОЦИЛИНДРА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Налбандян В.М., Кучеренко М.Г.

*Оренбургский государственный университет,
Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия
+73532 372840, nalband1@yandex.ru*

В настоящее время в связи развитием наноэлектроники и нанофотоники обострился интерес к исследованию наночастиц и нанонитей различной формы и структуры. Ранее было показано [1], что магнитное поле приводит к изменению спектральных оптических характеристик наночастиц. Так, варьируя толщины металлических и диэлектрических компонент композитов, можно регулировать форму спектров поглощения света.

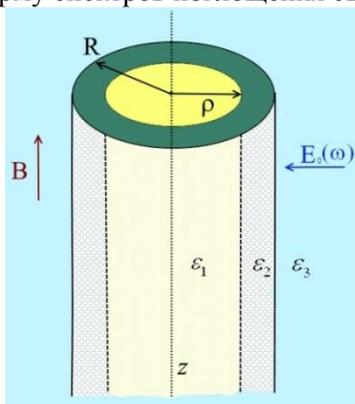


Рис. 1. Геометрическая конфигурация системы

В данной работе методом компьютерного моделирования исследована двухслойная цилиндрическая наносистема радиуса R с металлической жилой радиуса ρ , на которую, падает монохроматическая электромагнитная волна с напряженностью $E_0(\omega)$ электрической компоненты, перпендикулярной оси Z цилиндра (рис. 1). Внутренняя жила нанопровода покрыта диэлектрическим материалом, который либо не имеет выраженной частотной дисперсии (т.е.

постоянной диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ_2), либо его ДП $\epsilon_2(\omega)$ зависит от частоты ω (молекулярный кристаллоподобный слой).

Хорошо известно, что проводящий материал, помещенный в магнитном поле, приобретает анизотропные диэлектрические свойства. Так, удельная электрическая поляризуемость α слоистого наноцилиндра представляет собой тензор второго ранга [3]:

$$\begin{aligned} \vec{\alpha}(\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B}), \epsilon_2, \epsilon_3) = & \left[(\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) + \epsilon_2)(\epsilon_2 - \epsilon_3) + (\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) - \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)\xi^2 \right] \times \\ & \times \left[(\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3) + (\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) - \epsilon_2)(\epsilon_2 - \epsilon_3)\xi^2 \right]^{-1} R^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\xi = \rho / R$, $\vec{\epsilon}_1(\omega | \mathbf{B})$ - тензор ДП металла внутренней жилы, \mathbf{B} - вектор индукции магнитного поля, ϵ_3 и ϵ_2 - ДП окружающей среды и внешнего оболочечного слоя, кристаллоподобный материал которого имеет частотную дисперсию, связанную с наличием экситонных мод [2]:

$$\epsilon_2(\omega) = \epsilon_0 - \frac{f^2}{(\omega + i\Gamma)^2 - \omega_e^2}. \quad (2)$$

Здесь, f^2 - параметр характеризующий связь фотонов с экситонами, Γ - параметр релаксации экситонных состояний, ω_e - частота экситонов, ϵ_0 - ДП обусловленная всеми другими электронными состояниями кроме экситонного, определяющего величину ω_e^2 .

На основе (1) были получены спектры мнимой части дипольной поляризуемости композитного цилиндра в зависимости от различных параметров системы.

В спектре поляризуемости $\text{Im}(\alpha)$ цилиндра с диэлектрическим слоем, на плазмонной частоте возникает резонанс, обусловленный воздействием электрического поля волны на металлическую сердцевину. В магнитном поле резонансный пик расщепляется на две компоненты и при дальнейшем увеличении индукции поля эти компоненты расходятся по частоте (Рис.1а). В том случае, когда металлическая жила покрыта слоем молекулярных J-агрегатов, кроме плазмонного пика, в низкочастотной области спектра возникают два экситонных резонанса, которые в магнитном поле не расщепляются (Рис. 2б). Было показано, что с увеличением радиуса проводящей жилы, плазмонный резонансный пик увеличивается по величине и смещается с высокочастотную область. Кроме того, была исследована зависимость $\text{Im}(\alpha)$ от таких параметров, как ДП бездисперсного слоя и окружающей среды; параметр фотон-экситонной связи; частота экситона и др.

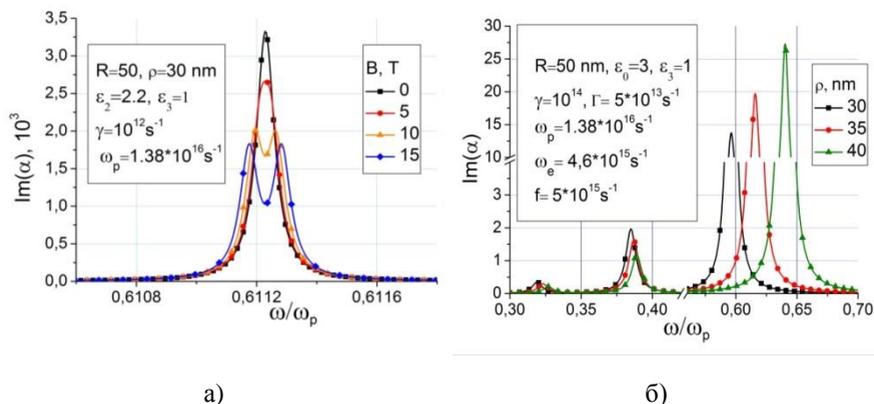


Рис.2. Спектр мнимой части поляризуемости цилиндра: а) с бездисперсным диэлектрическим слоем, б) со слоем молекулярного кристалла, в котором возникают экситоны Френкеля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 16-42-560671), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Литература

1. М. Kucherenko, V. Nalbandyan. Absorption and spontaneous emission of light by molecules near metal nanoparticles in external magnetic field. *Physics Procedia* 73 136–142 (2015).
2. А.С. Давыдов. Теория твердого тела. (М.: Наука. 1976).
3. М.Г. Кучеренко. Локализованные плазмоны в замагниченном наноцилиндре и сферическом слоистом композите. Матер. Всеросс. конф. «Ун-т как рег. центр образования». – Оренбург: 2016. С. 1220-1227. Доступ: http://conference.osu.ru/assets/files/conf_info/conf12/s7.pdf

**ИЗУЧЕНИЕ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ АЗОТИРОВАНИЯ ДЕТАЛЕЙ,
ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ**

**Норакидзе В.С., Ю.В. Борисюк, Н.М. Орешникова, П.С. Ненашев,
Т.В. Степанова, Д.В. Мозгрин, А.А. Писарев**

*НИЯУ МИФИ, г.Москва
+7(916)630-63-96, norakidze.vladimir@yandex.ru*

С целью повышения коррозионной стойкости, а также уменьшения трения и износа сталей и титановых сплавов, в промышленности широко используется плазменное азотирование и осаждение пленки. Для этого обычно используется тлеющий разряд.

Существует большое количество статей, посвященных исследованию технологических режимов разрядов данного типа с целью выбора оптимальных параметров обработки материалов. Общеизвестным недостатком классического тлеющего разряда при повышенных давлениях является довольно быстрое развитие ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящее к срыву разряда в дугу. Поэтому в последнее время наибольшую популярность приобретает тлеющий разряд, работающий в импульсно периодическом режиме, не срывающемся в дугу.

В работе представлены результаты исследований технологических режимов аномального тлеющего разряда, используемого для азотирования деталей, изготовленных из титановых сплавов. Эксперименты проводились на установке АТР (МИФИ). Были получены вольт-амперные характеристики аномального тлеющего разряда в импульсно-периодическом режиме. В качестве катода использовался стержень 10x100 из титанового сплава ВТ-6. Газовая среда состояла из азота, аргона, гелия и их смесей при давлениях 1.0 и 1.5 торр. Проведенные зондовые измерения концентрации плазмы и температуры электронов показали, что температура электронов лежит в интервале 2-5 эВ и концентрация плазмы $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Также проведены спектроскопические исследования. Изучено влияние состава газовой смеси на интенсивность спектральных линий N_2 , N_2^+ , N и N^+ в N_2+Ar плазме. Было замечено, что при небольшом вкладе до 20% аргона в смесь N_2+Ar наблюдается резкий рост ин-

тенсивности спектральных линий, свидетельствующий о росте концентрации ионов и атомов азота.

Получена зависимость тока разряда от соотношения газов в смеси. Исследована зависимость средней мощности разряда от состава газовой смеси, ее давления и параметров импульсного источника питания. По результатам исследований выбраны оптимальные режимы для азотирования деталей из титановых сплавов.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ ДЛЯ АЗОТИРОВАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРУБОК

П.С. Ненашев, Ю.В. Борисюк, Н.М. Орешникова, В.С. Норакидзе,
Т.В. Степанова, Д.В. Мозгрин, А.А. Писарев

НИЯУ МИФИ, г.Москва
+7(916)329-12-31, nps-11@mail.ru

С целью повышения коррозионной стойкости, а также уменьшения трения и износа сталей и титановых сплавов, в промышленности широко используется плазменное азотирование. Для этих целей обычно используется классический аномальный тлеющий разряд. Существенным недостатком такого разряда является невозможность обрабатывать внутреннюю поверхность цилиндрических изделий. Однако потребность обрабатывать отверстия и трубки небольшого диаметра и большого аспектного отношения, тем не менее, существует, например, в оружейной промышленности. Для этих целей можно использовать аномальный тлеющий разряд с полым катодом, работающий в импульсно-периодическом режиме. В данной работе проводилось изучение такого разряда с целью выбора оптимальных режимов обработки внутренней поверхности трубок с разным аспектным отношением.

Эксперименты проводились на установке АТР (МИФИ). В качестве катода использовалась трубка 8x100 из стали Ст-20. Газовая среда состояла из азота, аргона, водорода, гелия и их смесей при давлениях 1.0 и 1.5 Торр. Параметры источника питания были следующие: напряжение 400-650 В, частота 1-100 кГц, коэффициент заполнения импульса 10-80%. Было получено семейство вольт-амперных характеристик разряда с полым катодом в импульсно-периодическом режиме (Рисунок 1,2). На основе проведенных зондовых и спектроскопических исследований параметров плазмы разряда выбраны оптимальные режимы для последующих экспериментов по плазменному азотированию.

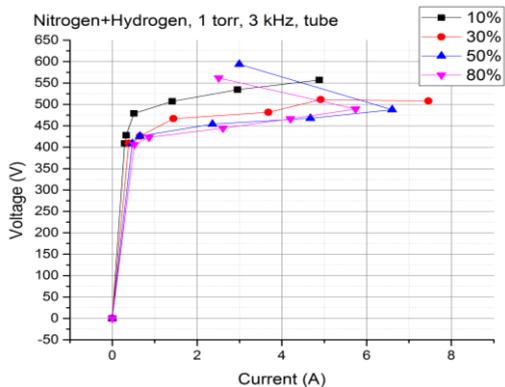


Рисунок 1. ВАХ для N_2+H_2 при $p=1$ Торр, частоте 3кГц

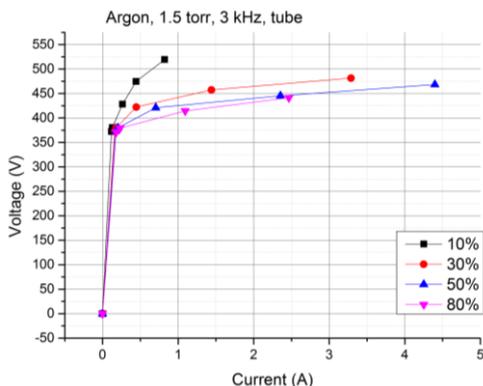


Рисунок 2. ВАХ для Ar при $p=1.5$ Торр, частоте 3кГц

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ РАДИООПТИЧЕСКИХ АНАЛОГИИ

Осьмаков И.А.¹, Москалец О.Д.¹

¹*Санкт-Петербургский Университет Аэрокосмического
Приборостроения, Санкт-Петербург
+7(965)-752-57-31, ilya.osmakov@gmail.com*

Спектральные измерения – одна из важнейших областей измерений в оптике. В оптике в отличие от радио диапазона невозможно осциллографирование оптических сигналов, единственный способ изучать динамический сигнал оптического диапазона – анализ спектра. Поэтому, актуальнейшая задача настоящего времени и обозримого будущего являются совершенствование известных методов и аппаратуры спектральных измерений и разработка новых методов измерения спектра, и построения на его основе новой более современной аппаратуры спектральных измерений в оптическом диапазоне.

В данной работе рассматривается новая возможность измерения оптических спектров с помощью распространения оптических импульсов в диспергирующей системе в форме оптического волокна. Возможность создания такой аппаратуры опирается на известный в радиодиапазоне дисперсионно-временной метод измерения спектров радиосигналов [1].

Научной методологией предложенной работы является радиооптика [2]. Термином радиооптика характеризуется определенный подход к решению широкого класса задач, объединяющий разработанный в радиотехнике аппарата преобразования сигналов и спектрального анализа с традиционными оптическими приложениями, и наоборот.

На рис. 1 показана принципиальная схема оптического спектрального прибора, позволяющая произвести требуемые измерения по исследованию эволюции оптического импульса, где в качестве диспергирующей среды выступает оптическое волокно.

Исчерпывающая характеристика для любого спектрального прибора является его комплексная функция, которая определяется как реакция $K(\omega, \omega')$ прибора на однородную плоскую

монохроматическую волну. В случае применения оптического волокна как разрешающей системы для определения комплексной аппаратной функции достаточно рассматривать прохождения в оптическом волокне одиночного оптического импульса в форме усеченного монохроматического колебания.

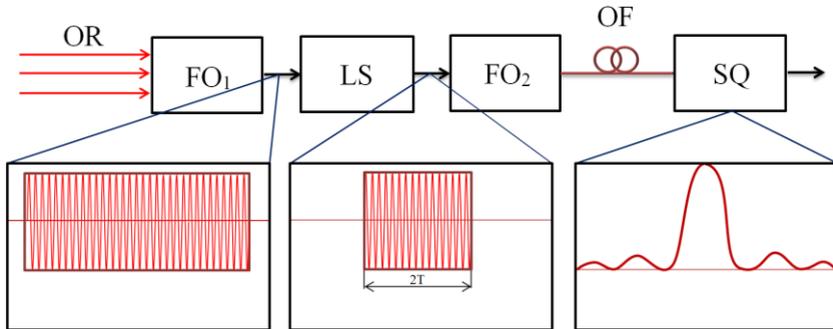


Рис.1 Принципиальная схема спектрального прибора, где ФО – формирующая оптика, ОЗ–оптический затвор, КД – квадратичный детектор

Аппаратный спектр определяется выражением:

$$S_a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega, \omega') S_0(\omega') d\omega' \quad (1)$$

, где S_0 – математический спектр анализируемого оптического динамического сигнала.

Комплексная аппаратная функция идеального спектрального прибора в реальном исполнении дается выражением:

$$K(\omega, \omega') = \frac{\sin(\omega, \omega')T}{\omega - \omega'} \quad (2)$$

Выражение (2) является целой функцией экспоненциального типа степени T (длительность импульса, определяемая ОЗ). В свою очередь, спектр анализируемого оптического импульса длительностью $2T$ также описывается целой функцией экспоненциального типа степени T . По этой причине, аппаратная функция (2) является воспроизводящим ядром в интегральном операторе (1). Поэтому, центральным моментом выполняемых исследования является изучение эволюции одиночного импульса в

форме отрезка монохроматического оптического излучения в диспергирующей системе в виде оптического волокна, с целью определения близости искаженного дисперсией импульса к функции (2).

Анализ прохождения такого импульса осуществляется во временной области, при этом импульсная реакция оптического волокна, как среды обладающей линейной дисперсией дается выражением:

$$h(t) = \exp\left(\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} t\right) \quad (3)$$

Колебания электрического поля в оптическом волокне в зависимости от времени прохождения по волокну дается выражением:

$$U(t) = \int_{-T}^T U(\tau) \exp(i\mu(t - \tau)^2) d\tau \quad (4)$$

При исследовании преобразования (4) сигнала в диспергирующей системе, предполагалось весьма большое время взаимодействия одиночного импульса с диспергирующей системой. В результате чего, приблизительно устанавливалось соотношение (2). Однако, математическое моделирование эволюции оптического импульса в диспергирующей среде не обнаружено.

Поэтому было выполнено математическое моделирование выражения (2) при различных временах взаимодействия импульса с диспергирующей системой.

Ниже представлены графические результаты математического моделирования (рис. 2 а-е)

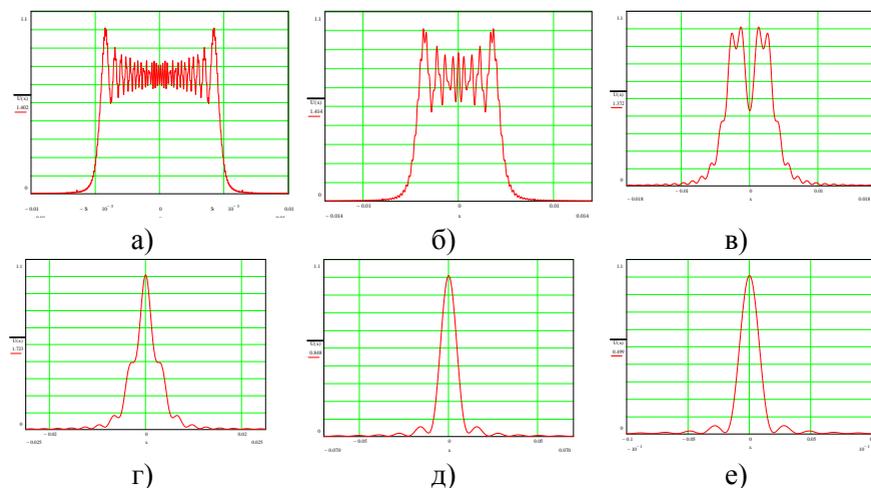


Рис. 2 Распределения поля интенсивности оптического импульса при расстоянии:
 а) 1,5 м, б) 5 м, в) 23 м, г) 50 м, д) 200 м, е) 350 м.

Дифракционные явления

Свертка (4) описывает одномерную дифракционную картину на различных расстояниях от экрана. Действительно, замена $\mu = k/2z$ временных переменных на пространственные определяет дифракцию Френеля. Поэтому, результаты математического моделирования описывают эволюции дифракционной картины в зависимости от расстояния и в зоне Фраунгофера формируется известное преобразование Фурье пространственного сигнала на входе оптической системы.

Сигнал на выходе диспергирующей среды определяется временем взаимодействия входного сигнала с диспергирующей средой.

Теоретически, для получения аппаратной функции (2) необходимо неопределенно большое время взаимодействия и оптического импульса с диспергирующей системой. Однако, как показали результаты мат. Модел. При довольно ограниченном времени взаимодействия можно получить приемлимые результаты, о чем можно судить по двум последним математическим моделям.

Приведенное соотношение между длительностью входного импульса и дифференциальной групповой задержкой диспергирующей системы, которое обеспечивает такую искаженную форму входного импульса, которая пропорциональна его спектру.

Литература

1. В.И. Тверской. Дисперсионно-временные методы измерений спектров радиосигналов. Москва: Советское радио. 1974.
2. В.А. Зверев и Н.С. Степанов. Предисловие редакторов // Экспериментальная радиооптика. Москва: Наука. 1979. С. 6-10.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНВАРИАНТНОГО КОРРЕЛЯЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ ПОВОРОТА

Петрова Е.К.¹, Стариков Р.С.¹, Шаульский Д.В.¹

*¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва.*

8-905-563-98-42, EKPetрова@mephi.ru Петрова Елизавета Кирилловна.

Приводятся результаты исследований по применению инвариантных корреляционных фильтров при распознавании цветных изображений.

Использование при распознавании изображений информации о цвете «объектов интереса» почти всегда позволяет повысить качество распознавания. Общеизвестно, что в случае более сложных изображений, например, цветных фотографий, отдельно взятые цветовые каналы могут оказаться более информативными при распознавании, чем полутоновое чёрно-белое представление. В настоящей работе рассматривается возможность инвариантного корреляционного распознавания на основе применения корреляционных фильтров с минимизацией шума и энергии корреляции (КФ МШЭК) [1], в частности такие фильтры могут обеспечивать распознавание полутоновых изображений на сложном фоне, а также в присутствии пространственного шума. Ранее проведённые исследования показали достижимость высоких характеристик распознавания с помощью КФ МШЭК. Для первоначального моделирования были взяты изображения простых объектов на равномерном фоне. Предполагалась необходимость различения истинного объекта от ложных трёх типов. Размеры изображений - 512x512 пикс, глубина цвета 16 бит, использовалась стандартная модель цвета RGB. Цвет объектов и фона выбирался схожим (зелёный), но в цвете объекта отсутствовала синяя составляющая, а в цвете фона - красная. Рис. 1 иллюстрирует разницу просто полутонового чёрно-белого представления исходного цветного изображения и одного из его цветовых каналов.



Рис.1. а) Полутоновое чёрно-белое изображение истинного объекта б) его же изображение, полученное по красному каналу RGB

Были синтезированы различные варианты КФ МШЭК, обеспечивающие инвариантность к повороту, использовались различные условия их синтеза [2]. Распознавание изображений красного канала обеспечило в лучших случаях вероятность правильного решения, оценивавшуюся по критерию Неймана-Пирсона свыше 99%. Также были получены результаты распознавания истинного объекта на фоне сложной сцены, содержащей также изображения ложных объектов. Таким образом, продемонстрированы принципиальные возможности инвариантного корреляционного распознавания цветных изображений с использованием КФ МШЭК. Пример дискриминационной характеристики КФ представлен на рис. 2. Дальнейшие работы предполагают исследования распознавания более сложных изображений и количественную оценку возможного улучшения качества распознавания при варьировании информации цветочных каналов при синтезе фильтров.

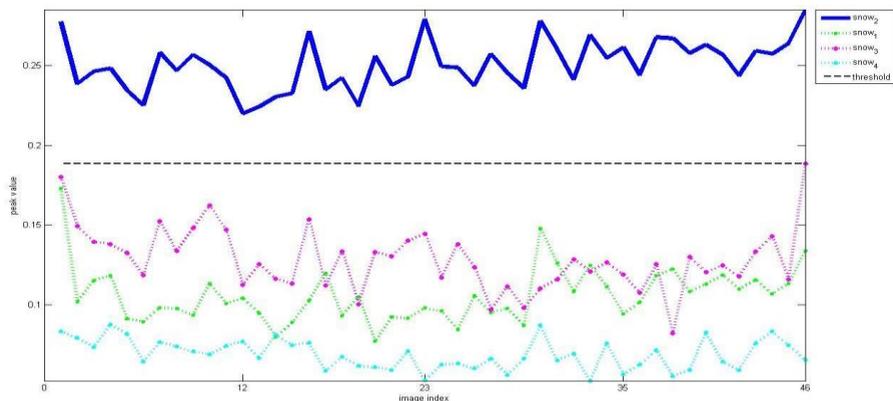


Рис.2. Пример дискриминационной характеристики КФ - график зависимости корреляционного отклика от номера изображения (одинаковые номера соответствуют одинаковым углам поворота при данном горизонтальном склоне-нии) для случая, когда эталонный набор в модели RGB с выделением красного канала, распознаваемый набор в модели RGB без выделения какого либо канала. (R-RGB)

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант №14-19-01751.

Литература

1. G. Ravichandran and D. P. Casasent, "Minimum noise and correlation energy optical correlation filter" // Appl. Opt. Vol. 31, pp. 1823-1833 (1992)
2. N.N. Evtikhiev, D.V. Shaulskiy, E.Yu. Zlokazov, R.S. Starikov «Variants of minimum correlation energy filters: comparative study» // Proc. SPIE, Vol. 8398, 83980G (2012)

**РАДИАЦИОННЫЕ, ТЕПЛОВЫЕ И УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ
ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ «МОЩНЫЙ ИОННЫЙ ПУЧОК-
МЕТАЛЛ»**

Пименов Э.Ю.¹, Данейкин Ю.В.¹, Лисов В.И.¹

*¹Томский политехнический университет, Томск
+7 (923) 403-38-48, pimenov-eduard@mail.ru*

Универсальным инструментом для решения различных технологических, научных и прикладных задач являются мощные ионные пучки (МИП). Универсальность и ценность заключается в том что, взаимодействие МИП с материалами, и в частности с металлами, сопровождается одновременным тепловым, механическим и радиационным воздействиями [1,2].

В выполненной работе были рассмотрены радиационные, тепловые и ударно-волновые процессы в системе «МИП – металл», протекающие в объеме металлического поглотителя, под действием мощных ионных пучков в диапазоне плотности мощности 10^7-10^{10} Вт/см².

Исследовано влияние каждого из данных процессов на формирование модифицированных слоев в объеме облучаемой металлической мишени. Определены характерные области в пространстве (j, U) реализации термоупругих и абляционных механизмов формирования импульсных механических напряжений. Обнаружена область параметров пучка, при которых возможна реализация откольных явлений на облучаемой поверхности [3].

Также в ходе численного эксперимента обнаружена область параметров, где реализуется так называемая откольная абляция под действием МИП.

Литература

1. В.И. Бойко, В.А. Скворцов, В.Е. Фортов, И.В. Шаманин. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М., ФИЗМАТЛИТ. С.39 (2003).
2. Yamada I. Historical milestones and future prospects of cluster ion beam technology. Applied Surface Science. Vol.310. P.77-88 (2014).

3. V.I. Boyko, Yu.V. Daneykin, V.I. Lissov, E. Yu. Pimenov. Generation of Mechanical Waves in Metals under the High Power Ion Beam Irradiation. Advanced Materials Research. Vol. 1084. P.225-233 (2015).

СИСТЕМА ОЧИСТКИ И РЕГЕНЕРАЦИИ КСЕНОН СОДЕРЖАЩИХ ГАЗОВЫХ СРЕД ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

Подкопаев А.В*, Миськевич** А.И.

* ИАТЭ НИЯУ МИФИ, г. Обнинск,
конт. тел.: 89534647623, e-mail: podkopaev106@mail.ru
** НИЯУ МИФИ, г. Москва,

Разработана и изготовлена система очистки и регенерации ксенона в галоидосодержащих ксеноновых смесях высокого давления (~1-2,5 атм.). Система используется в установке, предназначенной для исследований спектрально-временных характеристик люминесценции эксимерных сред на основе Хе-ССl₄ и Хе-CF₃СНСlBr газовых смесей высокого давления [1]. При проведении исследований спектрально-временных характеристик люминесценции таких газовых сред возникает необходимость изменения парциального состава смесей, что приводит к большому расходу Хе из-за повторных перенаполнений газовой кюветы. Описываемая система очистки и регенерации позволяет существенно снизить потребление этого дорогостоящего компонента за счет его повторного использования.

Система очистки и регенерации состоит из ловушки Хе, представляющей собой охлаждаемый жидким азотом герметичный патрон из нержавеющей стали объемом 0,2 л заполненный цеолитом марки СаА, диафрагменного циркуляционного насоса, нагреваемого титанового фильтра и системы откачки. Титановый фильтр имеет рабочий объем 0,5 л, заполненный титановой губкой, и при работе нагревается электрической печью до температуры порядка 700 °С. Конструкция фильтра аналогична описанной в работе [2]. При регенерации Хе исследуемая газовая смесь прокачивается через контур очистки при помощи циркуляционного насоса для удаления из смеси всех молекулярных примесей. Скорость прокачки газовой смеси – 6 л/мин. После того как все молекулярные примеси будут поглощены в титановом фильтре, к газовой системе подключается охлаждаемый патрон с цеолитом. Патрон за время около минуты собирает в себя Хе, находящийся в кювете, до остаточного давления менее 1 Торр, после чего патрон с очищенным Хе закрывается

для повторного использования. При создании новой смеси этот патрон разогревается электрической печью до температуры 250 °С и открывается. При этом Хе покидает патрон и заполняет газовую кювету.

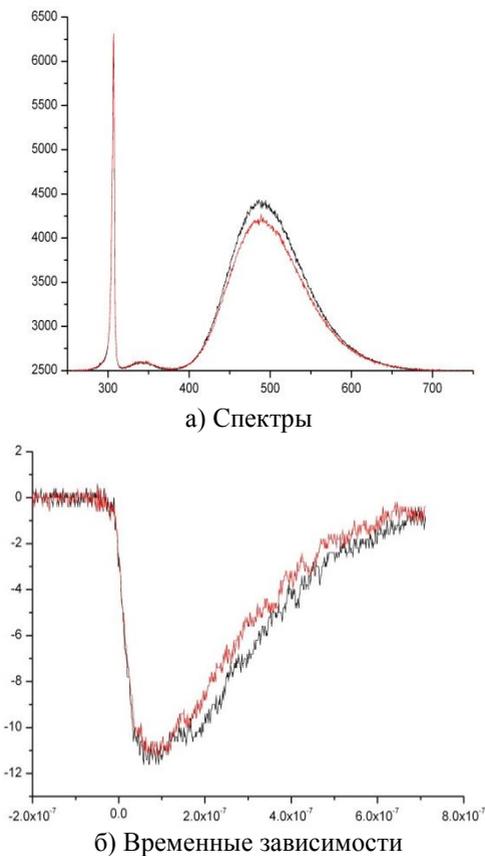


Рис.1 Спектры и временные зависимости люминесценции газовой смеси Хе-ССl₄ (черная линия - Хе из баллона, красная линия - Хе после очистки и регенерации.)

Для демонстрации эффективной работы системы очистки и регенерации Хе были проведены измерения спектральных и временных характеристик люминесценции газовых смесей Хе-ССl₄ (760 Торр Хе, 50 мТорр ССl₄), при возбуждении пучком быстрых элек-

тронов ($E_e \sim 200$ кэВ.). На рис. 1а) сравниваются спектры полученные с использованием чистого Хе (черная линия) и регенерированного Хе (красная линия), а на рис.1б) приводятся временные зависимости интенсивности люминесценции полосы 4^2G-1^2G (λ_{\max} 486 нм) для этих двух смесей.

Литература

1. А.И. Миськевич, Г. Цзиньбо. «Люминесцентные характеристики эксимерных молекул Xe_2Cl при накачке импульсным электронным пучком плотных газовых смесей $\text{Xe}-\text{CCl}_4$ ». Квантовая электроника. Т.43. №5. С.489-495 (2013).
2. А.П. Копай-Гора, А.И. Миськевич, Б.С. Саламаха. «Очистка гелия принудительной циркуляцией через охлаждаемые сорберы в лазерах с ядерной накачкой». Приборы и техника эксперимента. №5. С.171-174 (1986).

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ С ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЙ РОЛЬЮ ПРОЦЕССОВ ФОТОИОНИЗАЦИИ И ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВЕЩЕСТВОМ СУБПЕТАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Покровский Г.В.^{1,2}, Пикуз С.А.^{2,3}

¹Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный

²Объединённый институт высоких температур РАН, Москва

*³Национальный исследовательский ядерный университет Московский Инженерно-Физический Институт, Москва
+79152721645, george.pokrovskiy@gmail.com*

В сериях экспериментов по взаимодействию высокоомощного лазерного излучения с тонкими твердотельными мишенями, поставленных на установке PEARL (Нижний Новгород, Россия) в апреле 2015 года, на установке J-KAREN (Кансай, Япония) в 2014 году и на установке Vulcan PW (Резерфорд, Великобритания) было получено новое экзотическое состояние вещества [1]. Фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением зарегистрировал спектральные линии, не соответствующие ни одному из электронных переходов в атомах, при котором были бы заполнены внутренние оболочки. Напротив, присутствие этих ярких линий легко объясняется образованием так называемых КК- и КЛ- полых ионов – ионов, имеющих вакансии на внутренних оболочках. Для описания распространения излучения в плазме, созданной в ходе эксперимента, была предложена теоретическая модель, основная идея которой заключается в том, что вся область взаимодействия делится на 3 Зоны [2] с разными параметрами, такими как электронная температура и плотность. Лазерный пучок фокусируется в центральную область, создавая высокоэнергетичные электроны, отражающиеся от поверхностей расширяющейся мишени. В ходе этого образуется интенсивное рентгеновское излучение, направленное к периферии мишени, генерирующее в этой области полые ионы. Наличие полых ионов в плазме – свидетельство высокого контраста интенсивностей основного лазерного импульса и предимпульса.

Литература

1. J.Colgan et al. Exotic Dense-Matter States Pumped by a Relativistic Laser Plasma in the Radiation-Dominated Regime (Physical Review Letters, 2013)
2. А.Ya.Faenov et al. Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser. (Scientific Reports, 2015)

ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ И ЛЕВИТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТОПОК ВТСП ЛЕНТ ВТОРОГО ПО- КОЛЕНИЯ

Покровский С.В.^{1,2}, Осипов М.А.^{1,2}, Абин Д.А.^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ",
Москва, Россия

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких
температур, Вроцлав, Польша
8(903)586-71-78, sergeypokrovskii@gmail.com

В докладе представлены результаты комплексного исследования динамических магнитных и левитационных характеристик стопок ВТСП лент $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 12x12 мм второго поколения (от 5 до 250 лент в стопке). Критический ток в собственном поле при 77К не ниже 250 А.

С помощью вибрационного магнитометра и холловской магнетометрии были измерены кривые намагничивания и получены релаксационные характеристики стопок лент в интервале температур 4.2-77 К и магнитных полей до 12 Тл. Получены зависимости захваченного магнитного потока стопок от количества лент. Анализ данных показывает, что с ростом числа элементов величина остаточной намагниченности увеличивается по схожему нелинейному закону для всех температур и выходит на насыщение при толщине стопки более 100 лент [1,2].

Кроме того, были измерены временные зависимости намагниченности стопок при различных температурах. Из релаксационных кривых определялась скорость релаксации S и энергия пиннинга U по формулам (1):

$$S = -\frac{\partial \ln M}{\partial t}, S = \frac{kT}{U} \quad (1)$$

где S – скорость релаксации, M – магнитный момент, t – время, отсчитывается от момента снижения внешнего поля до нуля, k – постоянная Больцмана, T – температура, U – энергия пиннинга.

В результате были получены зависимости скорости релаксации и энергии пиннинга от температуры и количества лент в стопке (рис. 1). Скорость релаксации растет с ростом температуры, однако следует отметить, что при температурах более 60К не происходит

увеличения энергии пиннинга, однако рост скорости релаксации продолжается. Данный характер кривых наблюдается для стопок всех толщин, что может свидетельствовать о смене режима пиннинга при температурах порядка 60К. Также с увеличением числа элементов массива скорость релаксации уменьшается.

Также были исследованы динамические левитационные характеристики системы стопка ВТСП лент - постоянный магнит. Были проведены измерения поведения системы в скрещенных магнитных полях различной амплитуды до 80 Э и частоты до 400 Гц (рис. 2 а). Обнаружено подавление намагниченности и силы левитации аналогичное поведению объемных ВТСП, однако величина подавления не превосходит 1.4%, что более чем в 10 раз лучше чем в случае объемных материалов [3].

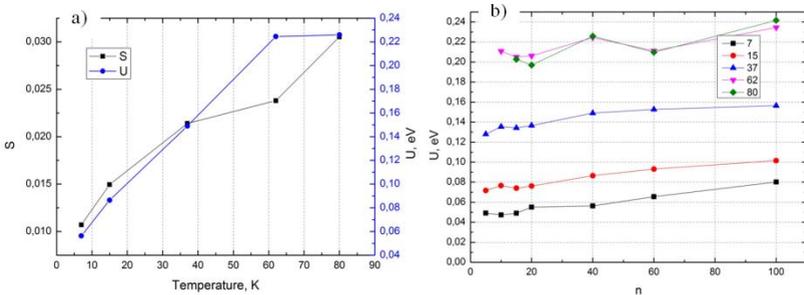


Рис. 1 - а) Зависимость скорости релаксации и энергии пиннинга от температуры для стопки из 40 лент б) Зависимость энергии пиннинга от числа лент в стопке

Также были измерены зависимости силы левитации стопок при динамических нагрузках: латеральных перемещениях и колебаниях различной частоты (рисунок 2б). Полученные результаты показали высокую стабильность и устойчивость левитационной системы на стопках лент. Измеренные характеристики стопок ВТСП лент являются необходимыми для проектирования действующих устройств и будут использованы для создания эффективных левитационных подшипников и подвесов.

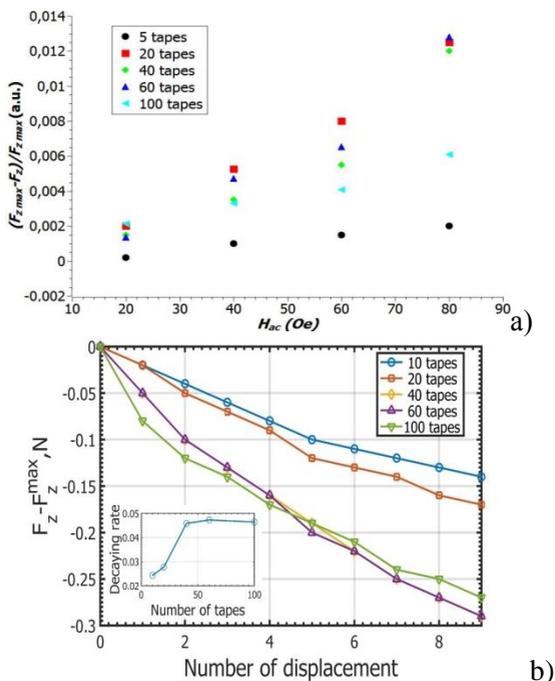


Рис. 2 а). Зависимость величины подавления вилы левитации от величины поля (частота 50 Гц), б). Зависимость изменения силы левитации от числа латеральных смещений

Литература

- [1] S. V. Pokrovskiy, Y. S. Ermolaev, and I. A. Rudnev, «Levitation characteristics of HTS tape stacks». *Progress in Superconductivity and Cryogenics*, vol. 17, no. 1, pp. 14-16 (2015)
- [2] Patel A, Hopkins S.C., Glowacki B. A. «Trapped fields up to 2 T in a 12 mm square stack of commercial superconducting tape using pulsed field magnetization». *Superconductor Science and Technology*, Vol. 26., № 3, P. 032001 (2013)
- [3] I A Rudnev and Yu S Ermolaev, «Suppression of magnetic levitation force in melt-textured YBa2Cu3O7 -x superconductors by a transverse AC magnetic field». *J PhysConfSer*, 97, 012006 (2008)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В ВОЛЬФРАМОВОМ «ПУХЕ»

А.Г. Посакалов, В.С. Ефимов, Ю.М. Гаспарян

*Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»,
г. Москва
89850696729, aposkakalov@gmail.com*

Исследование устойчивости вольфрама к мощным тепловым нагрузкам проводится применительно к задачам термоядерного синтеза. В процессе работы термоядерного реактора одним из продуктов термоядерной реакции является гелий, который, как и другие инертные газы, вводимые в твердые, является агломератом из-за чрезвычайно малой растворимости. В результате воздействия большими потоками гелиевой плазмой на поверхности вольфрама происходит заполнение газом дефектов, что приводит к изменению морфологии поверхности, а также образованию специфичного наноструктурного слоя, который в литературе называют вольфрамовый «пух» (fuzz). Визуально эти структуры представляют из себя запутанные массы неупорядоченных нановолокон, которые могут быть до микрона длиной и шириной от 10 до 50 нм. Формирования «пуха» происходит при энергии ионов гелия свыше 20-30 эВ и температуре поверхности вольфрама от 1000 до 2000 К. [1]

Ранее были исследованы образцы вольфрама, на поверхности которых был получен «пух» под воздействием гелиевой плазмой при температуре 1200⁰С и потоке $1 \cdot 10^{27}$ He/м². Методом термодесорбции произведена оценка содержания гелия в вольфрамовом «пухе», которая оказалась 15 ат.%. Исследования структуры на электронном микроскопе показало, что в нановолокнах содержатся пузырьки, заполненные гелием, средний диаметр которых 10 нм.

В данной работе было продолжено исследование гелия в вольфрамовом «пухе», а именно были получены оценки для давления внутри пузырьков, концентрация пузырьков, пористость материала. Удельное значение поверхностной энергии для пузырька гелия в вольфраме $\gamma=3000$ Эрг/см²[2], по уравнению Янга-Лапласа оценка равновесного давления в пузырьке составила - 0,6 Гп, что соответствует критическому давлению для роста пузырька [3]. Концен-

трация пузырьков гелия в структуре, при данных параметрах: $\sim 10^{16} \text{см}^{-3}$, а пористость материала стала: $\eta = \frac{V_{He}}{V_W} = 3\%$. Подобные оценки для гелия в вольфраме не производились. Наши результаты свидетельствуют о сильной развитости поверхности, высокой концентрации гелиевых пузырьков внутри материала.

Литература:

1. Y. Ueda, H.Y. Peng, H.T. Lee/ Helium effects on tungsten surface morphology and deuterium retention/ 2013
2. M. Miyamoto, D. Nishijima, Y. Ueda/ Observations of suppressed retention and blistering for tungsten exposed to deuterium–helium mixture plasmas/ 2009
3. K.B. Woller, D.G. Whyte, G.M/ Wright. Journal of Nuclear Materials/ 463 (2015) 289–293.

ДВУХЛЕПЕСТКОВЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ С ВРАЩЕНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ЗАДАЧ МИКРОСКОПИИ

***Проконова Д.В.^{1,2}, Волостников В.Г.^{1,2}, Воронцов Е.Н.¹,
Котова С.П.^{1,2}, Лосевский Н.Н.^{1,2}, Разуева Е.В.¹, Самагин С.А.¹***

¹*Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
(СФ ФИАН), Самара*

²*Самарский государственный аэрокосмический университет имени ака-
демика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)
(СГАУ), Самара*

конт. тел. +79270041017, e-mail, prokopovadv@gmail.com

Световые поля, распределение интенсивности которых вращается при распространении в свободном пространстве, представляют интерес для ряда прикладных задач, включая оптическую манипуляцию микрообъектами и определение глубины залегания излучающих нанообъектов в микроскопии. В рамках последней задачи активно исследуются так называемые двухлепестковые световые поля с вращением интенсивности, которые можно использовать для увеличения продольного разрешения флуоресцентных оптических микроскопов [1-2].

Объектом исследования данной работы являются световые поля с вращением интенсивности, полученные с помощью оптики спиральных пучков [3]. Рассматриваются две схемы формирования двухлепестковых световых полей. Одна удобна при непосредственном исследовании световых полей с вращением распределения интенсивности, другая описывает ситуацию применения данных световых полей в схеме микроскопа. Проведено соответствие между отображением в одной и другой схеме. Также изучаются вопросы влияния на формирование двухлепестковых световых полей с вращением распределения интенсивности таких факторов как: распределение интенсивности освещающей фазовую маску пучка, размер апертуры и наличие аберраций в оптической системе.

Работа проведена при поддержке гранта Учебно-Научного Комплекса ФИАН (УНК).

Литература

1. S.R. Prasanna., R. Piestun «High-efficiency rotating point spread functions» Optics express. Vol. 16. №. 5. P.3848-3489. (2008)
2. M. Lew, M. Thompson, M. Badirostami, W. Moerner «In vivo Three-Dimensional Superresolution Fluorescence Tracking using a Double-Helix Point Spread Function» Proc. of SPIE. Vol. 7571. 75710Z. P.1-13. (2010)
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Современная оптика Гауссовых пучков (М: ФИЗМАТЛИТ. 2010).

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ КСЕНОНЕ И ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА

***Рагульская А.В.¹, Мареев Е.И.¹, Потемкин Ф.В.¹,
Гордиенко В.М.¹, Минаев Н. В.², Багратшвили В. Н.³***

¹*Физический факультет и МЛЦ МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

²*ИППЛИТ РАН, Москва, Россия*

³*Химический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия
Тел.: +79647963461 E-mail: av.raguljskaya@physics.msu.ru*

Взаимодействие мощного лазерного излучения с прозрачной средой приводит к появлению филаментации (самоканалирование импульса) и генерации суперконтинуума (широкополосное когерентное излучение). Эти явления представляют интерес для дистанционной спектроскопии атмосферы, микрообработки материалов, генерации ТГц и др. Сверхкритические флюиды (СКФ) [1] являются новыми нелинейно-оптическими объектами для исследования, поскольку дают уникальную возможность управлять и изучать влияние свойств среды на филаментацию и сопровождающую её генерацию суперконтинуума, ввиду высоких нелинейных свойств и легко управляемых параметров среды.

Для исследования процессов взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного излучения (длина волны 1240 нм, длительность импульса 200 фс) с СКФ средами использовались диоксид углерода ($T_{кр} = 31.1^{\circ}\text{C}$ и $p_{кр} = 72.8$ атм) и ксенон ($T_{кр} = 16.6^{\circ}\text{C}$ и $p_{кр} = 57.5$ атм). В исследованиях можно определить роль молекулярных колебаний в нелинейном формировании спектра суперконтинуума, так как ксенон является атомарным газом, а углекислый газ - молекулярным.

Для ксенона и углекислого газа в сверхкритическом режиме получена генерация широкого суперконтинуума (от 300 нм до 2 мкм) при $P \gg P_{cr}$ ($P_{cr} = 3.72\lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2$, где λ_0 -длина волны, n_0 -показатель преломления, n_2 -нелинейный показатель преломления) при филаментации фемтосекундного импульса ближнего ИК диа-

пазона (рис. 1а, 1б). В ксеноне при мощности фемтосекундного лазера $P \gg P_{cr}$ наблюдается уширение спектра, в котором «синее» крыло растет быстрее «красного» (рис. 1б), что вызвано увеличением концентрации свободных электронов, возникающих при филаментации. Наблюдается увеличение роста «красного» крыла при приближении к критической точке в виду увеличения n_2 . Наличие молекулярных колебаний в диоксиде углерода (1388 см^{-1}) ведет к эффективной перекачке энергии в эти колебания и подавлению «синего» крыла, а также резкому росту «красного» крыла (рис. 1а). При переходе через критическую точку происходит значительный рост n_2 , и появляется «плато» в спектре суперконтинуума (от 1400 до 1900 нм), ограниченное по ширине в виду наличия поглощения молекулами углекислого газа на составных колебаниях в окрестности 1900 нм [2]. В видимой области присутствует крыло, «оторванное» от основной части суперконтинуума, энергия которого увеличивается с ростом n_2 (рис. 1в, 1г).

Установлено, что СКФ являются уникальным источником мультиоктавного суперконтинуума, возникающего при филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения. При мощностях лазерных импульсов, существенно превышающих критическую мощность самофокусировки, достигнута генерация суперконтинуума шириной в три с половиной октавы (от 350 до 2000 нм) в сверхкритическом ксеноне. В молекулярном сверхкритическом CO_2 «красное» крыло суперконтинуума простирается в виде плато от 1400 до 1900 нм при практически полном ослаблении «синего» крыла в спектре.

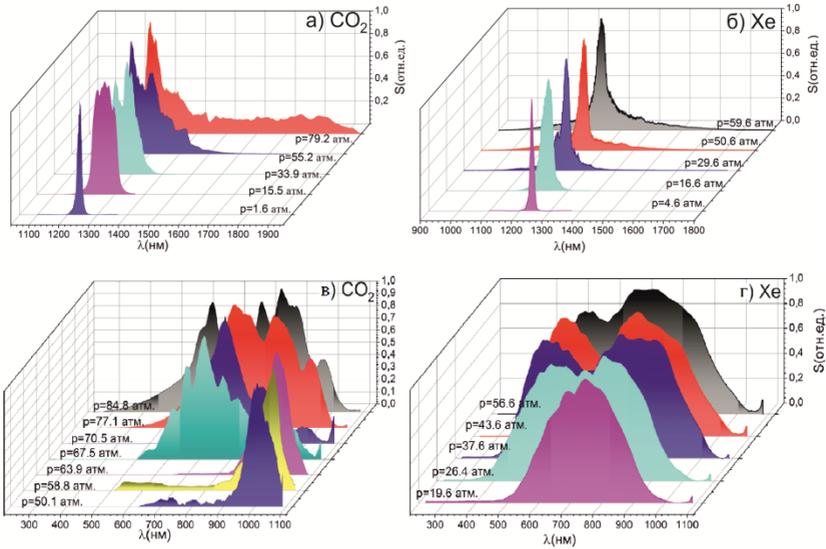


Рис.1. Эволюция спектра суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в диоксиде углерода (а, в) и ксеноне (б, г) в ближнем ИК диапазоне (а, б) и в видимом диапазоне длин волн (в, г).

Литература

- [1] Леменовский Д.А. и Баграташвили В.Н. Российский Химический Журнал 1999 Т. XLIII. С. 93.
- [2] Lea A.S., Higgins S.R., Knauss K.G. and Rosso K.M. Rev. Sci. Instrum. 2011. Vol.82. P. 043709.

ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ ОПТОВОЛОКОННЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ С ПРЯМЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ДОПЛЕРОВСКИХ СИГНАЛОВ

***Рамазанов А.М., Кузнецов А.П., Губский К.Л., Саранцев С.А.,
Раевский И.Ф., Норкин С.В.***

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Предложен метод измерения газокINETического давления плазмы в разрядах типа низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ) путем измерения скорости деформации пластины, подверженной воздействию плазмы. В процессе генерации плазмы корпускулярные потоки из области разряда НВИ создают динамическое давление на поверхности пластины, которое возбуждает в пластине акустические волны. На другую поверхность пластины фокусируется зондирующее лазерное излучение. Под действием плазмы пластина выгибается в сторону коллиматора и отраженное от поверхности лазерное излучение приобретает доплеровский сдвиг. Часть отраженного излучения собирается и направляется в интерферометр. Данный интерферометр позволяет определить скорость деформации по измеренному значению доплеровского сдвига. По полученной зависимости скорости деформации пластины от времени и известным параметрам пластины, путем математического моделирования, была получена зависимость газокINETического давления плазмы от времени ее существования.

СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОПОРОШКОВ АЛМАЗА И ОКСИДА ЦИНКА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Рахматуллаев И.А.¹, Горелик В.С.², Курбонов А.К.¹

¹*Научно-исследовательский институт Прикладной физики, Ташкент*

²*Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской Академии наук,
Москва*

Конт.тел.: +998901869597, e-mail: rakhmatullaev@uzscience.uz

Резко возросший интерес к ультрадисперсным (нано-) материалам связан как с фундаментальным значением их в качестве нового научного направления, возникшего на стыке различных направлений наук, так и с перспективным прикладным значением для различных отраслей, что отражает фактически новый этап научно-технического прогресса в миниатюризации материалов и устройств от макро- к наномасштабам [1].

Термодинамические, механические и оптические свойства таких объектов зависят от их размера [1]. В обычно применяемой методике регистрации спектров фотолюминесценции (ФЛ) в конденсированной среде лазерное излучение фокусируется внутри среды и, при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения, это приводит к изменению исходных характеристик вещества: фотодеструкции, локальному разогреву среды и др.

В данной работе предлагается новая методика возбуждения ФЛ в ультрадисперсных средах. Методика основана на использовании световода для ввода возбуждающего лазерного излучения в ультрадисперсную среду, помещаемую в металлическую минирезонаторную кювету, и дополнительных световодов для вывода вторичного излучения из этой кюветы [2]. При этом реализован режим несущественного нагревания вещества лазерным излучением, обеспечивающий возможность многократных измерений без деструкции образца.

Ультрафиолетовое излучение $\lambda=266$ нм (четвертая гармоника лазера на алюмоиттриевом гранате) от лазера направляется через собирающую линзу в кювету с исследуемым веществом. Лазер работал с частотой следования импульсов 12,5 Гц. Длительность им-

пульса 30 пс. Энергия излучения в импульсе составляла 1 мДж. Анализируемый порошок массой около 8 мг помещался в кювету. ФЛ собирается на выходе кюветы с помощью волоконно-оптического световода и направляется на входную щель самодельного многоканального миниспектрометра [2], связанного с компьютером.

Были изучены нанопорошки алмаза (со средним размером частиц $d \sim 4$ нм), и оксида цинка (со средним размером частиц $d \sim 90$ нм). Экспериментальные исследования проводились при комнатной температуре.

На рис.1 приведены спектры ФЛ нанопорошков ZnO (1) и алмаза (2) при возбуждении ультрафиолетовым излучением ($\lambda = 266$ нм). Как видно из рисунка, спектры этих соединений отличаются друг от друга интенсивностью, формой и положением. Спектральная интенсивность спектра ФЛ алмазного порошка ($\lambda_{\text{макс}} = 420$ нм) меньше соответствующей интенсивности ZnO ($\lambda_{\text{макс}} = 390$ нм) примерно в 22 раза. Максимум ($\lambda_{\text{макс}} = 390$ нм) спектра ФЛ нанопорошков ZnO (кривая 1) соответствует положению 3L0 полосы из серий многофононной аннигиляции А-экситонов [3].

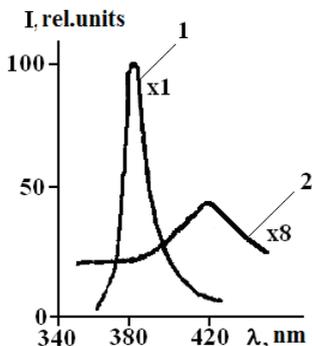


Рис. 1. Спектры ФЛ нанопорошков ZnO (1) и алмаза (2) при возбуждении ультрафиолетовым излучением ($\lambda = 266$ нм).

Спектр ФЛ нанопорошка алмаза представляет собой широкую полосу с одним максимумом в области 420 нм. Этот максимум может быть соотнесен с известной полосой дефекта N3 в спектре природных алмазов [1]. Такие дефекты состоят из трех атомов азо-

та, заместивших углерод в вершинах элементарной ячейки, и связанных либо с общим атомом углерода, либо с общей вакансией.

Таким образом, показано, что нанопорошки ZnO и алмаза проявляют люминесцентные свойства, характерные для крупных кристаллов. В то же время установлено, что имеются определенные отличия в положении и форме соответствующих спектральных линий для нанопорошков и крупных монокристаллов.

Работа выполнена при поддержке Государственных научно-технических программ РУз (проекты ОТ-Ф2-67, А-3-113).

Литература

1. А.Л. Верещагин. Свойства детонационных наноалмазов. (Из-во АлтГТУ, 2005).
2. V.S.Gorelik, I.A.Rakhmatullaev. «Combination optical processes in superdispersed media under pulse – periodic laser excitation». J.Rus. Laser Research. V.26. N1. pp. 66-82 (2005).
3. А.Х. Абдуев, А.Д. Адуков, Б.М. Атаев и др. «УФ люминесценция эпитаксиальных слоев окиси цинка при однофотонном и двухфотонном возбуждении». Квант. электр. Т.5. №1. С.206-208 (1978).

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРОЗРАЧНОЙ НАНОЖИДКОСТИ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ

Савельев М.В.¹, Ивахник В.В.¹

*¹Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет), Самара
конт. тел.: 8 917 819 2805, e-mail: belchonokenot@mail.ru*

Получение волны с обращенным волновым фронтом (ОВФ) при четырехволновом взаимодействии позволяет в реальном масштабе времени скомпенсировать фазовые искажения, возникающие при прохождении излучения через оптически неоднородную среду.

К настоящему времени в схемах как со встречными, так и с попутными волнами накачки достаточно подробно исследована пространственная структура волны с ОВФ при четырехволновом взаимодействии в средах с керровской, тепловой, резонансной нелинейностями [1]. Прозрачные двухкомпонентные среды (суспензии, коллоидные растворы и пр.), которые активно исследуются в последние годы, позволяют реализовывать процесс четырехволнового взаимодействия с учетом нескольких механизмов нелинейности (электрострикции, диффузии наночастиц в жидкости, эффектов Соре и Дюфура и т.д.) используя широкий класс лазерных источников, в схеме со встречными волнами накачки осуществлять фильтрацию высоких пространственных частот падающей волны [2, 3].

Целью работы является анализ пространственной структуры волны с ОВФ при вырожденном четырехволновом взаимодействии в прозрачной наножидкости в схеме с попутными волнами накачки.

В качестве нелинейной среды рассмотрен плоский слой оптически прозрачной наножидкости (жидкости, содержащей наночастицы с плотностью близкой к плотности жидкости). Под действием излучения с меняющейся в пространстве интенсивностью в среде возникает поток концентрации наночастиц. Эффект Дюфура при-

водит к изменению температуры, к наведению в нелинейной среде решетки показателя преломления.

В приближении плоских волн накачки, в приближении малого коэффициента преобразования при квазиколлинейарной геометрии распространения волн получены аналитические выражения, однозначно связывающие временную зависимость пространственного спектра волны с ОВФ с временной зависимостью пространственного спектра падающей волны на задней грани нелинейного слоя.

При моделировании падающей волны волной от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя, в параксиальном приближении показано, что на пространственных частотах волн накачки в пространственном спектре волны с ОВФ возникают провалы (рис. 1). Время их образования превышает время образования структуры спектра на высоких пространственных частотах, которая совпадает с видом пространственного спектра в случае четырехволнового взаимодействия в среде с керровской нелинейностью [1]. Увеличение угла между волнами накачки приводит к уменьшению видности и ширины провалов, отсчитываемой по половине глубины провалов. С течением времени видность провала увеличивается.

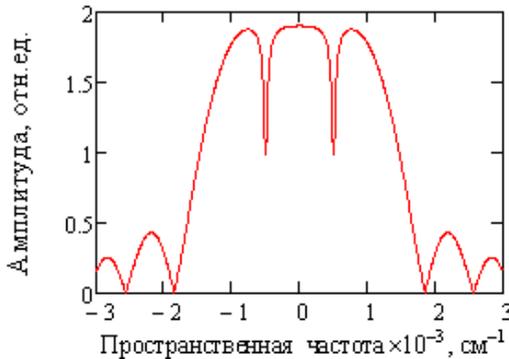


Рис. 1. Пространственный спектр волны с ОВФ при углах падения волн накачки 0.01 рад, толщина среды 1 мм, длина волны излучения 0.53 мкм

Время выхода амплитуды пространственного спектра волны с обращенным волновым фронтом на пространственных частотах волн накачки (провалов) на установившееся значение уменьшается с ростом угла между волнами накачки и увеличивается с ростом

параметра $c_p \nu D_{22} / D_{11}$ (где c_p – удельная теплоемкость, ν – плотность вещества, D_{22} и D_{11} – коэффициенты диффузии и теплопроводности соответственно).

Для установившегося режима в приближении больших коэффициентов преобразования получена система связанных дифференциальных уравнений третьего порядка для пространственных спектров падающей волны и волны с ОВФ.

Литература

1. В.В. Ивахник. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. (Самара: Самарский университет. 2010).
2. А.А. Афанасьев, А.Н. Рубинов, С.Ю. Михневич и др. «Четырехволновое смещение в жидкой суспензии диэлектрических прозрачных микросфер». ЖЭТФ. Т.128. Вып.3(9). С.451-463 (2005).
3. V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev. «Four-wave mixing in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect at large reflectance». Physics Procedia. Vol.73. P.26-32 (2015).

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭКСИТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ОРГАНИЧЕСКОМ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩЕМ ДИОДЕ НА ОСНОВЕ НАНОПЛАСТИН CdSe

Селюков А.С.^{1,2}, Ващенко А.А.^{1,2}, Васильев Р.Б.³, Курочкин Н.С.^{1,2},
Соловей В.Р.²

¹ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

²Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный

³ФНМ, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Тел. 8-926-233-8543, e-mail: fedyaninv@yandex.ru

В настоящее время актуальной является задача разработки различных оптоэлектронных и фотонных устройств нового поколения. Одним из наиболее динамично развивающихся направлений в этой области является изготовление органических светоизлучающих диодов (OLED). Новым перспективным материалом для изготовления гибридных OLED являются планарные полупроводниковые нанокристаллы (нанопластины, NPLs) CdSe [1]. Эти нанокристаллы обладают исключительно узкой полосой межзонной люминесценции (FWHM~10 нм) и малым временем релаксации электронного возбуждения (~10 нс), толщина таких наночастиц в процессе синтеза контролируется с точностью до одного атомного слоя.

Целью настоящей работы являлось исследование особенностей переноса электронного возбуждения от доноров (D, транспортные слои TPD и TAZ) к акцептору (A, активный излучающий слой из нанопластин CdSe) в гибридном NPL-OLED со структурой: ИТО/PEDOT:PSS/TPD/NPLs/TAZ/Al, изготовленном в [1].

Скорость резонансной передачи энергии экситонного возбуждения от органической молекулы плотноупакованному монослою наночастиц выражается следующим образом [2]:

$$K_{D-A} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{l_F}{l}\right)^4 \quad (1)$$

где τ – время жизни возбужденного состояния молекул-доноров, определенное экспериментально для TAZ ($\tau = 1.5$ нс) и TPD ($\tau = 0.5$ нс), l – расстояние от одиночного донора до плоскости монослоя наночастиц, l_F – характерное расстояние (критическая длина), на котором спонтанная релаксация молекул-доноров и резонансная передача энергии на акцепторы равновероятны. Для плотноупако-

вонного слоя наночастиц $l_F = R_F^{3/2} / h_{NPL}^{1/2}$, где $h_{NPL} = d_{NPL} + l_{OA}$ – эффективная толщина нанопластины, которая складывается из толщины полупроводниковой наночастицы $d_{NPL} = 1.2$ нм и длины лиганда (олеиновой кислоты) $l_{OA} = 2.5$ нм. Ферстеровский радиус R_F , характеризующий расстояние эффективной передачи энергии возбуждения от органической молекулы одиночной наночастице [2]:

$$R_F^6 = \frac{3c}{32\pi^4} \int_0^\infty F_D(\lambda) \sigma_A(\lambda) \lambda^2 d\lambda \quad (2)$$

где c – скорость света, n – показатель преломления среды ($n = 1.7$), $\sigma_A(\lambda)$ – сечение поглощения света для одиночной нанопластины (акцептора), $F_D(\lambda)$ – нормированный спектр фотолюминесценции органической молекулы (донора).

В предположении, что нанопластины при нанесении образуют плотноупакованный монослой в составе структуры OLED и лежат горизонтально, были получены зависимости характерной скорости K передачи экситонного возбуждения от молекул TPD и TAZ слою нанопластин CdSe для интервала расстояний между донором и акцептором в пределах от l_{OA} до l_F . Для критического значения расстояния между донором и акцептором $l = l_F$ эти скорости составили $K_{TPD-CdSe} = 1.9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $K_{TAZ-CdSe} = 6.7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, было показано, что при условии равноудаленности молекул-доноров от слоя нанопластин CdSe, передача энергии экситонного возбуждения от TPD этому слою является более эффективной. Данный результат обусловлен меньшим временем релаксации возбужденного состояния для молекул TPD и большим интегралом перекрытия кривых фотолюминесценции TPD и поглощения нанопластин, нежели чем в случае TAZ. Полученные в работе результаты помогут в дальнейшем оптимизировать структуры гибридных OLED.

Технологическая часть работы выполнена при поддержке РФФ, проект №15-19-00205, теоретическая часть работы поддержана Советом по грантам Президента РФ, проект МК-7514.2015.2, измерения времён жизни возбуждённого состояния молекул-доноров проведены при поддержке стипендии Президента РФ.

Литература

1. А.С. Селюков, А.Г. Витухновский, В.С. Лебедев, А.А. Ващенко и др. «Электролюминесценция коллоидных квазидвумерных

полупроводниковых наноструктур CdSe в гибридном светоизлучающем диоде». ЖЭТФ. Т.147. №4. С.687–701 (2015).

2. А.А. Вашенко, В.С. Лебедев, А.Г. Витухновский и др. «Электролюминесценция квантовых точек CdSe/CdS и перенос энергии экситонного возбуждения в органическом светоизлучающем диоде». Письма в ЖЭТФ. Т.96. №2. С.118–122 (2012).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛАНАРНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdTe ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

***Соловей В.Р.¹, Селюков А.С.^{1,2}, Витухновский А.Г.^{1,2,3},
Васильев Р.Б.⁴, Лазарева Е.П.⁴***

¹*Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный*

²*ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

³*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва*

⁴*ФНМ, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*

Тел. 8-985-680-23-16, e-mail: valentinsr@mail.ru

Одним из перспективных материалов для изготовления оптоэлектронных и нанофотонных устройств являются коллоидные полупроводниковые нанокристаллы на основе халькогенидов кадмия. Эти наночастицы обладают рядом привлекательных оптических свойств, таких как узкие линии люминесценции, малые времена релаксации люминесценции и высокая стабильность под воздействием внешних факторов. Не смотря на то, что существует достаточное число публикаций, посвящённых изготовлению устройств на основе полупроводниковых нанокристаллов [1,2], влияние электрического поля на их свойства рассмотрено не достаточно подробно.

Целью данной работы являлось изучение люминесцентных свойств планарных нанокристаллов CdTe (нанопластины, NPLs) при оптическом возбуждении под воздействием внешнего электрического поля. Для этого нанокристаллы в диэлектрической матрице (полистирол) помещались между двумя стёклами с нанесённым на них слоем ИТО (оксид индия-олова), выступавшим в роли электрического контакта. По торцам стёкла склеивались прозрачным эпоксидным клеем. Характерная толщина полученного образца составляла порядка 100 мкм. Использование матрицы из полистирола позволяло избежать или в значительной степени снизить приобретение наночастицами электрического заряда и рассматривать исключительно влияние внешнего электрического поля на их свойства [3].

Для нанопластин CdSe при оптическом возбуждении 3.06 эВ были получены спектры фотолюминесценции в приложенном внешнем электрическом поле. Измерения проводились при последовательном повышении величины поля с 0 до 40 кВ/см с интервалом 10 кВ/см и последующем её понижении до 5 кВ/см. Обнаружено, что в спектре фотолюминесценции присутствуют полосы, соответствующие нанопластинам двух различных толщин с максимумами люминесценции на 2.47 и 2.23 эВ, а также небольшой пик на 2.38 эВ, который предположительно связан с квантовыми точками CdTe, широкая полоса в области меньших энергий соответствует люминесценции дефектов. Для основного пика 2.47 эВ, обусловленного межзонной люминесценцией более тонких нанопластин, наблюдалось снижение максимума люминесценции и интегральной интенсивности пика на 13% при повышении поля, при этом при его понижении уменьшение этих величин составило всего 2%. Зависимости максимума интенсивности и интегральной интенсивности от поля практически идентичны. Кроме того, при уменьшении внешнего поля, форма всего спектра фотолюминесценции оставалась практически неизменной. Данный результат показывает, что основным фактором вызывающим тушение люминесценции в нашем эксперименте является именно влияние внешнего электрического поля, а не фотодеградация. Наблюдаемое тушение люминесценции может быть объяснено за счёт диссоциации экситонов в нанопластинах, то есть удаления электрона и дырки на расстояние, большее боровского радиуса экситона под действием внешнего электрического поля и разрушения электрон-дырочной пары. Примечательно, что в нашем эксперименте не наблюдалось изменение ширины основного пика межзонной люминесценции на полувысоте, которая всегда составляла порядка 50 мэВ. Этот факт свидетельствует о том, что нанопластины в образце ориентированы достаточно произвольным образом. Также обнаружено сильное тушение люминесценции дефектов, которое связано с опустошением неглубоких ловушек под воздействием внешнего электрического поля.

Полученные результаты могут оказаться полезными для объяснения механизмов возбуждения и релаксации люминесценции планарных нанокристаллов в составе гибридных органо-

неорганических светоизлучающих диодов и могут помочь найти способы повышения их эффективности.

Технологическая часть работы выполнена при поддержке РФН, проект №15-19-00205, измерения спектров фотолюминесценции проведены при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-02-00594 А и 15-02-07777 А.

Литература

3. А.А. Ващенко, В.С. Лебедев, А.Г. Витухновский и др. «Электролюминесценция квантовых точек CdSe/CdS и перенос энергии экситонного возбуждения в органическом светоизлучающем диоде». Письма в ЖЭТФ. Т.96. №2. С.118–122 (2012).

4. А.А. Ващенко, А.Г. Витухновский, В.С. Лебедев и др. «Органический светоизлучающий диод на основе плоского слоя полупроводниковых нанопластинок CdSe в качестве эмиттера». Письма в ЖЭТФ. Т.100. №2. С.94–98 (2014).

5. D. Bozyigit, O. Yarema, and V. Wood. “Origins of Low Quantum Efficiencies in Quantum Dot LEDs”. *Advanced Functional Materials*. Т.23. №.24. С.3024–3029 (2013).

СВЧ РАЗРЯД В ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ВОДОРОДА

Степанов Д.С., Горбунов М.А., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.

НИЯУ МИФИ, г. Москва

8-903-012-31-58, DSStepanov@mephi.ru

Выбор рабочего режима СВЧ источника ионов водорода является ключевым вопросом, определяющим эффективность данного устройства, но т.к. задача о плазме в высокочастотном поле в резонаторе является нелинейной, а сама плазма не всегда стабильна, то необходимо определить механизмы влияния плазмы СВЧ разряда на работу резонатора.

Основным следствием наличия СВЧ разряда в резонаторе является уменьшение добротности последнего, что влечет за собой уменьшения напряженности электрического поля в плазме. Для анализа этого эффекта рассмотрим призматический резонатор на виде колебаний H_{101} на частоте 2.45 ГГц. в режиме электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Для выяснения влияния СВЧ разряда на величину полей в резонаторе вычислим диэлектрическую проницаемость плазмы $\varepsilon(\omega)$.

Как известно плотность тока \vec{j} в плазме под воздействием переменного электрического поля \vec{E} выражается как:

$$\vec{j} = -i\omega\vec{P} = -i\omega\varepsilon_0(\varepsilon(\omega) - 1)\vec{E} \quad (1)$$

Компоненты тока j_y и j_z могут быть найдены из траекторной модели СВЧ разряда [1], так что

$$\varepsilon_{yy} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_L^2 + \nu^2)}{(\omega^2 - \omega_L^2 - \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2} - i \frac{\omega_p^2\nu(\omega^2 + \omega_L^2 + \nu^2)}{\omega((\omega^2 - \omega_L^2 - \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2)} \quad (2)$$

$$\varepsilon_{zy} = 1 - \frac{2\omega_p^2\nu\omega_L}{(\omega^2 - \omega_L^2 - \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2} + i \frac{\omega_p^2\omega_L(\omega^2 - \omega_L^2 - \nu^2)}{\omega((\omega^2 - \omega_L^2 - \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2)}$$

здесь ω_L – ларморовская частота, V – частота упругих столкновений электронов в плазме, ω_p – плазменная частота.

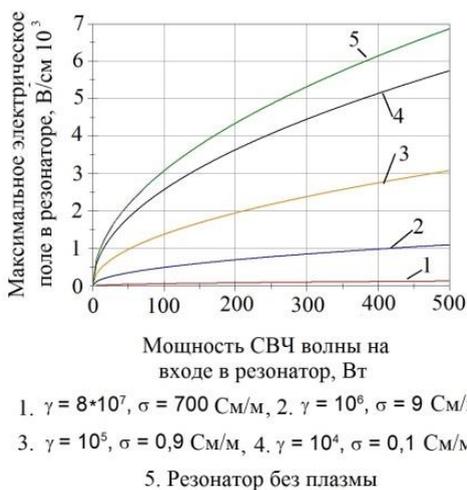


Рис.1. Зависимость величины максимального электрического поля в резонаторе от мощности падающей СВЧ-волны

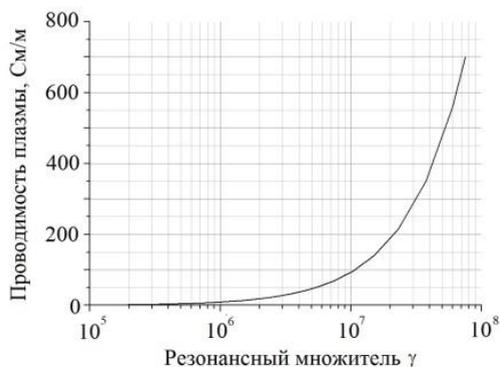


Рис.2. Зависимость проводимости плазмы в резонаторе от степени близости к ЭЦР

Для получения зависимости электрических полей в резонаторе с газоразрядной плазмой был использован пакет CST Microwave Studio. В случае расчётов с плазменным присутствием предварительно определялась локализация плазмы и её электрическая проводимость. На рис. 1 представлены зависимости максимальных электрических полей в резонаторе от мощности падающей волны. Параметром у кривых является величина γ , которую можно назвать резонансным коэффициентом, характеризующим остроту резонансной зависимости энергии, передаваемой электронам плазмы при ЭЦР. Т.к. электрическая проводимость σ связана с γ , то можно считать, что параметром у кривых рис. 1 может являться также и σ . При фиксированной мощности P СВЧ волны на входе в резонатор происходит падение амплитуды электрического поля в нем по мере приближения к ЭЦР, что и демонстрирует рис. 1. Это связано с тем, что всё больше энергии поступающей в резонатор поглощается разрядной плазмой и все меньше уходит в накопление. Об этом также свидетельствует и рост проводимости плазмы (рис. 2). Это обстоятельство свидетельствует о неэффективном режиме наработки ионов для их использования в нейтронном генераторе при ЭЦР и непосредственно вблизи него, тогда практически вся СВЧ энергия уходит на разогрев всех компонентов плазмы.

Список использованной литературы

1. В.Л. Гинзбург, А.А. Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме. Москва, Наука, 1975, с. 254.

КОНТРОЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ВНЕЭЛЕКТРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПО СЕЧЕНИЮ ЕЕ ПОТОКА МЕТОДОМ ИЗОГНУТОЙ ПОЛОСТИ

***Столбинский Д.В., Колпаков В.А., Кричевский С.В.,
Маркушин М.А.***

*Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский
университет), Самара
телефон: 89277275413
e-mail: Denver7074@yandex.ru*

Газоразрядная плазма широко используется при формировании на поверхности материалов оптического микрорельефа, топологии тонкопленочных структур, очистки поверхности подложек и др. [1]. Заряженные частицы плазмы, взаимодействуя с обрабатываемой поверхностью, оказывает значительное влияние на параметры и характеристики формируемых элементов. Поэтому в плазменных технологиях актуальной проблемой является контроль распределения частиц плазмы по сечению потока. Конструкции, используемые для решения такой задачи [2,3], обладают некоторыми недостатками: уменьшение точности измеряемого параметра при взаимодействии конструкции с потоком электронов или ионов и необходимость обеспечения воспроизводимости получаемых результатов. Устранение таких недостатков приводит к значительному усложнению конструкции.

Формирование внеэлектродного газового разряда осуществляется за пределами электродов устройства [4,5], ввиду чего поток плазмы не приводит к изменению параметров измерительного устройства. Используя эту особенность внеэлектродного газового разряда, предлагается устройство, осуществляющее численные измерения плотности тока в любой точке сечения потока плазмы без нарушения режима вакуума в рабочей камере в едином технологическом цикле. Схема конструкции такого устройства представлена на рис.1.

Экспериментальные исследования плотности тока заряженных частиц методом изогнутой полости показали его эффективность

при проведении контроля распределения заряженных частиц по сечению плазменного потока. Сравнительный анализ с аналогичными показаниями, полученными методом коллектора [3], показал их полную идентичность, что свидетельствует о достоверности измеряемых параметров рассматриваемой плазмы.

Применение предлагаемого устройства при диагностике плазмы увеличивает быстродействие процесса измерения характера распределения плотности, а путем выбора конструктивных параметров устройство позволяет добиться уменьшения относительной погрешности измерения плотности тока на 33,75 %.

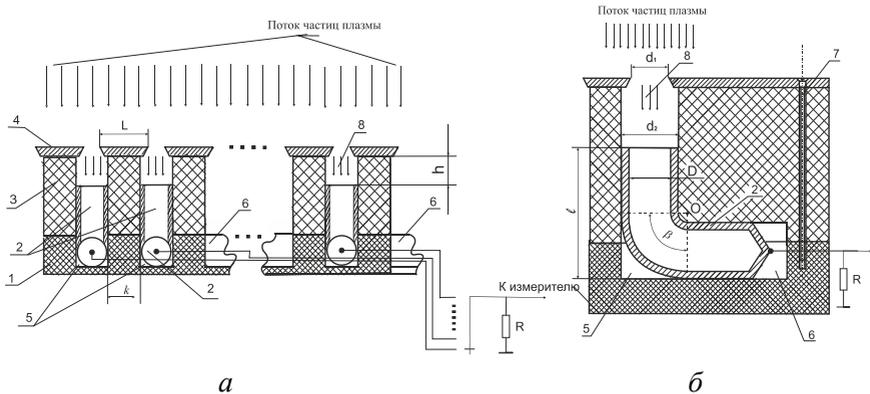


Рис. 1. Схема конструкции устройства для измерения плотности тока по сечению потока заряженных частиц методом изогнутой полости: а – схема измерительного устройства: 1 - диэлектрическое основание; 2 - приемники микропотоков плазмы в виде трубок с изогнутой полостью (коллекторы); 3 - диэлектрический корпус; 4 - металлическая пластина с калиброванными отверстиями диаметром d_1 ; 5 - канавки для укладки коллекторов; 6 - полость для укладки монтажных электропроводов от коллекторов; 7 - винты крепления; 8 - калиброванные микропотоки плазмы; б – форма изгиба конструкции коллектора.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых - докторов наук (№ МД-5205.2016.9) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-07-00494 А).

Литература

1. Е.В. Берлин, Л.А. Сейдман. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. (М.: Техносфера. 2010).

2. Н.Н. Рыкалин, И.В. Зуев, А.А. Углов. Основы электронно-лучевой обработки материалов. (М.: Машиностроение. 1978).

3. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков. Интенсивные электронные и ионные пучки. (М.: Энергоиздат. 1991).

4. Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков. Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда. (М.: Радио и связь. 2009).

5. В.А. Колпаков, А.И. Колпаков, С.В. Кричевский. Генератор широкоапертурного потока газоразрядной плазмы. Приборы и техника эксперимента. № 2, с. 60–67. (2014).

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК НЕФТЕПРОДУКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАКОРОТКОГО УФ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Сунчугашева Е.С.^{1,2}, *А.А.Ионин*¹, *Д.В.Мокроусова*^{1,2},
*Л.В.Селезнев*¹, *Д.В.Синицын*¹

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва*
²*Московский Физико-Технический Институт, г.Долгопрудный,*
Московская обл.
+79032034527, ses@lebedev.ru

Определение загрязняющих веществ является одной из важнейших задач экологического мониторинга окружающей среды и может быть выполнено с помощью лазерной спектроскопии. Детектирование разлива нефти в природных водоемах методом лазерной флуоресценции хорошо известно проводится довольно давно [1, 4]. В современных системах для этого используются лазерные импульсы с наносекундной длительностью в ближнем УФ и видимом диапазоне: 308 нм (12 нс) – 533 нм (6 нс) [4]. В данной работе рассматриваются модельные эксперименты по детектированию флуоресценции тонких пленок нефтепродуктов на водной поверхности с помощью фемтосекундных УФ лазерных импульсов, которые распространяются в режиме филаментации [2, 3].

Излучение титан-сапфировой лазерной системы с длительностью 100 фс с центральными длинами волн 248 нм и 372 нм (УФ оптический диапазон) фокусировался в емкость с водой линзой ($f = 20$ см). На поверхности воды находились тонкие пленки различных нефтепродуктов: масел ВМ-5 и 5W-40, растворителя WhiteSpirit. Спектральные характеристики флуоресценции исследуемых веществ определялись с помощью спектрометра и системы линз, проецирующих изображение области флуоресценции на щель спектрометра. Энергия лазерного излучения варьировалась в широком диапазоне, включающем область филаментации излучения.

Полученные спектры флуоресценции образцов для обеих длин волн представлены на Рис.1: распределения были хорошо различимы и начинались около 300 нм и заканчивались после 500 нм. Так, излучение на длине волны 248 нм не перекрывается со спектром

флуоресценции образца (Рис.1 а), в отличие от излучения на длине волны 370 нм (Рис.1 б). Поэтому использование коротковолнового излучения предпочтительнее для детектирования нефтепродуктов. Более того, пленки масла VM-5 и растворителя WhiteSpirit были прозрачны для излучения с длиной волны 372 нм.

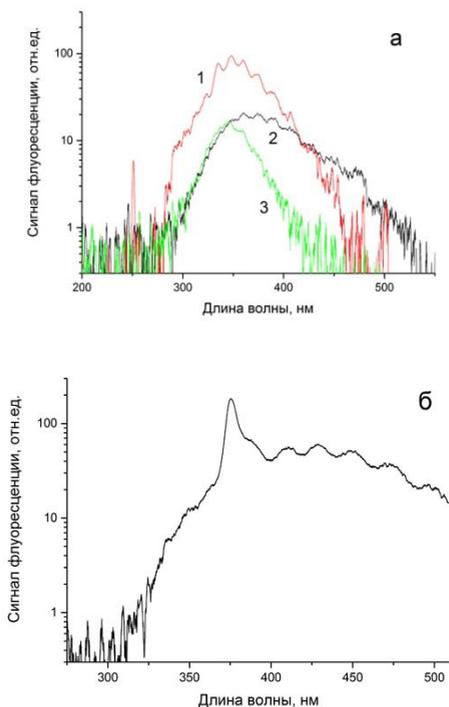


Рис.1. Спектры флуоресценции нефтепродуктов: а) масел VM-5 (1) и 5W-40 (2) и растворителя WhiteSpirit (3) при возбуждении излучением 248 нм и б) масла 5W-40 для излучения 372 нм.

Уровень полезного сигнала флуоресценции может быть увеличен при воздействии фемтосекундного излучения на образец в режиме множественной филаментации. При этом каждый филамент будет давать аддитивный вклад в уровень сигнала флуоресценции.

Пространственное разрешение локализации флуоресценции пленок в эксперименте определялось разрешением регистрирующей системы (спектрометр и осциллограф) и было не хуже 30 см.

Итак, возможность детектирования и локализации тонких пленок нефтепродуктов на поверхности воды с помощью фемтосекундных УФ лазерных импульсов, распространяющихся в режиме филаментации, была экспериментально продемонстрирована в работе. Для возбуждения флуоресценции рассмотренных образцов более предпочтительным является излучение на длине волны 248 нм. Показано, что такой метод имеет пространственное разрешение не хуже 30 см.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-00489 и 14-22-02021, стипендиальной программой УНК ФИАН, гранта Президента РФ МК-5795.2015.2.

Литература

1. В.В. Фадеев, В.В. Чубаров. «Количественное определение нефтепродуктов в воде методами лазерной флуориметрии». Доклады Академии наук. Т.261. С.342–346 (1981).
2. А.А. Дергачев, А.А. Ионин, В.П. Кандидов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын, Е.С. Сунчугашева, С.А. Шленов. «Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе». Квант. электрон., Т.43. С.29-36 (2013).
3. В.П. Кандидов, С.А. Шлёнов, О.Г. Косарева. «Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения». Квант. электрон. Т.39, С.205–228 (2009).
4. T. Hengstermann, R. Reuter. «Lidar fluorosensing of mineral oil spills on the sea surface». Appl. Opt. Т.29. С.3218-3227 (1990).

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИЗМЫ ПОРРО В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ЦИФРОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ С ВЕСОВЫМ УПЛОТНЕНИЕМ КАНАЛОВ

Теряева О.В., Гречишников В.М.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П.Королёва (национальный исследовательский университет), Самара

Тел. +7 960 828 72 00, e-mail: arefeva_olga@inbox.ru

Бинарные преобразователи (датчики конечных положений), используют в измерительной технике, следящих системах, робототехнических комплексах и т.д. Как правило, датчики располагаются в зонах с тяжелыми условиями эксплуатации (перепады температур, электромагнитные помехи), что снижает достоверность получаемой с них информации. Кроме того, наличие индивидуальных каналов связи для каждого датчика ухудшает массогабаритные показатели бортового приборного оборудования. В связи с этим актуальной является задача создания мультиплексированных волоконно-оптических датчиков перемещения штормочного типа при помощи волоконно-оптических цифро-аналоговых преобразователей перемещений (ВОЦАП) [1, 2].

Обобщенная структурная схема системы сбора информации с бинарных датчиков на основе ВОЦАП приведена на рис. 1.

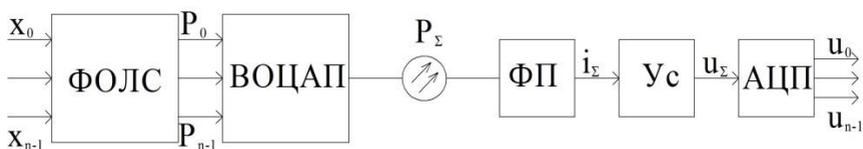


Рис. 1 - Обобщенная схема применения ВОЦАП в составе бортовой системы сбора информации

Система содержит формирователь оптических логических сигналов (ФОЛС), преобразующий информацию о конечных положениях $X_0, X_1 \dots X_{n-1}$ элементов механизации в соответствующий набор оптических логических сигналов $P_0, P_1 \dots P_{n-1}$. ФОЛС

представляет собой набор механических элементов, осуществляющих функцию прерывания оптического излучения при достижении контролируемым элементом конечного положения. В ВОЦАП входные оптические сигналы $P_0, P_1 \dots P_{n-1}$ умножаются на соответствующие весовые коэффициенты и с помощью У-ответвителя преобразуются в выходном световоде в общий оптический сигнал P_Σ . Таким образом, ВОЦАП реализует функцию «весового» мультиплексирования измерительных каналов и создает возможность передачи суммарного сигнала на весьма большие расстояния по моноволоконному или жгутовому световоду. Для последующего восстановления параллельного формата сигналов в электрической форме суммарный сигнал подается на фотоприемник (ФП), усиливается по амплитуде в усилителе (Ус) и оцифровывается в АЦП, с выхода которого снимаются электрические логические сигналы $U_0, U_1 \dots U_{n-1}$ значения которых однозначно связаны со значениями входных сигналов $x_0, x_1 \dots x_{n-1}$. Как и электронные ЦАП, оптические ЦАП могут реализоваться по схемам с суммированием или умножением весовых коэффициентов. Рассмотренная конструктивная схема применения ВОЦАП в составе системы сбора информации, может быть положена в основу создания мультиплексированной системы сбора информации с бинарных датчиков [3].

Однако передающие и приемные световоды расположены по разные стороны относительно чувствительных элементов БВОД, что приводит к увеличению габаритов устройства и уменьшению функциональных возможностей его применения. Решить задачу уменьшения габаритов устройства и повышения удобства эксплуатации преобразователя вследствие одностороннего расположения элементов приемного и излучающего каналов относительно мультиплексирующего элемента предлагается с помощью прямоугольной призмы Порро. Схема оптоэлектронного цифрового преобразователя с применением призмы Порро приведена на рис. 2. Преобразователь работает следующим образом. Напряжение с выхода источника опорного напряжения задает ток накачки излучателя 2 и, соответственно уровень оптической мощности на его выходе, излучатель 2 создает направленное оптическое излучение, которое с помощью передающего световода 3 подводится к оптическому де-

мультиплексору 4. В оптическом демультиплексоре происходит деление мощности этого излучения на четыре равных потока. Каждый поток с помощью одного из световодов 5 первой группы поступает в фокус градана 6 и на выходе последнего увеличивается по площади, но уменьшается по плотности. Мощность каждого потока при этом остается неизменной. Далее каждый световой поток через соответствующий оптический attenuатор 7-10 получает свой

весовой коэффициент в соответствии с рядом $\frac{1}{2^n}$, таким образом происходит кодировка входного кода ВОЦАП. Далее каждый световой поток (при условии, если соответствующая шторка 12 выведена из зазора) поступает на входной торец, являющийся гипотенузной гранью призмы 11, внутри призмы каждый световой поток дважды испытывает полное внутренне отражение от катетных граней, выходит из призмы через гипотенузную грань и попадает на входной торец соответствующего коллимирующего градана 13.

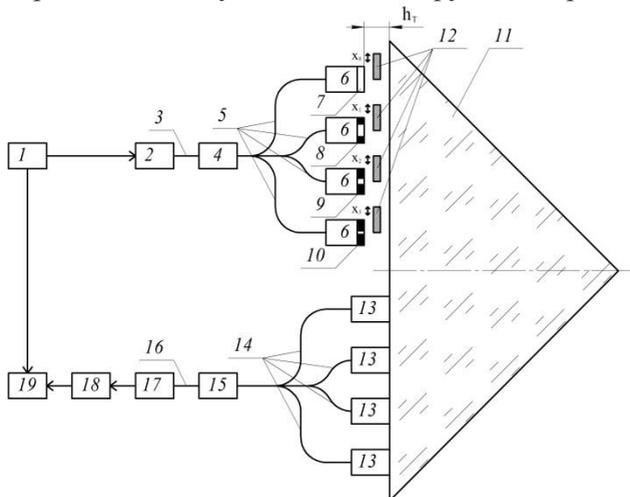


Рис. 2 – Схема оптоэлектронного цифрового преобразователя с применением призмы Порро

С помощью второй группы световодов 14 оптические потоки с выходов коллимирующих граданов поступают в оптический мультиплексор 15, где промодулированные потоки складываются и с помощью приемного световода 16 воспринимаются фотоприемни-

ком 17. В фотоприемнике 17 оптическое излучение преобразуется в пропорциональный ему электрический сигнал. Усилитель 18 усиливает этот сигнал, обеспечивая полный динамический диапазон для АЦП 19, управляющий вход которого подключен к второму выходу источника опорного напряжения 1. АЦП 19 преобразует сигнал в код, соответствующий положению бинарных преобразователей.

Список литературы:

1. Патент РФ 2929428. Преобразователь угол-код / Гречишников В.М., Зеленский В.А. // Открытия. Изобретения, 1995, №5.
2. Зеленский В.А., Гречишников В.М. Бинарные волоконно-оптические преобразователи в системах управления и контроля. [Текст]: монография - Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2006. – 120 с. ISBN 5-93424-258-0.
3. Гречишников В.М., Теряева О.В. Устройство сбора информации на основе волоконно-оптического цифро-аналогового преобразователя // Решетневские чтения: материалы XVII Междунар. науч. конф., посвящ. памяти генер. конструктора ракет.-космич. систем акад. М. Ф. Решетнева (12–14 нояб. 2013 г., Красноярск) : в 2 ч. / под общ. ред. Ю. Ю. Логинова ; Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т. – Красноярск, 2013. – Ч. 1. – 522 с., с.221–223.

ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ МОЩНОСТИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОГО ГИРОТРОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НАПЫЛЕНИЮ ВЕЩЕСТВ НА ПЛАСТИНЫ КВАРЦА И МОЛИБДЕНА

Укрыков Г.В.¹, Скворцова Н.Н.^{2,4}, Степахин В.Д.^{2,3},
Малахов Д.В.²

¹Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана, Москва

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва

³ГБОУ ВПО РНИМУ им. Н.И. Пирогова, Москва

⁴НИЯУ МИФИ, Москва

Тел. 8-965-307-55-02, e-mail: georguyvik@gmail.com

В связи с развитием науки и техники остро стоит вопрос о создании новых материалов и веществ с заранее спрогнозированной структурой и свойствами. Одно из перспективных направлений в этой области – использование разряда гиротрона для инициации цепных реакций синтеза. При разработки технологий с использованием микроволновых разрядов необходимо знать несколько вещей:

Каков энергетический порог запуска химических реакций?

Каков процент поглощения энергии в процессе синтеза?

Насколько этот процесс синтеза повторяем?

Для ответа на эти вопросы используют балансные СВЧ измерения, заключающиеся в оценке поглощённой мощности на основании трёх полученных сигналов: прямой, прошедшей и отражённой мощности. Реализуемая схема представлена на рис. 1

Прошедшая мощность попадает в регистрирующую систему непосредственно после прохождения сквозь реактор. Для получения двух остальных параметров применяется квазиоптический ответвитель [1]. Его функция – отделить заранее определённую часть пучка, направив её в измерительную систему прямой мощности. Так же через него проходит отражённая мощность, которая, поступая с другой стороны, отражается в измерительную систему отражённой мощности. Отражение осуществляется благодаря тонкой слюдяной пластине с известным коэффициентом отражения и поглощения.

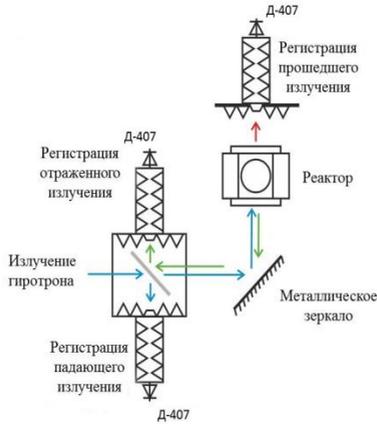


Рисунок 1. Схема СВЧ измерений



Рисунок 2. Алгоритм пакетной обработки

Для получения абсолютной мощности по трём каналам производят калибровку принимающих детекторов (Д-407) по калориметру [2].

Полученные данные с регистрирующих систем загружаются на сервер для постобработки. Постобработка осуществляется в полуавтоматическом режиме при помощи программного кода, написанного на языке MATLAB.

Обработка подразумевает получение необходимых калибровочных значений мощности, основываясь на данных подготовительных выстрелов в режиме «без реактора» и «с пустым реактором». Полученные значения мощности загружаются в программу, с помощью которого можно обработать необходимое количество серий выстрелов в рамках одной калибровочной сессии. Алгоритм пакетной обработки представлен на рис.2.

На выходе алгоритма получаем график эволюции по выстрелам серии трёх составляющих мощностей + поглощённой мощности (рис.3), а так же эволюцию коэффициента поглощения. В докладе приведены данные экспериментов по напылению веществ на кварцевые и молибденовые пластины в разрядах в порошках Mo-B, поглощение в которых составляло $\sim 94\pm 1\%$ [3].

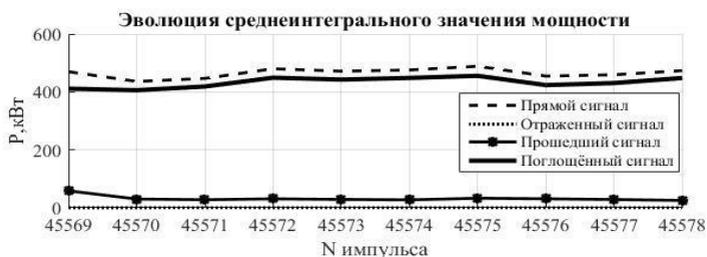


Рисунок 3 Поглощение СВЧ в экспериментах по напылению веществ на кварцевые и молибденовые пластины

Работа выполнена при поддержке РФФИ гранта 16-38-00651 мол_а.

Литература

1. Г.М. Батанов, «О методике измерений в приемно-передающих системах с квазиоптическими пучками мощного микроволнового излучения». Инженерная физика 2013

2. G. M. Batanov, N. K. Kharchev «Optimization of operation of a three-electrode gyrotron with the use of a flow-type calorimeter». Review of Scientific Instruments 84. 013507. 2003

3. Н. Н. Скворцова и др. «Создание рельефа на молибденовых пластинах в разрядах, инициируемых излучением гиротроном в порошках металл-диэлектрик» Известия вузов. 2015

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ ВЫСОКОМ ЭНЕРГОВКЛАДЕ ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Харчевский А.А.^{1,2}, Скворцова Н.Н.^{1,2,3}, Малахов Д.В.²

¹Московский технологический университет (МИРЭА)

²Институт общей физики РАН

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
+7(916)876-63-06, 89168766306@mail.ru

Отражённые от плазмы радиосигналы имеют сложную структуру и частотно-временные характеристики. Поведение плазменных турбулентных систем является нелинейным и часто не поддаётся формальному описанию. Аппарат математической нелинейной динамики в совокупности с различными средствами анализа сигналов уже довольно давно применяется в задачах исследования плазменных систем. Разработка и применение математических методов нелинейной динамики и программных средств для диагностики плазмы и других приложений является важной и актуальной задачей. В докладе освещаются результаты исследований поведения плазменного шнура при высоком энерговкладе гиротронного излучения на основе действующей системы оптимизированной доплеровской рефлектометрии. На основе данных, полученных системой доплеровской рефлектометрии, строится анализ низкочастотной плазменной турбулентности, а также возможно определение скорости полоидального вращения плазменного шнура.

Оптимизированная система доплеровской рефлектометрии в СВЧ диапазоне 30 - 40 ГГц является модернизацией ранее существовавшей диагностики плазмы на стеллараторе Л-2М. Исследование эволюции комплексных спектров флуктуаций краевой плазмы в стеллараторе Л-2М в режиме электронно-циклотронного резонансного нагрева при больших удельных энерговкладах (до 4 МВт/м³) вызвало трудности физической реализации из-за непоглощённого плазмой греющего излучения, зашумляющего детекторы полезного сигнала рефлектометра. Высокие удельные энерговклады СВЧ излучения в плазму были достигнуты благодаря работе нового гиротронного комплекса МИГ-3 [1] при суммарной работе

двух гиротронов (суммарная СВЧ мощность импульсного электронно-циклотронного излучения составляла до 1 МВт при длительности импульса 4-12 мс). Исследования краевой плазмы проводились оптимизированной диагностикой доплеровской рефлектометрии [2, 3], параметры которой, благодаря новой системе фильтрации СВЧ излучения, позволили получить комплексные Фурье-спектры низкочастотной плазменной турбулентности в условиях рекордных энерговыделений импульсного ЭЦ нагрева (до $3,4 \text{ МВт/м}^3$).

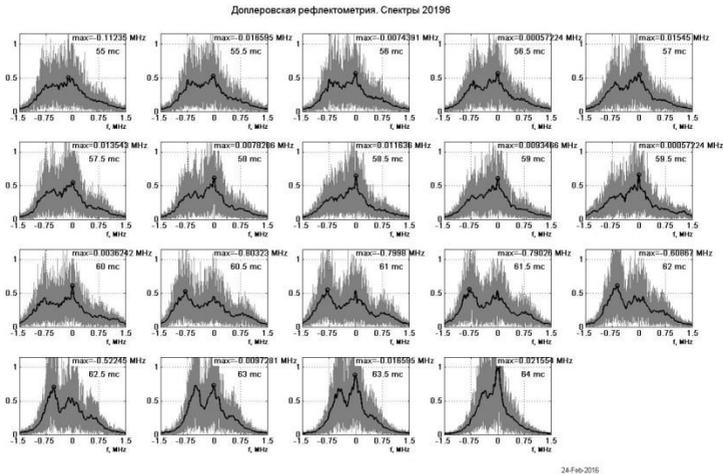


Рис.1 Комплексные Фурье-спектры доплеровского смещения сигнала рефлектометра. Импульс 20196.

Комплексные спектры оценивались [4] по временным выборкам во временных окнах 1 – 2 мс в течение разряда стелларатора, что позволило наблюдать их эволюцию во времени. В экспериментах мощность одного гиротрона варьировалась от 200 до 600 кВт, второго от 200 до 400 кВт, изменялись длительности импульсов СВЧ излучения от 4 до 12 мс, а также изменялось относительное время включения двух гиротронов. В результате обработки сигналов доплеровского рефлектометра были получены изменяющиеся в течение разряда робастные комплексные спектры флуктуаций плотности краевой плазмы (рис.1) интересной формы, а также временные спектрограммы изменяющегося доплеровского сдвига зонди-

рующего излучения, позволяющие оценить скорость полоидально-го вращения плазменного шнура.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта президента РФ №МК-5298.2016.8.

Литература

1. Г.М. Батанов, В.И. Белоусов, Ю.Ф. Бондарь, В.Д. Степахин и др. Прикладная физика. 2012. № 6. С. 79-87.

2. А.А. Пшеничников, М.А. Терещенко, Н.К. Харчев и др. Физика плазмы. 2005. Т. 31. №7. С. 604-611.

3. Н.А. Чернов, А.А. Пшеничников, Д.В. Малахов, Скворцова Н.Н. XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. М68.

4. А.К. Горшенин, В.Ю. Королев, Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2012610923 20 января 2012).

АНАЛИЗ АОРТАЛЬНЫХ ИМПЛАНТАТОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

**П.Ю. Шалковская¹, Е.В. Тимченко¹, П.Е. Тимченко¹,
Л.Т. Волова², С.В. Периуткина¹**

¹Самарский национальный исследовательский университет имени
С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, ул. Московское шоссе, 34

²Институт экспериментальной медицины и биотехнологий (ИЭМБ)
СамГМУ, 443079 Россия, Самара, ул. Гагарина, 20

Контактный номер: +79170365341, e-mail: pshalkovskaya@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований аортальных имплантатов с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Получены особенности спектров КР аортальных имплантатов, изготовленных по 2-м различным протоколам. Введены оптические коэффициенты, позволяющие контролировать содержание основных компонентов в аортальных имплантатах в процессе изготовления и оценивать качество их обработки.

ТЕЗИСЫ

Регенерация тканей и органов остается одной из самых больших проблем клинической медицины, и врачи постоянно ищут лучшие способы для восстановления или замены поврежденных органов и тканей. За последнее время, наиболее действенным методом является пересадка биоматериалов [1]. Однако при пересадке нативных имплантатов, реципиент будет подвергаться риску хронического иммунного отторжения и пожизненного лечения иммуносупрессии [2]. Именно поэтому основной задачей, стоящей в области тканевой инженерии является разработка и контроль качества материалов, способных к восстановлению или замещению тех или иных функций поврежденных тканей и органов.

Объектами исследований являлись нелиофилизированные образцы нативной и децеллюляризованной аорты, изготовленные по двум протоколам с использованием технологии децеллюляризации университета Генриха-Гейне (Германия) [3]. В качестве основного метода контроля имплантатов был использован метод спектроско-

пии комбинационного рассеяния, реализуемый высокоразрешающим цифровым спектрометром Shamrock sr-303i со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, обеспечивающей спектральное разрешение 0,15 нм, с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (мощность до 500 мВт, длина волны 785 нм).

В результате проведенных исследований получены особенности спектра комбинационного рассеяния для биотканевых имплантатов аорты, изготовленных по различным протоколам. Установлено, что основные различия проявляются на волновых числах 1062 см^{-1} , 1650 см^{-1} и 814 см^{-1} , соответствующих гликозаминогликанам, амиду I (коллаген) и фосфодиэфиру ДНК соответственно. С помощью двумерного анализа введенных оптических коэффициентов, установлено, что образцы аорты, изготовленные по протоколу №1, обладают наилучшими показателями качества.

Литература

1. Н.Е. Davis, J.K. Leach. «Hybrid and Composite Biomaterials in Tissue Engineering». Topics in Multifunctional Biomaterials and Devices. № 10. С.1–26 (2008).
2. F. Moroni, T. Mirabella. «Decellularized matrices for cardiovascular tissue engineering». Am J Stem Cells. Т.1. №3. С.1-20 (2014).
3. A. Assmann, C. Delfs, A. Lichtenberg et al. «Acceleration of autologous in vivo recellularization of decellularized aortic conduits by fibronectin surface coating». Biomaterials. № 34 С. 6015-6026 (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦВЕТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИРОВКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 нм

Шекин А. С.¹, Ишкиняев Э. Д.¹, Сергеев К. Л.¹, Андреев А. О.¹,
Быковский Д. П.¹, Петровский В. Н.¹

¹НИЯУ МИФИ, Москва

8-916-762-57-31, alex-shekin@yandex.ru

«Одним из неотъемлемых элементов современного производства является маркировка выпускаемой продукции. Маркировка детали, узла или конечного изделия позволяет производителю контролировать объем выпускаемой продукции и её качество...» [1]. В современном мире наиболее долговечной и точной является лазерная маркировка, в том числе и создание на поверхности изделия цветных пленок – технология цветной лазерной маркировки [2].

Цветная лазерная маркировка (ЦЛМ) может иметь большой спектр применения, начиная от обработки металлов, для их дальнейшей идентификации, и заканчивая применением в декоративном искусстве и сувенирных продукциях. Поэтому исследования данного явления очень важно для быстроразвивающегося современного мира.

Особый интерес представляет получение поверхностных микроструктур при помощи лазеров работающих на длине волны 532 нм (зеленый свет), так как в зеленом диапазоне длин волн коэффициент отражения стали меньше, чем в инфракрасном, что означает большую способность металла поглощать зеленый свет [3]. Также было замечено, что при работе с лазером на длине волны 532 нм цвета получаются более насыщенные, чем те, которые получаются при помощи лазеров, работающих на длине волны 1,064 мкм. Это открывает огромный потенциал для использования зеленых лазеров для цветной гравировки.

Целью данной работы является получение стабильных цветных поверхностей путем локального окисления металла лазером с длиной волны 532 нм и изучение влияния внешних факторов на стабильность получения окислов металла.

В исследовании использовался неодимовый с ванадатом иттрия (Nd:YVO₄) твердотельный лазер с длиной волны 532 нм, работа-

ющий на второй гармонике, фирмы "Rofin" модель E20SHG с наносекундной длительностью импульса. На данной установке были подобраны режимы для получения определенных цветов: фиолетовый, золотистый, синий, зеленый, белый. Также ведется работа по получению полноценных цветных изображений на металлах.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (уникальный идентификатор проекта ПНИЭР RFMEFI58214X0004).

Литература

1. Коденко Н., Иванова А. Технологии лазерной маркировки материалов // Современная светотехника – 2010. – Т.2. – С. 31-36.
2. Одинцова Г.В. Исследование и разработка технологии цветной лазерной маркировки металлов методом локального окисления // Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики – 2014. – С. 5.
3. Белов А.Ф. Алюминиевые сплавы. М.: Metallurgy, 1972. – С. 499.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- A**
- Aleksandrin S.Yu.* 90
Alkhimova M.A. 21
- B**
- Belyaev V.* 57
Blatov A.A. 25
Borodin D. 31
Borodkin A.V. 68
- C**
- Chilikin K.A.* 112
- D**
- Danilov P.N.* 75
Dmitrenko V.V. 101
- E**
- Egorychev V.Yu.* 77
Eksaeva A.A. 31
- F**
- Faenov A.Ya.* 21
- G**
- Galavanov A.V.* 101
Gani V.A. 60
Golubkov D.Yu. 77
Gorelik V.S. 54
Grachev P.V. 68
- I**
- Ionin A.A.* 72, 75
- K**
- Kargin N.I.* 115
Kazieva T.V. 82
Khmelnitskii R.A. 75
Khoshooniy N.A. 41
Kirschner A. 31
Kiseleva I.V. 72
Kompanets I. N. 23
Korenevskaya P.Y. 44
Korneeva A.A. 46
Korol'kov D.S. 47
Korolko I.E. 77
- Alykova A.F.* 23
- Brezinsek S.* 31
Buzin S.G. 26
Bychkova O.V. 28
- Dmitrieva V.V.* 44
- Emelyanov V.I.* 72
- Filipchuk D.V.* 33
- Grigoriev A.A.* 36
Gubernov V.V. 49
Gubskiy K.L. 82
Guryev D.A. 38
- Korsakova A.I.* 49
Kreter A. 31
Kruse A. 41
Kudryashov S.I. 72, 75
Kudryavtseva I.O. 44
Kurbatova E.A. 51
Kurbonov A.K. 54
Kutuzov I. 57
Kuzmin V.S. 62
Kuznetsov A.P. 82

Lizunova M.A. 60
Loschenov V.B. 68
Lukanin V.I. 98

Makarov S.V. 72
Makedonskaya E.M. 64
Maksimova A.N. 66
Marenkov E.D. 31

Nguyen T. H. T. 72
Nguyen Trang T.H. 75
Nikitaev V.G. 44, 117

Ovcharova V.S. 44

Pashovkin I.V. 47
Pereyma D.Yu. 77
Petrov M.A. 80
Pikuz S.A. 21
Polyakov E.V. 117

Radomskiy R.V. 60
Rakhmatullaev I.A. 54
Ramakoti E.N. 84
Reinhart M. 31

Saraeva I.N. 75
Savushkina L.V. 90
Selchyuk V.Y. 44
Shafeev G.A. 80
Shekhanova M.E. 93
Shiryayev D.A. 96
Shishkina K.V. 98
Shmanin E.V. 101

Teryev O.V. 106
Tsvetkov V.B. 38

Ulin S.E. 28, 101

L

Lukishova S.G. 41
Lushevskaya E.V. 106
Lutsik I.O. 62

M

Masyan Y.A. 96
Moroz A.N. 66
Mukhin A.E. 68

N

Nikolaev D.A. 38
Nordlund K. 31
Novikov A.S. 28, 101

O

P

Ponarina M.V. 82
Popruzhenko S.V. 109
Posokhov D.V. 62
Prokudin M.S. 77
Pronichev A.N. 44, 117

R

Reshetov V.N. 82
Romazanov J. 31
Rudenko A.A. 72, 75
Ryashko I. I. 87

S

Shubin E.A. 103
Shustov A.E. 28, 101
Skobelev I.Yu. 21
Smirnova M.O. 101
Solojeva O.E. 106
Stranadko E.F. 68
Suvorov A.A. 87

T

Tulsky V.A. 109

U

Uteshev Z.M. 101

Vasiliev V.V. 46
Velichansky V.L. 96
Vlasik K.F. 101

Yunusova N.R. 115

Zadeba E.A. 26
Zakharenko Y.V. 117
Zaitsev Yu.M. 77

Абин Д.А. 320
Агейченков Д.Г. 196
Акулиничев С.В. 170
Алыкова О.М. 167, 199
Амброзевич С.А. 270

Баззал Х. 202
Баграташвили В.Н. 327
Балабаев А.Н. 273
Барышев Г.К. 124
Баус М.С. 173
Баус С.С. 176
Березина Е.А. 240

Важинская К.С. 215, 218
Важинский О.Т. 215, 218
Вайчас А.А. 138
Варзарь С.М. 276
Васильев А.А. 273
Васильев Р.Б. 262, 270, 337, 340
Васильков Д.Г. 221

Габышев Д.Н. 224
Ганцовский П.П. 135
Гаспарян Ю.М. 323
Гончаров С.А. 227
Горбунов М.А. 343
Гордеев В.П. 230
Гордиенко В.М. 327
Горелик В.С. 331

V

Volkova E.E. 112
Voronov V.V. 80

Y

Z

Zayarniy D.A. 72, 75
Zibrov S.A. 46, 96
Znamenok K. 119

A

Амиржанова А.Ж. 199
Андреев А.О. 365
Ахадов Т.А. 141, 144
Ашиккалиева М.Х. 121

Б

Борисюк Ю.В. 301, 303
Братченко И.А. 126
Будилова О.В. 206, 252
Бурдукова О.А. 209
Буримов Н.И. 243
Бурханов И.С. 212
Быковский Д.П. 365

В

Ващенко А.А. 233, 270, 337
Витухновский А.Г. 340
Власов М.Ю. 165
Волова Л.Т. 267, 287, 363
Волостников В.Г. 325
Воронова Е.В. 221
Воронцов Е.Н. 325

Г

Горячий Д.О. 233
Грановская Е.О. 135
Грезев Н.В. 289
Гречишников В.М. 352
Грицюк С.Н. 187
Губский К.Л. 330
Гусаров Д.В. 179

Данейкин Ю.В. 313
Диденко М.В. 237
Дмитриев Е.А. 240

Евтихийев Н.Н. 289
Ефимов В.С. 323

Жвания И.А. 276

Загидуллин М.В. 246
Захаров В.П. 126

Ивахник В.В. 334
Ивонцин Л.А. 129
Илич Р.Д. 170
Инсапов А.С. 246

Казиев А.В. 196
Карташевский В.Г. 190
Касьмова О.А. 135
Кацаба А.В. 262
Качинский В.К. 248
Киняевский И.О. 206, 252
Климачев Ю.М. 206, 252
Ковальковский О.С. 256
Козлов А.Ю. 252
Козлов С.Б. 240
Козлов С.В. 126
Козырев А.А. 258
Колмакова Т.В. 163
Колодко Д.В. 196
Колодяжный А.А. 256
Колпаков В.А. 346
Корнева Е.А. 135

Лазарева Е.П. 340
Лебедев В.С. 270
Лебеденко И.М. 160
Лисов В.И. 313

Д

Дмитриева В.В. 150
Довгополая Е.А. 182
Долгушкин Д.А. 287

Е

Ефремов В.В. 124

Ж

Жердева Л.А. 126

З

Злобин А.О. 243

И

Исаев А.А. 262
Ионин А.А. 206, 252, 349
Ишемгулов А.Т. 132
Ишкиняев Э.Д. 365

К

Королев М.Ю. 124
Коришунов В.М. 262
Котков А.А. 206, 252
Котова С.П. 265, 325
Крадько В.А. 240
Крашенинников С.И. 284
Кретов А.С. 135
Кривохижа С.В. 212
Кричевский С.В. 346
Крылова Т.А. 160
Кузнецов А.П. 330
Кулабухова А.Ю. 267, 287
Курбонов А.К. 331
Курочкин Н.С. 337
Кухта Б.А. 135
Кучеренко М.Г. 298

Л

Литвак В.Л. 270
Лосев А.А. 273
Лосевский Н.Н. 325
Лысиков А.А. 184

М

Макаров С.С. 276
 Максимова Е.А. 187
 Малахов Д.В. 356, 360
 Малов А.Н. 138, 278
 Мальшев М.С. 281
 Манжурцев А.В. 141
 Мареев Е.И. 327
 Маренков Е.Д. 284
 Маркова М.Д. 287
 Маркушин М.А. 346
 Маркушов Ю.В. 289, 295
 Масленников В.В. 182
 Машковцева Е.В. 129
 Меньщиков П.Е. 144

Налбандян В.М. 298
 Нарциссов Я.Р. 129
 Ненашев П.С. 301, 303
 Неупокоева А.В. 278
 Нефедова И.Ф. 267

Орешиņикова Н.М. 301, 303
 Осипов М.А. 320

Паргачёв И.А. 215, 218
 Перин А.С. 240
 Першуткина С.В. 363
 Петров Д.А. 147
 Петрова Е.К. 310
 Петровский В.Н. 295, 365
 Петухов В.А. 209
 Пикуз С.А. 276, 318
 Пикуз Т.А. 276
 Пименов Э.Ю. 313
 Писарев А.А. 196, 301, 303
 Писарева Е.В. 165
 Подварко И.П. 135

Мещеряков В.В. 182
 Мещерякова Е.А. 196
 Минаев Н.В. 327
 Миськевич А.И. 315
 Моженкова А.В. 150
 Мозгрин Д.В. 301, 303
 Мокроусова Д.В. 349
 Молчанова О.Э. 293
 Морятов А.А. 126
 Москалец О.Д. 305
 Мурзаков М.А. 289, 295
 Муханова А.Ф. 132
 Мякинин О.О. 126

Н

Никитаев В.Г. 121, 150, 153
 Новикова Е.А. 138
 Норакидзе В.С. 301, 303
 Норкин С.В. 330

О

Осьмаков И.А. 305

П

Подкопаев А.В. 315
 Покровский Г.В. 318
 Покровский С.В. 320
 Поляков Е.В. 121, 150
 Поплевин А.В. 199
 Посакалов А.Г. 323
 Потемкин Ф.В. 327
 Прокопова Д.В. 325
 Проничев А.Н. 121, 150, 153
 Проскурин С.Г. 147
 Протасов Е.А. 293
 Пузырев В.Н. 248
 Пшенов А.А. 284

Рагульская А.В. 327
Раевский И.Ф. 330
Разуева Е.В. 325
Рамазанов А.М. 330
Рахматуллаев И.А. 331
Рерих В.К. 273

Савельев М.В. 334
Савков А.В. 156
Самагин С.А. 325
Саранцев С.А. 330
Сатов Ю.А. 273
Селезнев Л.В. 349
Селин П.Г. 199
Сельчук В.Ю. 153
Селюков А.С. 262, 270, 337, 340
Семёнов М.А. 209
Семёнова Н.А. 141, 144
Сергеев К.Л. 365
Сергей М.А. 156

Таларико О.С. 160
Телегина А.В. 163
Теряева О.В. 352
Тимченко Е.В. 165, 267, 287, 363

Укрюков Г.В. 356
Уталиева А.А. 199

Фаенов А.Я. 276
Филимонов А.А. 190
Френкель М.А. 150
Фролов М.В. 193

Хамитова А.Ш. 278
Харчевский А.А. 360

Цинь Х. 202

Чайков Л.Л. 212

Р

Родионова О.В. 153
Росляков А.В. 184
Рухадзе А.А. 224
Рябчёнок В.Ю. 240
Рябчук С.В. 227

С

Синицын Д.В. 349
Скворцова Н.Н. 221, 356, 360
Скобелев И.Ю. 276
Смирнов В.В. 167
Сокабаева С.С. 132
Соловей В.Р. 337, 340
Стариков Р.С. 310
Стародуб А.Н. 248
Степанов Д.С. 343
Степанова Т.В. 301, 303
Степахин В.Д. 356
Столбинский Д.В. 346
Сунчугашева Е.С. 349

Т

Тимченко П.Е. 165, 267, 287, 363
Тумаркин А.В. 196
Тупицын Н.Н. 150

У

Уточникова В.В. 233

Ф

Фролов О.О. 165
Фролова М.А. 193
Фроня А.А. 248

Х

Хольнов Ю.В. 221
Хрисанов И.А. 273

Ц

Цовьянов А.Г. 135

Ч

Чеботарев А.В. 343

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Шалковская П.Ю. 363
Шандаров С.М. 243
Шаульский Д.В. 310
Школьников Э.Я. 343

Щекин А.С. 365

Яковлев И.А. 170
Якушев О.Ф. 248

Ш

Шмейло Н.В. 167
Шмидт А.А. 243
Шнычкин С.А. 256
Шумиуров А.В. 273

Щ

Я

Яценко В.Н. 135

Подписано в печать 21.04.2016
Формат 60×84 1/16 Заказ № 56 Тираж 50 экз. Печ. л. 23,5

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Типография НИЯУ МИФИ
115409, Москва, Каширское ш., 31