МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ



"ЛОМОНОСОВ-2013"

секция **"ФИЗИКА"**

Сборник тезисов

Том 1

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ 2013

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА



ХХ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ МОЛОДЕЖНЫЙ НАУЧНЫЙ ФОРУМ

"ЛОМОНОСОВ-2013"

секция "ФИЗИКА"

Сборник тезисов докладов **Том 1**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ 2013 XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2013» Секция «Физика» Сборник тезисов

10 апреля 2013 г. Физический факультет. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — декан физического факультета (председатель); Федосеев А.И. — заместитель декана (зам. председателя); Федянин А.А. — заместитель декана (зам. председателя); Прудников В.Н. — заместитель декана (зам. председателя); Корнеева Ю.В. — председатель СМУ физического факультета Денисов Е.С. — председатель профкома студентов физического факультета Дембицкий А.С. — председатель студенческой комиссии физического факультета Гапочка М.Г. — зав. учебной частью физического факультета Мазаева И.В. — начальник 3 курса Фёдорова К.В. — начальник 4 курса Нифанов А.С. — начальник 5 курса Паршинцев А.А. — ответственный секретарь; Пятакова З.А. — вед. инженер научного отдела.

Экспертный совет секции:

Сысоев Н.Н. — профессор., председатель (декан физического факультета). Бушуев В.А. — профессор; Кульбачинский В.А. — профессор; Митрофанов В.П. — профессор

© Физический факультет МГУ, 2013

В апреле 2013 года в Московском университете была проведена юбилейная, XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2013».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 10 апреля 2013 года.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. В этом году на секции «Физика» принято 347 докладов, и они распределены по 17 подсекциям. На секцию «Физика» зарегистрировались 408 участников. Среди участников 227 представителей Москвы и 149 человек из других городов России, а 32 человека из стран СНГ и дальнего зарубежья. Из общего числа всех участников 162 человека являются студентами, аспирантами и молодыми учеными Московского университета.

- 1. Астрофизика (проф. Постнов Константин Александрович)
- 2. Атомная и ядерная физика (доц. Широков Евгений Вадимович)
- 3. Биофизика (проф. Твердислов Всеволод Александрович)
- 4. Геофизика (проф. Максимочкин Валерий Иванович)
- 5. Математика и информатика (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)
- 6. Мат. моделирование (проф. Чуличков Алексей Иванович)
- 7. Молекулярная физика (проф. Уваров Александр Викторович)
- 8. Нелинейная оптика (проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович)
- 9. Оптика (В.н.с. Китаева Галия Хасановна)
- 10. Медицинская физика (проф. Пирогов Юрий Андреевич)
- **11.** Радиофизика I(проф. Митрофанов Валерий Павлович) Радиофизика - II (с.н.с. Шуруп Андрей Сергеевич)
- 12. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел (проф. Кульбачинский

Владимир Анатольевич)

- 13. Твердотельная наноэлектроника (доц. Гайнуллин Иван Камильевич)
- 14. Теоретическая физика (проф. Жуковский Владимир Чеславович)
- **15.** Физика магнитных явлений -І(проф. Зубов Виктор Евгеньевич) Физика магнитных явлений -ІІ (проф. Шалыгина Елена Евгеньевна)
- **16.** Физика твердого тела -I(проф. Бушуев Владимир Алексеевич) Физика твердого тела -II (проф. Казанский Андрей Георгиевич)
- **17. Стендовая подсекция** (доц. Пятаков Александр Павлович, доц. Селиверстов Алексей Валентинович)

22 участника, доклады которых были признаны лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции. Сборник тезисов докладов секции «Физика» ежегодно издается на физическом факультете, начиная с 1996 года. В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов секции «Физика» конференции «Ломоносов -2013».

Председатель оргкомитета секции «Физика» конференции «Ломоносов-2013» декан физического факультета, профессор

Н.Н. Сысоев

АСТРОФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Постнов Константин Александрович

АНАЛИЗ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОТЕМНЕНИЯ ЗВЕЗД К КРАЮ

Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Весьма часто, анализируя затменные кривые блеска двойных систем с экзопланетами, основной акцент делают лишь на геометрических параметрах двойной (см. например [1]). Потемнению же звездного диска к краю уделяется недостаточное внимание. Хотя именно в точных и надежных значениях коэффициентов потемнения косвенным образом заложена информация о распределении температуры и плотности в атмосфере звезды.

Важным преимуществом затмений звезд экзопланетами для определения коэффициентов потемнения диска звезды к краю является пренебрежимая малость эффектов отражения и эллипсоидальности, а также кольцевой характер затмения при относительно малом радиусе затмевающей планеты. Поэтому, несмотря на то, что относительная точность кривых затмения составляет около 0.1 -1% по отношению к глубине затмения, перечисленные благоприятные обстоятельства позволяют уверенно находить коэффициенты потемнения как в линейном, так и в нелинейном законе потемнения.

С использованием разработанного нами универсального алгоритма вычисления транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетами (доступного по адресу http://lnfm1.sai.msu.ru/~ngostev/algorithm.html) [2] выполнена интерпретация двойных систем транзитных кривых блеска систем: Kepler-7, Kepler-12, Kepler-14, Kepler-15, Kepler-17. Получены надежные значения коэффициентов потемнения звезд к краю в линейном и квадратичном законе. Оценка ошибок искомых параметров выполнена методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей [3,4,5]. Получена эмпирическая зависимость коэффициентов потемнения звезд к краю от эффективной температуры поверхности звезды. Положено начало массовой интерпретации транзитных кривых блеска с целью определения надежных эмпирических значений коэффициентов потемнения звезд к краю. Работа продолжает цикл статей посвященный исследованию потемнения к краю звезд в двойных звездных системах с экзопланетами [6,7,8].

E-mail: marat@sai.msu.ru

Литература

1. Southworth J., Mon.Not.R.Astron.Soc v. 426 p. 1291 (2012)

2. Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепащук А.М. Астрон. журн., том. 87, стр. 1199 (2010).

3. Lampton M., Margon B., Bower S. 1976 Astrophys.J. v. 208. p. 177.

4. Гончарский А.В., Романов С.Ю., Черепащук А.М. Конечнопраметрические обратные задачи в астрофизике (М: МГУ) (1991)

5. Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепащук А.М. Астрон. журн., том. 86, стр. 778 (2009).

6. Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепащук А.М. Астрон. журн., том. 88, стр. 1139 (2011).

7. Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепащук А.М. Астрон. журн., том. 88, стр. 1139 (2011).

8. Гостев Н.Ю. Астрон. журн., том. 88, стр. 704 (2011).

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ МАКСИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Астапов И.И., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н., Шутенко В.В., Яковлева Е.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», научнообразовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

Активные процессы на Солнце являются основным источником возмущений в межпланетном пространстве. Однако, несмотря на большое внимание, уделяемое данной проблеме, полной картины возникновения и распространения возмущений в гелиосфере, а также их влияния на условия жизнедеятельности нет. Решение этой проблемы необходимо для мониторинга и своевременного прогнозирования опасных явлений в околоземном пространстве и атмосфере Земли.

Важное место в этих исследованиях занимают комические лучи, которые пронизывают межпланетное пространство, и поэтому могут быть использованы как источник информации о процессах в гелиосфере и магнитосфере Земли. Частицы первичных космических лучей, попадая в атмосферу, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха и генерируют вторичную компоненту, основную часть которой на поверхности Земли составляют мюоны. Мюоны с хорошей точностью сохраняют направление движения первичных частиц, что позволяет проводить изучение пространственно-угловых вариаций космических лучей в околоземном пространстве. Создание мюонных годоскопов, позволяющих регистрировать мюоны космических лучей на поверхности Земли одновременно со всех направлений верхней полусферы с разрешением ~ 1°, позволило проводить эти исследования на более высоком уровне.

В работе приводятся результаты наблюдений потока мюонов комических лучей, регистрируемых широкоапертурным мюонным годоскопом УРАГАН [1], вблизи максимума 24-го цикла солнечной активности. Проведен сравнительный и корреляционный анализ пространственно-угловых вариаций потока мюонов с уровнем солнечной активности, параметрами межпланетного магнитного поля и солнечного ветра, получаемых из базы данных OMNI2 [2], которая содержит характеристики межпланетной среды, измеряемые спутниковыми и наземными детекторами. Представлены результаты апробации разработанных подходов к мониторингу и прогнозированию развития гелиосферных и магнитосферных возмущений.

Работа проведена с использованием уникального экспериментального комплекса НЕВОД при финансовой поддержке Минобрнауки России (государственный контракт № 14.518.11.7049).

E-mail: IIAstapov@mephi.ru

Литература

1. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32. 2. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft data/omni/ (База данных OMNI2)

ДИНАМИКА И СТРУКТУРА СЕВЕРНОЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ГРАНИЦЫ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ПО ДАННЫМ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВ КОРОНАС-ФОТОН И МЕТЕОР-М№1 2009-2012*

Баринова В.О., Калегаев В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет. НИИЯФ, Москва, Россия

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

С марта 2009 по май 2012 года исследовалась глобальная структура и динамика высокоширотной границы внешнего радиационного пояса магнитосферы Земли по данным измерений потоков заряженных частиц. Для анализа были использованы данные прибора "Электрон-М-Песка" [1,2] на спутнике "Коронас-Фотон" с марта по конец ноября 2009 года в канале электронов с энергиями более 200 кэВ, и прибора МСГИ [3] спутника Метеор-М №1 с ноября 2009 по июль 2012 года в канале электронов с энергиями более 100кэВ. Обсуждение первых результатов, полученных по данным этих двух приборов, проведено в работе 2011 г. [4]. Высокоширотная магнитосфера в окрестности полярного овала контролируется как внешними (магнитосферными), так и внутриземными источниками магнитного поля. Исследовалось влияние этих факторов на положение границы внешнего радиационного пояса. С этой целью был проведен статистический анализ базы данных пересечений границы орбитами спутников Коронас-Фотон и Метеор-М №1, сформированной автоматически с помощью специально разработанного алгоритма. Продолжительный период экстремально-спокойного состояния магнитосферы в 2009 году позволил выделить эффект влияния главного геомагнитного поля на фоне факторов магнитосферного происхождения. Было установлено, что в спокойной магнитосфере высокоширотная граница внешнего радиационного пояса вращается вместе с Землей и, одновременно, смещается в ночную сторону примерно на 1.5 градуса (в зависимости от времени суток) под влиянием крупномасштабных магнитосферных токов. Полученные статистические закономерности были подтверждены расчетами размеров области захваченной радиации в модели магнитосферного магнитного поля А2000 и экспериментальными данными полученными в периоды спокойных условий в течение 2009-20012гг. Также установлено, что в геомагнитно-возмущенные периоды 2009-2012 гг. высокоширотная граница внешнего радиационного пояса смещается к экватору. Смещение коррелирует с Dst-индексом геомагнитной активности, что соответствует наблюдательным данным о расширении овала полярных сияний во время магнитной бури. На основе проведенного

анализа получены аналитические выражения для положения границы на уровне ионосферы, учитывающие ее суточное вращение с Землей и зависимость от Dst-индекса. *E-mail: alisawera@gmail.com*

Литература

1. Денисов Ю.И., с соавт. Астрономический вестник, 3, 1524, 2011.

2. http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=coronas-photon&switchdiv=Overview, 2013.

3. http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=meteor m&switchdiv=Overview, 2013.

4. Barinova et. al. The Earths Magnetosphere Features During the Quiet 20092010 Epoch WDS'11 Proceedings of Contributed Papers, Part II, 5660, ISBN 978-80-7378-185-9 MATFYZPRESS, 2011.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ И ЛИМБОВЫХ ВСПЫШКАХ ПО ДАННЫМ СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Ботыгина О.А.

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко

Измерения магнитных полей протуберанцев и солнечной короны трудны, поскольку на них налагаются очень строгие технические условия измерительных приборов, они требуют глубокого понимания механизма формирования поляризационного расщепления линии в намагниченной плазме. Важную роль для интерпретации данных играет количество линий, но линии для хорошей диагностики протуберанцев и корональных магнитных полей ограничены – в спектрах протуберанцев светится гораздо меньше линий, чем видно фраунгоферовых линий в спектре фотосферы и поэтому подобрать подходящие линии практически не-

возможно. Для протуберанцев лучший выбор сводится к двум линиям — широким линиям гелия и водорода. Эти две линии использовались в разное время для изучения магнитных полей протуберанцев.

Представлены данные спектрально-поляризационных наблюдений трех активных протуберанцев 12 июля 2004 г. (8:48:50 UT), 24 июля 1999 г. (6:49 UT), 24 июля 1981 г. (6:30 UT), четырех спокойных протуберанцев 26 сентября 2011 г. (11:23: 25 UT), 20 октября 2011 г. (09:15:25 UT), 7 ноября 2011 г. (11:55:25 UT), 9 ноября 2011 г. (11:26:17 UT; 11:28:35 UT) и двух мощных лимбовых вспышек 14 июля 2005 г. (11:51, 12:02, 12:07 и 12:10 UT) и 19 июля 2012 г. (6:45:50, 06:57:20 и 6:58:25 UT) по спектральным магниточувствительным линиям $H\alpha$ и D3 HeI Цель настоящей работы – измерения магнитных полей в перечисленных активных событиях по спектральным магниточувствительным линиям $H\alpha$ и D3 HeI. Эти линии интересны тем, что имеют сильно различающиеся температурные чувствительности (линия гелия светится при более высокой температуре, чем линия водорода), тогда как магнитная чувствительность у них почти одинакова (g = 1.05 и 1.06, соотвественно). Наблюдения проводились на горизонтальном солнечном телескопе (ГСТ) Астрономической обсерватории Киевского национального университета им. Тараса Шевченко. Телескоп снабжен эшельным спектрографом, фотогидом и спектрограиоскопом [1].

Измерения амплитудных значений локальных полей показали, что магнитные поля в спокойных протуберанцах были в пределах от 0 до 1240 Гс для линии $H\alpha$ и от 0 до 1220 Гс для линии D3 HeI. Амплитудные значения локальных магнитных полей оценивались по расщеплению бисекторов центральных частей профилей линий на уровне интенсивности 0.9 от максимальной. В активных протуберанцах и лимбовых вспышках наблюдаются значительные относительные расщепления профилей $I \pm V$ линий $H\alpha$ и D3 HeI, до 100-150 мÅ. Для лимбовой вспышки 14 июля 2005 г. обнаружен весьма характерный эффект — противоположная наблюденная полярность магнитного поля по линиям водорода и гелия. Наблюдаемые в лимбовых вспышках профили $I \pm V$ линий $H\alpha$ и D3 HeI имеют те же особенности, что и в активных протуберанцах [3]. Диапазон измеренных напряженностей (до 1220 Гс) также примерно тот же, что в активных протуберанцах. Наблюденные особенности $I \pm V$ профилей (а именно, локальные экстремумы расщепления бисекторов) подтверждают сделанный ранее вывод [2] о том, что вспышки состоят из мелкомасштабных эмиссионных элементов с большой оптической толщей, имеющих повышенную плотность плазмы. botygina86@gmail.com

Литература

1. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киевского ун-та. Астрономия. 1980. Вып. 22. С. 48–56.

2. Курочка Л.Н., Остапенко В.А. Учет неоднородности объектов при расчетах контуров линий // Солнечные данные. 1975. № 7, 96. С. 96–102.

3. Лозицкий В.Г., Ботыгина О.А. Сопоставление магнитных полей в активных протуберанцах, измеренных по линиям *D3 HeI* и *Hα* // Письма в Астрономический журнал. 2012. Том 38. № 6. С. 431–438.

РОБОТИЗИРОВАННОЕ ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГЛАВНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА-РЕФЛЕКТОРА НА БАЗЕ МИКРОКОМПЬЮТЕРА NXT

Волков Д.В.

Чебоксарский дворец детского и юношеского творчества, Чебоксары, Россия

Самое важное при изготовлении главного зеркала телескопа – рефлектора добиться точности обработки оптической поверхности, для решения этой задачи в настоящее время актуально и доступно использовать методы автоматизации производственных процессов и процессов управления. На базе блока микрокомпьютера NXT собирается робот для шлифовки и полировки главного зеркала телескопа. Процесс обработки и контроля обрабатываемой поверхности программно реализуется в LabVIEW National Instruments. Применение LabVIEW оправдано, т.к. требуется сбор сложно структурированной информации, ее сложная обработка и управление системой на основе обработанных данных. Блок микрокомпьютера NXT по своим техническим характеристикам не уступает контроллерам для промышленных применений. Является 32 разрядным микрокомпьютером – с процессором AT91SAM7S256 (256K Flash, 64K RAM, 48 MHz), сопроцессором Atmega 48 (4K Flash, 512 byte RAM, 8 MHz), интерфейсами: интерфейсы - USB 2.0, Bluetooth, i2C; RS-485. Входные порты конфигурируемы индивидуально в один из трех режимов - порт АЦП, порт i2C или порт RS-485. Выходные порты NXT контроллера содержат двухполярные ЦАПы и каналы ввода импульсных сигналов от датчиков угловых перемещений.

Принцип шлифовки вогнутого зеркала удивительно прост. Если укрепленный плоский стеклянный диск тереть другим, таким же диском, предварительно положив между ними немного смоченного водой абразива, то сошлифовывающиеся поверхности обоих дисков начнут приобретать кривизну: нижний диск будет постепенно становиться все более выпуклым, верхний вогнутым. Причина этого: когда мы сдвигаем верхний диск с нижнего, то давление от веса самого диска и укрепленного на нем шагового двигателя смонтированного на металлической оси (шаговый двигатель и система точного перемещения частично используется с механизма матричного принтера) сосредоточивается на все меньшей площади и при том распределяется неравномерно. Характер движения верхнего диска по нижнему, на техническом языке называется штрихами. Также необходимо обеспечить поворачивание одного диска, относительно другого, для получения фигуры вращения. Соответствующие движения программируются в LabVIEW, точность движений обеспечивается применением шаговых двигателей и креплений механических узлов. Готовые алгоритмы движения штрихов, применяемые в LabVIEW, для движения стеклянного диска целесообразно и важно применять из книги: М.С. Навашина — Телескоп астронома-любителя. В целом именно благодаря этой книге, изготавливаются мощные телескопы – рефлекторы с диаметром главного зеркала от 150 мм до 500 мм. Установка на качественно изготовленный телескоп – рефлектор, системы наведения и ПЗС матрицы, делает его не только инструментом любителя, но и профессионала, в особенности, если удалось добиться диаметра главного зеркала порядка от 350 мм до 450 мм.

В настоящее время автором статьи на базе микрокомпьютера NXT, среды Lab-VIEW National Instruments, с использованием шаговых двигателей, дорабатываемого механизма движения печатной головки матричного принтера, реализуются штрихи движения зеркала при шлифовке и полировки. Вместо микрокомпьютера NXT можно применить плату АЦП/ЦАП. Но огромная распространенность в образовательной среде, роботов на микрокомпьютере NXT, делает доступным практическое применение его в сфере обучения телескопостроению, т.к. многочасовую однообразную работу изготовления главного зеркала телескопа, делает робот – давая уверенность в точности изготовления главного зеркала, будущего, собственного телескопа-рефлектора. *E-mail: vdmvcheb@mail.ru*

СОДЕРЖАНИЕ НСІ В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ ПО ДАННЫМ СПЕКТРОМЕТРА SOIR МИССИИ «ВЕНЕРА-ЭКСПРЕСС»

Евдокимова Д.Г.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Институт космических исследований РАН

Венера окружена очень плотной атмосферой со сложной динамикой. Исследование вертикальной структуры атмосферы имеет важное значение для изучения эволюции климата планеты.

Один из методов, который позволяет провести детальный анализ вертикального распределения атмосферных газов и аэрозолей атмосферы — метод солнечного просвечивания, или метод затмений. Наиболее надежный результат можно получить, наблюдая затмения непосредственно с орбиты планеты. Метод затмений с орбиты Венеры был впервые применен в ходе миссии Европейского Космического Агентства «Венера-Экспресс».

Прибор для солнечного просвечивания, используемый на космическом аппарате «Венера-Экспресс» — эшелле-спектрометр SOIR (Solar Occultation in the InfraRed); разрешающая способность ~25000, спектральный интервал — 2.2-4.2 мкм [1]. Конструкция прибора дает возможность измерять спектры атмосферного пропускания параллельно в разных интервалах спектра.

По измеренным спектрам была проделана работа по восстановлению вертикальных профилей концентрации соляной кислоты (HCl) и углекислого газа (CO₂) в мезосфере Венеры (высоты 70-110 км). Несмотря на малое содержание газа HCl в атмосфере — менее 1 ррт (частиц на миллион), — он играет важную роль в химии планеты, активно участвуя в фотохимических реакциях. Для восстановления концентраций CO₂ и HCl использовались инфракрасные спектры в полосах поглощения этих газов: ~3.43 мкм (HCl) и ~3 мкм, ~4 мкм (CO₂).

Вертикальные профили рассчитаны для трех сеансов наблюдений на разных орбитах, в которых проводились измерения во всех трех спектральных интервалах одновременно. Относительная концентрация HCl была получена как отношение восстановленных концентраций HCl к CO₂, поскольку углекислота является преобладающим газом в атмосфере Венеры (~96%).

К настоящему времени в результате проделанной работы получено 6 профилей относительной концентрации HCl. Для диапазона высот 70-110 км она составила 0.2-0.8 ррт в единице объема. Эти результаты хорошо согласуются с существующими моделями [2,3] и с данными, полученными в результате наблюдений в субмиллиметровом диапазоне с наземного телескопа [4].

Дальнейшая работа будет направлена на уточнение полученных данных, исследование динамики вертикальных профилей и исследование зависимости содержания HCl от широты. Это возможно благодаря большому количеству уникальных данных, переданных прибором с орбиты Венеры.

E-mail: dashaevdoki@rambler.ru

Литература

1. Mahieux A. et al. In-flight performance and calibration of SPICAV/SOIR on-board Venus-Express. // Applied Optics. 2008. V. 47, № 13. P. 2252-2265.

2. Yung, Y.L., DeMore, W.B., 1982. Photochemistry of the atmosphere of Venus: Implications for atmospheric evolution. Icarus 51, 199–247.

3. Vladimir A. Krasnopolsky. A photochemical model for the Venus atmosphere at 47–112 km // *Icarus*. 2012. DOI: 10.1016/j.icarus.2011.11.012.

4. Brad J. Sandor, R. Todd Clancy. Observations of HCl altitude dependence and temporal variation in the 70–100 km mesosphere of Venus // *Icarus*. 2012. DOI: 10.1016/j.icarus.2012.05.016.

ПОПРАВКА К ЗАКОНУ КУЛОНА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ КРОТОВЫХ НОР

Захаров М.А.

Международный университет природы, общества и человека. Факультет естественных и инженерных наук, Дубна, Россия

В присутствии газа кротовых нор происходит искажение кулоновского закона. Целью данной работы является определение модификации кулоновского закона в присутствии одной кротовой норы, соединяющей два различных эвклидовых пространства.

В ходе исследования была рассмотрена простейшая модель кротовой норы, соединяющая два эвклидовых пространства с метрикой:

$$dl^2 = f^2(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

Кротовую нору можно представить в виде сферы радиуса а, по которой склеены два одинаковых плоских пространства:

$$f(a) = \begin{cases} 1, r > a \\ \frac{a^2}{r^2}, r < a \end{cases}$$

Была выведена поправка к закону кулона в присутствии одной такой кротовой норы:

$$dG = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \frac{1}{r^{l+1}} P_l(\cos \gamma) A_l = -\left(\frac{a}{r'}\right)^{2l+1} \frac{r'}{2(l+1)}$$

Предложено обобщение на случай кротовой норы, соединяющей два участка одного пространства.

E-mail: maxcardinal@yandex.ru

Литература

1. Kirillov A.A., Savelova E.P. Dark matter as a gas of wormholes, Phys. Lett. B 660 (2008) 93-99 2. Дж. Джексон Классическая электродинамика, 1962. Издательство «Мир» Москва, 1965.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В F(R)-ГРАВИТАЦИИ*

Иванов М.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Мы изучаем асимптотические космологические решения для нескольких популярных семейств функций f(R). Используя эквивалентность между f(R)-гравитацией и скалярно-тензорной теорией, мы объясняем, как потенциал эффективного скалярного поля (скалярона) может быть использован для объяснения асимптотического поведения решений теории. Показано,что большинство рассмотренных семейств f(R)-функций имеют устойчивые супер-инфляционные решения, которые ведут к сингулярностям двух типов — «Big Rip»[1,2] и «Little Rip»[3]. Многие решения таких типов были най-дены впервые [4].

Используя методы теории сингулярно-возмущенных дифференциальных уравнений в случая малых констант связи была обнаружена регулярная асимптотика, осциллирующая возле стандартного Фридмановского решения. Найдены бассейны доминирования асимптотических режимов. Показано, что даже в случае исчезающих констант связи однородная космологическая эволюция в рассматриваемой модели будет иметь отличия от стандартной LCDM модели, которые могут быть проверены с помощью астрономических наблюдений.

E-mail: mm.ivanov@physics.msu.ru

Литература

- 1 Starobinsky A.A., Grav. Cosmol. 6, 157 (2000).
- 2. Caldwell R., Kamionkowski M., Weinberg N., Phys. Rev. Lett. 91, 071301 (2003).
- 3. Brevik I., Elizalde E., Nojiri S., Odintsov S.D. Phys. Rev. D 84, 103508 (2011).

^{4.} Ivanov M.M., Toporensky A.V., IJMPD, 21, 1250051 (2012).

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ КГД ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Истомина М.А.¹, Попова Е.П.²

¹ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, ²МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Солнечная магнитная активность имеет довольно сложную структуру, которую можно описывать в разных приближениях.

В данной работе рассматривается квазигазодинамический приближение мелкой воды с магнитным полем для моделирования магнитной активности Солнца. КГД алгоритм решения уравнений мелкой воды для магнитного поля предложен и протестирован в препринте [1].

Основное отличие предложенного подхода от простейших теорий динамо [2] состоит в том, что кроме уравнения генерации магнитного поля, присутствуют уравнения для эволюции поля скоростей. Поля скоростей дают возможность исследовать не только генерацию и эволюцию магнитного поля, но и оценить его влияние на движущиеся потоки вещества. Показано, как меняется магнитное поле и скорость потоков вещества при разных начальных и граничных условиях.

В работе обсуждаются возможные астрофизические приложения полученных результатов.

E-mail: ¹m_ist@mail.ru, ²popovaelp@mail.ru

Литература

 Елизарова Т.Г., Устюгов С.Д., Истомина М.А. Квазигазодинамический алгоритм решения уравнений мелкой воды для магнитной гидродинамики // Препринты ИПМ им. M.B.Келдыша. 2012. № 64. 24 с. URL: <u>http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2012-64</u>.
 Brandenburg, A., Subramanian, K. Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory, Phys.Review., 417, 1-209.

ДВУМЕРНЫЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ КОД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ И ЭВОЛЮЦИИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

Кукса М.М.

Обнинский институт атомной энергетики – филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», факультет кибернетики, Обнинск, Россия

Прогресс в решении проблемы переноса углового момента в аккреционных, и в том числе протопланетных, дисках связан с привлечением эффектов магнитного поля. Данные о намагниченности первичных метеоритов [4] и недавние прямые наблюдения [2] свидетельствуют о наличии крупномасштабных магнитных полей в протопланетных дисках. Разработанный численный код позволяет исследовать динамические процессы взаимодействия газа и крупномасштабного магнитного поля в аккреционном диске.

Динамика вязкой несжимаемой плазмы в гравитационном и магнитном полях описывается следующей системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \boldsymbol{u} \\ \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{u} = -c_s^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} - \nabla \Phi_{\text{grav}} + 2v_{\text{turb}} \left(\dot{D} \frac{\nabla \rho}{\rho} + \nabla \cdot \dot{D} \right) + \frac{(\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}}{4\pi\rho} \\ c_s^2 = c_{s0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma - 1} \\ \frac{\partial \boldsymbol{B}_{\text{disk}}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}) - \eta_{\text{turb}} \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{B} \\ \boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_{\text{disk}} + \boldsymbol{B}_{\text{ext}} \\ \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \end{cases}$$

где t – время, ρ и ρ_0 – плотность и ее начальное значение соответственно, u – вектор скорости, c_s и c_{s0} – скорость звука и ее начальное значение соответственно, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, Φ_{grav} – гравитационный потенциал, \dot{D} – симметричная часть тензора скоростей деформаций, B_{disk} , B_{ext} и B – собственное магнитное поле диска, внешнее магнитное поле и результирующее магнитное поле соответственно, v_{turb} – коэффициент турбулентной кинематической вязкости, η_{turb} – коэффициент турбулентной магнитной диффузии.

Математическая модель записывается в цилиндрической системе координат (r, φ , z) с началом отсчета O в центре звезды. Диск считается симметричным относительно оси вращения Oz, поэтому производные $\partial/\partial \varphi = 0$. Область моделирования представляет собой срез диска в плоскости rOz. Несмотря на двумерную область моделирования в модели учитываются все три компоненты векторов $u = (u_r, u_{\varphi}, u_z), B = (B_r, B_{\varphi}, B_z)$.

Численное решение системы уравнений строится на регулярной ортогональной сетке. Пространственные производные приближаются конечными разностями шестого порядка аппроксимации. Производная по времени вычисляется с помощью явной схемы Рунге-Кутта третьего порядка аппроксимации. Шаг по времени определяется из условия Куранта-Фридрихса-Леви.

Всестороннее исследование различных типов граничных условий помогло определить характерное поведение модели и задать более «свободные» граничные условия, что имеет большое значение для обеспечения корректности при решении астрофизических задач.

Применение в численном моделировании коэффициента турбулентной вязкости, учитывающего вклад магнитного поля в турбулентную энергию [1], позволило проследить эволюцию вертикальной структуры диска совместно с конфигурацией внешнего и собственного магнитного поля в диске. Сравнительный анализ полученных результатов с проведенным ранее исследованием на основании классической α-модели вязкости [3] свидетельствует о существенном влиянии магнитного поля на перераспределение углового момента в аккреционном диске.

E-mail: max@kuksa.ru

Литература

1. Колесниченко А.В., Маров М.Я. О влиянии спиральности на эволюцию турбулентности в солнечном протопланетном облаке // Астрономический вестник. 2007. Т. 41. № 1. С. 3–23.

2. Donati J.-F. et al. Direct magnetic field detection in the innermost regions of an accretion disc // Nature. 2005. V. 438. P. 466–469.

3. Kuksa M.M. The magnetic field impact on accretion rate in a protoplanetary disk // Odessa Astronomical Publications. 2012. V. 25. Issue 2. P. 104–106.

4. Levy E.H. Magnetic field in the primitive solar nebula // Nature. 1978. V. 276. P. 481.

ПОЛОЖЕНИЕ И ДИНАМИКА ПЕРЕДНЕГО КРАЯ ТОКОВОГО СЛОЯ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ТНЕМІЅ В ПЕРИОД ЭКСТРЕМАЛЬНО СПОКОЙНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Назарков И.С., Калегаев В.В.

НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В 2009 г. магнитосфера Земли находилась в условиях затянувшегося на длительное время периода низкой солнечной активности. На основе данных спутников ТНЕМІЅ исследуется положение и динамика магнитного поля переднего края хвоста магнитосферы. Используя модели собственного магнитного поля Земли (IGRF-11) и магнитосферного магнитного поля (А2000), из измеренного на бортах спутников магнитного поля выделяется поле токов хвоста. Благодаря возможности одновременных измерений на 5 спутниках, были построены радиальные профили магнитного поля вдоль хвоста магнитосферы при различных условиях в солнечном ветре. В результате работы установлено, что передний край токового слоя при спокойных условиях в солнечном ветре 4 апреля 2009 г. находился на расстоянии около 12 Re, а магнитное поле в его окрестности составляло |B| = 20 нТл, в то время как в удаленном хвосте - около 10 нТл. Во время геомагнитного возмущения 14 февраля 2009 г. (мин. Dst -35 нТл) передний край токов хвоста магнитосферы приблизился к Земле до 8 Re, и значительно усилилось магнитное поле вблизи него (Вх компонента поля достигала 70нТл, Вz достигала -50 нТл), что говорит о значительных протекающих токах и в тоже время об их слабом эффекте на поверхности Земли. Можно сказать, что произошло увеличение характерных размеров магнитосферной токовой системы хвоста в период затянувшегося минимума солнечной активности. *E-mail: <u>nazarkov@dec1.sinp.msu.ru</u>*

КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ

Панищев О.Ю., Дёмин С.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

Важнейшими факторами, определяющими эволюцию аккрецирующих астрофизических систем, являются нелинейность, нестационарность, перемежаемость динамики, а также коллективные эффекты. Данный вывод становится очевидным, если учесть, что динамика дисковой аккреции во многом определяется процессами в горячей плазме [1]. Сложность процессов, реализующихся в плазме аккреционного диска, приводит к необходимости использования всех доступных методов анализа для детального понимания особенностей динамики подобных систем.

В настоящей работе фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС) [2] используется для изучения авто- и кросс-корреляций спектральной плотности потока радиоизлучения квазаров 0215p015 и 1641p399 на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц [3]. Экспериментальные данные по радиоизлучению квазаров были любезно предоставлены в ходе международного сотрудничества Dr. N. Tanizuka (Laboratory for Complex Systems Analysis, Osaka Prefecture University). Регистрация данных осуществлялась в период с 1979 по 1988 гг. (З 309 дней).

Квазары – это мощные компактные объекты, открытые в 60-х гг. ХХ века, как источники радиоизлучения с очень малыми угловыми размерами, а затем отождествленные со звездообразными объектами. Согласно распространенной точке зрения квазары являются активными ядрами далеких галактик, находящихся на стадии формирования, в которых сверхмассивная черная дыра поглощает вещество из газопылевого диска. При движении слоев падающего вещества возникают коллективные эффекты и резонансные явления, которые отражаются в динамике излучения квазара.

Основой ФШС-подхода является введение соотношений для описания различных типов нерегулярностей – нерегулярностей-всплесков и нерегулярностей-скачков, отражающих резонансные и хаотические вклады анализируемой динамики. Это позволяет провести параметризацию – количественное и качественное «описание» эволюции исследуемых систем на основе извлечения информации с помощью небольшого набора параметров. Вводимые двухпараметрические кросс-корреляторы способствуют установлению эффектов частотно-фазовой синхронизации и проведению анализа перекрестных взаимосвязей в сигналах радиоактивности квазаров на разных частотах.

Соответствующее выражение для 3D «двухточечных» корреляторов или кросскорреляторов имеет вид [2]:

$$q_{ij}(\tau,\theta_{ij}) = \left\langle \left[\frac{V_i(t) - V_i(t+\tau)}{\sqrt{2}\sigma_i} \right] \left[\frac{V_j(t+\theta_{ij}) - V_j(t+\theta_{ij}+\tau)}{\sqrt{2}\sigma_j} \right] \right\rangle_{T-\tau-|\theta_{ij}|}$$

$$\sigma_{i}(\tau) = \left\{ \left\langle \left[V_{i}(t) - V_{i}(t+\tau) \right]^{2} \right\rangle_{T-\tau-\left|\phi_{i}\right|} \right\}^{\frac{1}{2}},$$

где $V_i(t)$, $V_j(t)$ – динамические переменные, τ – «время задержки» (полагаем $\tau > 0$), θ_{ij} – параметр «смещения во времени».

На рис. 1 представлены 3D кросс-корреляторы для радиоизлучения рассматриваемых квазаров, фиксируемого на частотах 2.7 ГГц и 8.1 ГГц. Кросс-корреляционные зависимости для сигналов квазара 0215р015 характеризуются наличием четкой осциллирующей структуры, отражающей доминирование в динамике определенного набора частот. Ключевая информация, содержащаяся в представленных зависимостях, относится к проявлению частотно-фазовой синхронизации. Действительно, в соответствии с представленной выше зависимостью, последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 1*a* при $\theta_{ij} > 0$, означают, что сигнал на частоте 2.7 ГГц следует с определенной периодичностью за сигналом на частоте 8.1 ГГц. В то же время, последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 1*a* при $\theta_{ij} < 0$, означают, что сигнал на частоте 8.1 ГГц с той же самой периодичностью предшествует сигналу на частоте 2.7 ГГц. Фактически обнаружена отчетливая синхронизация процессов дисковой аккреции квазара 0215р015, сопровождающейся генерацией регистрируемого радиоизлучения на разных частотах.

Соответствующая зависимость $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ для излучения квазара 1641р399 (рис. 1*b*) наряду с размытой структурой кросс-коррелятора демонстрирует высокочастотные осцилляции, отражающие значительную степень реализации эффектов нестационарности. Вместе с тем, в коллективной динамике радиоизлучения указанного квазара не проявляется частотно-фазовая синхронизация. Отсутствие в динамике сигналов квазара 1641р399 сформированного набора собственных частот и повышение интенсивности хаотических составляющих в высокочастотной области излучения приводит к «деформации» структуры кросс-коррелятора.



Рис. 1: 3D-зависимости кросс-корреляторов q_{ij} (τ , θ_{ij}) для радиоизлучения квазаров 0215p015 (а) и 1641p399 (b) на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц.

Авторы выражают признательность доктору физико-математических наук, профессору Тимашеву С.Ф. (НИФХИ, Москва) за помощь в обсуждении полученных результатов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-97000-р_поволжье_а.

E-mail: opanischev@gmail.com

Литература

1. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука. 1976.

2. Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: Информация в хаотических сигналах. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2007.

3. Tanizuka N., Khan M.R. Dynamical structure of quasar radio wave intensity fluctuations from daily to yearly period // Noise and Fluctuations ICNF-2003, Ed. J. Sikula. Brno: Brno University of Technology, 2003. C. 813-816.

К-ПОПРАВКИ КРИВЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ МАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С НЕЗНАЧИТЕЛЬНЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ ПРОГРЕВОМ^{*}

Петров В.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова. ГАИШ, Москва, Россия

Кривые лучевых скоростей оптических компонентов массивных рентгеновских двойных систем могут отличаться от кривых лучевых скоростей их центров масс в результате приливного искажения, гравитационного потемнения, рентгеновского прогрева и т.д [1,4,10]. Однако часто наблюдаемую кривую лучевых скоростей звезды анализируют в модели двух материальных точек, когда форма кривой не зависит от эффектов близости компонентов [7]. Чтобы в первом приближении учесть эффекты близости компонентов без прямого вычисления кривых лучевых скоростей в сложных моделях (например, в модели Роша, модели быстро вращающейся звезды и пр.) вводятся Кпоправки, как поправки, связанной с различием между лучевыми скоростями центра масс звезды и «эффективного центра» области формирования спектральных линий [6,8]. В исследовании рассматриваются полуамплитуды кривых лучевых скоростей звезд в модели Роша в зависимости от параметров двойной системы [1,2,9]. Кривые лучевых скоростей рассчитаны для линий поглощения бальмеровской серии [5] в диапа-

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

зоне параметров, характерных для массивных рентгеновских двойных систем. В работе рассчитаны К-поправки к кривым лучевых скоростей звезды в модели Роша в зависимости от параметров ТДС. Расчеты показали, что полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша, и полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды могут существенно отличаться [3]. Это отличие влияет на определение массы релятивистского компонента. Показано, что существование минимума К-поправок позволяет оценить максимальную верхнюю ошибку определения массы в модели материальных точек. Приведены таблицы К-поправок для оптических звезд в массивных рентгеновских двойных системах Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1, 4U 1538-52, которые помогут более корректно реализовать метод Монте-Карло для определения масс компонентов ТДС.

Автор выражает признательность Черепащуку А.М. и Антохиной Э.А. *E-mail: vpetrov@sai.msu.ru*

Литература

1. Антохина Э.А., Черепащук А.М. Астрон. журн., 71, 420 (1994).

2. Антохина Э.А., Черепащук А.М., Шиманский В.В. Астрон. журн., 82, 131 (2005).

3. Петров В.С., Антохина Э. А., Черепащук А.М. Астрон. журн. (в печати).

4. Hutchings, Ap.J. 217, 537 (1977).

5. Kuruz R.L., CD-ROMs (1992)

6. Muñoz-Darias T., Casares J., I. Martínez-Pais G., ApJ, 635, 502 (2005)

7. Rawls M.L., Orosz J.A., McClintock J.E., Torres M.A.P., Bailyn Ch.D., Buxton M.M., ApJ, 730, 25R (2011)

8. Wade R.A., Horne K., ApJ, 324, 411 (1988)

9. Wilson R.E., Devinney E.J., Ap.J., 166, 605 (1971)

10. Wilson R.E., Sofia S., Ap.J., 203,182 (1976).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВОЙНОГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ЗВЕЗДНОГО ДИНАМО В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ^{*}

Попова Е.П.¹, Потемина К.А.²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, ²механикоматематический факультет, Москва, Россия

Генерацию и эволюцию магнитного поля Солнца и других звезд принято связывать с механизмом динамо, который основан на учете совместного действия альфаэффекта и дифференциального вращения. Источники динамо могут находиться на разной глубине конвективной зоны и действовать с разной интенсивностью. На основе такой схемы построена динамическая система в случае звездного динамо в двухслойной среде с учетом меридиональных потоков для моделирования двойного цикла, который соответствует одновременному присутствию 22-летних и квазидвухлетних осцилляций магнитного поля. Показано, что режим смешанных осцилляций может возникать за счет того, что в верхнем слое конвективной зоны движение динамо-волны противоположно меридиональным потокам. Это ведет к торможению распространения тороидального поля и генерации медленных осцилляций. В более глубоких слоях направления распространения динамо-волны и меридиональных потоков совпадают, в результате чего возникают быстрые осцилляции магнитного поля. За счет этого суммарный

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

вклад двух осцилляций с разными частотами соответствует появлению квазидвухлетних циклов на фоне 22-летних.

E-mail: popovaelp@mail.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ РАСШИРЕННЫХ ТЕОРИЙ ГРАВИТАЦИИ

Ранну К.А.¹, Дядина П.И.²

МГУ им. М.В.Ломоносова, ¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, ²физический факультет, Москва, Россия

Одним из путей экспериментальной проверки теорий гравитации и наложения дополнительных ограничений на значения их параметров является использование параметризованного пост-ньютоновского формализма [2]. В настоящей работе с его помощью была исследована модель Гаусса-Боннэ со скалярным полем [1]. Показано, что разложение метрики в данной теории не отличается от случая ОТО не только в постньютоновском, но и в следующем, пост-пост-ньютоновском порядке. Таким образом на данный момент отличить модель Гаусса-Боннэ от Общей Теории Относительности не представляется возможным, и такая ситуация продлится достаточно долго. Это верно также и для других расширений ОТО с членами высших порядков по кривизне, предполагающих столь же незначительные, аккуратные поправки к основному гравитационному действию, и присутствие скалярных полей не меняет ситуацию. Другие геометрические способы модификации теории Эйнштейна, которые могут иметь заметные отклонения от ОТО в пост-ньютоновском пределе, требуют слишком сильного искажения геометрии пространства в нашей Вселенной. Этот метод сопряжен с большими сложностями вплоть до отсутствия у некоторых теорий ньютоновского предела.

В качестве альтернативы геометрическому подходу к расширению ОТО в настоящей работе был рассмотрен сценарий с дополнительными измерениями, а именно модель Рандалл-Сандрум II [3, 4]. Для упомянутой модели было получено нетривиальное, то есть отличающееся от случая Общей Теории Относительности, постньютоновское разложение. С использованием известных экспериментальных значений пост-ньютоновских параметров были выведены некоторые ограничения на параметры модели. По итогам сравнения физического и геометрического подходов к расширению ОТО можно сделать вывод, что первый из них представляется на данный момент гораздо более перспективным и многообещающим, так что поиск новых физических явлений и создание новых моделей становится насущной необходимостью в решении вопросов, которые не решаются с помощью базовой (немодифицированной) версии гравитационной теории Эйнштейна.

E-mail: <u>rannu@xray.sai.msu.ru</u> *E*-mail: guldur.anwo@gmail.com

Литература

Алексеев С.О., Ранну К.А. Черные дыры Гаусса-Боннэ и возможности их экспериментального поиска // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 2012. No 3. C. 463-487. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М., 1985.

Figueras P., Wiseman T. Gravity and Large Black Holes in Randall-Sundrum II Braneworlds // Physical Review Letters. 2011. Vol. 107. No. 8. C. 081101.

Randall L., Sundrum R. An Alternative to Compactification // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83. No. 23. C. 4690-4693.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ С НЕ СЛИШКОМ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА В ПРИБЛИЖЕНИИ РТГ С ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ МАССОЙ ГРАВИТОНА

Рохманенков А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Вопрос о массе гравитона пока остается открытым. В [1] - [5] приводятся основные уравнения релятивисткой теории гравитации (РТГ) с отличной от нуля массой гравитона. При этом уравнения образуют весьма сложную систему нелинейных дифференциальных уравнений. Поиск аналитического решения этой системы представляется весьма затруднительным.

Однако, очень важно исследовать модификацию физических характеристик тела при возрастании гравитационного поля (за счет увеличения вещества в нем). Особый интерес представляют сверхмассивные тела. Пока же мы ограничимся анализом случая гравитационных полей средней силы.

Для нахождения решений в случае средних гравитационных полей было использовано компьютерное моделирование. Решения дифференциальных уравнений были получены с помощью нескольких идеологически различных методов. Это явный метод Рунге-Кутты 5 порядка с адаптивным изменением шага и релаксационный метод решения краевых задач. Расчет производился до тех пор, пока не сшивались решения на границе тела.

В работе была рассчитана система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для массивного сферически симметричного тела с применением полевого подхода в теории гравитации с отличной от нуля массой гравитона. Найдено решение системы ОДУ для не слишком массивных тел. Показана эволюция решения этой системы с увеличением массы объекта, а так исследована зависимость от массы гравитона. *E-mail: rohmanenkov@gmail.com*

Литература

1. Логунов А.А. Основные принципы релятивисткой теории гравитации// Теоретическая и математическая физика. 1989, Том 80, Серия 2.

2. Логунов А.А. Релятивисткой теории гравитации// Теоретическая и математическая физика. 1990, Том 85, Серия 1.

3. Логунов А.А. Основные уравнения для массивного гравитационного поля// Теоретическая и математическая физика. 1992, Том 92, Серия 2.

4. Герштейн С.С., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Массивный пылевой шар, пульсирующий под действием собственного гравитационного поля// Теоретическая и математическая физика. 2008, Том 155, Серия 2.

5. Лоскутов Ю.М. Центрально-симметричная задача в релятивистской теории гравитации с µ-членом// Теоретическая и математическая физика. 1990, Том 83, Серия 3.

ДВОЙСТВЕННАЯ ПРИРОДА КОМЕТЫ 29Р/SCHWASSMANN-WACHMANN 1

Снеткова Ю.А.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», Самара, Россия

Комета Швассмана-Вахмана 1 (29P/Schwassmann-Wachmann 1) была открыта 15 ноября 1927 года немецкими астрономами Арнольдом Швассманом и Арно Вахманом в

Гамбургской обсерватории (Германия). С тех пор она привлекает к себе много внимания как со стороны астрономов-профессионалов, так и со стороны астрономовлюбителей. Последний раз комета была в перигелии в 2004 году. Следующее прохождение перигелия ожидается 7 марта 2019 года.

Так чем же вызван к ней такой интерес? Прежде всего, своей непохожестью на все остальные короткопериодические кометы. Чтобы это понять, исследуем физические характеристики ядра кометы Швассмана-Вахмана.

1. Эффективный радиус ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

В работе [1] представлены основные положения разработанной нами многокомпонентной модели сферического ядра кометы, с помощью которой можно легко определять радиус, массовую плотность и массу ядер короткопериодических комет.

Для определения радиуса ядра кометы, прежде всего, мы нашли зависимость интенсивности излучения, пришедшего от ядра кометы и фиксируемого наблюдателем, от интенсивности излучения, падающего на ядро от Солнца [1]. В итоге радиус ядра кометы R_N представляется в виде:

$$R_N = a_0 \sqrt{\frac{10^{-0.4(m_{hel} - m_{sun})}}{A_G}},$$
(1)

где $a_0 = 1$ а.е., m_{sun} – видимый блеск Солнца, m_{hel} и A_G – гелиоцентрический блеск и геометрическое альбедо ядра кометы соответственно.

Однако в случае с кометой 29Р достаточно точно определить радиус ядра не удается из-за различных значений геометрического альбедо, приведенных в разных литературных источниках. Обычно геометрическое альбедо ядер комет полагается равным 0.04 (как у кометы Галлея). С другой стороны, согласно [2], альбедо ядра кометы 29Р составляет 0.13±0.04, что является совершенно не типичным для кометного ядра и в то же время распространенным среди класса объектов, называемых *кентаврами*. Они, как правило, движутся между орбитами Юпитера и Нептуна и проявляют свойства как астероидов, так и комет.

Проведя большой обзор литературы, мы обнаружили, что геометрическое альбедо ядра этой кометы варьируется в пределах от 0.02 до 0.17 в различных диапазонах.

Рассмотрим несколько значений альбедо по аналогии с другими авторами и приведем полученные данные для радиуса ядра кометы в таблице 1.

Значение гелиоцентрического блеска заимствовано из работы [3].

В третьем столбце таблицы представлен диапазон длин волн (фотометрическая полоса), которому соответствуют значения геометрического альбедо и гелиоцентрического блеска.

В четвертом столбце представлены геометрические размеры ядра кометы Швассмана-Вахмана, полученные в настоящей работе.

2. Массовая плотность ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

Для определения средней массовой плотности ядра кометы и области ее допустимых значений используется алгоритм [1], построенный на основе многокомпонентной модели кометного ядра.

Согласно данному алгоритму, существует сильная зависимость области допустимых значений массовой плотности ядра от сферического (бондовского) альбедо ядра. В данной работе мы используем условие равенства $A_S = A_G$ по аналогии с работами других авторов.

Таким образом, применяя разработанный нами алгоритм, получаем среднюю массовую плотность, представленную в столбце 5 таблицы 1, при различных значениях геометрического альбедо ядра.

3. Масса ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

Зная эффективный радиус, среднюю массовую плотность ядра кометы и моделируя ядро однородным шаром с гладкой поверхностью, легко находим массу такого ядра по формуле:

$$M_{Nour} = \frac{4\pi}{3} \rho_{Nour} R_{Nour}^3.$$
⁽²⁾

Полученные результаты представлены в столбце 6 таблицы.

A _G	m _{hel}	λ	<i>R_{Nour}</i> (км)	$ ho_{Nour}$ (кг/м ³)	M_{Nour} ,× 10 ¹⁵ (KG)
0.02	12.0	R	15.15	343	5
0.04	12.0	V	13.36	688	6.87
		R	10.71	088	3.54
0.13±0.04	12.0	V	$7.41^{8.91}_{6.48}$	2238	3.81
0.17	12.0	R	5.20	2928	1.72

Физические характеристики ядра кометы 29Р

Из таблицы очевидно, что по своим физическим характеристикам комета Швассмана-Вахмана 1 может представлять из себя два разных объекта: 1) массивное тело с маленькой плотностью и низкой отражательной способностью либо 2) небольшое тело с высокой плотностью и высоким альбедо. Это вполне соответствует двойственной природе объекта (астероид/комета).

E-mail: JSnet@mail.ru

Литература

1. Снеткова Ю.А. Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет // Материалы международной научно-практической Интернет-конференции «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании 2010», 20–27 декабря 2010 г. <u>http://www.sworld.com.ua/index.php/ru/physics-and-mathematics/physics-and-astronomy- mechanics/1789-snetkova-vj</u>

2. Cruikshank D.P., Brown R.H. The nucleus of comet P/Schwassmann–Wachmann 1 // Icarus, V.56, 1983. P.377–380.

3. Fernandez J.A., Tancredi G., Rickman H., Licandro J. The population, magnitudes, and sizes of Jupiter family comets // Astron. Astrophys., V.352, 1999. P.327–340.

О ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ ДЛЯ САМОДЕЙСТВУЮЩЕГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Чаадаев А.А.

Ульяновский государственный педагогический университет им. И.Н.Ульянова, физико-математический факультет, Ульяновск, Россия

В классе метрик Фридмана-Робертсона-Уокера (для пространственно-плоской Вселенной)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dt^2$$

система уравнений Эйнштейна и скалярного поля имеет вид [2]:

$$H + 3H^{*} = -\Lambda + \kappa V(\varphi)$$

$$-3\dot{H} - 3H^{2} = \Lambda + \kappa (\dot{\varphi}^{2} - V(\varphi))$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V'(\varphi) = 0$$

Мы рассматриваем уравнения Эйнштейна и поля при зависимости масштабного фактора *H* и потенциала *V* от величины скалярного потенциала *ф*. В этом случае система космологической эволюции сводится к двум динамическим уравнениям [1]: уравнению типа Гамильтона-Якоби

$$\frac{2}{\kappa^2}[H']^2 - \frac{3}{\kappa}[H]^2 + V = \frac{\Lambda}{\kappa}$$

и уравнению Фридмана, записанного в терминах производной по полю

$$H' = -\frac{1}{2}\kappa\dot{\phi}$$

Можно показать, что одной из возможностей решения уравнения типа Гамильтона-Якоби является сведение его к уравнению гиперболы с переменными коэффициентами, параметрически записываемое в виде:

$$\begin{cases} H = \sqrt{\frac{V - V_0}{\beta}} \cosh \lambda \varphi \\ \frac{dH}{d\varphi} = \sqrt{\frac{V - V_0}{\alpha}} \sinh \lambda \varphi \end{cases}$$

Тогда единственно возможное решение для случая положительного потенциала имеет вид:

$$V(\varphi) = V_{\alpha} + C(\cosh \lambda \varphi)^{-2(1-\delta)}$$

где $\delta = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{3\kappa}{2}} = const.$

Ввиду некоторой произвольности в выборе параметра λ можно рассматривать интегрируемые модели с конкретным видом δ . Так если задать $\delta = 2$, то эволюция скалярного поля и масштабного фактора имеет вид:

$$\begin{split} \varphi &= 2 \sqrt{\frac{2}{3\kappa}} \mathrm{Arcoth} \left[\exp \left(\frac{\sqrt{3\kappa C}}{2} \left(t - t_* \right) \right) \right] \\ a &= a_0^* \left(\exp \left\{ \frac{\sqrt{3\kappa C}}{2} \left(t - t_* \right) \right\} - 1 \right)^{1/3} \end{split}$$

Анализ последнего выражения приводит к наличию точки перегиба $t_p = t_s + \frac{2}{\sqrt{3\pi c}} \ln \left[\frac{4}{3\sqrt{3\pi c}} + 1 \right]$, что можно интерпретировать как переход от замедления расширения к его ускорению.

Выполнено в рамках государственного заказа Министерства образования и науки РФ по проекту №2.7621.2013. Выражаю благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Червону С.В. за постановку задачи и консультации.

E-mail: alexandr308@mail.ru

Литература

1. Иванов Г.Г. Космологические модели Фридмана с нелинейным скалярным полем // В сб. Гравитация и теория относительности, под ред. В.Р. Кайгородова. – Казань: Изд-во Казанского университета, вып. 18, стр. 54-60.

2. Червон С.В. Нелинейные поля в теории гравитации и космологии. УлГУ. Ульяновск. 1997 г.

РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ НЕВОД-ШАЛ

Шульженко И.А., Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Киндин В.В., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Ликий О.И., Овчинников В.В., Петрухин А.А., Шестаков В.В., Шутенко В.В., Яшин И.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия В работах по изучению групп мюонов в широком диапазоне зенитных углов и множественностей, проведенных на комплексе НЕВОД-ДЕКОР [1, 2] в период 2002-2007 гг., было показано, что с помощью относительно небольшой установки (~ 100 м²) можно изучать характеристики потока и взаимодействия первичного космического излучения в широком диапазоне энергий $10^{15} - 10^{19}$ эВ на основе анализа спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ) [3]. Однако интервал энергий первичных частиц, ответственных за формирование групп с фиксированной множественностью под заданным зенитным углом, достаточно широк. Размещение вокруг комплекса НЕВОД-ДЕКОР установки для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) с энергиями $10^{15} - 10^{17}$ эВ традиционным методом позволит определять мощность ливня, положение его оси и, соответственно, уменьшить разброс оценок энергий, полученных с помощью метода СЛПМ. Такая калибровка метода СЛПМ сделает более достоверными результаты, которые будут получены в наиболее интересной области энергий выше 10^{17} эВ.

Разрабатываемая установка для регистрации широких атмосферных ливней НЕВОД-ШАЛ представляет собой массив сцинтилляционных детекторов, которые будут расположены на крышах лабораторных корпусов НИЯУ МИФИ (Москва) и предназначены для регистрации электромагнитной (для околовертикальных ливней) и мюонной (для наклонных ливней) компонент ШАЛ. Регистрирующая система установки организована по кластерному принципу. Каждый кластер состоит из четырех сцинтилляционных детекторов и обслуживается локальным пунктом (ЛП) сбора и первичной обработки данных. Площадь одного детектора ~ 2.5 м². Характерные расстояния между кластерами составляют ~ $20 \div 30$ м. Первая очередь установки будет содержать 36 кластеров. Общая площадь составит ~ $1 \div 2 \times 10^4$ м².

В работе обсуждаются особенности регистрирующей системы установки НЕВОД-ШАЛ, обеспечивающей детектирование, сбор и первичную обработку данных, временную синхронизацию и выделение событий по данным отдельных кластеров, а также результаты изучения характеристик детектора, прототипа электроники ЛП и кластера.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки России и РФФИ (грант 11-02-12222-офи-м-2011). *E-mail: IAShulzhenko@mephi.ru*

Литература

1. Задеба Е.А., Амельчаков М.Б., Ашихмин В.В. и др. «Нейтринный водный детектор НЕВОД на поверхности Земли», Ядерная физика и инжиниринг, 2011, т. 2, № 6, с. 483-493.

2. Барбашина Н.С., Езубченко А.А., Кокоулин Р.П. и др. «Координатный детектор для исследования горизонтального потока космических лучей», Приборы и техника эксперимента, 2000, № 6, с. 20-24.

3. Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Кокоулин Р.П. и др. «Исследование характеристик потока и взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода спектров локальной плотности мюонов», Ядерная физика, 2010, т. 73, № 11, с. 1904-1920.

ПОСТРОЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ НОЧНОЙ НАДОБЛАЧНОЙ ДЫМКИ ПО ДАННЫМ VIRTIS VEX

Щербина М. П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучение дымки над облаками Венеры (70-95 км) и верхних слоев облаков имеет большое значение для климатологии Венеры. На этих высотах происходит формирование сернокислотного аэрозоля на дневной стороне. Природа дымки на ночной стороне Венеры детально не изучалась до сих пор. В данной работе обрабатывались данные лимбовых наблюдений эксперимента VIRTIS. Изображающий спектрометр VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer), работающий в составе научной аппаратуры АМС Венера-Экспресс, Европейского Космического Агентства, способен решать широкий спектр задач по исследованию Венеры [*I*]. Прибор предназначен для изучения состава, свойств атмосферы и облачного покрова, динамических процессов и термического картирования поверхности планеты. Спектрометр состоит из трех спектральных каналов: изображающие каналы VIRTIS-M для видимой (0.3–1 мкм) и инфракрасной (1–5 мкм) областей, спектральное разрешение 1.9 и 16 нм соответственно, VIRTIS-H –канал со спектральным разрешением 0.6 нм работающий в интервале длин волн от 2 до 5 мкм. Результаты, описанные в данной работе, получены при обработке и анализе данных инфракрасного канала VIRTIS-M.

Спектр ночной стороны Венеры в ближней ИК области имеет сложную форму. При отсутствии солнечного излучения, рассеянного облаками, на $\lambda < 2.5$ мкм наблюдаются пики излучения горячей нижней атмосферы и поверхности, прошедшее в окнах прозрачности между полосами CO₂ и рассеянное облачным слоем, практически без поглощения. На $\lambda > 3$ мкм спектр формируется тепловым излучением верхнего облачного слоя и надоблачной атмосферы. Для зондирования надоблачной дымки использовались участки спектра в окнах прозрачности 1.18, 1.27, 1.74, 2.3. Эти окна прозрачности хорошо видны на рис 1.



Рис 1. Окна прозрачности.

Было обработано 75 орбит. Получены лимбовые профили интенсивности в дымке, которая простирается до высот 85-90 км, с разрешение 2.5 км по высоте и 5 градусов по широте в пределах от 0 до 75 градусов. Вертикальное распределение плотности дымки меняется от монотонного падения с высотой до слоистого. На рис. 2 представлен пример вертикальных профилей интенсивностей на длине волны 2.3,1.74 и 1.18 мкм на лимбе, орбита 330. Рис.3 – интенсивность излучения на длине волны 1.74 на лимбе Венеры. На высоте 75-80 км виден рассеивающий слой с максимумом интенсивности на широте 18°. Слой на орбите 718 — ярко выраженный, но так как просмотрена только часть данных, то не исключено, что подобные слои могут встретиться и на других орбитах.



Рис. 2. Пример вертикальных профилей интенсивностей (10⁻¹ Вт/м²/мкм/ср) на длине волны 2.3, 1.74 и 1.18 мкм на лимбе, орбита 330.



Рис. 3. Интенсивность излучения на длине волны 1.74 мкм на лимбе Венеры.

Основной вывод: дымка на ночной стороне Венеры наблюдается над облачным слоем Венеры от 70 до 95 км высоты; она сильно переменна по широте и во времени; вертикальный профиль дымки часто имеет слой с максимумом на высоте от 75 до 85 км.

Работа поддержана частично грантом РФФИ 12-02-01280 и Грантом Президента РФ МК-3820.2012.2.

E-mail: morskayaa906@yandex.ru

Литература

1. Gérard J.C., Saglam A., Piccioni G., Drossart P., Cox C., Erard S., Hueso R., and Sánchez-Lavega A. Distribution of the O₂ infrared nightglow observed with VIRTIS on board Venus Express // Geophys. Res. Lett. 2008. V35. L02207. doi:10.1029/2007GL032021

2. Засова Л.В., Мороз В.И., Линкин В.М., Хатунцев И.В., Майоров Б.С. Строение атмосферы Венеры от поверхности до 100 км // Космич. иссл. 2006. Т. 44. № 4. С. 381 – 400.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции: доц. Широков Евгений Вадимович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ⁸⁹Ү ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 55 МЭВ

Базлева Е.М., Белышев С.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Измерены выходы и изомерные отношения продуктов фотоядерных реакций на изотопе ⁸⁹Y. Облучение мишени проводилось на разрезном микротроне RTM-55 НИИЯФ МГУ пучком тормозных фотонов с энергией до 55 МэВ. Спектры гамма излучения продуктов реакций, образовавшихся в облучённой мишени, измерялись на гаммаспектрометре из сверхчистого германия с энергетическим разрешением 1.9 кэВ на линии 1.33 МэВ⁶⁰Со.

При анализе выходов многочастичных реакций в гамма-активационном эксперименте последовательный учёт систематических погрешностей, связанных с неопределённостью формы тормозного спектра при использовании толстого радиатора, геометрии облучения и измерения, изменений интенсивности тока пучка, зависимости эффективности спектрометра от энергии, представляет собой трудную задачу. В данной работе эта проблема была решена с применением моделирования эксперимента на GEANT4 [1] и обработки данных при помощи RooStats [2] — современного программного инструмента, используемого в физике высоких энергий для статистического анализа.

В результате анализа данных были получены изомерные отношения Y_m/Y_g для ⁸⁷Y, ⁸⁶Y, ⁸⁵Y, ⁸⁴Rb а также получены выходы ряда нуклидов, образующихся в результате многочастичных фотоядерных реакций с вылетом до 5 нуклонов: *E-mail: katebazleva@gmail.com, belyshev@depni.sinp.msu.ru*

> Реакция Образующийся нуклид Порог реакции, МэВ ⁸⁸Y 11.47 (γ,n) ⁸⁷Y 20.83 $(\gamma, 2n)$ ⁸⁶Y $(\gamma, 3n)$ 32.63 ⁸⁵Y $(\gamma, 4n)$ 42.14 84 V $(\gamma, 5n)$ 53.90 ^{87m}Sr 18.18 (γ,np) ⁸⁵Sr $(\gamma, 3np)$ 38.10 $(\gamma, \alpha n)$ 18.45 ⁸⁴Rb $(\gamma, 3n2p)$ 46.74

Литература

1. Agostinelliae S. et al., Nuclear Instrum. and Meth. in Phys. Res. Sect. A 506 (2003) 250-303

2. Lorenzo Moneta, Kevin Belasco, Kyle Cranmer, Alfio Lazzaro, Danilo Piparo, et al. The

3. RooStats Project. PoS, ACAT2010:057, 2010. [arXiv:1009.1003].

αβ-РАСПАД В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Белоус П.В., Стешенко Г.К.

Московский физико-технический институт, факультет общей и прикладной физики, Москва, Россия

Расчёты показывают, что для некоторых стабильных ядер (например, 181Ta, 183W, 184W, 201Hg) энергетически выгодным является так называемый процесс $\alpha\beta$ -распада, в котором одновременно происходят процессы α -распада и β -распада [1]. При этом последние по отдельности могут быть запрещены. Вероятность реакции $\alpha\beta$ -распада в нормальных условиях оказывается крайне малой. Тем не менее, сверхсильное магнитное поле может быть хорошим «катализатором». В сверхсильном магнитном поле фазовый объём связанных состояний электронов значительно возрастает [2], что приводит к росту вероятности ядерных распадов с рождением электрона. В случае $\alpha\beta$ -распада электрон «вытягивается» магнитным полем в связанное состояние и рождается вместе с α -частицей. При этом "вырвавшаяся" α -частица дает необходимую энергию.

Существенное отличие процесса $\alpha\beta$ -распада от классического α -распада заключается в том, что суммарная энергия конечного ядра и α -частицы всегда меньше энергии исходного ядра, поскольку исходное ядро является β -стабильным. Следовательно, в ядерном потенциале волновая функция α -частицы ψ будет описывать реальную частицу снаружи ядра, но, в отличие от классического α -распада, виртуальную и внутри барьера и во внутренней области ядра, то есть, α -частица рождается виртуальной.

Расчёт вероятности $\alpha\beta$ -распада проводится аналогично расчёту вероятности запрещённого β -распада, но с учётом рождения α -частицы в ядерных функциях конечного состояния. Анализ, аналогичный рассмотренному в [1] β -распаду в сверхсильном магнитном поле, показывает, что в сверхсильном магнитном поле таком, что ларморовский радиус электрона становится малым по сравнению с боровским радиусом, фазовый объём незанятых лептонных состояний неограниченно возрастает. За счёт такого «взрыва лептонного фазового объёма» процессы $\alpha\beta$ -распада могут приобрести конечные вероятности [2].

В предлагаемой работе не доказывается существование гипотетического явления $\alpha\beta$ -распада, а предлагается лишь качественное рассмотрение гипотезы и показывается, что данная гипотеза не противоречит физическим законам. Фактически, сообщается "наблюдение" того обстоятельства, что ряд стабильных ядер имеют энергетически выгодный канал распада, при котором одновременно задействованы и слабые и сильные ядерные взаимодействия. Кроме того, предлагается теоретическая гипотетическая возможность увеличения вероятности такого процесса в сверхсильных магнитных полях нейтронных звезд. *E-mail:p.v.belous@gmail.com*

Литература

1. Филиппов Д.В, Увеличение вероятности запрещенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // Ядерная физика. - 2007. - 12 : Т. 70. - стр. 2068–2076.

2. Филиппов Д.В, Уруцкоев Л.И., Бирюков А.О., Рухадзе А.А., Белоус П.В., Потеря устойчивости тяжелых ядер в сверхсильном магнитном поле // Прикладная физика -2012. - 42. - стр. 60–68.

АКУСТИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРИНО^{*}

Бецис Д.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Регистрация нейтрино – трудоемкий процесс, связанный со многими техническими сложностями, огромными объемами детекторов и низкой скоростью накопления данных.

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

Нейтрино является незаряженным лептоном с очень маленькой массой (если она вообще есть), и участвует практически только в слабых взаимодействиях. Поэтому сечение взаимодействия нейтрино с веществом мало, до 10⁴⁰ см², хотя и возрастает с увеличением энергии и зависит от плотности среды.

Наиболее развитыми методами регистрации нейтрино являются: черенковский (в оптическом, ультрафиолетовом и радио диапазоне), использующий эффект Вавилова-Черенкова от заряженных частиц – результата взаимодействия нейтрино; сцинтилляционный метод; и радиохимический, регистрирующий ядерную реакцию.

Однако эти методы применимы не для всех энергий и имеют свои ограничения. На данный момент существуют альтернативные способы, которые могли бы расширить диапазон и повысить эффективность регистрации нейтрино. Например, акустический метод может быть особенно важным и полезным для детектирования высокоэнергетичных нейтрино и исследования эффекта ГЗК-обрезания, а также происхождения нейтрино с такой энергией и проверки космологических теорий.

Существует несколько предложенных механизмов возникновения в воде (или другой плотной среде) акустического импульса при взаимодействии с ней высокоэнергетичной заряженной частицы. Самым обоснованным и проявляющим себя является термоакустический механизм генерации. Адронные и электромагнитные каскады, образованные в результате прохождения нейтрино из космических лучей (10¹⁰ ГэВ, или 1 Дж) через среду, могут выделить в нее достаточно тепловой энергии для создания звуковых сигналов. Импульс распространяется под прямым углом к оси ливня со скоростью звука и может быть зарегистрирован современными гидрофонами.

Важным преимуществом использования акустических датчиков в воде является то, что длина затухания звукового сигнала от каскада, вызванного космическими лучами, составляет порядка километра для частоты 20–30 кГц в морской воде, а в пресной – в десятки раз больше [2]. Это позволяет использовать огромные объемы воды с небольшими затратами, так как можно ставить детектирующие устройства дальше друг от друга, чем в радио или оптических черенковских детекторах.

Так как акустический метод находится на стадии разработки, то некоторые нейтринные телескопы включают системы гидрофонов для регистрации нейтринных импульсов вместе с другими, например, черенковкими, детекторами. В данной работе приведено краткое описание таких экспериментов и выделены основные достигнутые на сегодняшний день результаты.

Одна из проблем в развитии акустического метода регистрации нейтрино – отсутствие экспериментально проверенной теоретической модели для расчета. Сейчас мы лишь качественно представляем себе, как распределение источников тепла в среде в результате ионизации связано с параметрами первоначального нейтрино.

Планируемые в будущем проекты акустических нейтринных телескопов, а также гибридных детекторов, сделают возможным совместить карту направлений прихода нейтрино, полученную черенковскими телескопами, с тем, что дает акустический метод. Это позволит с большей вероятностью определить источники нейтрино во Вселенной, а также даст ценную информацию для калибровки акустических детекторов и построения соответствующей теории.

В рамках участия в деятельности коллабораций, связанных с нейтринными телескопами большого объёма, в Московском Государственном Университете был проведён ряд экспериментов по прохождению пучка электронов от ускорителя в воде и определению профиля акустического сигнала от него. Данные работы предполагается продолжить.

E-mail: dasha-integral@yandex.ru

Литература

1. Лямшев Л.М. Радиационная акустика // Соросовский образовательный журнал, №5, 1999. Стр.98-104.

2. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах // Академия наук СССР. Физический институт им. П.Н.Лебедева. Препринт №160. Москва. 1976.

3. Allen J., Binns R., Danaher S.L. et al. ACORNE: Acoustic COsmic Ray Neutrino Experiment. // http://reference.kfupm.edu.sa/content/a/c/acorne_acoustic_cosmic_ray_neutrino_exp_88558.pdf

4. Giorgio Riccobene. Acoustic Detection // INFN-LNS, 2008.

5. http://www.slac.stanford.edu/econf/C0805263/Slides/Riccobene.pdf

6. M. Ardid и др. Acoustic Transmitters for Underwater Neutrino Telescopes // Research Institute for Integrated Management of Coastal Areas - IGIC, Universitat Politècnica de València, Paranimf 1, E-46730 Gandia, València, Spain. http://arxiv.org/pdf/1204.0809.pdf

7. Justin Vandenbroucke. Acoustic UHE Neutrino Detection in Water: Lessons from SAUND // AMANDA/IceCube Collaboration Meeting Bartol Research Institute, University of Delaware March 24, 2004. http://saund.stanford.edu/saund1/talks/bartol_vandenbroucke.pdf

8. R. Lahmann, on behalf of the ANTARES Collaboration. Status and Recent Results of the Acoustic Neutrino Detection Test System AMADEUS // http://arxiv.org/pdf/1104.3041v1.pdf

- 9. John G. Learned. Acoustic Detection of EAS in DUMAND // University of Hawaii, 18 June 1986. http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/post/dumandexternal/1986/HDC-08-86.pdf
- 10. L.G. Dedenko и др. SADCO: Hydroacoustic Detection of Super-High Energy Cosmic Neutrinos // http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9705189v1.pdf
- 11. J.A. Aguilar, I. Al Samarai, A. Albert и др. AMADEUS The Acoustic Neutrino Detection Test System of the ANTARES Deep-Sea Neutrino Telescope. // 2 May 2011.
- 12. http://arxiv.org/pdf/1009.4179v2.pdf
- 13. К. Antipin, V. Aynutdinov, V. Balkanov и др. A prototype device for acoustic neutrino detection in Lake Baikal. // July 2007. http://arxiv.org/pdf/0710.3113v2.pdf
- 14. Y. Abdou, K-H. Becker, J. Berdermann. Design and performance of the South Pole Acoustic Test Setup // 22 May 2011. http://arxiv.org/pdf/1105.4339v1.pdf
- 15. A. Justin // Acoustic detection of astrophysical neutrinos in South Pole ice.
- 16. http://arxiv.org/pdf/1201.0072.pdf
- 17. Giorgio Riccobene. R&D for an innovative acoustic positioning system for the KM3NeT neutrino telescope // INFN-LNS, 2009. http://www.inp.demokritos.gr/~vlvnt09/parallel_slides/riccobene.pdf
- 18. Сайт проекта DUMAND: http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/
- 19. Сайт акустического детектора SAUND: http://saund.stanford.edu/saund1/
- C.D. Llorens, M. Ardid, T. Sogorb. The Sound Emission Board of the KM3NeT Acoustic Positioning System // Universitat Politècnica de València representing the KM3NeT Consortium, C/ Paranimf 1, E-46730 Gandia, Spain. http://arxiv.org/pdf/1201.1184v1.pdf
- 21. M.Anghinolfi, A.Bersani, A.Calvi, A.Cotrufo, M.Ivaldi, O.Ershova, F.Parodi, D.Piombo, A.Plotnikov and L.Repetto. Measurement of the Frequency Responsivity of a Fiber Optic Air Backed Mandrel Hydrophone up to 10 Khz in Air // Preprint INFN, INFN/TC_07/12

О ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ, СОЗДАННЫМ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Богацкая А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе исследуется возможность использования плазменного канала, созданного мощным импульсом эксимерного KrF-лазера ($\hbar\Omega = 5$ эВ) длительностью ~100 фс в ксеноне для усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот. Обсуждаемое в данной работе явление усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, возникающем при ионизации газа ультракоротким лазерным импульсом, по своему физическому смыслу близко к эффекту отрицательной абсолютной проводимости в плазме газового разряда, подробно обсуждаемому в обзоре [Александров 1993: 1].

При анализе формирования плазменного канала лазерным излучением существенно, что в рассматриваемых условиях (при атмосферном давлении и комнатной температуре) характерное время столкновений электронов с атомами оказывается порядка $4 \cdot 10^{-13}$ с, что превышает длительность лазерного импульса. Это означает, что энергетический спектр фотоэлектронов к концу лазерного импульса определяется лишь процессом фотоионизации атомов газа, которая в нашем случае оказывается трехфотонной. Положение пика в спектре фотоэлектронов будет соответствовать энергии $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$ эВ ($I_i = 12.13$ эВ – потенциал ионизации), а ширина пика, определяемая длительностью импульса, составит $\Delta \varepsilon \approx 0.2$ эВ. Эволюция спектра, описываемая кинетическим уравнением Больцмана, происходит уже в послеимпульсном режиме. Мы полагали, что в начальный момент времени, соответствующий окончанию лазерного импульса, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме канала аппроксимировалась гауссоидой с параметрами ε_0 и $\Delta \varepsilon$.

Временная эволюция энергетического спектра анализировалась на основе кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ в двучленном приближении:

$$\frac{\partial n(\varepsilon,t)}{\partial t}\sqrt{\varepsilon} = \frac{2m}{M}\frac{\partial}{\partial\varepsilon} \left(v_{tr}(\varepsilon)\varepsilon^{3/2} \left(n(\varepsilon,t) + T\frac{\partial n(\varepsilon,t)}{\partial\varepsilon} \right) \right),\tag{1}$$

где $n(\varepsilon, t)$ - ФРЭЭ в момент времени t, нормированная согласно условию

$$\int_{0}^{\infty} n(\varepsilon, t=0) \sqrt{\varepsilon} \, d\varepsilon = 1 \,. \tag{2}$$

Здесь m, ε — соответственно масса и энергия электрона, M — масса атома, v_{tr} — транспортная частота рассеяния, T — температура газовой среды.

При записи (1) мы учитывали, что нижний порог возбуждения электронных состояний атома ксенона превышает 8 эВ, т.е. для расчета ФРЭЭ в зависимости от времени достаточно ограничиться учетом лишь упругих столкновений электронов с атомами ксенона. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах ксенона было взято из [Hayashi 1983: 581]. Характерной особенностью транспортного сечения рассеяния в ксеноне является наличие минимума Рамзауэра и участка с положительным значением производной $d\sigma_t / d\varepsilon$ в области энергий 0.64÷5.0 эВ. Как известно [Бункин 1972: 559], именно эта особенность транспортного сечения может быть ответственной за возникновение эффективного усиления электромагнитного излучения в плазме. Для коэффициента поглощения электромагнитной волны в плазме на частоте ω имеем формулу:

$$\mu_{\omega}(t) = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} v_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon , \qquad (3)$$

где N_e — концентрация электронов в плазме.

Обычно ФРЭЭ убывает с увеличением энергии, т.е. $\partial n/\partial \varepsilon < 0$ и, следовательно, значение интеграла (3) положительно. Однако, в процессе фотоионизации атомов импульсами короткой длительности неизбежно возникают области спектра с положительной производной, вносящие отрицательны вклад в интеграл (3) и уменьшающие коэффициент поглощения. Известно [Бункин 1972: 559], что в области низких частот, соответствующих условию $\omega < v_{tr}$, в газах с ярко выраженным эффектом Рамзауэра для гауссовой функции распределения интеграл (3) может оказаться отрицательным. В такой ситуации среда способна усиливать радиочастотное излучение.

На рис.1 приведены результаты численных расчетов коэффициента усиления для значения электронной концентрации $N_e = 10^{12}$ см⁻³, концентрации нейтральных атомов $N = 2.5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и различных значений частоты усиливаемого излучения. Указанное значение N_e является критическим для частоты излучения $\omega^* \approx 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, т.к. излучение более низких частот не сможет распространяться в плазме. С другой стороны положительные значения коэффициента усиления могут быть получены лишь в случае $\omega < v_{tr}(\varepsilon)$. Расчеты показали, что максимальное значение коэффициента усиления достигается для $\omega = 10^{11}$ с⁻¹, а длительность усиливаемого сигнала может составлять ~ 100 нс.



Рис.1. Коэффициент усиления ($k_{\omega} = -\mu_{\omega}$) электромагнитного излучения в плазменном канале в зависимости от времени для различных частот электромагнитного излучения ω : 1 - 10¹¹ c⁻¹, 2 - 2 · 10¹¹, 3 - 5 · 10¹¹ c⁻¹, 4 - 10¹² c⁻¹.

Таким образом, в данной работе показано, что плазменный канал, созданный в плотном газе излучением мощного ультракороткого лазерного импульса, может использоваться для усиления радиочастотных импульсов, в том числе субтерагерцового диапазона частот.

E-mail: annabogatskaya@gmail.com

Литература

- 1. Александров Н.Л., Напартович А.П. // УФН. 1993. Т.163. 1-26
- 2. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. // УФН. 1972. T.107. 559-593
- 3. Hayashi M. // J. Phys. D. 1983. V.16. 581-589

ОТРАБОТКА МАКЕТНОГО ОБРАЗЦА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ С ПОМОЩЬЮ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЗОНДА НА ВЫСОТАХ ДО 35 КИЛОМЕТРОВ^{*}

Гайков Г.П.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование космических лучей, начатое в стенах НИИЯФ МГУ академиком Верновым, продолжается до сих пор, во многом благодаря запускам университетских спутников Татьяна 1 и Татьяна 2, а также Ломоносов. В данной работе был собран макетный образец возможного спутника с наиболее типичным набором приборов и электроники, для отработки исследовательских задач в околоземном космическом пространстве.

В марте 2013 года будет выполнен запуск зонда, содержащего на борту счетчик Гейгера и сцинтилляционный детектор на кристалле CsI, в качестве приемника света в сцинтилляционном детекторе выступает фотодиод с рабочей площадью 1 см2. Применение фотодиода в качестве фотоприемника вместо полупроводникового детектора на энергиях свыше 100 кэВ для электронов оказалось не только экономически выгодным решением (стандартный полупроводниковый детектор стоит порядка 300\$, а фотодиод стоит всего 30\$), но и технологически верным, так как для питания фотодиода не требуется подачи высокого напряжения смещения как на фотодиодах до 100В, а требуется всего 30В, что приводит к уменьшения самого устройства в связи с отсутствием высоковольтного преобразователя. Работа сцинтилляционного детектора CsI осуществляет-

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

ся в области максимальной чувствительности выбранного нами фотодиода это 450 нм, что также повышает его эффективность. Выбор данного набора детекторов позволит исследовать суммарный поток и качественное распределение космических лучей по энергиям и компонентам на высотах до 35 км. Дополнительное оборудование (GPS датчик, барометр и термометр, а также фото и видео камеры) позволит точно сопоставить полученные данные с координатами, в которых они были сняты, и выполнить попутно метеорологическое исследование атмосферы.

В следующей версии зонда предполагается наличие оборудования для поиска высокоэнергетичных частиц, по отраженным на снежным покровом и облаками вспышкам широких атмосферных ливней (ШАЛ). Часть необходимых для этого компонентов будет опробована уже в этом запуске. При поиске ШАЛ по отраженным вспышкам с большой высоты происходит огромный выигрыш в эффективной площади покрытия, в сравнении с наземными установками. Подобный метод будет также опробован на спутнике Ломоносов, и уже используется в исследовательской установке МГУ на озере Байкал.

E-mail: georgy.gaykov@gmail.com

Литература

- 1. http://cosmos.msu.ru (Кафедра Физики Космоса Физического Факультета МГУ).
- 2. <u>www.atmel.com/Images/doc2467.pdf</u> (главный контроллер макета).
- 3. <u>www.kosmodrom.com.ua/data/RXQ2.pdf</u> (передатчик данных).
- 4. <u>http://www.hoperf.com/upload/rf_app/GPS03.pdf</u> (датчик GPS).

ИМПУЛЬСНОЕ 2D РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСПУЩЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОЦЕССАХ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА БЫСТРЫМ ПРОТОНОМ ИЗ ГЕЛИЕВОЙ МИШЕНИ С ОДНОВРЕМЕННОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Галстян А.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последнее десятилетие наблюдается повышенный как теоретический, так и экспериментальный интерес к процессам захвата электронов налетающим ионом из атомной мишени, когда в процесс вовлечены два электрона. К ним относятся двойной захват, захват с возбуждением оставшегося иона мишени (ТЕ) и захват с его одновременной ионизацией (TI).

В первом случае, если рассматривать атом гелия как мишень, налетающая заряженная частица забирает у атома оба электрона, оставляя его полностью ионизованным. Во втором, налетающая частица образует связанное состояние с одним электроном, но второй остается в ионе мишени, который переходит в возбужденное состояние. В третьем случае налетающая частица образует связанное состояние с одним электроном, второй же покидает ион гелия и переходит в свободное состояние. В данной работе мы рассматриваем процесс $H^+ + He = H + He^{2+} + e$ при больших энергиях налетающего протона и очень малых углах рассеяния образованного в основном состоянии атома водорода (порядка долей миллирадианов), что позволяет использовать первое борновское приближение.

В процессе TI можно различить два основных механизма: механизм встряски (shake-off, SO) и механизм прямого выбивания (binary encounter, BE). Матричные элементы, обусловленные этими механизмами, дают отчетливо различимые вклады в конечное сечение. В случае SO механизма протон выбивает один электрон, образует с ним связанное состояние, а второй вылетает из атома благодаря межэлектронному взаимодействию, за счет резкого изменения конфигурации поля в атоме. При BE механизме протон взаимодействует с каждым из электронов, захватывая в связанное состояние один из них и выбивая другой. Ключевая разница между двумя этими механизмами при теоретическом рассмотрении заключается в том, что в первом случае волновая функция обязательно должна включать взаимодействие электронов (корреляции), во втором же случае процесс будет происходить и без них.

На рис. 1 показаны экспериментальные результаты для тройного дифференциального сечения (TDCS) исследуемой реакции, когда в эксперименте фиксируется с высокой точностью плоскость реакции, где расположены векторы скоростей протона и водорода, и измеряются продольная и поперечная составляющие вектора импульса электрона в этой же плоскости.



Рис. 1. Относительное экспериментальное 2D распределение компонент импульса электрона (атомные единицы). Энергия протона E_p=300 кЭв.

На рис. 2 представлены результаты теоретических расчетов в первом борновском приближении. Можно отчетливо различить два пика: рассеяние вперед и назад. Пик вперед (kz>0) вызывается преимущественно ВЕ механизмом, так как вылет свободного электрона вызван взаимодействием с налетающим протоном, а его импульс велик и направлен вперед.



Рис. 2. Теоретические расчеты 2D распределения импульса свободного электрона в случае слабокореллированной (слева) и сильнокореллированной (справа) моделей волновой функции атома гелия в начальном состоянии. Ер=300 кЭв.

Пик назад вызван SO механизмом и хорошо различим в случае сильных корреляций. В случае слабых корреляций распределение электронов по углу вылета равномерно и вклад SO механизма в сечение невелик.

В работе представлено сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями. По результатам сравнения можно отчетливо выделить вклады разных механизмов в конечное сечение. Проведено обоснование использования первого борновского приближения, и очерчены границы его применимости в условиях данной задачи. Совместная работа с экспериментальной группой из Германии подготовлена к опубликованию в высокорейтинговом журнале *Physical Review A*. *E-mail:* galstyan@physics.msu.ru

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ИОНОВ В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ МЕТОДА ХАРТРИ-ФОКА

Горшунов М.В.

Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, физико-математический факультет, Саранск, Россия

В работе приведены результаты расчета энергии положительных ионов в рамках алгебраического приближения метода Хартри-Фока (атомная теория Рутана-Хартри-Фока) [3]. Основные уравнения атомной теории РХФ можно найти в работе [1].

В процессе решения уравнений ХФ в алгебраическом приближении необходимо параллельно решать две задачи: непосредственно решать уравнения самосогласованного поля (ССП) для орбитальных коэффициентов и находить оптимальные значения нелинейных параметров АО (орбитальных экспонент), отвечающие минимуму энергии. В работах [1,2] показано, что эти задачи вполне решаемы, и в рамках алгебраического подхода можно получить решение уравнений ХФ с высокой точностью. Нахождение орбитальных коэффициентов производилось путем решения уравнений ССП циклическим методом Рутана, который в большинстве случае имеет быструю сходимость. Для решения второй задачи в программе используется многоступенчатая схема оптимизации экспонент, позволяющая выполнить расчет с высокой точностью. Ее подробное описание приводится в работе [2].

Изложенная выше методика была применена при расчете энергии положительных ионов атомов от *He* до *Ca* ($2 \le Z \le 20$). Были произведены расчеты всех ионов, входящих в изоэлектронные ряды представленных атомов (от He⁺ до Ca¹⁹⁺). Ионы были рассчитаны в конфигурациях предыдущих атомов. В связи с отсутствием у них открытых *d*-оболочек, эти же конфигурации соответствуют низшим энергетическим состояниям, что весьма ценно для использования полученных значений энергии в дальнейших приложениях. Для расчета использовался достаточно широкий базисный набор атомных орбиталей слэтеровского типа, полученный нами путем реоптимизации базисных наборов нейтральных атомов. В представленных значениях энергии теорема вириала выполняется с точностью 10^{-8} - 10^{-12} , что соответствует, как минимум, 8 достоверным значащим цифрам. В таблице 1 приведены значения только однократных положительных ионов от Li⁺ до Ca⁺.

Ион	Е	Ион	Е	Ион	Е
Li+	-7.2364152	F+	-98.831720	P+	-340.34977
Be+	-14.277394	Ne+	-127.81781	S+	-397.17318
B+	-24.237575	Na+	-161.67696	Cl+	-459.04859
C+	-37.292223	Mg+	-199.37180	Ar+	-526.27453
N+	-53.888004	Al+	-241.67467	K+	-599.01757
0+	-74.372605	Si+	-288.57313	Ca+	-676.57001

Табл. 1. Энергия (в а.е.) однократных положительных ионов, вычисленная на оптимизированном базисном наборе атомных орбиталей слэтеровского типа.

Примечание: автор выражает благодарность научному руководителю профессору Малыханову Ю.Б. за оказанную помощь в работе.

Литература

1. Малыханов Ю.Б., Романов С.А. Применение методов минимизации в расчётах атомов с несколькими открытыми оболочками // Журн. структ. химии. 2005, Т. 46, № 2. С. 212-230. 2. Малыханов Ю.Б., Евсеев С.В., Горшунов М.В. Расчет атомов с открытой *р*-оболочкой в алгебраическом приближении метода Хартри-Фока // Журн. прикл. спектр. 2012, Т. 79. № 1. С. 5-14. 3. Roothaan C.C.J., Bagus P.S. Atomic Self-Consistent Field Calculation by the Expansion Method // Method in computational physics. New-York: Academic Press. 1963, V. 2. P. 47–94

О ПЕРСПЕКТИВАХ РАЗВИТИЯ НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН

Жумабеков А.С.

Семипалатинский государственный педагогический институт, физико-математический факультет, Семей, Казахстан

Развитие науки и технологий — один из важнейших процессов в мире, от которого зависит здоровье, продолжительность жизни, благосостояние, образование, и в конечном счете счастье всех народов. Казахстан также вступил на дорогу научно-технологического развития [2], принял ряд программ, в частности, программу Форсированного индустриально-инновационного развития, создал институты развития. Глава государства придает большое значение этому направлению.

Приоритетными для республики в этом плане следует считать следующие направления: космос, энергетика, биотехнологии, специальная химия, телекоммуникации и связь - те сферы, где она обладает собственными научными школами.

Согласно Государственной программе по формированию и развитию национальной инновационной системы Республики Казахстан на 2005–2015 гг., научный потенциал страны включает в себя национальные научные центры, высшие учебные заведения, научные организации при национальных компаниях, лаборатории при крупных предприятиях и др.

За 20 лет Национальным ядерным центром (НЯЦ) и его дочерними предприятиями проведены серьезные исследования в таких областях, как радиоэкология, безопасность атомной энергии, ядерная и радиационная физика и радиационное материаловедение, ядерные и радиационные технологии, геофизические аспекты режима нераспространения, нашедшие широкое признание как в стране, так и за рубежом [3].

О плодотворной научно-технической деятельности НЯЦ свидетельствует далеко не полный перечень достижений за прошедшие 20 лет. Вот некоторые его результаты: разработана и утверждена Правительством РК «Отраслевая программа развития атомной отрасли Республики Казахстан на 2010-2014 годы с перспективой развития до 2020 года»; выполнен системный сопоставительный анализ безопасности, надёжности и экономичности современных проектов энергетических ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Даны рекомендации по выбору наилучших проектов для строительства АЭС в Казахстане; впервые в мировой практике эксплуатации исследовательских реакторов после десятилетней остановки (1988-1998 гг.) введен в повторную эксплуатацию исследовательский реактор BBP-К с системами повышенной технологической и сейсмической безопасности (рис. 1).



Рис. 1. Реактор ВВР-К.

В настоящее время реакторный комплекс по своим функциональным экспериментальным возможностям проведения исследований является одним из лучших не только на всём постсоветском пространстве, но и в мире. Свидетельство этого - заинтересованность зарубежных ученых в экспериментах на реакторе BBP-К. Введен в эксплуатацию промышленный ускоритель электронов ЭЛВ-4, на котором создан радиационнотехнологический комплекс для стерилизации медицинских изделий и массового производства новых материалов методами радиационной обработки; создан междисциплинарный научно-исследовательский комплекс ИЯФ НЯЦ РК при Евразийском национальном университете им. Л.Н. Гумилева на базе уникального циклотрона ДЦ-60 (рис. 2).



Рис. 2. Циклотрон ДЦ-60.

В результате были обеспечены условия для развития исследований в области ядерной физики, физики твердого тела, а также производства ядерных трековых мембран; проведен пробный запуск токамака КТМ в Курчатове, получен плазменный шнур [1] в вакуумной камере токамака (рис. 3);



Рис. 3. Токамак КТМ.

В научном проекте визуализировал различные неустойчивости плазменного шнура, который стремится к изгибанию, образованию перетяжек и утолщений, используя программу Macromedia Flash 8 (рис. 4).



Рис. 4. Неустойчивость плазменного шнура.

E-mail: askhatsemey@list.ru

Литература

2. Матюшков В. Научно-техническая и инновационная деятельность как инструмент реализации национальных приоритетов // Наука и инновации. Спецвыпуск (57). 2007.

^{1.} Джумагулова К.Н., Жукешов А.М., Рамазанов Т.С. Взаимодействие плазменных потоков с конструкционными материалами установок УТС. Учебное пособие. Алматы: Типография ТОО «Print-S». 2007.

^{3.} Человек. Энергия. Атом. РГП «Национальный ядерный центр». Курчатов: Научнопублицистический журнал №1-2 (15-16) 2012.
ТЕСТИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАДА $D^{*_+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu^+ X) \pi^+$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

Козыева А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование процессов образования элементарных частиц при высоких энергиях позволяет изучать структуру материи на малых расстояниях и динамику фундаментальных взаимодействий. Основу современных представлений субъядерной физики высоких энергий составляет кварковая модель строения адронов и стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий. Частью стандартной модели, описывающей сильные взаимодействия цветных кварков и глюонов, является квантовая хромодинамика. Большая величина массы тяжелых кварков позволяет применять технику аппарата теории возмущений к рассмотрению процессов при высоких энергиях, то есть использовать пертубативную квантокую хромодинамику.

Данная работа посвящена изучению частичного распада очарованного D-мезона, тестированию частичной реконструкции распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu^+ X) \pi^+$ на основе данных, собранных на детекторе ATLAS большого адронного коллайдера LHC.

При частичном распаде очарованного мезона используется мюонный тригтер, который позволяет получать больше выходных данным. Кандидаты в очарованные мезоны были реконструированы с помощью треков, измеренным внутренним детектором ATLAS. Для обеспечения высокой эффективности реконструкции, каждый трек проходил отбор по псевдо быстроте и должен был быть зарегистрирован хотя бы одним пиксельным слоем и меть хотя бы четыре взаимодействия в полупроводниковом детекторе. Комбинаторный фон был значительно уменьшен наложенными условиями на поперечный импульс и углы вылета продуктов распада очарованных мезонов.

Реконструкция была выполнена с помощью метода разности масс тремя различными способами, что показало нам независимость полученных результатов от метода исследования. В ходе работы были получены спектры реконструированных кандидатов по импульсу и псевдо быстроте для различных частиц. Так же было проведено тестирование частичной реконструкции D-мезона на основе данных, полученных с помощью метода Монте-Карло. Полученные результаты говорят о совпадении предсказанных и экспериментальных данных.

Литература

1. The ATLAS Collaboration, "Measurement of D^* meson production cross section in $\mathbb{P}^{\overline{P}}$ collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector", ATLAS-CONF-2011-017, March 14, 2011.

2. The CDF Collaboration, "Measurement of D^{*+} meson production cross section in \overline{P} collision at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", CDF conference results.

3. Л.Н. Смирнова, "Детектор ATLAS большого адронного коллайдера", Московский университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 2010.

4. The ATLAS Collaboration, " D^* Meson reconstruction in \mathbb{PP} collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV", ATLAS-CONF-2010-034.

5. K.Nakamura et d. (Particle Data Group), "The review of Particle Physics", J.Phys. G. 37 (200) 07521.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ¹⁶О НА ЯДРЕ ²⁷AL ПРИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Кок Е., Торебеков А.К., Аймаганбетов А.С.

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан Эксперимент проведен на циклотроне ДЦ-60 в АФ ИЯФ НЯЦ РК (г. Астана). Ускорялся кислород и рассеивался на аллюминие при разных энергиях. Взаимодействие сравнительно легких ядер, таких как кислород, будет происходить вблизи или ниже кулоновского барьера. Кулоновское отталкивание препятствует глубокому перекрыванию сталкивающихся ядер и взаимодействие носит, в основном, поверхностный характер и определяется поведением межьядерного потенциала на расстояниях порядка суммы радиусов сталкивающихся систем. Были обработанны спектры упругого рассяния в Maestro-32 для системы ${}^{16}O+{}^{27}Al 12^0-75^0$ (ЛС).

Во время анализа рассматривались зарубежные литературные данные для систематики по данному упругому рассеянию в интервале энергии 20-120 MeB.

— Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядре ²⁷Al.

— Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра методом связанных каналов с помощью программы ECIS88 и SPIVAL .

— Определены параметры потенциалов в рамках Folding Model.

E-mail: eska_edu@list.ru

Литература

1. К.Н.Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 – Физика атомного ядра. Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.

2. Burtebayev N., Hamada Sh., Gridnev K.A., Amangieldy N., Amar A. "Study of the elastic scattering of ¹⁶O, ¹⁴N and ¹²C on the nucleus of ²⁷Al at different energies near the coulomb barrier". Journal of Eurasia National University (ИНУ) Astana, Kazakhstan No 6 (79) 2010, p. 139-142.

3. Hodgson P.E. The nuclear optical model//Rep. Of Progress in Physics. 1971. V.34. P.764 – 819.

4. А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. // М. Издательство иностранной литературы. – 1960.

СКАЛЯРНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА АЗИМУТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОН-ПРОТОН, ПРОТОН-СВИНЕЦ И СВИНЕЦ-СВИНЕЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

Кондратюк Е.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Скалярное произведение – это произведение вектора потока на вектор потока, нормированный на число частиц в событии. В эксперименте RHIC такое скалярное произведение было впервые измерено для анализа азимутальных корреляций в золотозолото столкновениях при энергии в с.ц.м. ✓ = 200 ГэВ и ✓ = 130 ГэВ [1]. В эксперименте CMS[2] на коллайдере LHC измерение скалярного произведения интересно для изучения азимутальных корреляций в соударениях протон-протон (✓ = 0.9, 2.36, 7 и 8 ТэВ), протон-свинец (✓ {NN} = 5.02 ТэВ на пару нуклон-нуклон) и свинец-свинец (✓ {NN} = 2.76 ТэВ на пару нуклон-нуклон). В данной работе было измерено скалярное произведение в такого рода событиях. Результаты работы могут быть интересны для непосредственного сравнения азимутальных корреляций при энергии LHC.

e-mail: kjenia@rambler.ru

Литература

1. P. Sorensen, nucl-ex/0905.0174

2. S. Chatrchyan, et al. (CMS Collaboration), JINST 3 (2008) S08004.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМНЫХ ПОДОБОЛОЧЕК В МЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

Кузьмина Е.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Наиболее вероятным процессом при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом в диапазоне вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена является фотоэффект (фотоионизация). Повышенный интерес к этому процессу связан сейчас с быстрым развитием новых источников интенсивного коротковолнового излучения: лазеров на генерации высоких гармоник и лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Интенсивность импульсов ЛСЭ настолько высока, что изучается возможность рентгеноструктурного анализа изолированных макромолекул и их нанокристаллов [2,5]. При взаимодействии фемтосекундного рентгеновского импульса ЛСЭ с образцом электронная плотность атомов успевает кардинально измениться, поэтому традиционные методы моделирования рентгеновской дифракции нуждаются в пересмотре. С запуском ЛСЭ началось также изучение нелинейных фотопроцессов в рентгеновской области [1]. Знание амплитуд и сечений фотоионизации необходимо для исследования этих и других явлений, происходящих при воздействии коротких интенсивных рентгеновских импульсов на вещество. В расчете сечений фотоионизации и угловых распределений фотоэлектронов при малых энергиях фотонов широко используется дипольное (E1) приближение, учитывающее только первый член разложения оператора взаимодействия излучения с атомом. Энергии фотонов в пучках ЛСЭ уже практически достигают 10 кэВ [3] и будут возрастать. При таких, и даже намного меньших, энергиях в экспериментах по ионизации атомов синхротронным излучением наблюдались недипольные эффекты [4], которые поэтому могут быть важными для корректного описания процессов, генерируемых излучением ЛСЭ.

В настоящей работе рассчитаны квадрупольные (Е2) сечения фотоионизации различных подоболочек атомов в области мягкого рентгена. Расчеты выполнены в приближении Хартри-Фока-Слэтера. Там, где возможно, проводится сравнение с результатами, полученными в более точных приближениях. Найден относительный вклад квадрупольного слагаемого в полные сечения ионизации подоболочек в широкой области энергий фотонов. Особое внимание уделено атомам инертных газов, как наиболее удобным объектам измерений, в частности, нелинейных эффектов, и атомам углерода, азота, кислорода, как основным составляющим биомолекул.

Работа выполнена с поддержкой гранта РФФИ 12-02-01123а.

E-mail: k.kuzmina91@gmail.com

Литература

1. Berrah N., Bozek J., Costello J. T., Düsterer S., Fang L., Feldhaus J., et al. Non-linear processes in the interaction of atoms and molecules with intense EUV and X-ray fields from SASE free electron lasers (FELs) // Journal of Modern Optics. 2010. V. 57(12). P. 1015-1040.

2. Chapman H. N., Fromme P., Barty A. et al. Femtosecond X-ray protein nanocrystallography // Nature. 2011. V. 470. P. 73-77.

3. Emma P., Akre R., Arthur J. et al. First lasing and operation of an angstrom-wavelength freeelectron laser // Nature Photonics. 2010. V. 4. P. 641-647.

4. Guillemin R., Hemmers O, Lindle D.W., Manson S.T. Experimental investigation of nondipole effects in photoemission at the advanced light source // Radiation Physics and Chemistry. 2006. V. 75(12). P. 2258-2274.

5. M. Marvin Seibert, Tomas Ekeberg, Filipe R. N. C. Maia et al. Single mimivirus particles intercepted and imaged with an X-ray laser // Nature. 2011. V. 470. P. 78-81.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ OPERA

Мингажева Р.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В Стандартной модели нейтрино являются безмассовыми частицами, которые в процессе распространения со скоростью света не изменяют свой аромат и, следовательно, не смешиваются, так как законы сохранения лептонного числа постулированы эмпирически для трёх семейств лептонов.

В 1957 г. Бруно Понтекорво выдвинул гипотезу о существовании квантовомеханического явления нейтринных осцилляций. Когда нейтрино одного аромата проходит некоторое расстояние, оно может иметь уже другой аромат. Он предположил, что электронные нейтрино, возникающие в центре Солнца, по пути к Земле могут преобразовываться в нейтрино другого поколения. Р. Дэвиса обнаружил недостаток электронных нейтрино в эксперименте с солнечными нейтрино. Этот фундаментальный результат явился прямым экспериментальным указанием нейтринных осцилляций.

ОРЕRА стал первым экспериментом на появление в пучке [4]. Он использует нейтринный пучок (CNGS — CERN Neutrinos to Gran-Sasso), направленный из ЦЕРНа в Граи Сассо (Италия), где на расстоянии 730 км от источника на глубине около 2 км под землей расположен детектор эксперимента. Он состоит из двух независимых супермодулей, которые включают в себя мишенные блоки и мюонные спектрометры. Основной элемент детектора — ядерные фотоэмульсии, обладающие уникальным пространственным разрешением, позволяют регистрировать по топологии распада таулептона[3]. Основные каналы его распада:

 $\tau^- \to e^- v_\tau \overline{v}_e X \quad \tau^- \to \mu^- v_\tau \overline{v}_\mu X \quad \tau^- \to h^- v_\tau (n\pi^0)$

Вероятности электронного, мюонного и адронного распадов равны соответственно 17.8%, 17.7% и 49.5%. При распаде образуется излом трека (kink), который при исследовании топологии события является основным признаком образовании лептона. Основным фоном являются чармированные частицы, имеющие похожую топологию распада[1].

Обработка данных происходит на автоматизированных микроскопах[6]. Такой автоматизированный комплекс мирового уровня существует и в ФИАНе - Полностью АВтоматизированный Измерительный КОМплекс «ПАВИКОМ»[2, 5, 7]. Комплекс состоит из трех микроскопов. Ни один из микроскопов ПАВИКОМа не был полностью произведен промышленностью, многие элементы конструкции были придуманы и сделаны в ФИАНе или собраны из комплектующих разных производителей. Универсальность и потенциально большие аппаратные возможности комплекса ПАВИКОМ, предусмотренные в ходе его создания, позволили использовать его для существенно более широкого круга задач. На ПАВИКОМе обрабатываются практически все известные типы твердотельных трековых детекторов. Это и ядерные эмульсии, и рентгеновские пленки, и полимерные детекторы CR-39, и другие.

В докладе будет подробно рассмотрена специфика обработка данных эксперимента OPERA и реконструкция нейтринных событий.

e-mail: rizalinko@gmail.com

Литература

1. Полухина Н.Г., докторская диссертация, Москва, ФИАН, 2006.

2. Фейнберг Е.Л., Полухина Н.Г., Котельников К.А. «Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки экспериментального материала трековых детекторов» ЭЧАЯ, 2004, т.35, вып.3, стр.763-787.

3. OPERA collaboration: N. Agafonova, A. Aleksandrov, O. Altinok et al, Observation of a first v_t candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam, Physics Letters B 691 (2010) 138-145.

4. N. Agafonova, et.al. Search for $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$ oscillation with the OPERA experiment in the CNGS beam. New Journal of Physics 14 (2012) 033017

5. A.B. Aleksandrov, M.M. Chernyavsky, V. Galkin, L.A. Goncharova, G.I. Orlova, N.G. Polukhina, P.A. Publichenko, T.M. Roganova, G.P. Sazhina, N.I. Starkov, M.S. Vladymyrov and V.A. Tsarev

Adapting and testing PAVICOM facility for treatment of OPERA experimental data Proceedings of Science, Nufact08 materials

6. V. Tioukov et al., The FEDRA - Framework for emulsion data reconstruction and analysis in the OPERA experiment, Nucl. Instrum. Meth. A559 (2006) 103-105.

7. Александров А.Б., Владимиров М.С., Полухина Н.Г., Старков Н.И., Щедрина Т.В. Система обработки эмульсионных данных эксперимента ОПЕРА на комплексе ПАВИКОМ и перспективы ее использования для сканирования объектов методами мюонной радиографии. Краткие сообщения по Физике, 9(2012) 38-50

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ^{*}

Назарова Е.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Представляется важным исследовать и анализировать анизотропию азимутального распределения частиц при столкновениях тяжелых ионов при энергиях БАК. Это можно осуществить несколькими методами. В нашем исследовании мы использовали метод вычисления 2го и 4го кумулянтов.

Начальный пространственный эксцентриситет области перекрытия двух сталкивающихся ядер определяет величину эллиптического потока V_2 . Флуктуации V_2 могут могут существенно изменить информацию о начальных условиях и тем самым исказить сведения о вязкости и других свойствах среды, создаваемой при столкновениях тяжелых ионов — кварк-глюонной плазмы. Поэтому необходимо исследовать влияние таких флуктуаций на измеряемые в эксперименте параметры на уровне Монте-Карловского моделирования.

Проведено исследование зависимости эллиптического потока V_2 от поперечного импульса P_T с учетом и без учета флуктуаций эллиптического потока. Первое исследование проведено на примере простого генератора событий STEG и программы по вычислению 2го и 4го кумулянтов гармоник. Второе исследование проведено на примере генератора HYDJET.

E-mail: elizaveta.nazarova@cern.ch

Литература

1. Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods, Jean-Yves Ollitrault, Arthur M. Poskanzer, Sergei A. Voloshin, Phys.Rev. C80 (2009) 014904

2. Elliptic Flow: A Study of Space-Momentum Correlations In Relativistic Nuclear Collisions, Paul Sorensen (Brookhaven). arXiv:0905.0174 [nucl-ex] F

3. I.P. Lokhtin, A.V. Belvaev, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, E.P. Rogochava, A.M Snigirev, Eur. Phys. J. C 72, (2012) 2045

МЕТОД РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Наумова К.А.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, физикотехнический институт

Поглощение веществом ионизирующего излучения приводит к поглощению энергии веществом в виде тепловой энергии и соответствующим повышением температуры. Поглощение радиации веществом сопровождается не только ионизацией воздуха в эталонной камере в счетчике Гейгера внутри дозиметра, но и повышением температуры вещества. Сле-

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

довательно, измеряя повышение температуры, можно определять дозы радиации. Такой метод можно применить для определения энергетического выхода сжигаемых в ядерных реакторах на быстрых нейтронах радиоактивных отходов.

С другой стороны, для термодинамически неравновесных систем, в которых происходят процессы выделения и потери тепловой энергии (это не только ядерные реакторы, но и любые отопительные системы от котлов до кирпичных печей), акцент можно перенести на явление повышения температуры. Таким образом, мы приходим к необходимости введения температурной дозы [1, 2].

Пусть имеется отопитель (печи, котлы и т.д), потребляющий различные топлива (дрова, уголь, резина и т.д). На плиту отопителя можно поставить сосуд с водой и нагревать, измеряя температуру воды через определенные интервалы. Составим график изменения во времени температуры воды в теплоприемнике. Откладывая по оси ординат температуру, а по оси абсцисс время, мы получим график этого процесса. Площадь под кривой на этом графике назовем температурной дозой и обозначим S. Понятие температурной дозы подобно понятию экспозиционной дозы, поскольку площадь температурного графика будет пропорционально количеству поглощенного водой количества теплоты при сгорании определенной массы топлива (дров) в топке печи. В системе СИ температурная доза будет в единицах градус (по Цельсию) на секунду (град·с). Для удобства обработки данных введем внесистемную единицу температурной дозы (град·мин), и её назовем стефаном, в сокращенно будем обозначать Ст [1]. Видно, что 1 Ст равен 60 град·сек.

Например, берем 1 литр воды и даем дозу в 1 Гр (1 Грей поглощенной дозы) в течение часа. Эту дозу равную 1 Дж/кг, умножаем на полную массу воды в 1 кг и получаем энергию воды равную 1 Дж, которая эквивалентна 4,38 калорий тепловой энергии. Если вода имела начальную температуру 0°С, то она нагреется до 0,000239°С. Эту разность температуру умножаем на время 60 минут и получаем температурную дозу равную 0,014Ст [4]. Аналогичным образом рассмотрим 1 кг воздуха (назовем его воздушным дозиметром), даем дозу в 1 Гр. И если воздух имел начальную температуру 0°С, то нагреется на 0,001°С. Полученную разность температур умножаем на 60 минут и получаем температурную дозу, которая равна 0,06 Ст. Таким же методом зададим воздуху (1 кг) смертельную дозу (для человека) в 7 Гр в течении часа. Через час разность температур составит 0,007 °С, умножаем на время (60 минут) и находим температурную дозу равную 0,42 Ст.

Для измерения теплотворности были изготовлены антирадоновые керамические печи с эффектом низкотемпературной газогенерации, которые обладают высоким коэффициентом полезного действия (10 литров воды закипает за 13 минут при отоплении сухой лиственницей).

Для определения температурной дозы составим основное уравнение баланса [2] для процесса нагрева воды при сгорании некоторого количества топлива *m* :

 $S = kHm\Delta t$

(1)

где S — температурная доза, k — коэффициент теплообмена печи, учитывающий уход тепла с дымовыми газами, H — теплотворность топлива (дж\кг), т — масса топлива(кг), $\Delta t = t_2 - t_1$ полное время горения топлива.



Рис.1 Таблица теплотворных способностей(по оси ординат показаны значения теплотворных способностей МДж/кг).

Из графика видно, что теплотворности топливных композиций больше теплотворности дров, но меньше теплотворности угля, резины и пластмассы. Смесь лиственница и пластсмасса имеет теплотворность, немного превосходящую теплотворность дерева. Причина в том, что масса пластстмассы в композиции 19 раз меньше массы дерева. Увеличение доли пластмассы приведет к соответствующему увеличению теплотворности топливной композиции.

kristinan 1604@rambler.ru

Литература

1. Наумова К.А., Степанов В.Е. Новое понятие температурной дозиметрии для определения теплотворной способности топливных композиций /К.А. Наумова, В.Е. Степанов //Труды Всеросс. конференции молодых ученых «Проблемы и перспективы управления энергетическими комплексами и сложными техническими системами в арктических регионах»: сб. науч.тр. / Изд-во «Компания Дани АлмаС» - Якутск, 2012. - С.49-52. Библиогр: с. 52.

2. Наумова К.А., Степанов В.Е. Экспериментальное исследование теплотворности топливных композиций методом температурной дозиметрии /К.А. Наумова, В.Е. Степанов // Новый взгляд на физику: Ассамблея учителей физики: сб. науч. тр./ СМИК-Мастер. – Якутск, 2012.С. 53-55. Библиогр: с. 55.

3. Наумова К.А., Степанов В.Е. Метод температурной дозиметрии для неравновесных тепловых процессов /К.А. Наумова, В.Е. Степанов // Физика и физическое образование: Республиканская научно-практической конференции, посвященной 100-летию доцента М.А. Алексеева: сб. науч. тр./ Издательский дом СВФУ. – Якутск, 2012. С. 141-146. Библиогр: с. 145-146.

4. Stepanov V.E., Naumova K.A. Fundamental theory of thermal dosimetry and its application for the disposal of organic waste/V.E. Stepanov, K.A. Naumova //International Symposium European Environmental Forum «Euro-Eco-2012»: pragramm abstracts/ European Academy of Natural Sciences. – Hannover, Germany. 2012, P.87-89.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ УГЛЕРОДА НА ЯДРЕ БОРА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ

Торебеков А.К., Кок Е.

Евразийский Национальный университет им. Л.Н. Гумилёва, физикотехнический факультет, Астана, Казахстан

Данный эксперимент был проведен на циклотроне DC-60 (Астана, Казахстан) при энергии пучка 21 МэВ по упругому рассеянию ионов ¹²С на ядре ¹¹В. Мишенью являлся самоподдерживающийся слой углерода толщиной 20 мг/см². В течение эксперимента ток пучка составлял 18 нА, угловое распределение измерялась в широком диапазоне углов в системе центра масс. Для регистрации энергетических спектров рассеянных частиц использовались полупроводниковые кремниевые детекторы. Энергетическое разрешение регистрирующей системы была 250-300 кэВ, которая в основном задавалась энергетическим разбросом первичного пучка. Энергетические спектры ¹²С и ¹¹В соответственно обрабатывались с помощью программы MAESTRO.

Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов углерода на ядре ¹¹В.

Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра методом связанных каналов с помощью программы ECIS88 и SPIVAL

Определены параметры потенциалов в рамках Folding Model.

E-mail: turas_92@mail.ru

Литература

1. Родионова Е.Е. Квантовое и квазиклассическое описания упругого рассеяния ионов ¹⁶О на ядрах ¹²С и ¹⁶О в широком диапазоне энергий. //Автореферат, Санкт-Петербург, 2008.

2. Лейн А. и Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. // М. Издательство иностранной литературы. - 1960

3. Hodgson P.E. The Nuclear optical Model // Rep. Prog. Phys, 34, 1971.

4. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 – Физика атомного ядраю Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.

5. Delic G., Optical Model Parameter Searchas for ¹⁶O+¹¹B Elastic Scattering//Phys. Lett. – 1974. – Vol. 49B. – P.412 – 414.

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРА BOREXINO К ЭФФЕКТУ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО В СТЕРИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КОРОТКОЙ БАЗЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНОГО ИСКУССТВЕННОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРИНО

Формозов А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

На протяжении последних десяти лет было накоплено большое количество указаний на возможность существования осцилляций на малых расстояниях с $\Delta m^2 = 1$ эв² [1,2,3,4], что влечет за собой существование ещё одного типа нейтрино и является выходом за пределы СМ. Экспериментальная установка BOREXINO [5] имеет возможность наблюдения таких осцилляций. В непосредственной близости от детектора будет помещен мощный источник нейтрино Cr51. В представленной работе оцениваются области параметров осцилляций, при которых можно будет достоверно говорить о наблюдении или не наблюдении данного явления. Так же необходимо отметить, что конфигурация эксперимента с источником впринципе позволяет дать оценку для магнитного момента нейтрино.

Анализ ранее полученного экспериментального спектра и Монте-Карло моделирование событий регистрации нейтрино от радиоактивного источника указали на принципиальную возможность наблюдения осцилляций на короткой базе.

E-mail: formozoff@gmail.com

Литература

1. Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) Phys. Rev. Lett. 77 1996 4708; Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) Phys. Rev. C 73 2006 045805.

2. Anselmann P. et al. (GALLEX Collab.) Phys. Lett. B 342 1995 440; Kaether F. et al. Phys. Lett. B 685 201047.

3. Aguilar-Arevalo A.A. et al., A Combined $\nu\mu \rightarrow \nu e$ and $\nu\mu \rightarrow \nu e$ Oscillation Analysis of the Mini-BooNE Excesses //arXiv:1207.4809v2 [hep-ex] 27 Aug 2012

4. Mention G., Fechner M., Lasserre Th., Mueller Th. A., Lhuillier D., Cribier M., and Letourneau A., Reactor antineutrino anomaly// Phys. Rev. D 83 2011 073006.

5. http://borex.lngs.infn.it/ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Borexino Experimant Official Web Site.

БИОФИЗИКА

Председатель: проф. Твердислов Всеволод Александрович



ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА РЕГИСТРАЦИИ СЛУХОВЫМИ НЕЙРОНАМИ ЧЕЛОВЕКА ИНФРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МУЗЫКАЛЬНЫМИ ПРОИЗВЕДЕНИЯМИ И РЕЧЬЮ

Амосов М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Восприятие человеком любой акустической информации (например, музыкального произведения или речи) определяется рядом параметров акустического сигнала [1]. Обычно считается, что осознанно человек способен воспринимать колебания звука в диапазоне от 20 Гц до 20 кГц. Однако на самом деле, человек может воспринимать, в том числе с помощью слуховых нейронов, больше звуков, чем, например, пишет композитор (особенно в инфразвуковом диапазоне). Некоторые из них могут оказывать существенное влияние на различные физиологические и психологические процессы [2], в том числе на эмоциональное восприятие звука. Механизмы этого процесса до конца не выяснены [2-4].

Одним из таких возможных механизмов является выделение слуховыми нейронами человека низкочастотной огибающей акустических сигналов, генерируемых музыкальными произведениями и речью.

С целью изучения работы уха человека была разработана компьютерная программа для проведения специфического тонкого спектрального анализа акустической информации, который позволяет выявлять информативные составляющие частот (в частности, инфразвуковые составляющие) в анализируемом фрагменте акустической информации аналогично слуховым нейронам.

Разработанная компьютерная программа позволяет изучать спектрально-временные характеристики музыкальных произведений различного жанра, а также фрагментов речи с целью выявления характерных признаков, которые могут быть ответственны за особое психофизиологическое восприятие человеком. В частности, проведенный специфический тонкий спектральный анализ ряда музыкальных фрагментов действительно выявил наличие в них инфразвуковых составляющих частот, регистрируемых слуховыми нейронами, которые могут оказывать воздействие на организм человека, прослушивающего эти фрагменты.

С помощью разработанной программы было показано, что при настраивании гитары без вспомогательных приспособлений человек может различать звучание двух струн с точностью 0,5-1 Гц, Мы полагаем, что в этом процессе также задействованы слуховые нейроны человека, ответственные за выделение громкостной огибающей инфранизких частот акустических сигналов.

E-mail: dlupus@rambler.ru

Литература

1. Гордиенко В.А. Физические поля и безопасность жизнедеятельности. – М.: Астрель: АСТ: Профиздат. 2006.

2. Сокол Г.И. Особенности инфразвуковых процессов в инфразвуковом диапазоне частот. – Днепропетровск: Промінь, 2000.

3. Gavreau V. Infra Sons: Générateurs, Détecteurs, Propriétés physiques, Effets biologiques // Acustica, 1966, №17(1), p.1-10.

4. Апдошина И. Основы психоакустики [Электронный ресурс] — Электрон. журн. — // Звукорежиссер, 2000, №4. — Режим доступа: http://rus.625-net.ru/audioproducer/2000/04/3.htm, свободный. — Загл. с экрана.

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ИНГИБИРОВАНИЯ ЦИКЛООКСИГЕНАЗЫ-1 НАПРОКСЕНОМ^{*}

Берзова А.П.¹, Бархатов В.И.², Митрофанов С.И.³

1 – Московский физико-технический институт, факультет нано-, био-, информационных и когнитивных технологий, 2 – МГУ им. М.В.Ломоносова, химический факультет, 3 – МГУ им. М.В.Ломоносова, факультет биоинженерии и биоинформатики, Москва, Россия

Фермент простагландин-Н-синтаза (также называемый циклооксигеназой, далее PGHS) играет важную роль в функционировании организма млекопитающих. Две изоформы (PGHS-1 и PGHS-2) участвуют в поддержании тонуса гладкой мускулатуры, регуляции свёртывания крови, развитии воспаления и других процессах. Фермент существует в виде гомодимера, локализован на мембранах ЭПР и ядра и катализирует две реакции: специфическую – циклооксигеназную и неспецифическую – пероксидазную, причём реакции взаимосвязаны [1, 2, 3].

Основной интерес к PGHS с точки зрения фармакологии заключается в том, что ингибиторы её циклооксигеназной активности являются нестероидными противовоспалительными препаратами. Ингибиторы обладают разной селективностью по отношению к изоформам фермента, а также различными побочными эффектами.

Во времена открытия PGHS различали необратимые (аспирин и производные) [4] и обратимые конкурентные ингибиторы. В дальнейшем было показано, что некоторые обратимые ингибиторы являются времязависимыми, и была предложена кинетическая схема их действия [5, 6].

Мы выбрали для исследований напроксен, широко известный как конкурентный ингибитор, для которого не было сведений о времязависимом связывании. Однако в эксперименте было показано обратное.

Кинетическая схема, отражающая реакцию в присутствии времязависимого ингибитора, не может быть описана целиком в рамках квазистационарного или квазиравновесного приближения. Мы предположили (и в дальнейшем подтвердили правомерность такого предположения), что характеристическое время достижения квазистационара в реакции с субстратом много меньше, чем время достижения равновесия в реакции с ингибитором. Это позволило разделить схему на два участка: связывание фермента с ингибитором и реакция фермента с субстратом.

Связывание фермента и ингибитора после их смешивания можно рассматривать в предстационарном режиме. При последующем добавлении субстрата можно считать, что концентрация фермент-ингибиторного комплекса меняется пренебрежимо мало за время достижения стационарного по субстрату режима, и применять стационарное приближение, учитывая только не связанный с ингибитором фермент. Таким образом, скорость реакции в начальный момент времени после добавления субстрата пропорциональна концентрации активного (свободного от ингибитора) фермента и практически не зависит от концентрации ингибитора.

Эксперимент ставился следующим образом. В буферный раствор добавляли PGHS и напроксен и прединкубировали некоторое время. Далее добавляли субстрат (арахидоновую кислоту) и детектировали скорость поглощения кислорода в процессе реакции. Зави-

^{*} Доклад признан одним из лучших в секции

симость начальной скорости реакции от времени прединкубации белка с ингибитором мы приблизили согласно рассчитанному в предстационарном режиме уравнению E+I≠EI (рис. 1). По полученным графикам вычислили равновесную при данной концентрации ингибитора концентрацию активного белка. Мы построили зависимость этой концентрации от концентрации ингибитора (рис. 2) и показали, что эта зависимость не описывается простейшей схемой ингибирования (R²=0,944), приведенной выше, а также схемой E+I≠EI^{*}I, приведённой в работе [5] для ингибиторов индометацина и флурбипрофена.





Рис. 1. Зависимость скорости реакции после добавления субстрата от времени прединкубации фермента с напроксеном перед добавлением субстрата.

Рис. 2. Зависимость равновесной скорости от концентрации напроксена и приближение этой зависимости согласно кинетическим схемам.

Мы предложили другую схему: EE+I \rightleftharpoons EIE, EIE+I \rightleftharpoons EIEI. Она описала зависимость существенно лучше (R²=0,999). В этом случае равновесная константа связывания первой молекулы ингибитора оказалась равной 54±7 нМ, второй молекулы – 7,2±3,4 мкМ. Скорость реакции с субстратом формы EIE составила 20% ± 3% от скорости для EE (реакция для IEIE отсутствовала).

Такая схема описывает аллостерический эффект ингибитора. Эта схема также может описывать случай связывания ферментом одной молекулы ингибитора неконкурентно с низкой константой и одной – конкурентно с более высокой, при значительном различии констант. Для определения того, какой из этих механизмов является правильным, требуются дальнейшие исследования.

E-mail: dawqer@mail.ru, barkhatovv@yandex.ru, mitroser04@mail.ru

Литература

1. Tsai AL, Kulmacz RJ. Prostaglandin H synthase: resolved and unresolved mechanistic issues // Arch Biochem Biophys. 2010 Jan 1;493(1):103-24.

2. Rouzer CA, Marnett LJ. Mechanism of free radical oxygenation of polyunsaturated fatty acids by cyclooxygenases // Chem Rev. 2003 Jun;103(6):2239-304.

3. Smith WL, DeWitt DL, Garavito RM. Cyclooxygenases: structural, cellular, and molecular biology // Annu Rev Biochem. 2000;69:145-82.

4. Roth GJ, Stanford N, Majerus PW. Acetylation of prostaglandin synthase by aspirin // Proc Natl Acad Sci USA. 1975 Aug;72(8):3073-6.

5. Callan OH, So OY, Swinney DC. The kinetic factors that determine the affinity and selectivity for slow binding inhibition of human prostaglandin H synthase 1 and 2 by indomethacin and flurbiprofen. J Biol Chem. 1996 Feb 16;271(7):3548-54.

6. So OY, Scarafia LE, Mak AY, Callan OH, Swinney DC. The dynamics of prostaglandin H synthases. Studies with prostaglandin h synthase 2 Y355F unmask mechanisms of time-dependent inhibition and allosteric activation. J Biol Chem. 1998 Mar 6;273(10):5801-7.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ И ИММУНОАДЪЮВАНТНОЙ АКТИВНОСТИ ГЛЮКАНА «АДВА»^{*}

Генералов Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последнее время большое количество научных групп уделяет особое внимание изучению полисахаридов и смежных с ними молекул. [п4] Предпосылкой к этому являются иммунологические, гепатопротекторные, адъювантные, пролиферативные и др. свойства данных соединений. В связи с недостаточной изученностью механизмов и побочных действий полисахаридов в организме применение даже уже известных препаратов: Зимозан [п1], Маннозим [п3] затруднено.

Основная цель работы: изучение свойств, в т. ч. адъювантных, и структуры биодеградируемого, не токсичного растительного полисахарида, который способен активировать образование цитокинов, регулирующих функции лимфоцитов.

Для изучения моносахаридного состава использовался стандартный метод анализа ГЖХ. Для изучения структурной характеристики "АДВА" [п2] использовались спектральные методы анализа. Для определения характера гликозидной связи – глюкан обрабатывался ферментами: β-(1-3)- и β-(1-4)-гликозилгидролазами. Адъювантная активность полисахарида изучалась на двух моделях:

1) в модели in vivo – определение специфических антител к хантавирусу при 3х кратном введении (внутримышечном и аэрозольном) ДНК вакцины.

2) в модели in vitro – влияние мононуклеаров периферической крови человека (ΦΗΟα, IL-1β, IL-6) на продукцию цитокинов.

Проведенное исследование показало, что УФ спектр глюкана имеет основной максимум в области 210-220 нм. ИК спектр показан на рис. 1. «АДВА» содержит β связи, в основном β -(1-4), в то же время практически отсутствуют α связи. [п2]



Рис. 1. ИК спектр глюкана.

Анализ состава показал, что «АДВА» состоит из глюкозы - менее 85%, арабинозы и галактозы в следовых количествах и уроновых кислот – менее 15%.

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

В опытах так же подтвердились адъювантные свойства полисахарида: в модели вируса были обнаружены специфичные антитела IgG и IgM только у мышей, которым вводили внутримышечно ДНК вакцину с применением глюкана. Так же была обнаружена иммуномодулирующая активность полисахарида "АДВА" малые концентрации глюкана выступали в качестве стимулятора выработки IL-1, большие –ингибировали свойства последнего.

Вывод: полисахарид "АДВА" является глюканом, содержащим в небольших колличествах арабинозу, галактозу и уроновые кислоты. Обладает адъюватными свойствами и иммуномодулирующей активностью.

E-mail: generals1179@gmail.com

Литература

1. Басс-Шадхан Х.Ф. Зимозан: Методы получения, биохимическая характеристика и перспективы применения. - Рига: Зинатне, 1970. - 313 с.

2. Чекановская Л.А. "Новый растительный глюкан как иммуноадъювант", Пат. 2331433 (Ru), 2006

3. Cseh G., Szabol., Badgy D. Procedure for production of yeast cell wall polysaccharides. Pat. 147791 (Hung), 1959

4. Villares A, Mateo-Vivaracho L, Guillamón E. Structural Features and Healthy Properties of Polysaccharides Occurring in Mushrooms. *Agriculture*. 2012; 2(4):452-471.

НИЗКОЧАСТОТНАЯ КОНФОРМАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ДНК В СПЕКТРАХ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Дмитриев А.В.^{1,2}, Федосеев А.И.², Захаров Г.А.^{3,4} Лушников С.Г.², Савватеева-Попова Е.В.^{3,4}, Журавлев А.В.⁴

¹⁾Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет,

²⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ³⁾ Санкт-Петербургский государственный университет, биологический факультет, ⁴⁾Институт физиологии им. Павлова РАН, Санкт-Петербург, Россия

В последнее десятилетие активно исследуются фазовые превращения ДНК, белков, и других биополимеров, которые могут приводить к изменению их активности и функции. Под фазовыми превращениями биополимеров подразумеваются изменения пространственной структуры макромолекулы под влиянием внешних факторов (температуры, давления, и т.д.). Одним из наименее изученных вопросов является поведение колебательного спектра макромолекулы при изменении пространственной структуры, или иначе говоря – динамика макромолекулы при фазовом превращении. Настоящая работа посвящена исследованию низкочастотной (диапазон частот от 1 до 1000 ГГц) динамики ДНК при плавлении. Известно, что низкочастотная динамика биополимеров обычно отражает локальные конформационные изменения, т.е. прыжки атомов от одной конфигурации к другой, и коллективные возбуждения. Одним из наиболее перспективных методов позволяющим исследовать низкочастотную динамику биополимеров является мандельштам-бриллюэновское рассеяние света [1,2].

В настоящей работе с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света изучали низкочастотную динамику ДНК при ее плавлении. В качестве образца использовали раствор ДНК (100-120 п.н.) в натрий-фосфатном буфере (pH = 7,5). Посредством полимеразной цепной реакции геномной ДНК дрозофилы были получены образцы ДНК, отличавшиеся друг от друга наличием АТ богатой вставки длинной 28 п.н. у мутанта *agn^{ts3}*, т.е. 120 п.н., и 100 п.н. линии дикого типа Canton-S (CS). Эксперименты проводили с помощью трехпроходного, пьезосканируемого интерферометра Фабри-Перо в 180⁰ геометрии рассеяния. В качестве источника света использовали аргоновый

ЛОМОНОСОВ – 2013

лазер с длинной волны $\lambda = 488$ нм. Измерения проводили на растворах с концентрацией ДНК 500 мкг/мл, в диапазоне температур от 20 до 90⁰ С. Было показано, что скорость гиперзвука испытывает аномалию в области теоретической температуры плавления. При этих же температурах наблюдается аномалия в затухании гиперзвуковых волн. Результаты работы обсуждаются в рамках современных представлений физики конденсированных сред в окрестности фазовых превращений.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-04-01737-а (Е.В.С-П) и Программой ПРАН П7 (Е.В.С-П)

e-mail: art41090@gmail.com

Литература

Lee S.A., Lindsay S.M., Powell J.W, Weidlich T., Lindsay S.M. and Rupprecht A.A Brillouin Scattering Study of the Hydration of Li- and Na-DNAFilms //Biopolymers 1987 V.26, P.1637-1665.
Svanidze A.V., Lushnikov S.G., Kojima S., Protein dynamics in Brillouin light scattering: termal denaturation of hen egg white lysozyme // Письма в ЖЭТФ 2009 V. 90, P. 85-86.

ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В СЫВОРОТОЧНОМ АЛЬБУМИНЕ КАК ИНДИКАТОР КОНФОРМАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ¹

Жданова Н.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Альбумин (сывороточный альбумин человека – САЧ) является основным белком плазмы крови и выполняет в организме транспортные функции. Множество работ посвящено исследованию процесса связывания альбумином лекарственных препаратов и влияния на его эффективность различных факторов окружающей среды. Определяющим параметром для эффективности связывания является конформация альбумина, задающая пространственное расположение сайтов связывания [5].

В настоящее время для изучения процессов изменения конформации белка широкое распространение получил подход, основанный на флуоресцентной спектроскопии, использующий в качестве зонда единственный триптофановый остаток W214, ответственный за собственную флуоресценцию альбумина. В результате многочисленных исследований было показано, что спектральные характеристики триптофанового остатка, интенсивность и кинетика затухания флуоресценции чувствительны к конформационным изменениям альбумина [4].

Для исследования конформационных изменений альбумина часто используется направленное воздействие на его структуру различными внешними агентами, в частности, детергентами, при этом наблюдается сложный многоступенчатый характер данного процесса, связанный, в том числе, с кооперативным эффектом образования мицелл на скелете белка [1]. Характеристикой взаимодействия в системе альбумин-детергент обычно является форма полосы флуоресценции, которая определяется окружением триптофанового остатка, а также наличием в растворе различных типов белка (нативный, входящий в комплекс с детергентом, денатурированный и т.д. [3]).

В данной работе исследовалось взаимодействие САЧ и ионного детергента SDS, а именно исследовалась роль переноса энергии с тирозиновых остатков (Туг) на триптофановые (Trp, W214) в формировании спектра флуоресценции САЧ при добавлении SDS для двух длин волн возбуждения. Было показано, что при увеличении концентрации детергента изменения в спектре флуоресценции САЧ при возбуждении на 280 нм связаны с эффективностью переноса энергии с Туг на Trp, зависящее от расстояния между остатками («глобальное» изменение конформации — изменения взаимного расположения остатков). Напротив, изменение полосы флуоресценции при возбуждении на

¹ Доклад занял первое место в подсекции

295 нм отражает «тонкое» изменение конформации, точнее изменение локального окружения Trp (локальная полярность среды, наличие тушителей в окрестности Trp). На основе полученных данных была построена качественная модель взаимодействия детергента с САЧ, а также произведена качественная оценка изменения эффективности переноса энергии между Туг и Trp.

Выполненные исследования рассматриваются как необходимый этап для применения метода нелинейной и кинетической флуориметрии [2], позволяющего определить количественные значения эффективности переноса энергии и уточнить качественную модель взаимодействия детергента с САЧ.

E-mail: nadezhda1989@gmail.com

Литература

1. U. Anand, C. Jash, S. Mukherjee, "Spectroscopic Probing of the Microenvironment in a Protein-Surfactant Assembly", J. Phys. Chem. B **114**, 15839-15845 (2010).

2. A.A. Banishev, E.A. Shirshin, V.V. Fadeev, "Laser Fluorimetry of Proteins Containing One and Two Tryptophan Residues", Laser Physics, **18** (7), 861-867 (2008).

3. E.L. Gelamo, M. Tabak, "Spectroscopic studies on the interaction of bovine (BSA) and human (HSA) serum albumins with ionic surfactants", Spectrochimica Acta A **56**, 2255-2271 (2000).

4. Joseph R. Lakowicz, Principles of fluorescence spectroscopy. (Springer, 2006).

5. A.Varshney, P. Sen, E. Ahmad et al., "Ligand Binding Strategies of Human Serum Albumin: How Can the Cargo be Utilized?", Chirality **22**, 77-87 (2010).

ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИММУНОФЕНОТИПА И МОРФОЛОГИИ НОРМАЛЬНЫХ ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ДЕТЕЙ И ПОДРОСТКОВ С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА

Жулябина О.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование морфологии клеток периферической крови или костного мозга в стандартных мазках и иммунофенотипирование с помощью проточного цитометра являются одними из основных методов диагностики онкогематологических заболеваний. Однако существующие на сегодняшний день методики не позволяют проводить иммунофенотипирование и морфологическое исследование на одних и тех же клетках. В то же время, для постановки диагноза используется информация, получаемая обоими методами. Объединение двух данных принципов диагностики возможно с помощью клеточного биочипа. Клеточный биочип представляет собой прозрачную пластиковую подложку размером 22×22 мм, на которой в определённых местах иммобилизованы антитела, специфичные к поверхностным дифференцировочным антигенам лимфоцитов человека. После инкубации суспензии лимфоцитов с биочипом CD-антигены клеток связываются с соответствующими антителами. После отмывки неспецифически связавшихся клеток на поверхности остаются области, покрытые лимфоцитами, несущими определенный поверхностный антиген. Целью настоящей работы было определение референтных значений для иммунофенотипа лимфоцитов периферической крови здоровых детей и подростков и исследование корреляции морфологии и иммунофенотипа этих клеток с помощью клеточного биочипа, а также сравнение данных результатов с полученными ранее аналогичными данными для взрослых здоровых доноров.

В работе использовалась панель из 36 антител специфичных к CD-антигенам лимфоцитов. Для создания биочипа моноклональные мышиные антитела наносились на подложку в разведении 60-150 нг/мкл в количестве 1 мкл/пятно. Подложки инкубировали во влажной камере в течение 14 часов, отмывали и высушивали. К готовому биочипу, помещенному в чашку Петри, добавляли 1 мл суспензии клеток в концентрации (6-8)*10⁶ клеток/мл. Затем производилась отмывка биочипа от несвязавшихся клеток с последующей окраской по Паппенгейму. Для обработки данных плотность клеток, связавшихся на биочипе с каждым из антител, нормировалось на плотность клеток, связавшихся с антителом к CD45RA (положительный контроль). Ранее было показано, что нормированная плотность связывания клеток с антителами к различным CD-антигенам характеризует долю клеток, положительных по данным антигенам, в исследуемой суспензии, то есть позволяет судить об иммунофенотипе. В результате работы получено, что средние значения для доли лимфоцитов периферической крови детей и подростков, положительных по T-клеточным антигенам CD2, CD3, CD4, CD5, CD7 и CD8, а также к CD43 ниже, чем для взрослых доноров, а доли клеток, положительных по B-клеточным антигенам CD19, CD21 и CD23, а также по маркеру активации CD38 выше у детей, чем у взрослых. При обработке данных с оставшихся 25 пятен биочипа показатели совпадают в пределах погрешностей. Мы также исследовали долю лимфоцитов различных морфологических типов (малые, большие, гранулярные лимфоциты, лимфоциты с дольчатым ядром) среди клеток, связавшихся на биочипе с различными антителами.

E-mail: zhulyabina.o@yandex.ru

Литература

1. Loffler H., Rastetter J., Haferlach T. Atlas of Clinical Hematology, 6th Edition. Springer 2. Воробьёв А.И. Атлас. Опухоли лимфатической системы. М., 2007.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТАУТОМЕРНОГО СОСТАВА ЦИТОЗИНА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ

Кадров Д.М.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, физический факультет, Саратов, Россия

Определение таутомерного состава оснований нуклеиновых кислот в настоящее время остается одной из актуальных и до конца не решенных задач. Одним из путей ее решения представляется комплексное (теоретическое и экспериментальное) исследование спектров в различных фазовых состояниях и при различных температурных условиях [пример,1-3]. Несомненно, наиболее важной средой для оснований нуклеиновых кислот является вода, которая не только взаимодействует с растворёнными молекулами, но и выполняет ряд важнейших функций, связанных как с процессами самоорганизации и упорядочения, так и со стабилизацией структуры ДНК.

Данная работа посвящена определению таутомерного состава водного раствора цитозина путём анализа и сравнения теоретических и экспериментальных колебательных КР спектров, измеренных при разных значениях pH (3, 7, 10).

Экспериментальные спектры КР при разных pH были измерены в спектральной лаборатории проф. И. Леднева (University at Albany, SUNY, NY 12222, USA).

Колебательные спектры цитозина и его таутомеров были рассчитаны с помощью программы Gaussian-09 с набором базисных функций 6-311++g(d,p)[4]. При расчете была использована модель реактивного поля (модель поляризованного континуума Polarized Continuum Model, SCRF-PCM), когда полость, в которую помещена исследуемая молекула, представляет совокупность перекрывающихся ван-дер-ваальсовых сфер, построенных по линиям изоплотности.

Расчёт и анализ колебательных спектров спектры цитозина в его канонической амино-оксо форме, катиона, аниона, а также двух цис-имино-оксо и цис-аминогидрокси таутомерных форм показал, что каждая молекулярная структура имеет присущие только ей характерные линии в спектре КР, специфичность проявления которых даёт возможность провести интерпретацию экспериментального колебательного спектра смеси веществ. Показано, что при pH=10 в водном растворе существуют только две структуры, а именно цитозин и его анион, причем доминирующей молекулярной структурой является цитозин. В кислой среде (pH=3) водный раствор цитозина является смесью нескольких молекулярных структур, а именно: катиона, цитозина, и двух таутомеров.

В водном растворе при pH=3 количество цитозина возрастает, а количество катиона цитозина уменьшается при температурах выше и ниже 20 0 C. Значительного уменьшения таутомера иминной формы можно добиться увеличением температуры водного раствора.

E-mail: spikersgu@yandex.ru

Литература

1. Lord R.C., Thomas G.J. Raman spectral studies of nucleic acids and related molecules – I. Ribonucleic acid derivatives. // Spectrochim. Acta. 1967. 23A. P. 2551-2591.

2. Радченко Е.Д., Плохотниченко А.М., Иванов А.Ю., Шеина Г.Г., Благой Ю.П. Кетоенольная таутомерия молекул гуанина и изоцитозина. // Биофизика. 1986. Т. 31. С. 373-381. 3. Aamouche A., Ghomi M., Grajcar L. et al. Neutron Inelastic Scattering, Optical Spectroscopies and Scaled Quantum Mechanical Force Fields for Analyzing the Vibrational Dynamics of

Pyrimidine Nucleic Acid Bases. 3. Cytosine. // J. Phys. Chem. A. 1997. V. 101. P.10063-10074. 4. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 09. Gaussian Inc., Pittsburgh PA. 2009.

СВЯЗЫВАНИЕ IXA ФАКТОРА СВЁРТЫВАНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУБПОПУЛЯЦИЯМИ АКТИВИРОВАННЫХ ТРОМБОЦИТОВ

Козлов А.А.¹, Подоплелова Н.А.²

¹МГУ им. Ломоносова, физический факультет, кафедра биофизики, ²Гематологический Научный Центр, Москва, Россия

Хорошо известно, что протеолитические реакции свёртывания крови и образование протеолетических комплексов (внутренней теназы, протромбиназы) происходят, прежде всего, на мембранах активированных тромбоцитов [1]. Скорости этих процессов на мембранах выше на несколько порядков скоростей этих же реакций в плазме. Однако не все тромбоциты способны связывать факторы свёртывания, а только те, на внешней стороне мембраны которых после их активации экспонируется фосфатидилсерин (PS+ тромбоциты). Последние данные показали, что среди PS+ тромбоцитов существуют две субпопуляции, различающиеся, в частности, уровнем внутриклеточного кальция [2]. Особенностям связывания IXa фактора (FIXa) свёртывания с мембраной различных тромбоцитов и была посвящена данная работа.

Белок IXa Beta Unactivated был ковалентно помечен флуорисцеином. Тромбоциты активировались в концентрации 2×10^8 /мЛ с помощью 100 нМ тромбина в присутствии 2,5 мМ CaCl₂ в течение 15 минут. После инкубации с различными концентрациями флуорисцеин-меченого FIXa тромбоциты анализировались с помощью проточного цитометра FACS Calibur. Помимо этого, поверхность тромбоцитов была изучена с помощью конфокальной микроскопии.

Анализ суспензии с помощью проточной цитометрии показал наличие среди тромбоцитов трёх различных групп по степени светимости (а значит, и по степени связывания FIXa). Самая слабая светимость в (~12 раз меньше, чем у двух других групп) соответствует субпопуляции PS- тромбоцитов («неукутанные»). Светимость двух других групп различается незначительно (в ~1,3 раза) и соответствует двум PS+ субпопуляциям тромбоцитов. Для всех трёх субпопуляций зависимость связывания FIXa от концентрации добавленного фактора оказывается линейной и без насыщения вплоть до 2000 нМ (что на 4-5 порядков больше физиологических концентраций FIXa). Конфокальная микроскопия показала наличие у PS+ субпопуляций отдельной области с высокой концентрацией FIXa на поверхности тромбоцита. Можно предположить, что эта локализация работает на ускорение реакций свёртывания. Таким образом, связывание FIXa у двух PS+ положительных субпопуляций на порядок лучше, чем у «неукутанных». Зависимость количества связавшегося фактора от концентрации свободного фактора линейна и без насыщения. По поверхности PS+ субпопуляций фактор распределён неравномерно: имеется отдельная область локализации фактора.

Email: aa.kozlov@physics.msu.ru

Литература

1. Heemskerk J.W. et all. (2002) Platelet activation and blood coagulation. // Thromb Haemost.; 88(2):186–93.

2. Topalov N.N. et all. (2012) Two Types of Procoagulant Platelets Are Formed Upon Physiological Activation and Are Controlled by Integrin $\alpha(2b)\beta(3)$ // Arterioscler Thromb Vasc Biol. 2012 Oct; 32(10):2475-83.

ВЛИЯНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДОРОЖНО-ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОИСШЕСТВИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ОБЛАСТИ

Лещев И.А.

Владимирский государственный университет, Факультет прикладной математики и физики, г. Владимир, Россия

Работа проводится Владимирским государственным университетом имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых совместно с Управлением Роспотребнадзора по Владимирской области и ФКУЗ «Медико-санитарная часть МВД России по Владимирской области». Осуществлен анализ взаимосвязи статистических данных по дорожно-транспортным происшествиям по Владимирской области с геофизическими и гелиофизическими факторами [1].

Проводился анализ взаимодействия гелио- и геофизических факторов (числа Вольфа, электрическое поле Земли, магнитное поле Земли) с дорожно-транспортными происшествиями по Владимирской области по данным ФКУЗ «Медико-санитарной части МВД России по Владимирской области». В 2005 г. на отдельных участках временных рядов выявлена значимая корреляция между вертикальной составляющей напряженности электрического поля, магнитным полем Земли, числами Вольфа и количеством ДТП, количеством пострадавших по Владимирской области (табл. 1).

Табл. 1. Коэффициенты корреляции с вероятностью ошибки р для количества ДТП, погибших, раненных в результате ДТП, их сумма по Владимирской области и напряженности электрического поля, магнитного поля Земли, чисел Вольфа за 2005 г.

Анализируемые процессы	Даты	Коэф. коррел.	Р
ДТП и электрическое поле Земли	3.08-3.10	-0,330	≤0,01
ДТП и магнитное поле Земли	2.08-2.10	-0,345	≤0,01
ДТП и электрическое поле Земли	10.01-20.02	-0,397	≤0,01
ДТП и электрическое поле Земли	23.08-30.10	-0,472	≤0,01
ДТП и магнитное поле Земли	05.04-16.05	-0,463	≤0,01
ДТП и Число Вольфа	05.10-15.11	-0,392	≤0,02
ДТП и Число Вольфа (S)	28.01-10.03	0,454	≤0,01
ДТП и электрическое поле Земли	28.01-28.02	-0,574	≤0,001
ДТП и электрическое поле Земли	02.09-03.10	-0,535	≤0,01
ДТП и Число Вольфа (S)	25.01-25.02	0,479	≤0,01
Погибшие в результате ДТП и электрическое поле Земли	23.08-03.10	-0,492	≤0,001
Погибшие в результате ДТП и электрическое поле Земли	22.03-02.05	0,493	≤0,001

Выявленные участки значимой корреляционной зависимости для временных рядов количества ДТП, погибших, раненных в результате ДТП по Владимирской области и напряженности электрического поля Земли, геомагнитного поля, чисел Вольфа за 2005 г. говорят о существовании взаимосвязи между этими процессами.

Работа проводится при поддержке Гранта РФФИ № 11-05-97518, ФЦП 14.В37.21.0668., Государственного Задания 5.2971.2011. *E-mail: i.a.leshchew@gmail.com*

Литература

1. Грунская Л.В. Влияние геофизических характеристик пограничного слоя атмосферы на некоторые показатели здоровья населения/ Л.В. Грунская, В.Н. Буренков, И.А. Лещев, Л.Т. Сушкова, Е.Г. Рыжова, М.И. Дегтерева// Биотехносфера.- 2011. - №5-6 (17-18).-с.59-65.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА САМООРГАНИЗАЦИИ МЕТИЛРЕЗОРЦИНА НА КАТАЛИТИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ И АДСОРБЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИЗОЦИМА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ

Мартиросова Е.И.

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва, Россия

В результате ранее проведенных исследований было показано влияние алкилоксибензолов (АОБ) – химических аналогов микробных ауторегуляторных факторов на активность, стабильность и субстратную специфичность ряда гидролаз, в том числе лизоцима. Наибольший эффект в отношении этих свойств наблюдался в случае метилрезорцина (МР). Показано, что в концентрациях 10^{-7} – 10^{-3} М МР вызывал повышение активности лизоцима в отношении специфического субстрата — бактериальных клеток *Microсоссиs luteus* (до 120%), и неспецифических гетерогенных субстратов — дрожжевых клеток *Saccharamyces cerevisiae* (до 400%) и коллоидного хитина (до 470%). В наших последних исследованиях была продемонстрирована способность МР стимулировать каталитическую активность лизоцима (до 200%) и в отношении гомогенного субстрата – хитозана, а также расширять область pH, в которой активность фермента сохраняется и даже превосходит максимальное значение, соответствующее оптимальному pH в контроле.

С целью установления природы наблюдаемых эффектов выполнено систематическое исследование влияния концентрации МР на термодинамические параметры взаимодействия с лизоцимом методом микрокалориметрии смешения. Установлено, что энтальпия взаимодействия в системе белок-МР является отрицательной величиной, что указывает на преобладание в системе экзотермических взаимодействий, обусловленных, вероятно, образованием водородных связей между гидроксильными группами МР и полярными группами молекулы лизоцима. На основании полученной изотермы определены стандартные термодинамические функции связывания ($\Delta H_b^0 = -9,6$ кДж/моль; $\Delta S_b^0 = -3,8$ Дж/моль К; $\Delta G_b^0 = -8,5$ кДж/моль). Рассчитанное значение константы связывания составило 26,6 М⁻¹ при температуре 37°С.

Применение метода ИК-спектроскопии позволило зафиксировать отличия в спектре нативного лизоцима и выделенного из спектра его смеси с МР, в области выше 3000 см⁻¹. В спектре лизоцима, выделенном из спектра смеси, появилась полоса около 3140 см⁻¹, которой не было в спектре индивидуального лизоцима и которую можно приписать молекулам лизоцима, связанным с МР. Поглощение в области 3140 см⁻¹ подтверждает образование связей с участием ОН групп МР и аминогрупп белка.

Привлекая данные микрокалориметрии смешения по изменению знака энтальпии смешения MP с растворителем с отрицательного на положительный при достижении концентрации MP 16,6 мМ, в сочетании с методом динамического светорассеяния, зафиксировавшего появление в растворе при той же концентрации MP частиц с гидродинамическим диаметром 220 нм, обнаружена способность МР к самоорганизации в растворе. С помощью метода динамической капельной тензиометрии и дилатометрии установлено, что МР обладает поверхностной активностью, сравнимой по величине с таковой у традиционных ПАВ, а также – к формированию устойчивых адсорбционных слоев на границе воздух/вода. Адсорбционное поведение МР и его влияние на данное свойство лизоцима и характеристики его адсорбционных слоев коррелирует с условиями самоорганизации МР. Так в области молекулярно-дисперсного состояния МР способен значительно повышать упругость адсорбционных слоев лизоцима, в то время как при более высоких концентрациях этот эффект отсутствует.

Сопоставляя данные по влиянию концентрации метилрезорцина на ферментативную активность с результатами исследований по самоорганизации MP, можно предположить, что последняя служит стерическим препятствием для проникновения MP в активный центр лизоцима, вследствие чего дальнейшее увеличение концентрации лиганда в системе перестает влиять на активность фермента.

E-mail: mart@sky.chph.ras.ru

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТУШЕНИЯ В ОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭОЗИНА И ПИРЕНА ИОНАМИ ЙОДА В СЫВОРОТОЧНОМ АЛЬБУМИНЕ ЧЕЛОВЕКА

Мельников А.Г., Наумова Е.В., Черняев С.С.

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина, физико-технический факультет, Саратов, Россия

В работе изучено влияние соли йодида натрия на спектрально-кинетические характеристики полярного зонда – красителя ксантенового ряда эозина и неполярного зонда - пирена, нековалентно связанных с макромолекулой сывороточного альбумина человека (САЧ) с целью доказательства возможности проникновения ионов тяжелых атомов в различные микрообласти глобулы белка. Выбор эозина и пирена в качестве зондов обусловлен их значительным квантовым выходом люминесценции, а также способностью эффективно связываться с белками в полярной, для эозина, и неполярной, для пирена, микрообласти глобулы белка [1, 2]. По результатам тушения флуоресценции и фосфоресценции эозина, связанного с белками, определены константы Штерна-Фольмера тушения синглетных и триплетных состояний эозина. Константа скорости тушения флуоресценции гораздо меньше, чем тушения фосфоресценции эозина, что объясняется большим временем жизни триплетных состояний эозина. Нами была определена константа тушения йодидом натрия флуоресценции эозина в буфере pH 7,4 (80 M⁻¹), которая гораздо больше, чем в САЧ. Следовательно, несмотря на эффективное связывание молекул эозина и ионов йода с САЧ, приводящее к значительному повышению их локальной концентрации в глобуле белка, тушение в водном растворе происходит с большей эффективностью, чем в САЧ. Это объясняется тем, что диффузия данных реагентов в глобуле белка значительно затруднена в виду нековалентного связывания молекул зонда и тушителей с остатками аминокислот полипептидной цепи.

Нами исследованы процессы тушения ионами йода флуоресценции неполярного зонда пирена, относящегося к классу полициклических ароматических углеводородов, локализованного в неполярных участках глобул белка. По линейной зависимости интенсивности флуоресценции пирена от концентрации тушителями определена константа Штерна-Фольмера. Наблюдаемое тушение анионом Г флуоресценции пирена позволяет предположить, что пирен локализуется на границе раздела неполярной и полярной области глобулы белка. Обнаружено возрастание индекса полярности пирена, определяемого нами по отношению интенсивности флуоресценции первого максимума в

спектре флуоресценции пирена к третьему. Это может быть связано с изменением микроокружения молекул пирена, вследствие структурной перестройки белков под действием йодида натрия.

Работа выполнена при содействии Российского Фонда Фундаментальных Исследований Грант РФФИ МОЛ а №12-02-31196, 2012.

E-mail: agmelnikov@yandex.ru

Литература

1. Салецкий А.М., Мельников А.Г., Правдин А.Б., Кочубей В.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 2005, Т. 72, № 5. с. 660-663.

2. Салецкий А.М., Мельников А.Г., Правдин А.Б., Кочубей В.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 75, № 3 (2008) 379-382.

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ПРОЛИНОВОГО ФРАГМЕНТА АЛЬБУМИНА В КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИНДУЦИРУЕМЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Немова Е.Ф.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Молекула альбумина, представляющая собой полипептидную цепь со сложной пространственной организацией за счет внутримолекулярных водородных связей, является очень удобным объектом для исследования конформационных изменений под действием терагерцового излучения.

Было показано, что при подобных изменениях меняются спектральные характеристики и связывающая способность белка [2]. Чтобы установить природу этих конформационных переходов, было проведено исследование белка методом спинового зонда.

Пленочный образец белка на кварцевой подложке облучали ТГц излучением (0,1-2,0 ТГц) в течении 60 минут. В работе использовался ТГц стенд, разработанный в ИАиЭ СО РАН [1]. В качестве спинового зонда использовался дигидропиразин-1,4диоксида. Это диамагнитное соединение в присутствии «активных форм кислорода» образует нитроксильный радикал непосредственно в растворе при взаимодействиис реакционными центрами исследуемого белка.

Обнаружено образование парамагнитных центров при участии молекулярного кислорода, причем методом моделирования адсорбционных взаимодействий было установлено, что основной вклад в образование таких центров вносят азотсодержащие группы альбумина, а именно иминные группы пролина.

Моделирование производилось с помощью программы WinMOPAC 7.21, которая позволяет рассчитывать структуру молекулы полуэмпирическими, квантовохимическими методами.

Моделирование вторичной структуры альбумина показало, что именно пролинсодержащие фрагменты могут быть ответственны за изменение адсорбционного связывания кислорода при конформационых переходах под действием терагерцового излучения. Высказано предположение об избирательном возбуждении коллективных вращательных мод, что приводит к частичному снятию стерических затруднений для адсорбции молекулярного кислорода на пролиновых фрагментах альбумина.

E-mail: endy@ngs.ru

Литература

1. В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев, Н.А. Николаев, О.И. Потатуркин, *Автометрия.*. **46**, №3. С. 110-117. 2010.

2. Немова Е.Ф. Федоров В.И. Вестник НГУ. Серия Физика. 2010. Т. 5, вып. 4. С. 16-101.

ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ И ФОРМА ГИСТОГРАММ: МЕТОДИКА ЛОКАЛЬНОГО АНАЛИЗА ШУМОПОДОБНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Панчелюга М.С., Панчелюга В.А.

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия

В работах [1-3] развит и нашел свое применение гистограммный метод локального анализа временных рядов, основанный на анализе подобия формы сглаженных несостоятельных гистограмм. Данный метод интересен тем, что позволяет выявлять периодичности в шумоподобных временных рядах, обычно необнаружимые другими методами.

Несмотря на достаточно длинную историю применения гистограммного метода, он остается, по сути, набором правил, найденных эмпирически и реализуемых путем экспертного сравнения. Последнее обстоятельство создает большие трудности при решении ряда задач и, в первую очередь, при попытке анализа больших массивов экспериментальных данных. Представляемая работа методически обосновывает гистограммный метод путем установления его связи с хорошо изученными и широко используемыми методами фрактального анализа временных рядов. Основным объектом нашего исследования является связь между формой сглаженных гистограмм, построенных по коротким отрезкам временных рядов и фрактальной размерностью, которая может быть вычислена для этих же отрезков.

Главная трудность данной задачи состоит в том, что вычисление фрактальной размерности с приемлемой точностью требует временных рядов длиною в тысячи точек, а гистограммы строятся по отрезкам длиною 30-60 точек. Данную проблему удалось преодолеть на основе идей работы [4], где предложен метод расчета фрактальной размерности по малым (десятки точек) выборкам. Дальнейшее развитие этого метода [5] позволило сконструировать алгоритмы вычисления фрактальной размерности пригодные для решения поставленной задачи и показать, что все свойства присущие гистограммному методу присущи также и методу анализа временных рядов на основе фрактальной размерности, вычисляемой по малым выборкам. Применение развитой в [5] методики позволило воспроизвести основные закономерности, полученные ранее гистограммным методом.

E-mail: panvic333@list.ru

Литература

1. Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Э.В., и др. О реализации дискретных состояний в ходе флуктуаций в макроскопических процессах // УФН, 1998, 168(10) с. 1129-1140.

Шноль С.Э., Зенченко Т.А., Зенченко К.И. и др., Закономерное изменение тонкой структуры статистических распределений как следствие космофизических причин // УФН, 2000, 170(2) с. 214-218.

2. В.А. Панчелюга, В.А. Коломбет, М.С. Панчелюга, С.Э. Шноль Исследование эффекта местного времени на малых пространственно-временных масштабах // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1 (5), Vol. 3, 2006, с. 116-121.

M.M. Dubovikov, N.V. Starchenko, M.S. Dubovikov Dimension of minimal cover and fractal analysis of time series // Physica A, 2004, 339, pp. 591-608

3. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Фрактальная размерность и гистограмный метод: методика и некоторые предварительные результаты анализа шумоподобных временных рядов // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377-384

АНТИБИОТИКОРЕЗИСТЕНТНОСТЬ *Escherichia coli* В ПРИСУТСТВИИ МАГ-НИТНОГО 25MG И НЕМАГНИТНОГО 24,26MG ИЗОТОПОВ МАГНИЯ^{*}

Рожкова Н.А., Летута У.Г.

Оренбургский государственный университет, Россия, Оренбург

Магнитные и немагнитные изотопы химических элементов, участвующие во внутриклеточных процессах, вызывают различные физиологические проявления на уровне целого организма. Присутствие магнитного изотопа ²⁵Mg в питательной среде значительно увеличивает скорость роста бактерий *E*.coli и положительно влияет на их воспроизводимость по сравнению с немагнитными изотопами ^{24,26}Mg [1]. Однако не получено экспериментальных данных, позволяющих достоверно определить клеточные подсистемы (ферментативные или надмолекулярные комплексы и т.д.) – «мишени» действия магнитных моментов ядерных спинов изотопов.

Цель данной работы – установить влияние магнитных моментов изотопов магния на основные клеточные подсистемы микроорганизмов с помощью определения антибиотикорезистентности бактерий *E.coli*. Для экспериментов использовались бактериальные клетки, предварительно обогащенные магнитным 25 Mg и немагнитными изотопами 24,26 Mg магния. Использование основных групп антибиотиков (цефтриаксон, амоксициллин, ципрофлоксацин, тетрациклин, линкомицин, цефазолин и др.), действующих на определенные клеточные подсистемы и блокирующих жизненно важные функции микроорганизмов, позволило получить экспериментальные зависимости взаимовлияния антимикробных факторов и изотопов магния на бактериальные клетки. Чувствительность бактерий *E.coli* к антибиотикам в присутствии изотопов магния зависит от условий культивирования (аэробных или анаэробных). Полученные результаты дают возможность определить внутриклеточные процессы, подверженные влиянию магнитных моментов ядер изотопов магния, и имеют важное прикладное значение в медицине и биофизике.

nata5671@mail.ru

Литература

1. Шевченко У.Г., Авдеева Е.И., Бердинский В.Л. Биологические эффекты магнитного изотопа магния ²⁵Мg в клетках *E.coli* // Хим. физика. — 2012. — Т. 31, № 7. — С. 1-8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОЛОГИИ ГИДРАТНОЙ ОБОЛОЧКИ БЕЛКА

Рубцова Е.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время представляет интерес моделирование глобулярных белков в воде. Это связано с рядом прикладных задач биофизики. Структура водной оболочки белка в нативной форме в значительной мере влияет на структуру самого белка, а, следовательно, и его функцию. Это моделирование даёт возможность следить за отдельными молекулами гидратной оболочки, тем самым позволяет получить результаты, труднодоступные в эксперименте. Разработана модель, в которой водный раствор представляется непрерывной однородной средой за исключением областей, прилегающих к белку. В этих областях учитывается дискретная структура водного раствора, то есть учитываются взаимодействия атомов молекул воды между собой и с атомами белка. Целью работы является исследование возможности нахождения топологических инвариантов в гидратной оболочке белка. В работах Н. А. Бульенкова показано, что на основе тетраэдрических структур из молекул

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

воды можно построить различные дисконтинуальные структуры с помощью представлений о топологических и геометрических инвариантах. В качестве примеров топологических инвариантов можно привести следующие структуры:



Рис. 1 Гексацикл «твист-ванна».



Рис. 2. Кластер из трёх твист-ванн.

Результаты моделирования зависят от самого вида белка, используемых для расчетов потенциалов взаимодействия атомов молекул воды (TIP3P, TIP4P, TIP5P, SPC и т.д.) и силового поля, разработанного для моделирования макромолекулярнх систем (AMBER, CHARMM и т.д.).

Была проанализирована топология гидратной оболочки белка, построена статистика по топоплогии и геометрии водородной связей гидратных оболочек.

E-mail: ev.rubcova@physics.msu.ru

Литература

1. V.I. Lobyshev, A.B. Solovey, N.A. Bulienkov. Computer construction of modular structures of water. Journal of Molecular Liquids, 2003, 106/2-3, pp 277-297.

2. V.I. Poltev, T.I. Grokhlina, G.G. Malenkov Hydration of nucleic acid bases studied using novel atom-atom potential functions. J. Biomolec. Struct. and Dynamics. 1984. V.2. pp .413-429.

3. Волошин В.П., Желиговская Е.А., Маленков Г.Г., Наберухин Ю.И., Тытик Д.Л. Структуры сеток водородных связей и динамика молекул воды в конденсированных водных системах. Российский химический журнал (Журнал Российского химического общества им. Д. И. Менделеева), 2001, т. XLV, No 3, стр. 31-37

4. В.И. Лобышев, А.Б. Соловей, Н.А. Бульенков. Компьютерный модульный дизайн параметрических структур воды. Биофизика, 2003, т. 48, No 6, с 1011-1021.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ИЗОТОПА ЦИНКА ⁶⁷ZN НА РОСТ КЛЕТОК *E.coli*

Сидорова В.В., Летута У.Г. Авдеева Е.И.

Оренбургский государственный университет, Россия, Оренбург,

Открытие магнитно-изотопных эффектов ²⁵Mg в реакциях ферментативного фосфорилирования [1] и жизнедеятельности клеток *Escherichia coli* привело к постановке новой научной проблемы биофизики: влияние магнитных моментов атомных ядер на внутриклеточные процессы и на функционирование целого организма [2]. Магнитно-изотопные эффекты *in vitro* были также обнаружены в процессах синтеза АТФ для ядер ⁶⁷Zn и ⁴³Ca[3-4]. Zn входит в состав некоторых дегидрогеназ, альдолаз, ДНК- и РНК-полимераз, пептидаз, фосфатаз, циклической фосфодиэстеразы. Цинк-содержащие нуклеопротеины участвуют в генетической экспрессии факторов роста.

Цель данной работы – исследовать влияние магнитного изотопа цинка ⁶⁷Zn на жизнедеятельность живых организмов на примере прокариотических бактериальных клеток *E.coli*. Получены экспериментальные зависимости роста и колониеобразующей способности бактерий от степени обогащения питательной среды магнитным изотопом цинка ⁶⁷Zn. Показано, что обнаруженные эффекты зависят от внутриклеточного содержания магнитного и немагнитных изотопов цинка в бактериях *E.coli*. Полученные результаты доказывают возможность воздействия магнитных моментов ядерных спинов изотопов непереходных металлов на физико-химические стадии внутриклеточных процессов.

Super.sid-ve@yandex.ru

Литература

1. Buchachenko, A.L. / A.L. Buchachenko, D.A. Kouznetsov, S.E. Arkhangelsky et al. // Doklady Biochem. Biophys. – 2004. – Vol. 396. – P. 197.

2. Шевченко У.Г., Авдеева Е.И., Бердинский В.Л. Биологические эффекты магнитного изотопа магния ²⁵Мg в клетках *E.coli* // Хим. физика. — 2012. — Т. 31, № 7. — С. 1-8.

3. Buchachenko, A.L. Zinc-related magnetic isotope effect in the enzymatic ATP synthesis: a medicinal potential of the nuclear spin selectivity phenomena / A. L. Buchachenko, V. P. Chekhonin, A. P. Orlov et al. // Int. J. Mol. Med. Adv.Sci. – 2010. – Vol. 6(3). – P. 34.

4. Buchachenko, A.L. A specific role of 43 Ca in the enzymatic ATP synthesis / A.L. Buchachenko, D.A. Kouznetsov, N.N. Breslavskaya, // Am. J. Biotechnol. Mol. Sci. – 2011. – Vol. 1(1). – P. 30.

КЛОНИРОВАНИЯ И ЭКСПРЕССИЯ ВНЕШНЕГО ДОМЕНА ТКАНЕВОГО ФАКТОРА ЧЕЛОВЕКА В *E.coli**

Тарасовец Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучение системы свертывания крови необходимо для эффективной диагностики нарушений свертываемости с целью профилактики, раннего выявления и лечения заболеваний. Важнейшую роль в свертывании плазмы крови играет тканевый фактор (ТФ). $T\Phi$ – это трансмембранный белок (мол. масса 44 кД, 263 ак), в норме отсутствующий на поверхности клеток крови и эндотелия [1]. В месте повреждения сосуда образуются комплексы $T\Phi$ с фактором VIIa, которые запускают весь каскад реакций свертывания [2]. Было показано, что внешний домен $T\Phi$ (1-219 ак) способен активировать реакции плазменного свертывания, но проявляет только 4% активности полноразмерного в экс-



периментах по активации X фактора комплексом ТФ-VIIa [3].

Для изучения механизмов свертывания важно иметь возможность визуализации процессов. Цель нашей работы – создание флуоресцентно меченого рекомбинантного тканевого

Рис. 1. Денатурирующий электрофорез в ПААГ (10%). Разведение элюатов белка в 20 р, концентрата в 100 р. Доля целевого белка TF-GFP в элюатах белка после выделения составила 30%, после дополнительной очистки и концентрирования доля TF-GFP возросла до 60 %.

фактора. Целевой слитный белок содержит на N-конце внешний домен ТФ, зеленый флюоресцирующий белок (green fluorescent protein) GFP-на C-конце.

Синтетический ген внешнего домена ТФ и GFP клонировали в плазмидный вектор pET-28a (Invitrogen, USA) по сайтам рестрикции NcoI и HindIII соответственно. Полученную экспрессионную плазмиду трансформировали клетки *E.coli* BL21. Индукцию проводили 0,02 mM изопропил-β-D-1-тиогалактопиранозидом при 25°C в течение 24 ч.

Доклад признан одним из лучших в подсекции

После осаждения центрифугированием клеточный осадок положительных клонов приобретал характерный зеленый цвет. Целевой белок очищали Ni-афинной хроматографией, в денатурирующем гель-электрофорезе белок шел между 50 и 75 кДа полосами маркера (рис. 1), что соответствует теоретически рассчитанной массе в 55 кДА. Выход белка составил 5 мг на литр культуры. Доля целевого белка TF-GFP в препарате белка после выделения составила 30%, после дополнительной очистки ультрацентрифугированием (фильтр с порами 30 кДа, Milipore) доля TF-GFP возросла до 60% (рис. 1).

Для проверки активности рекомбинантного слитного белка TF – GFP использовали клоттинговый тест. Измеряли времена задержки роста сгустка (Tlag) и свертывания



Рис. 2. Измерение активности ТФ. Усредненные кривые: черный - положительный контроли (рекомбипластин 2 нМ), розовый - отрицательный контроль (буфер), красный - ТФ с GFP 50 uM, синий - ТФ с GFP 5, uM.

плазмы. Для увеличения активности рекомбинантного TF добавлялись везикулы (20% фосфатидилхолин 80% фосфатидилсерин, 4 uM). В качестве отрицательного контроля использовали буфер (Tris HCl pH8.0 25mM, Имидазол 250 mM, NaCl 300 mM) с фосфолипидами, в качестве положительного контроля - «Рекомбипластин» (Instrumentation Laboratory). В отсутствии ТФ плазма сворачивалась примерно за 1ч, Tlag около 15 минут. При концентрации рекомбинантного ТФ-GFP от 0.5 иМ до 50 иМ сгусток образовался за 25 минут, Tlag – 4 минуты. При концентрации «Рекомбипластина» 2 нМ задержка роста сгустка не наблюдается, время свертывания около 18 минут. Исходя из полученных данных, можно сделать вывод о наличии активности рекомбинантного ТF. Задержка роста сгустка и время его образования слабо зависят от

концентрации TF-GFP, что говорит о том, что используемые концентрации значительно выше необходимых для активации свертывания. Минимальная концентрация определяется константой диссоциации растворимого ТФ с VIIa фактором 6.3±1.2 нМ [4]. Результаты работы показывают, что активность внешнего домена ТФ меньше примерно в 100 раз по сравнению с полноразмерным белком. Полученный белок TF-GFP может быть использован различных экспериментах, где необходима визуализация процессов свертывания крови.

katya tarasovec@mail.ru

Литература

- 1. Пантелеев М.А. и др. Свертывание крови: биохимические основы 2008;
- 2. Mackman N. The many faces of tissue factor 2009;
- 3. Waxman E. et al. Tissue factor and its Extracellular Soluble Domain 1992;

4. Kelley R.F. et al. Analysis of the Factor VIIa Binding Site on Human Tissue Factor 1995.

МОДЕЛИРОВАНИЕ IN SILICO ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ СЕРЕБРА И МЕДИ С КЛЕТОЧНОЙ СТЕНКОЙ ГРИБОВ. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНГИЦИДНОЙ АКТИВНОСТИ СЕРЕБРА И МЕДИ IN VITRO.

Турченков М.А.

Научно-исследовательский центр «БиоСим», Москва, Россия

Механизм фунгицидной активности серебра является предметом исследований [Jo, 2009; Kim, 2009]. С развитием квантовой химии стало возможным моделирование биохимических процессов на молекулярном уровне. В данной работе впервые проводится квантовохимический расчет взаимодействия ионов серебра и меди с клеточной стенкой грибов.

Клеточная стенка представлена парой димеров хитина. Электронная плотность основного состояния системы была спроецирована методом Хиршфельда на атомы, участвующие в образовании водородной связи между димерами.



Рис. 1. Визуализация скалярного поля электрофильной функции Фукуи на изоповерхности электронной плотности мономера хитина для определения места посадки иона металла.



Рис. 2. Геометрия основного состояния пары димеров хитина с адсорбированными атомами серебра. Пунктиром показаны водородные связи. Числа показывают локализованный на атоме заряд.

Таблица 1. Параметры исходной системы димеров, а также системы с адсорбированными атомами серебра и меди.

Система	Заряд сис- темы, е	Длина Н-связи, Å	Заряд на дальнем атоме О, е	Заряд на ближнем атоме О, е	Заряд на атоме ме- талла, е	Заряд на атоме Н, е
Хитин	0	2.6	-0.67	-0.64		0.37
Хитин + Ад	+2	2.4	-0.66	-0.65	0.45	0.46
Хитин + Си	+2	2.4	-0.69	-0.61	0.27	0.46

Использованы квантовохимические пакеты, реализующие подход теории функционала плотности: PC GAMESS, SIESTA, ABINIT [Soler, 2002]. Вычисления проводились на Linux-кластере, реализующем параллельные парадигмы MPI (MPICH2) и SMP (OpenMP).



График 1. Динамика роста Alternaria alternata при обработке препаратами меди и серебра концентраций C1 = 25 µg/ml (по металлу) и C2 = 2.5 µg/ml (по металлу).

Расчет in silico дополняется экспериментом in vitro, в котором при равных концентрациях сравнивается фунгицидная активность ионов серебра и меди. Обнаружена бо́льшая активность серебра при одинаковых концентрациях.

Расчет показал, что димеры хитина с адсорбированными атомами серебра и меди отличаются по параметрам водородных связей, а также по заряду на атоме металла. Для серебра симметричность водородных связей оказывается выше, чем для исходной системы, а для меди – ниже. Сопоставляя это с результатами экспериментов in vitro, можно заключить, что изменение этого параметра способно являться молекулярным механизмом воздействия ионного серебра.

E-mail: biosim.rg@gmail.com

Литература

1. Jo, Y.; Kim, B.H. & Jung, G. (2009), 'Antifungal Activity of Silver Ions and Nanoparticles on Phytopathogenic Fungi', Plant Disease 93(10), 1037-1043.

2. Kim, K.-J.; Sung, W.; Suh, B.; Moon, S.-K.; Choi, J.-S.; Kim, J. & Lee, D. (2009), 'Antifungal activity and mode of action of silver nano-particles on Candida albicans', BioMetals 22, 235-242.

3. Soler, J.M., Artacho, E., Gale, J.D., García, A., Junquera, J., Ordejón, P., & Sánchez-Portal, D. (2002). The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation. Journal of Physics: Condensed Matter, 14, 2745.

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИСТЬЕВ КЛЁНА ОСТРОЛИСТНОГО ПРИ ОСЕННЕМ ИЗМЕНЕНИИ ОКРАСКИ И ГРИБКОВОМ ПОРАЖЕНИИ

Харчева А.В., Хунджуа Д.А., Левыкина И.П.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Регистрация спектров флуоресценции (СФ) и кинетики медленной индукции флуоресценции (МИФ) позволяет изучать функциональную активность фотосинтетического аппарата растений и обнаруживать изменения, происходящие на самых ранних стадиях внешнего воздействия. Однако влияние патогенных грибов на пигментный состав и фотосинтетическую активность листьев растений этими методами исследовано пока недостаточно.

В работе изучены в лабораторных условиях свежесобранные листья клёна остролистного, произрастающего на территории МГУ им. М.В. Ломоносова. Исследованы здоровые листья во время осеннего изменения окраски в сентябре-октябре 2012 г. и поражённые смолистой пятнистостью клёна. Содержание хлорофиллов *a* и *b* (Хл *a* и *b*) в ацетоновых экстрактах листьев клёна измеряли методом абсорбционной спектроскопии с использованием спектрофотометра Unico. Спектры флуоресценции листьев регистрировали на флуориметре Solar CM2203. Для спектров испускания рассчитывали F_{685}/F_{740} - отношение интенсивностей полос с максимумами при 685 и 740 нм. МИФ измеряли для сегментов листьев на автоматизированном спектрометре при возбуждении широкополосным синим светом интенсивностью около 100 Вт/м² и регистрации на длине волны 686 нм. Для оценки фотосинтетической активности использовали параметр МИФ - ($F_{\rm M}$ – $F_{\rm T}$)/ $F_{\rm T}$, где $F_{\rm M}$ – интенсивность флуоресценции хлорофилла в момент достижения второго максимума (через несколько секунд после включения освещения); $F_{\rm T}$ – стационарный уровень флуоресценции (достигаемый после нескольких минут освещения).

oyndennn, napamerp wirre n ornomenne kondenrpadnin zin a n o.						
	F ₆₈₅ /F ₇₄₀		$(\mathbf{E} \mathbf{E})/\mathbf{E}$	$\mathbf{V}_{\mathbf{T}} = \mathbf{V}_{\mathbf{T}} \mathbf{k}$		
	λех =435 нм	λех=475 нм	$(\Gamma_{\rm M} - \Gamma_{\rm T})/\Gamma_{\rm T}$	$\Lambda JI u / \Lambda JI v$		
Зелёные листья	0,92±0,01	0,69±0,01	0,80±0,04			
Желтеющие листья	1,9±0,1	1,6±0,2	0,70±0,03			
Жёлтые листья	3,7±0,4		0,22±0,01	2,06±0,02		
Листья с грибковым	$0.91 \div 3.07$	$0.77 \div 2.31$	0.61+0.02			
поражением	0,71.3,07	0,77.2,51	0,01±0,02	1		

Табл. 1. Флуоресцентные характеристики листьев клёна: отношение F₆₈₅/F₇₄₀ для двух длин волн возбуждения, параметр МИФ и отношение концентрации Хл *а* и *b*.

В работе получены следующие результаты:

1. Отношение концентрации Хл *а*/Хл *b* практически одинаково для листьев различной пигментации и листьев, подверженных грибковому заболеванию.

2. Отношение F₆₈₅/F₇₄₀ монотонно увеличивается с уменьшением концентрации хлорофилла в листьях при осеннем изменении окраски от 0,92 (λех=435 нм) до 3,7.

3. Параметр МИФ (F_M – F_T)/ F_T уменьшается от 0,8 до 0,6 для пораженных грибковым заболеванием листьев с неизменившейся пигментацией (об этом свидетельствует отношение F_{685}/F_{740}).

Таким образом, применение СФ и МИФ позволяет выявить изменения фотосинтетического аппарата листьев при одновременном контроле их пигментного состава.

E-mail: harcheva.anastasiya@physics.msu.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦАМФ СИГНАЛИЗАЦИИ В ТРОМБОЦИТАХ

Шатурный В.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Тромбоциты представляют собой небольшие, дискообразные, безъядерные клетки, циркулирующие в кровотоке, которые активируются, слипаются и образуют тромб при повреждении сосуда. В отсутствии повреждения в норме тромбоциты заингибированы веществом, выделяющимся из здорового эндотелия. Таким образом, соотношение сигналов активации и ингибирования играет критически важную роль в гемостазе и тромбозе.

В организме ингибирование активации тромбоцитов преимущественно основано на повышении уровня циклического аденозинмонофосфата (цАМФ) и последующей активации протеинкиназы А (РКА). За повышение уровня циклического АМФ отвечает аденилатциклаза (АС), катализирующая превращение АТФ в 3', 5' цАМФ. В свою очередь, фосфодиэстеразы (РDE) - группа ферментов, которые катализируют гидролиз из 3', 5'-циклических нуклеотидов в неактивные 5'-нуклеотиды — оказывают противовес деятельности АС в тромбоците. Уменьшение уровня цАМФ в свою очередь способст-

вует облегченной активации тромбоцитов. Этот основной ингибирующий путь (цАМФ сигнализация) в тромбоцитах человека имеет определяющее значение для решения проблем, связанных с нежелательной активацией тромбоцитов.

Целью работы является построение математической модели, адекватно описывающей ответ системы сигнализации цАМФ на действие различных ингибиторов и активаторов.

На основе экспериментальных данных, найденных в литературе, была построена динамическая модель цАМФ сигнализации. За основу была взята модель из статьи Wangorsch *et al.* [1]. Настоящая модель описывает действие аденилатциклазы и фосфодиэстераз на уровень цАМФ, активацию протеин киназы A, а также действие различных агонистов на аденилатциклазу. Модель описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решается с помощью пакета MatLab.

Построенная модель описывает зависимость уровня цАМФ от активатора тромбоцитов в соответствии с экспериментом. В результате вычислительного эксперимента показано, что уровень цАМФ снижается на 65% при действии ингибитора аденилатциклазы, что хорошо согласуется с экспериментальными данными из статьи Wei Zhang and Robert W Colman [2].Таким образом, построенная модель адекватно описывает поведение системы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-04-31401. *E-mail:r-onald@sibmail.com*

Литература

1. Gaby Wangorsch, Elke Butt, Regina Mark, Katharina Hubertus. Time-resolved in silico modeling of fine-tuned cAMP signaling in platelets: feedback loops, titrated phosphorylations and pharmacological modulation // BMC Systems Biology. 2011. 5:178-196.

2. Wei Zhang and Robert W. Colman. Thrombin regulates intracellular cyclic AMP concentration in human platelets through phosphorylation/activation of phosphodiesterase 3A // Blood. 2007. 110: 1475-1482.

МОДЕЛЬ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТА С ПОМОЩЬЮ АДФ И ТРОМБОКСАНА А2

Шахиджанов С.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова физический факультет, Москва, Россия

Агрегация тромбоцитов в месте повреждения сосуда является основным этапом процесса формирования тромба, таким образом, обеспечивающим поддержание нормального гемостаза (остановки кровотечения), или развития патологического тромбоза, вызывающего тяжёлые заболевания сердечно-сосудистой системы. Для участия тромбоцита в процессе агрегации, ему необходимо перейти в "активированное" состояние под действием таких агонистов как АДФ, тромбоксан A_2 , коллаген и тромбин. При активации тромбоцита, он выбрасывает тромбоксан A_2 и плотные гранулы, в которых содержится АТФ и АДФ [2]. Это приводит к активации и появлению способности к агрегации у других тромбоцитов.

Экспериментальное исследование агрегации тромбоцитов осложняется одновременным действием всех агонистов, а для определения роли каждого из них необходимо построение математических моделей. Во многих современных компьютерных моделях, симулирующих этот процесс, рассматривается только активация через коллаген и тромбин. К тому же, в большинстве моделей не учитывается тот факт, что во время процесса такой активации вместе с АДФ выбрасывается также и АТФ (в отношении ½) [3]. В крови АТФ может гидролизоваться до АДФ и, следовательно, давать дополнительный вклад в активацию тромбоцитов [1]. Целью данной работы является создание компьютерной модели активации тромбоцита под действием АДФ и тромбоксана A_2 . В модели учитывается что, в крови происходит гидролиз АТФ, АДФ и тромбоксана A_2 с характерными периодами полураспада $\tau_{1/2} = 5$ мин., 4 мин. и 30 сек. соответственно. Предполагается, что тромбоциты "активированные" с помощью АДФ, могут выбрасывать только тромбоксан A_2 (в количестве 10^{-4} мкМ за характерное время 100 сек.), и не выбрасывают плотных гранул. Тромбоциты, "активированные" с помощью тромбоксана A_2 могут выбрасывать только плотные гранулы (характерное время 5 сек), содержащие АТФ и АДФ.

В результате вычислительных экспериментов была получена кинетика активации тромбоцитов в зависимости от количества тромбоцитов предварительно активированных коллагенном и/или тромбином.

E-mail: schakhidjanov.s@yandex.ru

Литература

1. S.B. Coade and J.D. Pearson: Metabolism of adenine nucleotides in human blood. Circulation Research 1989; 65: 531-537.

2. Lisa K. Jennings: Mechanisms of platelet activation: Need for new strategies to protect against platelet-mediated atherothrombosis. Thromb Haemost 2009; 102: 248–257.

3. H.J. Weiss, et al: Heterogeneity in storage pool deficiency: studies on granule-bound substances in 18 patients including variants deficient in alpha-granules, platelet factor 4, betathromboglobulin, and platelet-derived growth factor. Blood 1979; 54: 1296-1319.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛАСТИЧНОСТЬ МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ

Якушева А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Биологические структуры восприимчивы к низкоинтенсивному лазерному излучению (НЛИ), поэтому на протяжении более 40 лет в отечественной медицине широкое применение получила низкоинтенсивная лазерная терапия (НИЛТ) при профилактике и лечении ряда заболеваний. Но механизм действия НЛИ недостаточно хорошо изучен по двум причинам. Во-первых, лазерная оптика сравнительно молодой раздел науки, это связано с тем, что только 16 мая 1960 года Т. Мейман продемонстрировал работу первого оптического квантового генератора – лазера. Во-вторых, биологический объект это сложная открытая биоэнергетическая система, поэтому при их изучении рассматривается модель, которая не учитывает всех параметров системы. Вследствие этого необходимо иметь большую базу данных экспериментальных исследований, чтобы судить о процессах протекающих в объекте и о том, чем можно пренебречь в условиях решения конкретной проблемы.

В данной работе в качестве биологического объекта была выбрана клетка – эритроцит. Эритроцит представляет собой двояковогнутый диск, заполненный гемоглобином. Средний диаметр эритроцита 8 мкм, толщиной в центре примерно 1 мкм, по ободу около 2 мкм. Эта клетка стала объектом изучения, потому что она представляет наиболее простую систему, по сравнению с другими живыми клетками. Следовательно, влияние НЛИ отразится на меньшем числе параметров. В работе изменение эластичности мембраны эритроцита является макропараметром, на основе которого анализируются возможные процессы, происходящие в клетке. Возможность контролируемо изменять эластичность мембраны имеет практическое применение. Эритроцит выполняет в организме важную функцию. Он переносчик кислорода. Для обеспечения максимального газообмена эритроцит должен деформироваться, чтобы увеличить площадь взаимодействия своей стенки со стенкой капилляра. Но если мембрана эритроцитов очень жесткая, он лопнет, не выполнив своей функции. Такие дефекты этих клеток приводят к ряду заболеваний, самое распространенное из них это ишемическая болезнь сердца (ИБС).

Целью работы было определение оптимальной дозы облучения суспензии эритроцитов фотоматричным облучателем с длинами волн 570-580 нм и 650-660 нм, при которой эластичность мембраны эритроцитов повышается, но стадии гемолиза они не достигают. Работа выполнялась на основе сатьи С.Д. Захарова и А.В. Иванова «Светокислородный эффект – физический механизм активации биосистем квазимонохроматическим излучением». В этой работе приводится зависимость эластичности мембраны от времени облучения суспензии эритроцитов с антикоагулянтом (гепарином) Не-Ne лазером. В работе исследуется зависимость эластичности мембраны эритроцитов от воздействия излучения фотоматричных облучателей. Поскольку различие в длинах волн излучения неон-гелиевого лазера (632,8 нм) и фотоматричного облучателя (650-660 нм) не очень велико, к тому же в работе приводится спектр действия, мы вправе ожидать аналогичных эффектов облучения крови и в нашем случае. Также была выдвинута гипотеза, что вязкость крови связана с эластичностью мембраны эритроцитов через константу, поэтому проводились измерения вязкости крови. Все гипотезы в течение проведения работы подтвердились.



На основе графика из работы С.Д.Захарова и сотр., связывающего время облучения суспензии эритроцитов с эластичностью мембраны клеток было определено, что максимальная эластичность мембраны наблюдается в 9,3 минуты при облучении красной матрицей. По полученным нами результатам установлено, что этому времени соответствует СОЭ суспензии эритроцитов, облученной красной матрицей, равная 40 мм/ч. Но таких значений СОЭ при облучении зеленой матрицей не достигает. Возможно, СОЭ зависит от мощности излучения облучателя, но недостаточно материала, чтобы утверждать это. Также можно предположить исходя из графиков (на нашем графике СОЭ возрастает, а на представленном графике возрастает эластичность мембраны), что эластичность мембраны прямо пропорциональна СОЭ и обратно пропорциональна вязкости. Также было проверено, не выходят ли за интервал нормальных значений результаты вязкости крови, которые были получены при длительном облучении крови. Это одно из необходимых условий для использований полученных данных в медицинской практике.

В ходе экспериментов было установлено следующее:

1. Максимальная эластичность мембраны достигается при $(9 \pm 0,5)$ мин при облучении зеленым фотоматричным облучателем;

2. Значение вязкости при облучении зеленым фотоматричным облучателем в течение (9 ± 0.5) мин не выходит за рамки допустимого значения;

3. Стадии гемолиза эритроциты не достигают при облучении зеленым фотоматричным облучателем в течение 9 ± 0,5 мин;

4. При облучении красным фотоматричным облучателем имеет место выраженный гемолиз эритроцитов, поэтому критичность к дозе облучения следует ожидать значительно более заметную, чем для зеленого диапазона.

Эти результаты могут быть применены при профилактике ИБС. В работе рассчитано оптимальное время облучение суспензии эритроцитов, за которое мембрана эритроцита становится более эластичной, поэтому требуется меньше усилий, чтобы протолкнуть данную клетку в капилляр, т.е. уменьшается нагрузка на сердце во время систолы. Но в целом работа требует продолжения для сбора большего количества экспериментальных данных.

sasha95.06@mail.ru

Литература

1. С.Д. Захаров, А.В. Иванов. Светокислородный эффект – физический механизм активации биосистем квазимонохроматическим излучением, 2006

2. А.Н. Волобуев, В.И. Кошев, Е.С. Петров. Биофизический принцип гемодинамики (гидродинамика течения крови) – Самара: Самарский Дом печати, 2009

Polskie Zaklady Opyczne. BIOLAR. Поляризационно-Интерференционный микроскоп— WKC Waraszawa, 1976

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОАЛМАЗОВ

Ясунова О.С., Адельянов А.В., Горобченко О.А., Николов О.Т. Гаташ С.В.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет, Харьков, Украина

В настоящее время наноалмазы (УДА) находят широкое применение в самых разнообразных технологиях. Перспективным является использование УДА в биологии и медицине [1]. Показано, что УДА являются новым классом медицинских наноматериалов для доставки противораковых веществ к клеткам [2]. Однако неустойчивость водных суспензий УДА является серьезным препятствием для их использования в медицине. Поэтому исследования состояния воды в водных суспензиях наноалмазов представляют важную задачу как по повышению агрегационной стойкости УДА в суспензиях, так и по выявлению механизмов действия наноалмазов на биологические объекты.

В работе исследовали водные суспензии УДА детонационного синтеза производства "SINTA". (Харьков, Украина). Концентрация УДА в суспензиях составляла 0,1масс. % - 3,5масс. %. Действительную (є') и мнимую (є'') части комплексной диэлектрической проницаемости суспензий УДА измеряли с помощью метода СВЧдиэлектрометрии [3]. Измерения диэлектрических параметров исследуемых суспензий проводили на рабочей частоте 9,2 ГГц. Низкочастотную электропроводность измеряли мостом переменного тока на частоте 1 кГц. Статическую диэлектрическую проницаемость и частоту диэлектрической релаксации молекул воды в суспензиях рассчитывали по уравнениям Дебая.

Установлено, что действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости є' линейно уменьшается, а мнимая часть є" увеличивается с увеличение концентрации УДА. Кроме того обнаружено уменьшение в значениях статической диэлектрической проницаемости и частоты релаксации молекул воды с увеличением концентрации УДА. Это может быть обусловлено уменьшением количества объёмной воды в системе, а также её структурирования. Проведено сопоставление значений є_s с теоретически рассчитанными значениями эффективной диэлектрической проницаемости суспензий УДА. Рассчитана степень гидратации наночастиц УДА в суспензиях. Показано, что в водных суспензиях УДА присутствуют два типа структурированной воды.

E-mail: sunova@yandex.ru

Литература

1. Ho Dean Nanodiamonds: Applications in Biology and Nanoscale Medicine. / Dean Ho (Ed.). – Springer, 2010, XVI, 288 p.

2. Active Nanodiamond Hydrogels for Chemotherapeutic Delivery // H. Huang, E. Pierstorff, E. Osawa, D. Ho. // Nano Letters – 2007. - V. 7 (11). – P. 3305–3314.

3. Hackl E.V. Using UHF-dielectrometry to study protein structural transitions / E.V. Hackl, S.V. Gatash, O.T. Nikolov // J. Biochem. Biophys. Meth. – 2005. – V. 63(2). – P. 137–48.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОНИТОРНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ¹²С(N,2N)¹¹С В ЦЕЛЯХ КОНТРОЛЯ ЛУЧЕВОЙ НАГРУЗКИ НА БОЛЬНОГО ПРИ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Петрушевич В.Ю.

ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» Отдел медицинской физики, Москва, Россия

В мире происходит широкое внедрение протонных пучков на циклотронах в целях лучевой терапии. Так как современные установки рассчитаны на широкий профиль заболеваний, то наряду с положительным фактором универсальности установок появился отрицательный – возрос фон нейтронов. Это привело к росту радиационных последствий, уже наблюдаемых в процессе протонной терапии – возникновение вторичных опухолей и отсроченных лучевых осложнений. Для определения поглощенной зоны нейтронов использовался ТЛД на основе Al₂O₃, а для определения эквивалентной дозы изотопные альбедные ТЛД в составе ⁶LiF и ⁷LiF [1]. При этих измерениях трудно учитывать различие между терапевтической дозой облучения опухоли и эквивалентной дозой (для определения необходимой радиационной защиты больного), а также разные коэффициенты качества для двух энергетических групп нейтронов – испарительных и каскадных [3]. В данной работе применялись детекторы, в которых измеряется только быстрая часть спектра нейтронов и для детектирования была выбрана пороговая реакция ${}^{12}C(n,2n){}^{11}C$ (из числа т.н. мониторных реакций). Активность ${}^{11}C$ регистрировалась по гамма-позитронным совпадениям [2]. На действующем пучке протонов проводились эксперименты по моделированию лучевой нагрузки на органы больных при терапевтических облучениях. Выбор такого типа регистрации (вместо гамма-гамма) позволяет избежать ряда поправок на эффективность каждого канала совпадений благодаря их статистической независимости, а также повысить чувствительность метода. В результате обработки экспериментальных материалов было выяснено, что информация, полученная с помощью мониторной ядерной реакции, может быть использована для повышения точности существующих методов определения дозы вторичных нейтронной на пучках протонов с высокой энергией.

e-mail: vasil.ptr@gmail.com

Литература

1. Алексеев А.Г., Мокров Ю.В., Морозова С.В. Изучение чувствительности альбедных дозиметров нейтронной разных типов с целью коррекции их показаний. Письма в ЭЧАЯ. 2012, т.9, №2(172), с. 312-327.

2. Ничипоров Д.Ф. Абсолютная дозиметрия медицинского протонного пучка ИТЭФ на основе активационного метода. Дисс. на соискание учёной степени к.т.н. М., 2000.

3. NCRP Report No.144. Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities.Bethesda, Maryland.:2003

СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПАТИТА КОСТНОЙ ТКАНИ И КАЛЬЦИНИРОВАННЫХ ФРАГМЕНТОВ АОРТЫ КРОЛИКА ПРИ МОДЕЛЬНОМ ОСТЕОПОРОЗЕ

Хижняя Я.В.

Сумской государственный университет, Медицинский институт, Сумы, Украина Кальцификация аорты и коронарных артерий широко распространены у пожилых и могут являться основой сердечно-сосудистой заболеваемости и смертности, при этом они связаны с признаками резорбции костей и переломами позвоночника [1-4].

Цель исследования - изучения структурных характеристик апатита костной ткани и кальцинированных фрагментов аорты кролика при модельном остеопорозе.

Рентгендифракционные исследования структуры материалов были выполнены на дифрактометре ДРОН4-07 («Буревестник», Россия).

Просвечивающая электронная микроскопия с электронной дифракцией была реализована на приборе ПЭМ-125К (SELMI, Украина).

Рентгеновские дифрактограммы образцов апатита костей кролика, отожженных при 900°С кроме хорошо выраженной фазы гидроксиапатита $Ca_{10}(PO_4)_6(OH)_2$ имеют признаки кристаллической фазы октакальций фосфата $Ca_8H_2(PO_4)_6\cdot 5H_2O$. Это свидетельствует о дефиците кальция в исходном апатите костной ткани, поскольку соотношение Ca/P в $Ca_8H_2(PO_4)_6\cdot 5H_2O$ (1,33) значительно ниже, чем в стехиометрическом гидроксиапатите (1,67).

Электронномикроскопическое изображение и картина электронной дифракции для образца патологического кальцификата аорты кролика, отожженного при 900°С, (представлены ниже) подтверждает то, что основным минералом кальцификата является апатит. Кристаллы после отжига становятся большими (200-500 нм) с характерной для апатита формой (огранка частиц соответствует гексагональной симметрии).

Согласно данным комплексных исследований (рентгеновская дифракция, электронная микроскопия), патологический кальцификат образца аорты кролика при модельном остеопорозе с точки зрения кристаллохимии представляет собой апатит кальция Ca₁₀(PO₄)₆(OH)₂. Температурный рост кристаллов патологического кальцификата аорты (при отжиге 900 °C) происходит так же как и в случае биоапатита костной ткани.

E-mail: knvova@rambler.ru

ГЕОФИЗИКА

Председатель: проф. Максимочкин Валерий Иванович



ТЕКТОНИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СОВРЕМЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ КОРЫ ВЫСОКОЙ АЗИИ^{*}

Алексеев Р.С.

¹ - Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН, ² – МГУ им. Ломоносова, физический факультет

В этой работе будет представлено продолжение исследований современного напряженного состояния в земной коре внутриконтинентальных орогенов Азии [Алексеев, Ребецкий, 2011, 2012]. Если в предыдущие два года реконструкция напряжений выполнялась для земной коры Средней Азии, частично захватывая области Гималаев и Тибета, то в этом году район изучения напряжений полностью охватил кору Высокой Азии (рис. 1), в которую входят Гималаи, Тибет, Гиндукуш, Кунь-Лунь, Тянь-Шань, а также разделяющие их внутригорные и межгорные впадины и передовые прогибы (Тарим, Чуйская и др.). Для реконструкции напряжений использовался метод катакластического анализа разрывных смещений, разработанный в лаборатории тектонофизики ИФЗ РАН [Ребецкий, 2007]. Исходными данными для анализа напряжений являлся каталог механизмов очагов Global CMT, размещенный на сервере геологической службы США. Сформированный их этих данных региональный каталог механизмов насчитывал 1294 событий с диапазоном магнитуд 4.5<Mb<8 за период времени 1976 г по 2010 г. Реконструкция напряжений осуществлялась для масштаба осреднения, отвечающему коре в целом (50-70 км). Шаг сетки был подобран оптимальным образом для каждой области. Расчеты выполнены для 574 квазиоднородных доменов при минимальном числе землетрясений в однородной выборке 6.



Рис. 1. Топография территории Высокой Азии, для коры которой выполнялась реконструкция природных напряжений (прямоугольником выделен район исследований напряжений).

Доклад признан одним из лучших в подсекции
Расчеты показали, что ориентация осей максимального сжатия в исследуемом регионе в основном имеет субмеридиональное и юго-восточное простирание, но есть также участки, где эти оси ориентированы на северо-восток (кора западной части Таримской плиты, северо-западная часть Иранского нагорья) и даже субширотно (Восточный Гиндукуш и западная часть Памира). Погружение этих осей в основном на юг, однако в области с субвертикальной ориентацией этих осей они погружены на северовосток. Оси максимального девиаторного растяжения ориентированы субширотно. В коре западной части Таримской плиты и для коры северо-западных Гималай, на север северо-восток для коры горных областей Гиндукуша и имеют крутое, субвертикальное погружение для Западного Тянь-Шаня и участков западного Памира. Так же имеются области, где оси максимального растяжения имеют северо-западное простирание (кора западной части Гималай и области западного Тибета). Подобная ориентация соответствует геодинамическому режиму, близкому к горизонтальному растяжении (см. рис. 2). Для коры западной части Таримской плиты и сопредельных к ней участков имеет место обратная ситуация. Здесь оси главного девиаторного растяжения имеют крутое погружения, а оси максимального сжатия пологие, что соответствует геодинамическому режиму, близкому к горизонтальному сжатию (рис. 2) Для участка коры южного Гиндукуша обе эти оси главных напряжений субгоризонтальны, что определяет близость геодинамического режима к горизонтальному сдвигу (рис. 2).



Рис. 2. Тип напряженного состояния - геодинамический режим, (красными тонами выделены области гор. сжатия, синими- гор. растяжения, желтыми – гор. сдвиг).

Как следует из рис. 2 основным типом геодинамического режима является горизонтальное сжатие и горизонтальный сдвиг. Существуют также участки горизонтального растяжения, которые практически полностью приурочены к коре западной части Таримской плиты и северо-западной части Гималай. Вид тензора напряжений – эллипсоида напряжений близок к чистому сдвигу и его сочетанию с одноосным сжатием и одноосным растяжением. В коре западной части Таримской плиты имеется большое число доменов с видом эллипсоида напряжений близким к одноосному растяжению.

Выражается благодарность Ребецкому Ю.Л.

Литература

1. Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность горных массивов. М.: Академкнига. 2007. 406 с.

2. Алексеев Р.С., Ребецкий Ю.Л. Тектоническое поле современных напряжений Средней Азии // Современная тектонофизика. Методы и результаты. Материалы первой молодежной школы семинара. М.: ИФЗ. 2011. Т 1. С. 284-289.

3. Алексеев Р.С., Ребецкий Ю.Л. Тектоническое поле современных напряжений Юго-Восточной и Средней Азии // Третья тектонофизическая конференция в ИФЗ РАН. Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле: Тезисы докладов Всероссийской конференции. Т. 1. М.: ИФЗ. 2012

О МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА СИГНАЛ/ШУМ НА ПРИМЕРЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОСИГНАЛА В КАНАЛЕ ЗЕМЛЯ - ИОНОСФЕРА

Белов С.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Дистанционные радиофизические методы изучения свойств земной поверхности (как и оптические) основаны на исследовании свойств структуры электромагнитных полей, взаимодействующих с облучаемыми средами [1].

Решая полную обратную задачу по поведению возвращённого сигнала и при использовании адекватной модели, возможно судить о диэлектрических свойствах, поглощении, структуре и движениях исследуемых объектов.

Возможность размещать упомянутую аппаратуру дистанционной диагностики на летательных аппаратах, в том числе и на космических аппаратах, позволила обозревать большие участки поверхности, вплоть до глобальных масштабов, осуществляя контроль, мониторинг и картирование одновременно различных параметров атмосферы, гидросферы и литосферы в интересах изучения взаимосвязи и прогноза происходящих в них процессов.

Следует отметить два основных преимущества дистанционной диагностики поверхности Земли в коротковолновом диапазоне радиоволн: всепогодность радиометода, что важно особенно при глобальном обзоре; большая проникающая способность, позволяющая изучать до определённых глубин подпочвенные структуры.

Настоящие исследования посвящены решению задачи дистанционной диагностики "шероховатых" поверхностных и подповерхностных диэлектрических структур в декаметровом диапазоне радиоволн и проблеме оценки интегральной рассеивающей способности земной поверхности в диапазоне декаметровых радиоволн (10 ÷ 100 м) методами дистанционной диагностики. Выбор диапазона позволяет учитывать подповерхностный слой толщины порядка длины волны падающего излучения. Интерпретация получаемых данных производится на основе статистической мультипликативной модели сигнала [1, 2]. Тестирование метода получения параметра рассеивающей способности земной поверхности сигнал/шум в указанной модели произведено на примере двукратного отражения зондирующего сигнала при его вертикальном распространении [2] (при использовании искусственного спутника Земли сигнал дважды проходит через атмосферу и ионосферу).

В ходе работы рассматривались вопросы чувствительности модели по изучаемому параметру [2, 3]. Располагая синхронной информацией о волне, отражённой от ионосферы, и о волне, отражённой от земли и ионосферы (или дважды прошедшей ионосферу при зондировании со спутника), можно извлекать информацию о параметре рассеяния.

E-mail: Belov Sergej@mail.ru

Литература

1. Миркотан С.Ф., Белов С.Ю., Захаров В. И. Дистанционная диагностика "шероховатой" земной поверхности в коротковолновом диапазоне радиоволн. // Радиотехника и электроника. 1999, том 44, № 10, с. 1190 – 1194.

2. Миркотан С.Ф., Белов С.Ю. О параметре возмущённости неоднородной флуктуирующей ионосферной плазмы. // Радиотехника и электроника. 1998, том 43, № 11, с. 1382 – 1383.

^{3.} Белов С.Ю. Методы оценки параметра сигнал/шум в коротковолновом диапазоне радиоволн. // Физические проблемы экологии (Экологическая физика) №16. Сборник научных трудов под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: МАКС Пресс. 2010. С. 31-38.

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА РАЗВИТИЕ ТЕЧЕНИЙ В НЕГЛУБОКОМ ВОДОЕМЕ В ПЕРИОД ФОРМИРОВАНИЯ ВЕСЕННЕГО ТЕРМОБАРА

Горшкова Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В пресных озерах умеренных широт существует ряд различных явлений, приводящий к пространственно-временным изменениям структуры течений и температурных полей. К числу таких явлений относится термобар, возникающий в период весеннего нагрева и осеннего охлаждения водоемов и представляющий собой фронтальный раздел с температурой максимальной плотности $T_{max} = 4^{\circ}C$ от поверхности до дна, где сходится вихревые структуры, возникшие справа и слева от него. Термобар разделяет водоем на две области, препятствуя обмену веществом и энергией между ними. Особенность развития течений и термобара в водоемах в этот период зависит от условий, в которых термобар зародился. Как показано в работе [1] (Рис.1), при формировании термобара в водоеме свободном ото льда (а) и еще полностью не освободившемся от него (б) структура течений различна.



Рис. 1. (а) и (б) -поля распределения температуры (*T*) и функции тока (ψ) через 8.5 ч и (в)- через 2.8 ч после начала прогрева водоема. Термобар зародился в водоеме свободном ото льда (а), (в) и частично покрытого льдом в центральной области (б). Глубина водоема – 10 м, ширина – 750 м.

Во втором случае у кромки льда в центре водоема зарождается вихревая структура (глубинный вихрь-ГВ), которая способствует образованию в этой области большого горизонтального градиента температуры. Это препятствует перемещению термобара к центру водоема и замедляет его прогрев.

Особая ситуация в развитии термогидродинамических процессов в водоеме в этот период связана с ветровым воздействием на водную поверхность. Поэтому исследование влияния ветра на формирование полей температуры и течений в водоеме представляет большой интерес. В работах [2,3] исследуется влияние ветра на структуру течений в водоеме в случае (а). Однако для исследования термогидродинамической ситуации, описанной во втором случае, подобных исследований не проводилось.

В настоящей работе с помощью математического моделирования исследуются особенности течений в пресном водоеме весной в период существования термобара (сформировавшегося в период таяния ледового покрова) под влиянием ветрового воздействия различной силы и направления.

Задача решается численно на основе нелинейной системы уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, уравнений теплопроводности, неразрывности и состояния пресной воды с учетом ее аномальных свойств в районе 4°C. Движение жидкости рассматривается в неглубоком водоеме с наклонным дном (Puc.1).

При отсутствии ветрового воздействия на поверхность воды, структура течений и распределение температуры в водоеме через t=0.28 часа представлены на Рис. 1,в. Ветровое воздействие существенно влияет на термогидродинамические процессы в нем. При ветре, направленном к берегу (Рис. 2,а) друг другу противостоят две силы.



Рис. 2. Поля распределения температуры (*T*) и функции тока (ψ) через 2.8 ч после начала расчетов для скоростей ветра V=0, 1, 3, 7 м/с. (а) – ветер направлен к берегу и (б) - ветер направлен от берега.

Сила, связанная с плотностной неустойчивостью приводит к образованию термобара и конвективных структур справа и слева от него. Этой силе противодействует сила, связанная с ветровым воздействием, направленная к берегу. При ветре, направленном от берега (Рис. 2,б), плотностная неустойчивость, способствующая перемещению термобара от берега, и ветровое воздействие оказывают влияние в одном направлении.

Уже небольшой по силе ветер (V=1 м/с (Рис. 2,а) и V= -1 м/с (Рис. 2,б)) меняет картину течений в водоеме. Образовавшиеся вихри имеют разный размер. В зависимости от направления ветра наблюдается разный наклон области их схождения. В случае увеличения скорости ветра, направленного

к берегу, антициклонический вихрь (слева от термобара) постепенно захватывает весь водоем, сохраняя при этом в центре глубинный вихрь, зародившийся у кромки льда. При этом ГВ не влияет на скорость перемещения области схождения вихрей. В противном случае, прибрежный циклонический вихрь увеличивается в размере. После достижения им границы глубинного вихря, который препятствует дальнейшему его перемещению, резко замедляется увеличение прибрежного вихря и скорость перемещения его к центру водоема.

С увеличением скорости ветра, область дивергенции водных масс и фронтальный раздела с температурой максимальной плотности (термобар) отстоят друг от друга все на большее расстояние. Таким образом, трактовка термобара как области схождения водных масс в районе изотермы 4°С неправомерна уже при небольших скоростях ветра.

В заключении хочу выразить благодарность своему научному руководителю, кандидату физ.-мат. наук, Блохиной Наталии Сергеевне за поставленную научную задачу и помощь в ее решении.

E-mail: nataliagorshkova@gmail.com

Литература

1.Блохина Н.С. Орданович А.Е. Влияние ледового покрова водоема на развитие весеннего термобара // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. №1.

2. Н.С. Блохина, Д.А. Соловьев Влияние ветра на динамику развития термобара в период весеннего прогрева водоема // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия 2006. №3.

3. Malm J. Thermal Bar Dynamics - Springtime Thermo- and Hydrodynamics in Large Temperate Lakes. PhD. Dissertation, Rep. 1012, Dept. of Water Resources Eng., Lund Univ., Sweden. 1994. 248pp.

О ГЕОМАГНИТНОМ ПРЕДВЕСТНИКЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Иванов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Наряду с сейсмическими предвестниками землетрясений в научной литературе уделяется также внимание и разработке несейсмических предвестников. Известно [1,2], что в период подготовки и во время землетрясения в районе очага могут существенно изменяться геофизические поля, которые можно использовать для разработки предвестников землетрясения. В связи с этим нами была проведена запись суточных вариаций геомагнитного поля в сейсмоактивном районе с помощью протонного магнитометра GSM-19GW версии 7.0 фирмы GEM, установленного в точке с координатами 43°44' с.ш., 42°39'в.д. на высокогорной научной станции ИФА РАН на горе Шиджатмаз. Запись величины геомагнитного поля проводилась с интервалом в 5 секунд.

В течение 112 дней с 10 августа по 1 декабря 2012 года в основном наблюдалась характерная суточная вариация геомагнитного поля заключающаяся в уменьшении величины поля в дневные часы на 30 нТл летом и на 15 нТл зимой.

Среднесуточное значение геомагнитного поля за период наблюдений изменялось в пределах от 49 780 нТл до 49 825 нТл, расчёт геомагнитного поля для точки наблюдения по модели ССМ даёт величину 49 712 нТл [4].

В декабре в данном регионе произошли два землетрясения: первое – 15 декабря 2012 года, координаты гипоцентра 44°22'с.ш. 42°22'в.д. (в 70 км от станции наблюдения), магнитуда 5,2; второе – 25 декабря 2012 года, координаты гипоцентра 42°31'с.ш. 40°59'в.д. (в 190 км от станции), магнитуда 5, 3 [5].

Установлено, что характер суточной вариации геомагнитного поля перед первым землетрясением за 14 дней существенно изменяется, становясь более хаотичным, теряется связь с суточным ритмом. После первого землетрясения характер суточных вариаций практически восстанавливается на 2 суток, после чего опять становится хаотичным. Через 8 дней после второго землетрясения характер суточных вариаций становится нормальным за редкими исключениями.

Изменение величины геомагнитного поля при подготовке и во время землетрясения может быть обусловлено пьезомагнитным эффектом - изменением намагниченности горных пород при перераспределении тектонических напряжений [3]. Величина пьезомагнитного эффекта b=0,2 (%/МПа), определенная нами при лабораторных исследованиях базальтов, может обеспечить наблюдаемые изменения среднего значения геомагнитного поля.

Второй причиной изменения геомагнитного поля в период подготовки землетрясения может быть пьезоэффект (перераспределение электрических потенциалов в горных породах из-за изменения их напряженного состояния), который влияет на токи в ионосфере, что может приводить к изменению геомагнитного поля [2].

E-mail:aa.ivanov@physics.msu.ru

Литература

1. Лантухов А.И. Расчёт электромагнитного отклика в атмосфере на изменение земных токов перед землетрясением. Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т.40, № 6, с.133-137.

2. Сорокин В.М., Чмырёв В.М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф. Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т.42, № 4, c.821-830.

3. Максимочкин В.И. О связи вариаций геомагнитного поля с сейсмическими событиями. Физические проблемы экологии(экологическая физика), 2011. М.:Макс Пресс. с. 498-507.

4. www.omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm vitmo.html (Расчёт нормального геомагнитного поля).

5. www.ceme.gsras.ru/ccd.htm (Геофизическая служба РАН, каталог землетрясений).

ВСПЛЕСК ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КАПЛИ С ЖИДКОСТЬЮ

Ильиных А.Ю.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

Столкновение капли жидкости с поверхностью слоя другой (подстилающей) жидкости инициирует ударное взаимодействию, которое сопровождается различными течениями на поверхности и в толще подстилающей жидкости, переносом вещества из капли в подстилающую жидкость и выбросом мелких капель в воздух. Изучение эволюции процессов, инициированных проникновением свободно падающей капли в слой подстилающей жидкости, является классической задачей гидродинамики. Исследования картины течений, возникающих при указанном взаимодействии, продолжаются более полутора столетий. В первых работах [5, 6] были получены впечатляющие фотографии течений, которые не потеряли своей ценности до настоящего времени. В теоретических работах в основу физической модели возникающих течений была положена теория кумулятивного эффекта в приближении идеальной жидкости (т.е. процессы теплопроводности и вязкости считались несущественными), картина течений для упрощения предполагалась симметричной [1, 2]. Таким образом, механизмы переноса вещества капли в толще подстилающей жидкости, выброса в воздух вещества капли и жидкости в виде струи, необходимые для решения ряда экологических и технологических проблем остаются неизученными. Механизмы возникновения и развития тонких структур, т.е. течений, масштаб которых на порядок меньше масштаба течений, описанных в предложенной модели всплеска, также неизвестны и не имеют объяснения, но играют важную роль в рамках гидродинамики.

В данной работе исследовались течения, возникающие на поверхности и в толще покоящейся жидкости, вследствие ударного взаимодействия с одиночными однородными каплями жидкости диаметром $D = 2, 4 \div 2, 7$ мм, свободно падающими в поле силы тяжести при атмосферном давлении и комнатной температуре ($T \sim 20^{\circ}$ C). Исследования проводились в режиме формирования выраженной центральной кумулятивной струи [4], который задается путем выбора высоты свободного падения капли. В большинстве проведенных опытов эта высота была равной h = 480 мм. Для опытов были изготовлены оптические кюветы различного размера, в которые помещалась чистая дегазированная водопроводная вода, разбавленные чернила, подкрашенный этиловый спирт и подсолнечное масло. В мишени свободно падали капли чистой воды, а также водных и спиртовых растворов красителей.

К размерным параметрам задачи относятся характеристики жидкостей (падающей капли и принимающего слоя жидкости) – плотности ρ_d и ρ_t , вязкости η_d , η_t , коэффициенты поверхностного натяжения σ_d , σ_t ; характеристики среды, в которой происходит ударное взаимодействие (температура *T*, давление *p*), а также условия эксперимента (диаметр D_d и высота свободного падения капли *h*, глубина слоя жидкости h_m). Отношения размерных параметров образуют большое число безразмерных комбинаций: числа Рейнольдса характеризующие относительную роль эффектов диссипации для течений в остатке капли $\text{Re}_d = \rho_d U_d D_d / \eta_d$, где U_d – скорость падения капли в точке контакта, и в принимающей жидкости $\text{Re}_t = \rho_t U_t L_t / \eta_t$ с характерными масштабами скорости U_t и длины L_t ; отношение коэффициентов поверхностного натяжения $\text{R}_{\sigma} = \sigma_t / \sigma_d$, определяющее направление приповерхностных течений, обусловленных градиентами поверхностного натяжения (конвекция Марангони); число Фруда $\text{Fr}_d = U_d^{-2}/gD_d$, характеризующее соотношение между силой инерции и внешней силой тяжести; число Вебера $\text{We}_d = \rho_d U_d^{-2} D_d / \sigma_d$, определяющее отношение инерции капли к поверхностному натяжению, и другие.

В режиме формирования выраженной центральной кумулятивной струи были выделены, визуализированы и проанализированы следующие фазы процесса: 1. свободное падение капли, в котором сохраняются затухающие объемные колебания и происходит деформация формы, отражающая распределение давлений по поверхности капли;

2. первичный контакт капли с поверхностью жидкости. Из области контакта капли с подстилающей жидкостью в воздух и в толщу жидкости в радиальном направлении с большой скоростью разлетаются тонкие струйки, образующие веер брызг;

3. формирование на поверхности жидкости углубления со сферическим дном (каверны), которое окружает выступающий над поверхностью жидкости цилиндрический венец с шевроном – волновыми гребнями. С вершин выступов шеврона эжектируются тонкие струйки и последовательности капель;

4. фаза распада короны. Ореол брызг постепенно опадает и сглаживается, сферическое углубление теряет свою форму из-за набегающих потоков жидкости, на дне углубления зарождается кумулятивная струя;

5. эжектирование центральной кумулятивной струи с каплей на вершине. При отрыве капли на поверхности кумулятивной струи возникают тонкие поверхностные волны. Из точки контакта в подстилающую жидкость радиально разлетаются тонкие петлистые структуры;

6. распад кумулятивной струи на отдельные капли (падение которых может вызвать эжектирование вторичных, более тонких, кумулятивных струй – стримеров). [3]

Среди наиболее интересных и важных результатов следует отметить следующие.

— линия первичного контакта капли с подстилающей жидкостью является кусочногладкой, формы каверны, поверхностных волн, центральной кумулятивной струи и вихревых колец, погружающихся на дно бассейна, имеют многогранный характер.

- на стенках каверны и венца возбуждается большое число капиллярных волн,

— регулярную картину радиального переноса формируют длинные двойные петлистые струйки. В процессе переноса массы также активно участвуют короткие петлистые струи.

— при различии коэффициентов поверхностного натяжения жидкости капли и подстилающей жидкости на поверхности подстилающей жидкости наблюдаются дополнительные быстрые течения (конвекция Марангони), сопровождающие весь процесс ударного взаимодействия и существующее продолжительное время после его завершения.

e-mail: *ilinykh@ipmnet.ru*.

Литература

1. Майер В.В. Кумулятивный эффект в простых опытах. М.: Наука. 1989. 192с.

2. Тришин Ю.А. Физика кумулятивных процессов. Новосибирск: ИГиЛ СО РАН. 2005. 324с. 3. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Тонкая структура всплеска при падении капли на свобод-

ную поверхность покоящейся жидкости. Доклады Академии Наук, 2011, №6, стр. 768-773. 4. Воір М. The transition regime between coolessing and splacking drop (// L Eluid Mach. 100)

4. Rein M. The transition regime between coalescing and splashing drop // J. Fluid Mech. 1996. V.306. P.145-165.

5. Thomson J.J., Newall H.F. On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // Proc. R. Soc. London. 1885. V. 29. P. 417-436.

6. Worthington A.M. The splash of the drop. Series "The romance of science" Published by Society for Promoting Christian Knowledge: N. Y.- London: E. & J.B. Young & Co. 1895.

ВЛИЯНИЕ ГЕОИДЕАЛЬНОЙ ФОРМЫ ЗЕМЛИ НА ГЕОСТРОФИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

Стреблянская Н.В., Крупкин А.А.

Северо-Кавказский федеральный университет, институт естественных наук, Ставрополь, Россия

При формулировке уравнений динамики атмосферы общепринятым является представление о сферической форме поверхности Земли. Целью наших исследований является изучение влияния геоидеальной формы Земли на динамику атмосферы. В настоящей работе исследуется влияние геоидеальной формы Земли на возмущения изобарической поверхности в геострофическом состоянии атмосферы.

Запишем уравнение динамики атмосферы в векторном виде [1-3]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \mathbf{g}_0 - \frac{1}{\rho_i}\nabla p + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0] + \omega_0^2 \mathbf{R} + \mathbf{f}_{\mathrm{Tp}}, \qquad (1)$$

где \mathbf{g}_0 – ускорение силы тяготения; ∇p – градиент давления; $2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0]$ – кориолисово ускорение; $\omega_0^2 \mathbf{R}$ – центробежное ускорение, $\mathbf{f}_{_{\mathrm{Tp}}}$ – удельная сила трения.

В состоянии статики атмосферы, когда v = 0, уравнение запишется в виде [1-3]

$$0 = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_{\rm e}} \nabla \overline{p} \,,$$

где $\mathbf{g} = \mathbf{g}_0 + \omega_0^2 \mathbf{R}$.

Отсюда следует, что в состоянии статики изобарические поверхности перпендикулярны вектору ускорения свободного падения, то есть параллельны геоидальной поверхности Земли.

При установившемся движении $d\mathbf{v}/dt = 0$ изобарические поверхности, имеющие геоидальную форму, возмущаются, поэтому давление можно представить в виде $p = \overline{p} + p_s$. Плотность воздуха в приближении Буссинеска представим в виде [1-3]

$$\rho_{\rm i} = \rho_{\rm e} (1 - \alpha \Delta T)$$

Поэтому уравнение установившегося движения в отсутствии трения $\mathbf{f}_{\mathrm{Tp}} = 0$ запишется в следующем виде:

$$-\frac{\alpha\Delta T}{\rho_{\rm e}}\nabla\overline{p} - \frac{1}{\rho_{\rm e}}\nabla p_{\rm s} + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_{\rm 0}] = -\alpha\Delta T\mathbf{g} - \frac{1}{\rho_{\rm e}}\nabla p_{\rm s} + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_{\rm 0}] = 0.$$

Отсюда вектор скорости геострофического ветра равен [3]

$$\mathbf{v}_{g} = \frac{1}{2\omega_{0}\rho_{e}(\mathbf{k},\mathbf{k}_{0})} [\mathbf{k},\nabla p_{s}], \qquad (2)$$

где \mathbf{k} – единичный вектор, направленный вертикально вверх по направлению оси z, перпендикулярной геоидальной поверхности Земли; \mathbf{k}_0 – единичный вектор, направленный по направлению угловой скорости вращения Земли.

Проекции угловой скорости вращения Земли определяются выражением (2).

Вертикальной скоростью в выражении для проекции скорости геострофического ветра можно пренебречь. Допустим, что $\frac{\partial p_s}{\partial z} = 0$, тогда горизонтальные проекции скорости геострофического ветра запишутся в виде:

$$u_{g} = -\frac{1}{2\omega_{0}\rho_{e}\sin\varphi}\frac{\partial p_{s}}{\partial y},$$

$$v_{g} = \frac{1}{2\omega_{0}\rho_{e}\sin\varphi}\frac{\partial p_{s}}{\partial x},$$

$$u_{g} = -\frac{\alpha g}{2\omega_{0}\cos\varphi}\Delta T.$$
(3)

Рассматривая частный случай, при $-\partial p_s/\partial y > 0$, $-\partial p_s/\partial x = 0$ вдоль оси *у* возмущение давления при установившемся движении будет падать в направлении от экватора к полюсу (в глобальном масштабе это наблюдается в атмосфере), геострофический ветер будет направлен с запада на восток, т.е. будет наблюдаться западный поток. Следовательно, направление геострофического ветра обосновывает преобладание западного переноса в атмосфере. Из (3) следует, что для возникновения зонального западного переноса градиент давления вдоль меридиана должен быть равен:

$$\left(-\frac{\partial p_{\rm s}}{\partial y}\right)_{\rm kp} = -\rho_{\rm e}\alpha g \cdot \mathrm{tg}\varphi \cdot \Delta T \; .$$

Полученные формулы для проекций геострофического ветра отличаются от известных выражений тем, что величина p_s есть отклонение от геопотенциальной поверхности, то есть ее возмущение.



Рис. Градиент давления вдоль меридиана на разных широтах (1: ϕ =75, 2: ϕ =45, 3: ϕ =15)

Исследуя возмущение геопотенциальной поверхности в зависимости от температуры с учетом геоидеальной формы Земли, установлено, что возмущение геопотенциальной поверхности, ее отклонение от статического состояния, увеличивается по модулю с увеличением функции перегрева и широты местности.

Работа выполнена под научным руководством профессора Закиняна Р.Г. *E-mail: nata379k@mail.ru*

Литература

1. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986, Т. 1, 399 с.; Т. 2, 416 с. 2. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1991, 295 с.

3. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984, т.1, т.2, 811 с.

АПРОБАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОБЛАЧНОЙ КОНВЕКЦИИ ВЛАЖНОГО И СУХОГО ВОЗДУХА

Летунова Н.С.

Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

В работе [1] разработана модель облачной конвекции для сухого и влажного, окружающего облако, воздуха, а также представлена методика расчета параметров конвекции воздушной частицы.

Проекции скоростей воздушной частицы имеют вид:

$$u = Z'X = k(\widetilde{N}_{Ba})_{\kappa} \frac{\widetilde{z}_{1} + (z - z_{\kappa}) - k_{1}(z - z_{\kappa})^{2}}{\sqrt{2(z - z_{\kappa})\left[\widetilde{z}_{1} + \frac{(z - z_{\kappa})}{2} - \frac{k_{1}}{3}(z - z_{\kappa})^{2}\right]}} \cos kx,$$
(1)

$$w = -ZX' = k \left(\widetilde{N}_{Ba} \right)_{K} \sqrt{2 \left(z - z_{K} \right) \left[\widetilde{z}_{1} + \frac{\left(z - z_{K} \right)}{2} - \frac{k_{1}}{3} \left(z - z_{K} \right)^{2} \right]} \sin kx \,. \tag{2}$$

Анализ полученных результатов показал, что чем ближе значение градиента массовой доли водяного пара к критическому, тем вертикальный размер конвективной ячейки становится больше. При этом, в облачном слое, в отличие от подоблачного, распределение скорости имеет не симметричный характер и уровни максимальной вертикальной скорости находятся во второй половине облака.

На основе представленной модели разработана методика расчета параметров конвекции в атмосфере, реализованная в программе Radiosonde 1.3. Исходными данными для практических расчетов служат данные радиозондирования, осуществляемого на метеостанциях Минеральные воды, Дивное. Для раскодировки данных радиозонда, представляющих интерес для оценки условий возникновения конвекции была разработана программа по расшифровке данных температурно-ветрового зондирования атмосферы по коду KH-04 – Radiosonde 1.3 [2].

Составлены алгоритмы расчета параметров конвекции сухого и влажного воздуха. Получен метод расчета количества и интенсивности выпадения осадков с учетом водности облаков, а также с учетом аналитических выражений для вертикальных профилей скорости восходящего потока и функции перегрева.

Показано, что количество осадков зависит от толщины слоя между уровнем максимальной водности и уровнем конвекции, названного зоной формирования осадков

$$h_{\nu} = \frac{\pi^2}{4} \frac{K}{\rho_{\star}} \frac{u_0}{v_{\text{nor}}} \sqrt{\frac{\alpha \varepsilon (z_w - z_{\kappa})^5}{81(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}},$$
(3)

где V_{пот} – горизонтальная скорость потока, определяется по картам барической топографии AT-500. В полученном выражении учитывается распределение водности в облаке. Выражение для интенсивности выпаления осалков имеет вид:

$$I_{\rm M} = \frac{h}{t} = \frac{\pi^2}{8} \frac{K}{\rho_{\rm w}} \frac{u_0}{v_{\rm not}} \frac{w_m^2}{\sqrt{g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}}.$$
(4)

Проведен сравнительный анализ методов прогноза параметров атмосферы.

В табл. 1 приводятся результаты расчетов по разработанному методу прогноза, основанного на двумерной влажноадиабатической модели конвекции с учетом и без учета поправочного уровня конвекции [3], методу ГМЦ (Глушковой-Лапчевой) 1а и 1б, методу Гораль и сравниваются с фактическим количеством выпавших осадков.

Табл. 1.

Пункт Дата	Мин. Воды (37054) 22.04.2012 16:00							
	M I	Іетод `МЦ	Метод Д	ДВМК	Метод с попра уровнем в	ДВМК вочным сонвекции	Мотол	Фактиче- ское ко-
Параметры	1a	16	ур. конд. по станд. мет.	ур. конд. по мет. ГМЦ	ур. конд. по станд. мет.	ур. конд. по мет. ГМЦ	Гораль	личество осадков, мм
Максимальное количество осадков, мм	2	0,3	5	10	26	86	K=1,0(+) A=0,2(-) dHp=110	Мин. Во- ды 21-25 мм МРЛ
Интенсивность выпадения осадков, мм/ч	-	-	5	12	34	153	м (-) 1 вып- мых ус-	(срок 12:00 UTC)
Максимальная скорость вос- ходящих пото- ков, м/с	5	0	2	4	5	13	ловия	

Результаты расчетов показали высокий уровень оправдываемости метода ГМЦ и разработанного метода на основе ДВМК без учета поправочного уровня конвекции. Модель ДВМК с учетом поправочного уровня конвекции показала завышенные значения максимального количества осадков.

E-mail: letunova-90@mail.ru

Литература

1. Симахина. М.А. Условия возникновения и методика расчета параметров конвекции в атмосфере: дис. канд. физ.-мат. наук : 25.00.30. Нальчик, 2011.106с

2. Сухов С.А., Закинян Р.Г. Автоматизированный комплекс краткосрочного прогноза параметров атмосферы // Материалы I Международной научно- практической конференции (30.04.2011).

3. Сухов С.А., Закинян Р.Г. Автоматизированный комплекс краткосрочного прогноза параметров атмосферы «Радиозонд». // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, № 2012610272., 2012.

РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОДХОДА ПРИ ИЗУЧЕНИИ ОПАСНЫХ ЭКЗОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Набока М.В.

Муромский институт (филиал) федерального государственно бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Владимирский Государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых» г. Муром Владимирской обл., Россия

Экзогенные процессы - это различные рельефообразующие процессы, происходящие на поверхности Земли и в самых верхних частях земной коры. К ним относятся выветривание, эрозия, денудация, абразия, деятельность ледников и др. Экзогенные процессы обусловлены главным образом энергией солнечной радиации, силой тяжести и жизнедеятельностью организмов. Экзогенные процессы образуют преимущественно формы мезо и микрорельефа.

Каждый тип экзогенных процессов имеет свои особенности и поэтому необходимо проводить мониторинг целого ряда параметров. В настоящее время в основном используются геофизические методы исследования, такие как сейсмоакустические и электромагнитные методы.

Как правило, эти методы применяются независимо друг от друга, но существует возможность их комплексирования с целью повышения достоверности данных о геологическом строении верхней части разреза. В случае совместного воздействия сейсмических и электрических полей на геологический разрез имеется возможность получения дополнительной информации об объекте геодинамического контроля.

Если представить исследуемую среду как изотропную материю, состоящую из проводящих частиц с проводимостью σ_1 и вмещающей среды с проводимостью σ_2 , то такую среду возможно представить эквивалентной схемой, показанной на рис. 1.

 x_1

Рис. 1. Эквивалентная схема исследуемой среды.

В этом случае сейсмическое воздействие должно оказывать влияние на активные и реактивные характеристики исследуемой среды. То есть при помощи сейсмического воздействия появляется возможность более детально проводить исследования горных пород. В этом случае в контролируемые параметры добавляется дополнительная информация, которая особенно сильно проявляется на комбинационных частотах воздействия.

Таким образом, использование комплексного подхода при исследовании горных пород позволяет использовать преимущества сейсмического и электромагнитного методов.

Автор выражает признательность научному руководителю, Быкову А.А. за помощь в подготовке тезиса.

Тел.:(849234) 7-72-73, e-mail: sapres@mivlgu.ru

Литература

1. Быков А.А., Кузичкин О.Р., Кутузов А.С. "Комплексирование сейсмических и геоэлектрических методов при геодинамическом контроле". Методы и устройства передачи и обработки информации. с. 45-48.

ОСТАТОЧНЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ОКЕАНЕ, СОПУТСТВУЮЩИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЦУНАМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ^{*}

Нурисламова Г.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Основной механизм генерации цунами землетрясением связан с вытеснением воды остаточной деформацией дна. При цунамигенных землетрясениях вытесненный объем обычно варьируется от 1 до 100 км3. По мере распространения волны из области источника вытесненный объем распределяется в океане. Этот процесс, очевидно, сопровождается остаточными смещениями частиц воды в горизонтальном направлении. Помимо смещения частиц воды, формируется геострофический вихрь, который обусловлен вращением Земли. Остаточное смещение частиц воды и соответствующий геострофический вихрь мы будем называть потенциальным и вихревым остаточными гидродинамическими полями.

В рамках линейной теории длинных волн получена система уравнений, описывающая потенциальное и вихревое остаточные гидродинамические поля, возникающие во вращающемся океане постоянной глубины в процессе генерации цунами косейсмическими (остаточными) деформациями дна. Для модельного случая цилиндрически симметричной остаточной деформации дна найдено полностью аналитическое решение задачи. Показано, что определяющим параметром задачи является отношение радиуса очага цунами и баротропного радиуса деформации Россби. На основе полученного аналитического решения и известных соотношений между параметрами очага цунами и момент-магнитудой землетрясения выявлены и проанализированы зависимости амплитуды остаточных горизонтальных смещений частиц воды, амплитуды скорости вихревого течения и энергии геострофического вихря от момент-магнитуды землетрясения и глубины океана.

Показано, что при типичных условиях, свойственных очагам цунами, остаточный геострофический вихрь является слабым и его обнаружение в природе затруднено. Но горизонтальные смещения частиц воды в остаточном потенциальном поле могут достигать значительных величин (~10-100 м в открытом океане и ~1000 м на мелководье), что обеспечивает возможность их регистрации. На современном этапе развития океанографии для регистрации остаточных полей in situ могут быть использованы: дрифтеры, оснащенные системой спутникового позиционирования или акселерометрами; акустические доплеровские измерители профиля скорости, установленные на дне океана; последовательные спутниковые снимки высокого разрешения.

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

Замечательным свойством остаточных полей является их прямая связь с основным механизмом генерации цунами – вытеснением воды косейсмической деформацией дна. Следовательно, наряду с данными о вариациях уровня моря, остаточные поля могут быть использованы в оперативном прогнозе цунами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-05-31422). *E-mail: gulnaz1205@yandex.ru*

ЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА УСТОЙЧИВОСТИ В КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ – БЕНАРА ПРИ НАЛИЧИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

Полянская Н.Е., Сухов С.А.

ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский Федеральный университет», Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

В теории Рэлея решается вопрос о том, при каких условиях в неустойчиво стратифицированном слое жидкости возникают конвективные движения. В то же время не учитываются многие процессы, происходящие в реальной атмосфере, в частности, конденсация, адвекция и др. Поэтому решение данной задачи можно рассматривать только как первое приближение к условиям земной атмосферы.

Квадратное уравнение для декремента затухания имеет следующий вид:

$$\left(k^{2} + \pi^{2}n^{2}\right)\lambda^{2} - \left(k^{2} + \pi^{2}n^{2}\right)^{2}\left[1 + \Pr^{-1}\right]\lambda + \Pr^{-1}\left(k^{2} + \pi^{2}n^{2}\right)^{3} - \frac{\operatorname{Ka}}{\operatorname{Pr}}k^{2} = 0.$$
(1)

Пограничное состояние между устойчивым и неустойчивым процессом соответствует $\lambda = 0$, получаем:

$$Ra = \frac{\left(k^{2} + \pi^{2}n^{2}\right)^{3}}{k^{2}} \equiv Ra_{cr}.$$
 (2)

Это критическое число Рэлея. Если число Рэлея превышает критическое значение, то $\lambda < 0$, и реализуется неустойчивый конвективный процесс. В противном случае $\lambda > 0$, и процесс устойчив. критическим числом Рэлея в целом для рассматриваемого слоя жидкости является минимальное значение из всех значений критических чисел Рэлея для отдельных мод. Запишем условие минимума числа Рэлея:

$$\frac{\partial \operatorname{Ra}_{\operatorname{cr}}}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} \left[\frac{\left(\pi^2 n^2 + k^2 \right)^3}{k^2} \right] = 0.$$
(3)

Отсюда получим:

$$k = \frac{\pi n}{\sqrt{2}}.$$
(4)

Подставив выражение (4) в (2), имеем:

$$\operatorname{Ra}_{\operatorname{cr}} = \frac{27}{4} n^4 \pi^4, \ n \ge 1.$$
 (5)

Минимальное значение Ra_{cr} будет иметь место для первой моды n = 1:

$$Ra_{\rm cr} = \frac{27}{4}\pi^4 = 657.511.$$
 (6)

Из уравнения (1) следует

$$\lambda_{n}^{(-)} = \frac{1}{2} \left(k^{2} + \pi^{2} n^{2} \right) \left[1 + \Pr^{-1} \right] - \frac{\sqrt{\left(k^{2} + \pi^{2} n^{2} \right)^{4} \left[1 + \Pr^{-1} \right]^{2} - 4 \left(k^{2} + \pi^{2} n^{2} \right) \cdot \left[\Pr^{-1} \left(k^{2} + \pi^{2} n^{2} \right)^{3} - \frac{\operatorname{Ra}}{\operatorname{Pr}} k^{2} \right]}{2 \left(k^{2} + \pi^{2} n^{2} \right)}.$$
 (7)

График этой зависимости λ от волнового числа для основной моды n = 1 при различных числах Рэлея приведен на рисунке (рис. 1).



Рис. 1. зависимость λ от горизонтального волнового числа k при различных числах Рэлея для n=1 Pr = 0.7

Из рисунка видно, что с увеличением числа Рэлея растет и критическое волновое число, соответствующее минимуму числа λ .

О форме конвективных ячеек теория Рэлея никакой информации не даёт.

Рассмотренная выше задача решалась и при других граничных условиях [2]. В зависимости от граничных условий меняется и значение Ra_{ст} (табл. 1).

Тип граничных условий	Ra _{cr}	k _{cr}
Две свободные	657.11	2.22
Две жёсткие границы	1707.76	3.11
Одна жёсткая и одна свобод- ная границы	1100.65	2.68

тион. Ттерити теские тисли тэлеж для перетон швых слоев жидкоети е разныхи типахи трани	Табл. 1	Критические	числа Рэлея	для неустойчивы	іх слоёв жидн	кости с разными	1 типами гран
---	---------	-------------	-------------	-----------------	---------------	-----------------	---------------

Результаты, приведённые в таблице 1, ожидаемы. На жёстких границах происходит трение жидкости, препятствующее развитию конвективных движений. Следовательно, для возникновения конвекции в этом случае требуется большая неустойчивость слоя жидкости, и, значит, более высокое критическое число Рэлея, чем в случае границ без трения.

Таким образом, теория Рэлея, строго говоря, применима только для ламинарного течения жидкости, а не для условий реальной атмосферы. Для применения теории к атмосфере нужно учесть, что здесь турбулентная вязкость играет большую роль, чем мо-

лекулярная вязкость, и перенос тепла путём турбулентного обмена более значителен, чем путём молекулярной теплопроводности. Применение к атмосфере, с учётом явления турбулентного обмена, рассмотрено Лейле в 1941 г. [1]. Так, при моделировании реальных атмосферных движений необходимо использовать коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности, которые испытывают сильные колебания в пространстве и во времени. Следовательно, для метеорологических приложений ценность представляют только качественные выводы теории Рэлея.

E-mail: ninochka841@mail.ru

Литература

1. Вельтищев Н.Ф., Степаненко в.М. Мезометеорологические процессы: Учебное пособие. М.: МГУ, 2006. 101 с.

2. Должанский Ф.В. Лекции по геофизической гидродинамике. М.: ИВМ РАН, 2006. 378 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНО-ВЕТРОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Попов Г.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Пограничный слой атмосферы являются наиболее важной частью атмосферы земли, которая ответственна за экологическую безопасность населения и техногенную безопасность промышленности. Современные технологии химической промышленности и в энергетике, включая ядерную, не имеют стопроцентную гарантию от технических катастроф. В случае технических катастроф, подобных авариям на Чернобыльской АЭС, наиболее важным для безопасности населения является информация о физических параметрах пограничного слоя атмосферы. Именно эти параметры определяют скорость и направление переноса (распространения) опасных для жизнедеятельности компонентов техногенной катастрофы.

Используемые в настоящее время контактные методы определения параметров атмосферы (профиль скорости и направления ветра, профиль температуры) обладают существенной временной неопределенностью: радиозонды определяющие эти параметры выпускаются два раза в сутки. Для компенсации временных данных на потенциально опасных объектах устанавливаются метеорологические вышки, однако их высота редко превышает 40 метров и получаемые данные мало репрезентативны для пограничного слоя атмосферы.

Перспективные альтернативы вышеперечисленным средствам являются дистанционные зондирования атмосферы с помощью комбинации СВЧ-радиометрических и акустических ветровых и температурных профайлеров.

Целью настоящей работы являлась оценка возможности восстановления профиля температуры атмосферы до высот 300-500 метров с помощью СВЧ-радиометра, принимающего излучения с двух фиксированных углов места, при условии, что он используется в комплексе с акустическим ветровым профайлером, позволяющим точно определять высоту инверсии. На основании численного моделирования было показано, что профиль температуры при адиабатической стратификацией атмосферы может быть восстановлен с точностью не хуже 0,5 С, а при инверсионной стратификации не хуже 0,7 С. Экспериментальная проверка полученных результатов послужит уточнению выбранных оптимальных углов СВЧ-радиометрического зондирования.

E-mail: glebvoice@gmail.com

ОБЗОР ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ, ОСНОВАННЫХ НА ПРИМЕНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Жостков Р.А., Преснов Д.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН

В инженерной практике добычи полезных ископаемых и особенно в разработке нефтяных месторождений необходимо использовать комплекс разведывательных процедур для поиска и оконтуривания потенциальных месторождений до бурения скважин, поскольку последнее является чрезвычайно сложным и дорогостоящим процессом. Также буровые или местные испытания проводятся в дискретно выбранных местах с большим шагом, таким образом, интерпретация данных не позволяет составить однозначного представления о глубинном строении среды. Обработанные сейсмические данные позволяют построить геофизический разрез, к которому могут быть добавлены материалы буровых журналов для получения подробной информации. Без сейсмической разведки было бы нецелесообразно определять подходящие цели для бурения, например, нефтяной или газовой разведки.

В сейсмических исследованиях выделяют три основные направления: исследование отраженных, преломленных и поверхностных волн. Все они имеют свои преимущества и недостатки.

Метод преломленных волн позволяет определять структуру по скоростям объемных волн, но в основе этого метода лежит предположение, что скорость распространения этих волн возрастает с глубиной, кроме того требуется, чтобы слои с одинаковой скоростью обладали большой мощностью, а контраст между ними был достаточно ярким, иначе слои не будут различены. Эти условия применимости метода накладывают значительные ограничения на его прикладное использование.

Техника сейсмического отражения позволяет исследовать глубины на порядок большие, чем предыдущая. Однако этот метод чувствителен к шуму и требует много времени для сложной обработки данных.

Методы, использующие поверхностные волны, предлагают простые и экономичные подходы для получения скоростных разрезов для многих геофизических и инженерных приложений. Они являются новыми подходами в местных измерениях механических свойств среды на основе динамической информации о волнах Рэлея по мере их распространения.

По типам источников зондирующего сигнала методы на поверхностных волнах делятся на активные и пассивные. В качестве активных источников чаще всего применяют удары обычной кувалдой, установки по сбросу тяжелых грузов с некоторой высоты, работу двигателей тяжелой техники, специальные гидравлические установки и взрывы. Пассивные же методы используют окружающий шум, вызванный как природными явлениями (океаническое волнение, ветер), так и техногенными (транспорт, строительство, заводы). Но для любого метода максимальная глубина исследования задается длиной волны самой низкочастотной компоненты сигнала.

К активным современным методам относятся, прежде всего, метод Спектрального Анализа Поверхностных Волн (Spectral Analysis of Surface Waves – SASW) (Nazarian и Stokoe, 1984) и метод Мультиканального Анализа Поверхностных Волн (Multichannel Analysis of Surface Waves – MASW) (Xia и др., 1999) с активным источником. На заре же геофизической разведки с применением поверхностных волн использовался совсем нетребовательный метод рэлеевского стационарного состояния (Jones, 1962), в котором применяется всего один приемник. Эти методы позволяют наиболее быстро и просто строить геофизические разрезы до малых глубин, что востребовано для решения инженерных задач.

Среди пассивных методов выделяют метод Мультиканального Анализа Поверхностных Волн (Zywicki, 1999) пассивным источником, который называют также методом f-k анализа, а так же метод отражения микросейсм (Refraction Microtremor – ReMi) (Louie, 2001). Пассивные методы на поверхностных волнах имеют огромное преимущество над техниками, использующими объемные волны, поскольку объемные волны от землетрясений быстро затухают и сильно преломляются при прохождении через Землю, в то время как затухание поверхностных волн значительно слабее и они всегда присутствуют в любой точке земного шара, что сокращает время накапливания сигнала до нескольких часов или даже минут, а не месяцев, как в случае с объемными волнами.

Перечисленные методы сводятся к выяснению дисперсионных свойств грунта, т.е. являются фазовыми, но в 2005 году был запатентован совершенно новый амплитудный способ пассивной сейсморазведки, основанный на анализе пространственных вариаций спектра локального микросейсмического поля (Горбатиков, 2005). Метод базируется на экспериментально проверенном предположении, что вертикальная компонента смещений в микросейсмическом шуме представлена в основном фундаментальной модой волны Рэлея. Как показали многочисленные полевые испытания этот метод оказывается чрезвычайно дешевым и эффективным для построения геофизических разрезов до глубин порядка 30 км.

В силу простоты, точности и высокой скорости проведения полевых работ и обработки результатов в последние годы методы на поверхностных волнах находят все большее применение. В данной работе приведен обзор этих современных геофизических способов разведки, проводится их сравнение между собой и с другими техниками, приводятся результаты их практического применения (в том числе авторские).

shageraxcom@yandex.ru

Литература

1. Jones R. Surface wave technique for measuring the elastic properties and thickness of roads: theoretical development // British J. of Applied Physics, 1962, vol. 13.

2. Louie J. Faster, better: shear-wave velocity to 100 meters depth from refraction microtremor arrays // Bulletin of the Seismological Society of merican, 2001, 91(2), 347-364.

3. Nazarian S., Stokoe K. In situ shear wave velocities from Spectral Analysis of Surface Waves // Proceedings of the 8th World Conference on Earthquake Engineering, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984, Vol. III, 31-38.

4. Xia J., Miller R., Park C. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves // Geophysics, 1999, 64, 691-700.

5. Zywicki D. Advanced signal processing methods applied to engineering analysis of seismic surface waves // Ph.D. dissertation, Georgia Institute of Technology, 1999.

6. Горбатиков А.В. Патент на изобретение № RU2271554. "Способ сейсморазведки". Дата приоритета 25.03.2005 // Бюл. №7, 10.03.2006.

ОДНОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО ПОТОКА ТЕПЛА ВОДА-ВОЗДУХ И ПОТОКА ТЕПЛА ИДУЩЕГО НА ИСПАРЕНИЕ

Протасов А.Е.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет Институт прикладной геофизики им. Е.К.Федорова, Москва, Россия

В работе экспериментально исследовался поток тепла, идущего на испарение, и его доля в общем теплообмене воды и воздуха в лабораторном бассейне. Процесс испарения, несмотря на то, что изучается давно [1-3] остается не до конца понятным, о чем свидетельствуют, например, появляющиеся и в настоящее время работы [4, 5].

Ранее мы наблюдали процесс испарения воды с помощью теневого метода. Использовались кюветы с различной площадью поверхности (от 8 см² до 2400 см²). Во всех экспериментах отмечалось, что пар всегда заполняет тонкий (толщиной до 3 мм) приграничный слой у поверхности жидкости, из которого постепенно формируются и устремляются вверх паровые струи. Формируются паровые струи стохастически в разных точках поверхности с периодичностью от 0,8 до 15 с время зависит от разности температур вода-воздух.

В настоящей работе приведены результаты измерений средней скорости испарения из лабораторного бассейна и её изменчивость во времени. Измерения проводились на лабораторной установке кафедры физики атмосферы физического факультета МГУ. Объем испарившейся воды определялся по скорости опускания ее поверхности, скорость эта измерялась при помощи луча лазера и системы зеркал. Данный метод позволил фиксировать испарение воды объёмом 2 мл, что соответствует 4,5кДж тепла. Один цикл измерений длился 2-3 часа, показания снимались каждые 10 минут. Исследования проводились при различных температурах воды и воздуха.

На рис. 1 показана изменчивость во времени потока тепла на испарение при различной влажности воздуха. Видно, что значение потока тепла на испарение колеблется от нескольких десятков до более чем 100 BT/m^2 при разнице температур воды-воздуха, не превышающей $1,5^{0}$ С, и может измениться в 2-3 раза даже за 10 минут.



Рис. 1. Зависимости потока тепла на испарение от времени при различных температурах воды и воздуха и различной влажности.

Параллельно с измерениями потока тепла на испарение регистрировались вертикальные профили температуры с помощью термозондирующего устройства [6], что позволило определять полный поток тепла между водой и воздухом (рис.2). Было рассчитано число Боуэна, величина которого лежала в пределах от 0.8 до 1.5.



Рис. 2. Зависимость потока тепла на испарение и суммарного потока тепла от времени, и соответствующее им число Боуэна.

Особое внимание при измерениях уделялось определению времени инерции каждой используемой термопары, поскольку сваривались они из проволок диаметром 30 мкм, и одна могла несколько отличаться от другой по своим характеристикам. Двумя независимыми методами установлено, что в среднем время инерции в воде приблизительно составляло 1,5 мс, в воздухе - 17 мс.

e-mail: protasovalexei@mail.ru

Литература

1. Шулейкин В.В. Физика моря. – М.: изд-во АН СССР, 1968.

2. Хунджуа Г.Г., Аксенов В.Н., Вытяганец В.Ю. Термическая структура холодной плёнки и температура поверхности океана // Тез. Докл. 3 междунар симп. по тропической метеорологии, Обнинск. 1985. С. 89.

3. Лапшин В.Б., Будников А.А. Влияние температуры поверхности моря на вариации атмосферного давления в приводном слое атмосферы // Сб. науч. тр. гос. гидромет. ин-т, С.-П., Госкомвуз России. 1995, С. 113.

4. Липатов Д.А. Динамика нестационарного испарения в условиях естественной конвекции в газовой фазе: диссер. на соискание степ. кандидата техн. наук. -М., 2006.

5. Каминский В.А., Обвинцева Н.Ю. Испарение жидкости в условиях конвективной неустойчивости в газовой фазе // Журнал физической химии. 2008. Т.82. № 7. С. 1368.

6. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г. Экспериментальные исследования теплообмена между морем и атмосферой при мелкомасштабном взаимодействии // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1974. – №10.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ НА ПЕРЕДНЕМ СКЛОНЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН*

Рожновская А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Определение дрейфового течения необходимо для прогнозирования распространения поверхностного загрязнения в океане и решения фундаментальных проблем генерации и усиления волн ветром. Известно, что короткие капиллярно-гравитационные волны формируются в зоне генерации горизонтальным ветровым потоком. Пока скорость воздушного потока выше фазовой скорости волн u>c, происходит усиление волн вдоль разгона и рост дрейфовой скорости на поверхности воды. На переднем склоне волны скорость ветра убывает, так как сечение потока увеличивается. Экспериментально показано, что в замедляющемся в направлении движения стационарном потоке воздуха происходит периодическая остановка вязкого слоя за счет силы трения о воду и обратного градиента давления на верхней границе слоя. При торможении в слое формируются цилиндрические вихри, вращающиеся как твердое тело, с горизонтальной осью, направленной перпендикулярно оси потока. В соответствие с полученными выражениями для расчета периода вылета вихрей и расстояния между ними, чем больше падение скорости ветра на переднем склоне, тем ближе располагаются вихри и чаще вылетают.

Постоянное вращение вихрей в вязком слое воздуха приводит к торможению потока воды на переднем склоне волны, так как скорость вращения вихрей на границе сред направлена против дрейфового течения. Если пренебречь малыми изменениями поля скорости фонового потока воздуха на переднем склоне волны, наша задача об определении дрейфовой скорости сводится к задаче о течении плоскопараллельного потока

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

вязкой жидкости в вязком слое воды с пластиной на поверхности, движущейся навстречу с постоянной скоростью.

Предложена физическая модель, позволяющая рассчитать дрейфовую скорость на переднем склоне волны. Расчеты дрейфовой скорости на переднем склоне волны, выполненные по предложенной модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными в пределах доверительного интервала, не превышающего 10% от измеряемой величины, что подтверждает справедливость модели в рамках сделанных упрощений. *E-mail: nastya.sniper@mail.ru*

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛУННЫХ ПРИЛИВОВ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рубай Д.В.

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, кафедра Общей и прикладной физики, Владимир, Россия

Электрические и магнитные поля пограничного слоя атмосферы, несмотря на сложность систем и условий их регистрации, рассматриваются в геофизике в качестве одного из основных физических факторов взаимодействия процессов, протекающих, в том числе, и в приземном слое. Известно, что вариации электрического поля приземного слоя, вызванные геофизическими процессами, в отличие, в частности, от магнитных, могут испытывать изменения, до порядков величин превышающие фоновые [1]. Основная задача данных исследований связана с оценкой среднего значения амплитуды напряженности вертикальной составляющей электрического и компонент геомагнитного поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов. Такая задача решается с помощью методов спектрального оценивания с использованием больших временных рядов (годы непрерывных регистраций), так как мы имеем дело с частотным диапазоном 10-5 – 10-7 Гц и необходимой разрешающей способностью 10-7 – 10-9 Гц [2]. Высокая разрешающая способность по частоте (f=3.17e-9 Гц), достигнутая благодаря размерам временных рядов экспериментальных данных, позволила осуществить оценку амплитуды и отношения сигнал/шум на частотах лунных приливов. Спектральный анализ вертикальной составляющей напряженности электрического поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов (2N2, M2, M1, O1, L2) по разнесенным в пространстве станциям дал оценку амплитуды на частотах приливов в пределах Ez = (0,5 - 6) В/м. Результаты корреляционно-спектральной обработки данных геомагнитного поля по разнесенным в пространстве станциям с помощь программы корреляционно-квадратурного приемника дали: на частотах солнечных приливов (2-7) нTл, на частотах лунных приливов (0.004 – 0,4) нТл.

Однако метод спектрального оценивания с помощью корреляционного квадратурного приемника дает небольшое отношение сигнал/шум для исследуемых сигналов. Лучшую оценку дает метод собственных векторов. Исходной информацией для решения задачи являются синхронные ряды наблюдений дискретного времени, полученные на пространственно разнесенных станциях для различных компонент электрического и магнитного полей. Эти ряды имеют разные периоды дискретизации, имеют разную длительность и получены использованием различных аппаратных средств.

Первичная обработка таких временных рядов сводится к их стандартизации, децимации и сглаживающей фильтрации. После выполнения этих операций можно считать, что имеется коллекция матриц-строк разной длины, из которых могут быть получены прямоугольные матрицы наблюдений, каждая строка которых представляет собой отсчеты (синхронизированные по дискретному времени с другими матрицами-строками) – соответствующего исходного временного ряда, а все вместе они соответствуют некоторому – достаточно протяженному интервалу времени. В зависимости от размера матриц наблюдений должен выбираться некоторый (конечной длительности) интервал анализа, который предшествует принятию решения о наличии (отсутствии) геофизической и/или техногенной динамики. В ходе исследования должны не только формироваться решающие правила, но и оцениваться для этих решающих правил вероятность ложной тревоги и вероятность пропуска геофизического и/или техногенного события. Эти оценки должны, также как и решающие правила, быть функциями полученных в ходе первичной обработки матриц наблюдений и ленты геофизических и техногенных событий, для обнаружения которых строятся решающие правила. На основании данных правил построен программно-аналитический комплекс (ПАК). Примеры результатов обработки массивов данных с целью выявления приливных процессов с помощью метода собственных векторов приведен на рис. 1, 2 [1,2].



Рис. 1. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива N2. Компонента Еz электрического поля, ВлГУ, 2003-2009.



Рис. 2. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива N2. Компонента Н магнитного поля, ВлГУ, 2003-2009.

Работа осуществляется при поддержке гранта РФФИ №11-05-97518, ФЦП 14.В37.21.0668., Государственного Задания 5.2971.2011. *E-mail: gratish@yandex.ru*

Литература

1. Грунская, Л. В. Солнечные и лунные приливы в геомагнитном поле/Л. В. Грунская, В. Н. Морозов, А. А. Закиров, Р. В. Рубай, Д. В. Рубай// Известия вузов. Физика. №2. – 2011. – с. 8–19

2. Грунская, Л. В. Лунно-солнечные приливы в геомагнитном поле/Л.В. Грунская, Д.В. Рубай // Тр. 9-й Междунар.науч.-техн. конф. «Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии». – Владимир, 2010. – с. 505-507.

ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

Рубцова О. В.

Северо-Кавказский государственный университет, институт естественных наук, Ставрополь, Россия

Мощным средством исследования устойчивости гидродинамических систем является линейный анализ. Математическая основа этой техники может быть описана в физических терминах. Предположим, что гидродинамическая система находится в устойчивом состоянии, т.е. ни один из параметров, характеризующих систему, не является функцией времени. Добавим случайные бесконечные малые возмущения в эту систему. Есть два возможных варианта: а) все возмущения могут затухать со временем, и система возвратится к ее первоначальному состоянию, в этом случае система устойчива; б) одно или несколько возмущений могут вырасти со временем, в этом случае система неустойчива. Невзирая на то, что система может быть устойчива ко всем бесконечно малым возмущениям, она все же может быть неустойчива к одному или более возмущениям конечной амплитуды [1, 2].

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + \gamma_1 u - \Delta \gamma \cdot w + (v, \nabla)\theta = k \nabla^2 \theta.$$
(1)

Из уравнения (1) видно, что наличие вертикальных и горизонтальных градиентов температуры является источником тепловых возмущений.

Пограничное состояние между устойчивым и неустойчивым процессом соответствует $\lambda = 0$.

$$Ra_{cr} = \frac{\left(k^2 + \pi^2 n^2\right)^2}{k^2 + \frac{V_2}{2V} \pi^2 n^2},\tag{2}$$

Из двух корней, соответствующих данному *n*, один корень - $\lambda_n^{(+)}$ - всегда положителен и растет с ростом **R***a*. Другой корень - $\lambda_n^{(-)}$ - убывает с ростом **R***a* и при достаточно большом **R***a* становится отрицательным, порождая неустойчивость:

$$\lambda_n^{(-)} = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)(\rho_{F}^{-L} + 1)}{2} - \frac{\sqrt{(k^2 + \pi^2 n^2)^4 [(\rho_{F}^{-L} + 1)^2 - q_{F} p_{F}^{-L}] + q_{FF}^{Ra}(k^2 + \pi^2 n^2) (k^2 + \frac{y_{E}}{2y} \pi^2 n^2)}}{2(k^2 + \pi^2 n^2)}$$
(3)

В отсутствии горизонтального градиента температуры 👔 = 0 выражение критического числа Рэлея принимает вид:

$$R\alpha_{cr} = \frac{\left(k^2 + \pi^2 n^2\right)^2}{k^2}.$$
(4)

Это критическое число Рэлея. Если число Рэлея превышает критическое значение, то $\lambda < 0$, и реализуется неустойчивый конвективный процесс. В противном случае $\lambda > 0$, и процесс устойчив. Как видно из (2), критическое число Рэлея зависит от волновых чисел: т.е. для каждой волны (моды), характеризуемой своей тройкой волновых чисел, имеет место свое критическое число Рэлея. Для развития неустойчивости необходимо и достаточно, чтобы хотя бы одна мода стала неустойчивой. Поэтому критическим числом Рэлея в целом для рассматриваемого слоя жидкости является минимальное значение из всех значений критических чисел Рэлея для отдельных мод.

При 🛌 = 0 получим известное выражение:

$$k_{cr} = \frac{\pi n}{\sqrt{2}}$$
(5)

Из формулы видно, что горизонтальный градиент не должен быть больше определенного значения: $\gamma_{1max} = \frac{\Delta \gamma}{3}$. По-видимому, при больших значениях горизонтального градиента температуры возникает другой тип неустойчивости.

Минимальное значение Ra_{cr} будет иметь место для первой моды n=1:

$$(Ra_{\sigma r})_{min} = 657.511 \left(1 - \frac{r_k}{\Delta \gamma}\right)^2.$$
 (6)

Отсюда следует, что если горизонтальный градиент температуры будет равен градиенту потенциальной температуры поднимающегося воздуха, т.е. $\gamma_1 = \Delta \gamma$, то критическое число Рэлея равно нулю, а это значит, что конвекция будет возникать всегда.



Рис. 1. Зависимость λ от горизонтального волнового числа k при различных числах Рэлея для $n=1, Pr=0, 7, \frac{T_{k}}{\Delta r} = 0, 2.$

E-mail: ShatovaOlya@gmail.com

Литература

1. Дикий Л.А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы.Л.:Гидрометеоиздат, 1976. 108 с.

2. Линь Цзя-цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М.:Издательство иностранной литературы, 1958. 195 с.

ПРОФИЛЬ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Семенова Ю.А.

Северо-Кавказский федеральный университет, институт естественных наук, Ставрополь, Россия

На данный момент проблема своевременного прогнозирования опасных метеорологических явлений является актуальной, так как известно, что атмосферные явления категории ОЯ (опасное явление) наносят огромный как материальный, так и экономический ущерб. Одним из наиболее опасных явлений считается ветер, в частности сильный ветер [1]. Целью настоящей статьи является рассмотрения двумерной модели движения воздуха (модель Экмана) с учетом изменения давления вдоль параллели и меридиана.

Рассмотрим стационарный случай движения воздуха, уравнение движения примет вид

$$\mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + 2 [\mathbf{v} \boldsymbol{\omega}_0] = 0$$
⁽¹⁾

Проектируя уравнение (1) на горизонтальную плоскость, тогда при условии горизонтального не изменяющегося во времени ветра, и найдем проекции угловой скорости вращения Земли, предполагая вертикальную составляющую скорости равной нулю ($\omega_{0x} = 0$, $\omega_{0z} = \omega_0 \sin \varphi$, w = 0) [2]:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2v\omega_0 \sin\varphi = 0$$
(2a)

(4)

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + v\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + 2u\omega_0 \sin\varphi = 0$$
(26)

Умножим на *i* уравнение (2б) и суммируем с (2а). Введем новую переменную *s*, удовлетворяющую условию u + iv = s, и обозначим $2\omega_0 \sin \varphi = l$, имеем неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{\partial^2 s}{\partial z^2} - \frac{il}{\nu} s = \frac{1}{\rho \nu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} i + \frac{\partial p}{\partial x} \right), \tag{3}$$

решение которого будем искать в виде $s = s_0 + s_1$, где s_0 – решение однородного уравнения, а S_1 – частное решение соответствующего неоднородного уравнения.

Составим характеристическое уравнение для решения однородной части, найдем кор-

ни характеристического уравнения и введем обозначение $k = \sqrt{\frac{l}{2\nu}}$ и получим $s_0 = C_1 e^{(1+i)kz} + C_2 e^{-(1+i)kz}$

В качестве граничных условий для нахождения констант зададим обращение скорости ветра в нуль на поверхности Земли и обращение ветра в геострофический при безграничном росте высоты. Из формулы расчета скорости геострофической ветра имеем $u = -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial y}, v = \frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial x}$. Рассмотрим два случая: 1. $C_1 = 0$ и 2. $C_1 \neq 0$. В первом случае со-

ставляющие скорости соответственно равны

$$u = u_g \left(1 - e^{-kz} \cos kz \right) - v_g e^{-kz} \sin kz , \qquad (5a)$$

$$v = v_g \left(1 - e^{-kz} \cos kz \right) + u_g e^{-kz} \sin kz$$
(56)

Во втором случае ($C_1 \neq 0$), примем обнуление констант на бесконечности, получим

$$u(z) = \frac{1}{2\nu k_0 \rho} \left(\int_0^z W_1 \frac{\partial p}{\partial x} dz' - \int_0^z W_2 \frac{\partial p}{\partial y} dz' \right),$$
(6a)
$$v(z) = \frac{1}{2\nu k_0 \rho} \left(\int_0^z W_1 \frac{\partial p}{\partial y} dz' + \int_0^z W_2 \frac{\partial p}{\partial x} dz' \right),$$
(66)

где вронскиан равен

$$W_{1} = \frac{1}{k_{0}} \begin{vmatrix} \cos k_{0}(z-z') & \cosh k_{0}(z-z') \\ \cos' k_{0}(z-z') & \cosh' k_{0}(z-z') \end{vmatrix}, W_{2} = \frac{1}{k_{0}} \begin{vmatrix} \sin k_{0}(z-z') & \sinh k_{0}(z-z') \\ \sin' k_{0}(z-z') & \sinh' k_{0}(z-z') \end{vmatrix}.$$

Откладывая в системе координат (u, v) векторы скорости на разных высотах, получим спираль Экмана. На рис. 1 приведен график спирали Экмана.





Таким образом, в статье показано, что учитывая изменение давления вдоль параллели и меридиана в модели Экмана приводит к изменению угла наклона ветра у поверхности земли по отношению к изобарам, который не всегда равен равен 45°.

Работа выполнена под научным руководством доктора физ.-мат. наук, проф. Закиняна Р.Г.

E-mail: brilliance_wave@mail.ru

Литература:

1. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, Ленинград: Гидрометиздат, 1986, Часть I, 704 с

2. П.Н. Тверской Курс метеорологии (физика атмосферы), Ленинград: Гидрометиздат, 1962, 700 с.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА МАГИСТРАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Хоютанова С.Е.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, Физикотехнический институт, Якутск, Россия

Резкие изменения геомагнитного поля создают в трубопроводе погонную напряженность электрического поля, в результате которой текут токи, достигающие десятков ампер, и создается разность потенциалов между металлом трубопровода и окружающей землей. В результате резко увеличивается электрохимическая коррозия. В работах Finnish Meteorological Institute (Финляндия) в коллаборации с компанией Gasum Oy [1] на основе исследований влияния геомагнитных индуктированных токов (GIC) на газопроводы выделены влияющие на трубопроводы пороговые уровни геомагнитной активности, используя значения скорости изменения геомагнитного поля (-dBx/dt): при -dBx/dt > 5 резко увеличивается коррозия при отсутствии дополнительной защиты (катодной или анодной); при dBx/dt > 20 (шторм) коррозия резко увеличивается даже при наличии защиты.

Наш анализ показал, что на магнитной станции Якутск в 2012 г геомагнитная обстановка характеризовалась наличием 38 изолированных магнитных бурь за год, превосходящих уровень G1, по современной классификации, соответствующих превышению Кр=5 [2]. Эта шкала была введена Национальной Океанической и Атмосферной Администрацией США (National Oceanic and Atmospheric Administration; NOAA) в ноябре 1999 года. Достижение или превышение уровня G в течение трех дней считалось одной бурей. Таких бурь, длящихся более одного дня было 7. Из них два дня длилась одна буря, три дня длилось 4 бури, одна буря длилась 4 дня и одна буря – 5 дней. Превосходят уровень G2 (Кр=6) 12 бурь. Из них две бури длились 2 дня. А уровень G3 (Кр=7) имели 2 бури. Бури с более высоким уровнем в 2012 г. не наблюдались. А в максимуме (2014 г) ожидается повышение количества бурь до 50 и более. Причем ожидается и наличие более мощных бурь. Превышение порога (dB/dT)>5нTл/мин. в 2012 г наблюдалось в 27 днях с суммарной длительностью периодов возмущений 360 часов. Суммарная длительность времени превышения порога составила 6798 минут. Максимальный период возмущений длился практически каждый день на протяжении 7 дней – март месяц с 7 по 17 марта, около весеннего равноденствия. То есть в эти периоды возможна усиленная коррозия трубопроводов. Превышение порога (dB/dT)>20нТл/мин. наблюдалось 14 дней с суммарной длительностью периодов возмущений 57 часов. Суммарная длительность времени превышения порога составила 12 часов. То есть в эти периоды не только идет усиленная коррозия трубопроводов, даже имеющих специальные меры по защите от коррозии, но и возможны разрушения энергетических систем и повреждения трансформаторов, поскольку наведенные дополнительные токи достигают сотен ампер. Отсюда следует необходимость мониторинга и прогноза магнитных бурь и рекомендаций по выделению периодов, в которых нельзя отключать защиту на профилактические работы.

Работа поддержана РФФИ 12-05-98528-р_восток_а и 12-02-00174-а и программами Мин.ОиНРФ Гос. задание 2.1626.2011 и ФЦП НиН-ПКИР Соглашение № 8404. *E-mail:* v.kozlov@ikfia.ysn.ru

Литература

1. Boteler, D.H., R.J. Pirjola, and H. Nevanlinna. The Effects of Geomagnetic Disturbances on Electrical Systems at the Earth's Surface, Adv. Space Res., 22, 17, 1998 2. www.tesis.lebedev.ru

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель подсекции: проф. Ягола Анатолий Григорьевич,



МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В МАНТИИ ЗЕМЛИ С ПЛАВАЮЩИМ КОНТИНЕНТОМ

Беленькая О.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Математическое моделирование конвективного движения вещества в мантии Земли является одной из важных геофизических задач. Известно, что неподвижный континент сначала подавляет мантийную конвекцию под собой и расширяет конвективную ячейку, а затем, через определенное время после прогрева субконтинентальной мантии, под континентом возникает горячий восходящий мантийный поток. В мантии происходят и более быстрые процессы, связанные с перестройкой структуры мантийной конвекции. Эта перестройка может быть обусловлена, например, перестройкой конвекции в жидком ядре или проскальзыванием мантии относительно ядра Земли.

В исследуемой в данной работе двумерной модели рассматривается наличие на нижней поверхности мантии движущегося источника тепла, порождающего восходящий поток мантийного вещества. Перемещение источника возможно только вдоль границы ядро-мантия. Мантия моделируется несжимаемой жидкостью с постоянной вязкостью, находящейся в вытянутой прямоугольной области толщиной D и длиной L с аспектным отношением L: D = 10:1. Континент моделируется в виде легкой твердой прямоугольной плиты длиной l и толщиной $d + d_0$, плавающей в мантии, где d – глубина погружения в мантию, а d_0 – высота континента над мантией.

Движение вещества мантии описывается с помощью системы уравнений гидродинамики, которая существенно упрощается за счет соотношения $k\rho/\mu \approx 10^{-23}$, где k -коэффициент теплопроводности, $\rho -$ плотность, а $\mu -$ коэффициент вязкости. В системе осуществляется переход к безразмерным величинам, и решение ищется в области $x \in [0, 10], z \in [0, 1]$. При решении гидродинамических задач хорошо зарекомендовали себя переменные «завихренность» - «векторный потенциал». Вектор «завихренности» определяется как $\vec{\omega} = \operatorname{rot} \vec{V}$, где \vec{V} – вектор скорости течения. В приближении несжимаемой жидкости div $\vec{V} = 0$. Поэтому можно ввести векторный потенциал скоростей $\vec{\psi}$, так что $\vec{V} = \operatorname{rot} \vec{\psi}$. В двумерном случае: $\vec{\omega} = \vec{e}_y \omega$, где $\omega = \partial V_x / \partial z - \partial V_z / \partial x$; $\vec{\psi} = \vec{e}_y \psi$, причем $V_x = -\partial \psi / \partial z$, $V_z = \partial \psi / \partial x$. В рассматриваемом приближении искомые функции ψ и ω , а также температура T и избыточное давление p должны удовлетворять системе уравнений [1,2]:

$$\begin{cases} \Delta \psi = -\omega, \\ \Delta \omega = R_a \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} = \Delta T, \\ \Delta p = R_a \frac{\partial T}{\partial z}, \end{cases}$$

где R_a – число Рэлея. Будем считать, что в начальный момент времени искомые функции заданы. В качестве краевых условий для скорости на всех границах, кроме границы континента, используем условия непротекания и проскальзывания: $\psi = 0$, $\omega = 0$. На границе континента поставим условия прилипания, которые для функции ψ имеют вид: $\partial \psi / \partial x = 0$ на боковых границах и $\partial \psi / \partial z = -V_0$ на нижней границе, где V_0 – скорость движения континента. Для функции ω условия на боковых границах континента сформулируем, используя ее связь с температурой и давлением:

$$\frac{\partial \omega}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial z} + R_a T.$$

В качестве краевого условия на нижней границе континента возьмем уравнение движения континента:

$$\int_{1-d}^{1} \{ p(x_1(t), z, t) - p(x_1(t) + l, z, t) \} dz - \int_{x_1(t)}^{x_1(t)+l} \omega(x, 1-d, t) dx = 0,$$

$$\frac{dx_1(t)}{dt} = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{x=x_1(t)} = V_0.$$

Из условий непротекания и проскальзывания, а также связи между функциями p, ω и T, для избыточного давления p получаем: $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ на боковых границах x = 0 и x = 10 расчетной области, $\frac{\partial p}{\partial z}\Big|_{z=0} = R_a T$ и $\frac{\partial p}{\partial z}\Big|_{z=1} = 0$ вне континента. На боковых границах континента должно выполняться равенство $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \omega}{\partial z}$, а на его нижней границе –

равенство $\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\partial \omega}{\partial x} + R_a T$.

Температуру T на верхней границе расчетной области положим равной нулю, а боковые границы будем считать теплонепроницаемыми:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=10} = 0.$$

Предположим, что на нижней границе происходит конвективный обмен теплом:

$$-\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0} = \lambda (T_0 - T) + q(x,t),$$

где $\lambda > 0$ – коэффициент теплообмена, а функция q(x,t) описывает источник тепла. На границе с континентом должны выполняться условия сопряжения:

$$T = T_c, \qquad k \frac{\partial T}{\partial n} = k_c \frac{\partial T}{\partial n},$$

где T_c – температура континента, k_c – коэффициент теплопроводности континента.

Поставленная задача решается численно с помощью конечно-разностного метода переменных направлений [3]. Правильность работы отдельных блоков программы тестируется на примерах простых задач, имеющих аналитическое решение.

E-mail: belenkaya.olga@physics.msu.ru

Литература

1. Трубицын В.П., Рыков В.В. Самосогласованная 2-D модель мантийной конвекции с плавающим континентом // Российский журнал наук о земле. 1998, том 1, №1, с. 1-11.

2. Червов В.В. Численное моделирование трехмерных задач конвекции в мантии Земли с применением завихренности и векторного потенциала // Вычислительные технологии. 2002, том 7, № 1, с. 114-125.

3. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. Главная редакция физ.-мат. литературы изд-ва "Наука", М., 1971.

КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ В СЛУЧАЕ КРАТНОГО КОРНЯ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Белошапко В.А.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе исследуется краевая задача

$$\varepsilon^2 \Delta u = f(u, x, \varepsilon), \ x = (x_1, x_2) \in \Omega \subset \mathbb{R}^2$$

 $\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \ x \in \partial \Omega$

в случае, когда вырожденное уравнение f(u, x, 0) = 0 имеет двукратный корень $u = \varphi(x)$. Тогда функцию f можно представить в виде

$$f(u, x, \varepsilon) = h(u, x)(u - \varphi)^2 + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon).$$

Существенным является условие $f_1(\varphi(x), x, 0) > 0, x \in \overline{\Omega}$.

Сначала рассматривается задача в области Ω с гладкой границей. Вблизи границы $\partial\Omega$ вводятся локальные координаты (r,l). Как и в случае простого корня вырожденного уравнения, вводится погранслойная переменная для описания поведения решения вблизи границы, асимптотика решения состоит из регулярной и погранслойной частей, но есть и существенные отличия. Разложение регулярной части асимптотики ведется по степеням $\sqrt{\varepsilon}$, погранслойной части по степеням $\varepsilon^{1/4}$, а не ε как в случае простого корня. Меняется и масштаб погранслойной переменной $\rho = \frac{r}{\varepsilon^{3/4}}$, где r - расстояние точки от границы $\partial\Omega$ (в случае простого корня было $\rho = \frac{r}{\varepsilon}$). Погранслойная

часть имеет экспоненциальный характер изменения вблизи границы $\partial \Omega$.

При рассмотрении задачи в $\Omega = \{(x_1, x_2) : 0 < x < a, 0 < y < b\}$ - прямоугольнике, вводятся угловые пограничные функции, играющие роль вблизи угловых точек границы. Угловые пограничные функции так же, как и погранслойная часть, представляют собой ряды по степеням $\varepsilon^{1/4}$ и имеют экспоненциальную оценку.

Построена формальная асимптотика произвольного порядка. Сформулирована и доказана с помощью метода дифференциальных неравенств теорема о существовании решения с построенной асимптотикой.

E-mail: postvab@rambler.ru

Литература

1. Вишик М. И. и Люстерник Л. А. Регулярное вырождение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12. №5. С.3-122.

2. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа. 1990.

3. Pao C. V. Nonlinear parabolic and elliptic equations. New York: Plenum Press, 1992.

4. Бутузов В. Ф. О периодических решениях сингулярно возмущенных параболических задач в случае кратных корней вырожденного уравнения // Журнал вычисл. математики и матем. физики. 2011. Т. 51. №1. С. 44-55.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ СТРУКТУРНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРИ УЧЕТЕ ОГРАНИЧЕНИЙ^{*}

Бордуков Д.А.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из важнейших факторов экономического роста России является развитие ее транспортной сети, по которой осуществляются перевозочные процессы. Ввиду этого задачи, связанные с повышением безопасности данных процессов, одни из приоритетных. При этом решения этих задач в значительной степени опираются на методы прогнозирования. В данной работе выполнено усовершенствование современных методов прогнозирования на примере решения проблемы прогнозирования состояния железнодорожных путей (ж/д-путей) и полосы отвода.

Цель прогнозирования состояния ж/д-путей заключается в том, чтобы осуществить предсказание будущих состояний отдельных участков ж/д-путей. Данную задачу прогнозирования можно рассматривать как задачу структурного прогнозирования [3], когда вопрос ставится о прогнозе в форме отнесения будущего состояния рассматриваемого процесса к одной из нескольких возможных градаций.

В результате анализа сложившейся практики организации профилактических ремонтных работ была сформулирована новая трактовка проблемы структурного прогнозирования, в которой процесс изменения состояния участков ж/д-путей и полосы отвода рассматривается как деградирующий процесс, что позволяет прогнозировать именно ухудшение состояния ж/д-путей и полосы отвода, а на этом основании формировать новую стратегию планирования профилактических ремонтов. Для этого приходится накладывать ограничения на прогноз будущего состояния участков ж/д-путей, т.е. запрещать переходы из данной градации в градацию с более хорошими параметрами.

Сначала осуществляется сбор так называемых первичные показателей ("сырые" данные), из которых затем с помощью методов экстремальной группировки параметров [5] формируется значительно меньшее число информативных параметры (факторов). Далее с применением экспертно-классификационных процедур [6] на базе этих наборов первичных показателей и факторов формируется *S* критериев $F^{(j)}$ оценки качества линейных участков ж/д-путей. Значения критериев $F^{(j)}$ оцениваются в бальных шкалах.

Связи между критериями и системой информативных параметров задаются формулами вида:

$$F^{(j)} = \sum_{i=1}^{K} \beta_{ij} f_i, j = \overline{1, S}$$

Затем с помощью метода автоматической классификации [7] производится классификация оцениваемых объектов.

Далее на примере одного участка строится алгоритм структурного прогнозирования для решения проблемы прогнозирования состояния данного участка.

Для этого в момент времени t_1 с помощью комплексного алгоритма автоматической классификации производится структуризация *n* точек в пространстве критериев $(F^{(1)}, F^{(2)}, ..., F^{(s)})$ на *r* классов, каждый из которых характеризует определенное состояние линейного участка этого «типа». Число классов *r* выбирается с помощью человеко-машинной процедуры, входящей в комплексный алгоритм автоматической классификации. Вводится понятие эталона класса $a_i, i \in \overline{1, r}$ [8]. Для текущего момента времени эталоны классов считаются фиксированными. Для каждой из *n* точек кроме принадлежности к классу вычисляются расстояния до эталонов всех классов $R_{iv}(t), i \in \overline{1, r}; v \in \overline{1, n}$.

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

В момент времени t_2 каждая точка $F_v(t_2)$ с помощью одного из алгоритмов распознавания образов с учителем относится к некоторому классу в рамках классификации, полученной на первом шаге. В рассматриваемом случае необходимо наложить ограничение на выбор класса, т.е. точка может отнестись только к тому классу, в котором

 $F_{v}(t_{2}) \leq F_{v}(t_{1}).$

Для этого используется алгоритм метода потенциальных функций, который в спрямляющем пространстве эквивалентен алгоритму ближайшего среднего [8].

Требуется, располагая информацией о состоянии $F_v(t)$ в данный момент времени *t* линейного участка, спрогнозировать номер класса, к которому он отнесется в следующий момент времени $t + \Delta t$ (здесь величина Δt не обязательно мала, но соответствует сложившейся практике периодического контроля ж/д-путей).

В качестве прогнозной модели для линейного участка используется марковская цепь с r состояниями и для интервала перехода Δt рассчитываются оценки элементов матрицы переходных вероятностей $\hat{P} = \|\hat{p}_{iv}\|, i \in \overline{1, r}; v \in \overline{1, n}$.

Оценка матрицы переходных вероятностей \hat{P} используется для прогнозирования принадлежности линейного участка к тому или иному классу в следующий момент времени (по максимальному значению вероятности перехода).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 11-07-13137-офи-м-2011-РЖД. *E-mail: borddmit@gmail.com*

Литература

1. Бауман Е.В., Дорофеюк А.А. Классификационный анализ данных / Труды международной конференции по проблемам управления. Том 1. – М.: СИНТЕГ, 1999. – С. 62-67.

2. Большая энциклопедия транспорта в восьми томах. Железнодорожный транспорт. Т.4. – М.: Большая российская энциклопедия, 2003. – 1040 с.

3. Левин Д.Ю., Мандель А.С. Современные требования к безопасности перевозок на железнодорожном транспорте и проблема анализа состояния железнодорожного полотна и полосы отвода. / Труды Третьей российской конференции с международным участием "Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения". – М.: ИПУ РАН, 2012 (на CD). – С. 1632-1643.

4. Дорофеюк А.А., Дорофеюк Ю.А., Мандель А.С., Чернявский А.Л. Методы интеллектуального анализа сложно организованных данных в задаче построения экспертно-аналитической модели для прогнозирования состояния железнодорожных путей и полосы отвода. // Труды Третьей российской конференции с международным участием «Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения». – М.: ИПУ РАН, 2012. – С. 1605-1613.

5. Дорофеюк Ю.А. Комплексный алгоритм автоматической классификации и его использование в задачах анализа и принятия решений // Таврический вестник информатики и математики. Международное периодическое издание КНЦ НАН Украины. 2008. № 1. – С. 171-177.

6. Мандель А.С. Экспертно-статистические методы обработки информации в интегрированных системах управления производством и технологическими процессами // Проблемы управления. – 2006. – №6. – С. 55 – 59.

7. Дорофеюк А.А., Дорофеюк Ю.А. Методы структурно-классификационного прогнозирования многомерных динамических объектов / Искусственный интеллект, № 2, 2006. – С.138-141. 8. Бауман Е.В., Дорофеюк А.А. Классификационный анализ данных // Тр. междунар. конф. по проблемам управления. Том 1. – М.: СИНТЕГ, 1999. – С. 62-67

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛОВ

Давыдов Р.В.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия

При воздействии на металлы интенсивных потоков энергии (например, пучки электронов и ионов) происходит быстрый нагрев вещества с последующим расширением. В этих процессах достигаются значительные температуры и плотности - вещество ионизируется, образуя плотную плазму. Расчет термодинамических свойств неидеальной плазмы, в которой энергия взаимодействия между частицами сравнима или превосходит кинетическую энергию частиц, представляет собой достаточно сложную задачу [4, 5].

Строгие теоретические подходы применимы лишь в ограниченной области фазовой диаграммы [8]. Химическая модель плазмы основана на уравнениях ионизационного равновесия и широко используется для моделирования свойств слабонеидеальной плазмы. Учет эффектов неидеальности представляет собой серьезную теоретическую и методическую проблему, полностью не решенную до настоящего времени [2, 6]. Метод квантовой молекулярной динамики, основанный на методе функционала плотности для электронной подсистемы и методе классической молекулярной динамики для ионов, требует большого объема вычислений и может применяться только при сравнительно низких температурах [7]. Квантово-статистические модели, основанные на решение многоэлектронного уравнения Шредингера для изолированного атома или атома в ячейке с различными граничными условиями, не отражают все физические процессы. Чаще всего в таких моделях рассматривают только свойства электронной подсистемы в приближении сферической ячейки и пренебрегают корреляционными эффектами [3].

Таким образом, несмотря на значительный прогресс в разработке моделей для расчета термодинамических свойств плотной плазмы, при построении уравнений состояния чаще всего используется полуэмпирический подход, в котором в выражение для термодинамического потенциала вводятся константы, определяемые путем сопоставления с экспериментальными и расчетными данными [1].

В работе рассмотрено создание уравнений состояния, которые можно использовать в широком диапазоне температур и плотностей, включая нормальные условия и область плотной плазмы.

E-mail: romanvproze@gmail.com

Литература

1. Бушман А.В., Фортов В.Е. Модели уравнения состояния вещества // УФН. 1983. Т. 140, № 2. С. 177-232.

2. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортов В.Е. Термодинамика ударно-сжатой плазмы в представлениях химической модели // Ударные волны и экстремальные состояния вещества, Под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трушша, А. Фунтикова. Москва: Наука, 2000. С. 299-387.

3. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселадновых пробегов и уравнений состояния. Москва: Физико-математическая литература, 2000.

4. Норман Г.Э., Старостин А. Н. Термодинамика сильно неидеальной плазмы // Теплофизика высоких температур. 1970. Т. 8, № 2. С. 413-438.

5. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Москва: Физматлит, 2004.

6. Хомкин А.Л., Муленко И.А., Шумихин А.С. Базовые химические модели неидеальной атомарной плазмы // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 6. С. 835-842.

7. Car R., Parrinello M. Unified Approach for Molecular Dynamics and Density-Functional Theory // Phys. Rev. Lett. 1985. —Nov. Vol. 55, no. 22. Pp. 2471-2474.

8. Ebeling W., Kraeft W.D., Kremp D. Theory of Bound States and Ionization Equilibrium in Plasmas and Solids. Berlin: Akademic-Verlag, 1976.

РЕШЕНИЕ ТИПА ВСПЛЕСКА В СИСТЕМЕ ФИТЦ-ХЬЮ-НАГУМО

Дерюгина Н.Н., Мельникова А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе рассматривается начально-краевая задача с малым параметром $\varepsilon > 0$ для модифицированной модели Фитц-Хью-Нагумо

$$\varepsilon^{4}\left(a^{2}\frac{\partial^{2}u}{\partial x^{2}}-\frac{\partial u}{\partial t}\right)=u(u-1)(u-\alpha)+uv, \quad \varepsilon^{2}\left(b^{2}\frac{\partial^{2}v}{\partial x^{2}}-\frac{\partial v}{\partial t}\right)=\gamma v-\beta u, \quad x\in(0,l), t\in(0,T]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}(0,t,\varepsilon) = \frac{\partial u}{\partial x}(l,t,\varepsilon) = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x}(0,t,\varepsilon) = \frac{\partial v}{\partial x}(l,t,\varepsilon) = 0, \quad t \in \{0,T\}$$

$$u(x,0,\varepsilon) = u_0(x), \quad v(x,0,\varepsilon) = v_0(x), \quad x \in \{0,l\}.$$
(1)

Здесь a^2 и b^2 - положительные постоянные, *и* и *v* - искомые скалярные функции. Параметры α , β , γ выбираются таким образом, чтобы выполнялись условия:

Существуют функции $u = \varphi(v)$ и $u = \chi(v)$ – решения уравнения

 $f(u,v) = u(u-1)(u-\alpha) + uv = 0,$ такие что $\varphi < \chi;$ $f_u(\varphi,v) < 0,$ $f_u(\chi,v) < 0, f(u,v) > 0$

при $\varphi(v) < u < \chi(v)$ для всех *v* из некоторого интервала *I*.

Существует такая функция
$$\psi(v)$$
, что $\int_{\varphi(v)}^{\psi(v)} f(u,v) du = 0$, при $\{\chi(v) < u \le \psi(v), v \in I\}$.

Уравнение
$$h(v) = \gamma v - \beta \varphi(v) = 0$$
, имеет корень $v : v = \overline{v}$, причем $h_v(\overline{v}) > 0$

При выполнении условий 1-3 для задачи (1) построено асимптотическое разложение по параметру ε решения в виде контрастной структуры типа всплеска (см. [1], [2]). Предполагается, что в начальный момент всплеск уже сформирован и далее исследуется его изменение. Помимо аналитического исследования проведен численный расчет задачи (1).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 12-01-00387). *E-mail: derunat@gmail.com, melnikova@physics.msu.ru*

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высш. школа, 1990.

2. Бутузов В.Ф. Контрастные структуры типа всплеска в параболической системе двух сингулярно возмущенных уравнений. //Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1997. Т.37. №4. С. 415–428.

О СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Домбровская Ж.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В данной работе исследуется прохождение нормально падающей плоской электромагнитной волны через двумерный конечный фотонный кристалл (ФК) [1], расположенный в неограниченной внешней среде (воздух).

Электромагнитное поле как внутри ΦK , так и вне его описывается системой уравнений Максвелла. Для ее численного решения используется комбинация метода конечных разностей во временной области (FDTD-метод – Finite Difference Time Domain method) [5] с методом полного и рассеянного полей (TF/SF – Total-field/Scattered-field) [4] для моделирования плоской волны. Уход волны на бесконечность обеспечивается постановкой идеально согласованного слоя (PML – Perfectly Matched Layer) [3].

ФК представляет собой матрицу из диоксида кремния, в которой имеется 15 периодов по 15 цилиндрических отверстий радиусом r, заполненных $Ag_{6.0}In_{4.5}Sb_{60.8}Te_{28.7}$ (AIST). Данная структура представляет интерес благодаря своим термическим и оптическим свойствам. Зависимость коэффициента отражения от длины волны различна

при обычных и высоких температурах, где реализуется фазовый переход в AIST [2]. Это обстоятельство находит применение в устройствах оптической памяти с перезаписью. С другой стороны влияние на расположение и ширину запрещенных зон может быть использовано для создания фотонных кристаллов с перестраевыми параметрами.

E-mail: dombrovskaya@mail.physics.msu.ru

Литература

1. Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D. Designing synthetic optical media: photonic crystals // Acta Materialia. 2003, № 51, pp. 5823-5835.

2. Masashi Kuwahara, Osamu Suzuki, Kouichi Tsutsumi, Takashi Yagi, Naoyuki Taketoshi1, Hideyuki Kato, Robert E Simpson, Michio Suzuki, Junji Tominaga, and Tetsuya Baba. Measurement of Refractive Index, Specific Heat Capacity, and Thermal Conductivity for $Ag_{6.0}In_{4.5}Sb_{60.8}Te_{28.7}$ at High Temperature // Japanese Journal of Applied Physics, 2009, No 48, 05EC02.

3. Sullivan D. M. A simplified PML for use with the FDTD method," // IEEE Microwave and Guided Wave Letters. 1996, Feb., vol. 6, pp. 97-99.

4. Taflove, A. and Hagness, S. Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time-Domain Method, 2nd ed. Norwood, MA: Artech House. 2000.

5. Yee, K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966, vol. 14, pp. 302-307.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ПОНИЖЕНИЯ РАЗМЕРНОСТИ ДАННЫХ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ефиторов А.О.

МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В докладе представлены результаты решения обратной задачи по определению парциальных концентраций 5 неорганических солей, растворенных в воде, по её спектрам комбинационного рассеяния (КР) нейросетевым методом. Данная задача представляет интерес для экологического мониторинга, контроля состава минеральных и сточных вод. Примененный данной в работе метод её решения отличается от классического химического анализа бесконтактностью и высокой скоростью обработки данных.

Определение парциальных концентраций по спектрам КР было впервые предложено авторами в [1] и развито в [4]. В данной работе определяются парциальные концентрации солей, содержащих сложные и простые ионы. Присутствие сложных ионов проще всего определяется по наличию их валентных полос в низкочастотной области спектра КР, а их концентрация может быть определена по зависимости интенсивности этих полос от концентрации, но с учетом влияния на нее других солей. Распознавание и определение концентрации простых ионов осуществляется по изменению формы и положения валентной полосы КР воды в присутствии всех солей, растворенных в воде. Применение нейронной сети обусловлено наличием в растворе сильного нелинейного взаимодействия между ионами различных типов, что ведёт к искажению концентраций простые линейные методы. В то же время не существует адекватной физической модели, которая позволяла бы численно получить зависимость спектра КР воды от концентраций растворенных солей.

По этой причине обучение нейронной сети проводилось в рамках подхода «от эксперимента» [2],т.е. на данных, полученных экспериментальным путем (8695 спектров для 4268 различных растворов). Объектами исследований являлись водные растворы следующих солей: NaCl, NH₄Br, Li₂SO₄, KNO₃, CsI. Для каждого образца измерения проводились в двух спектральных диапазонах: 300-2300 см⁻¹ и 2300-4000 см⁻¹.

Практическое разрешение КР-спектрометра при этом составляло 2 см⁻¹. Концентрация каждой соли изменялась в диапазоне от 0 до 2,5 М с шагом по концентрациям 0,2 – 0,25 М.

При обработке полученных спектров, содержащих 1024 спектральных канала для каждой полосы, были выделены наиболее информативные диапазоны: 766 каналов в диапазоне 281...1831 см⁻¹ для НЧ полосы и 769 каналов в диапазоне 2700...3900 см⁻¹ для валентной полосы. Далее для спектра каждой из полос по отдельности производилось вычитание горизонтального пьедестала, обусловленного рассеянием света в кювете с образцом, и последующее нормирование каждой из полос на площадь валентной полосы в указанных информативных диапазонах.

Полученный массив данных (1535 входных признаков, 9144 примера) случайным образом разделялся на тренировочный, тестовый и экзаменационный наборы в соотношении 70:20:10. Каждый признак дополнительно по отдельности нормировался в диапазоне 0...1 на всём массиве данных.

Для решения обратной задачи использовался персептрон с тремя скрытыми слоями. Каждый выход сети соответствовал одной из рассматриваемых солей, а его желаемое значение – концентрации соответствующей соли в растворе. Основной проблемой при обучении нейронной сети на полученном массиве данных явилось неблагоприятное соотношение количества примеров тренировочного набора (6403) и входной размерности данных (1535). Поскольку увеличение количества примеров требует постановки дополнительных экспериментов, что сопряжено с существенными трудностями, необходимо рассмотреть способы уменьшения количества используемых входных признаков – компрессии входных данных (понижения их размерности). Сравнительный анализ способов такого уменьшения и являлся предметом настоящего исследования.

Важным аспектом при понижении размерности является сохранение содержащейся в массиве данных существенной информации, поэтому необходимо провести отбор наиболее информативных признаков, отбросив малозначимые. Под информативностью признака, в первую очередь, понимается чувствительность амплитуды интенсивности к изменению концентрации определенной соли. Для выделения таких признаков были применены следующие методы: отбор по абсолютному значению стандартного отклонения (СтО) интенсивности в каждом канале (отобрано 704 признака, СтО которых превысило некое заданное значение); метод группового учёта аргументов [3] (выделение наиболее значимых для определения каждой соли каналов с последующим объединением таких подмножеств - всего 314 признаков); отбор по значениям кросскорреляции (КК) и кросс-энтропии (КЭ) (отбор признаков, для которых коэффициент корреляции превышал сумму среднего коэффициента корреляции и его СтО, рассчитанных для данного выходного признака со всеми входными; то же проделывалось и для КЭ, подмножества для всех солей объединялись, итог - 1134 значения).

Кроме отбора входных признаков, применялись и методы преобразования данных: агрегация (суммирование интенсивностей заданного числа соседних каналов) и анализ главных компонент (в качестве подаваемого на входы нейронной сети массива данных использовались координаты заданного количества главных компонент в преобразованном пространстве).

Для решения ОЗ определения парциальных концентраций по спектрам КР также предполагается в будущем проверить возможность применения нейронной сети с общей регрессией [5] и квазимодельного подхода [4]. Что же касается совершенствования вышеописанных методов, то здесь перспективным выглядит проведение отбора информативных признаков для массива агрегированных данных.

sasha.efitorov@yandex.ru

Литературы

1. Буриков С.А., Доленко С.А., Доленко Т.А., Персианцев И.Г.. Нейросетевое решение обратной задачи идентификации и определения парциальных концентраций

неорганических солей в многокомпонентном водном растворе. Нейроинформатика-2010. XII Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.2, с.100-110. М., МИФИ, 2010.

2. Гердова И.В., Доленко С.А., Доленко Т.А., Персианцев И.Г., Фадеев В.В., Чурина И.В. Новые возможности в решении обратных задач лазерной спектроскопии с применением искусственных нейронных сетей. Известия РАН. Серия физическая, 2002, т. 66, № 8, стр.1116-1124.

3. Ивахненко А.Г. Индуктивный метод самоорганизации моделей сложных систем. Киев, Наукова думка, 1982.

4. Dolenko, S.A., Burikov, S.A., Dolenko, T.A., and Persiantsev, I.G. Adaptive Methods for Solving Inverse Problems in Laser Raman Spectroscopy of Multi-Component Solutions. Pattern Recognition and Image Analysis, 2012, V.22, No.4, pp.551-558.

5. Specht D. A General Regression Neural Network. IEEE Trans. on Neural Networks, 1991, v. 2 (6), 568--576.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ.

Захарова С.А., Сальник А.К.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Как известно, описание процессов, происходящих в приповерхностных слоях атмосферы, является важной практической задачей, крайне сложной с математической точки зрения.

В настоящей работе предложены две упрощенные модели:

моделирование зависимости температуры от координаты в приповерхностном слое мирового океана,

моделирование зависимости концентрации от углекислого газа на границе двух типов растительности (например, лес-болото).

Из экспериментальных данных известно, что зависимость температуры от координаты на границе вода-воздух, также как и зависимость концентрации газа от координаты на границе двух типов растительности имеют вид контрастных структур типа ступеньки, то есть решения с внутренним переходным слоем. Как известно, [1],[2] решения такого типа существуют в задачах для параболических уравнений с малым параметром при производной.

Моделирование температуры в приповерхностном слое мирового океана.

Постановка задачи:

$$\varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = \frac{1}{\varepsilon} B(u, x, t) + b_1(u, x, t), \ 0 \le x \le 1;$$
$$u(0, t) = u^0, u(1, t) = u_1.$$

Здесь є – малый параметр; функция $\frac{1}{\varepsilon}B(u,x,t)$ описывает изменение температуры, свя-

занное со сменой среды вода-воздух. Малый параметр в знаменателе означает, что наличие внутреннего переходного слоя в решении, в наибольшей степени, обусловлено сменой сред. Функция $b_1(u,x,t)$ описывает другие различные факторы, влияющие на температуру, такие как течение или внешняя радиация. Предполагается, что величины u^0 и u^1 - значения температуры, соответственно, в толще воды и в воздухе, достаточно далеко от границы двух сред, известны.

Моделирование концентрации углекислого газа на границе двух типов растительности.

Постановка задачи:
$$\varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = A(x,t) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} B(u,x,t) + b_1(u,x,t) \quad 0 \le x \le 1;$$

$$u(0,t) = u^0, u(1,t) = u^1.$$

Здесь слагаемое $A(x,t)\frac{\partial u}{\partial x}$ описывает перенос углекислого газа при наличии ветра со скоростью A(x,t). Функции *B* и b_1 описывают ландшафтные изменения, которые и

скоростью A(x,t). Функции *B* и b_1 описывают ландшафтные изменения, которые и приводят к возникновению КС.

В каждой из постановок будем использовать функцию В следующего вида:

 $B(u, x, t) = (u - \varphi_1(x, t))(u - \varphi_2(x, t))(u - \varphi_3(x, t)),$ где $\varphi_i(x, t), i = 1, 3$ -достаточно гладкие медленно меняющиеся функции переменных *x* и *t*, например,

$$\varphi_1 = (x - a(t)) - \sqrt{(x - a(t))^2 - (C^0)^2}; \varphi_3 = -(x - a(t)) + \sqrt{(x - a(t))^2 + (C^1)^2}$$

Функции a(t) и $\varphi_2(x,t)$ подбираются специальным образом из условий на положение внутреннего переходного слоя, которое также считается известным.

Для каждой из указанных постановок построены асимптотические разложения решения в виде КСТС, а также произведен численный рассчет с использованием пробных параметров.

E-mail: sa.zakharova@physics.msu.ru,orangefrog@list.ru.

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высш. школа, 1990.

2. Н.Н. Нефедов, М.А. Давыдова. Периодические контрастные структуры в системах типа реакция-дифуззия-адвекция. Дифф. уравнения, 2010, Т. 46, №9, с. 1300-1312.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОДХОДОВ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ.

Исаев И.В.

МГУ им.М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Решение обратной задачи (O3) электроразведки в геофизике представляет собой процесс построения оператора, отображающего вектор данных о наблюдаемых на поверхности Земли значениях характеристик электромагнитного поля в вектор искомых геофизических параметров, описывающих распределение электропроводности (ЭП) в исследуемой подземной области. Реальные распределения чрезвычайно сложны, и для их описания требуется очень большое количество параметров, что приводит к известной неустойчивости (некорректности) ОЗ электроразведки [1].

Нейронные сети (HC) являются одним из инструментов, применяемых для решения O3, в том числе и для решения O3 электроразведки [4]. Однако одной из основных проблем при решении этой задачи, в том числе и с помощью HC, является её весьма высокая размерность, как по входу, так и по выходу. Количество определяемых параметров N_0 , описывающих распределение электропроводности, даже для рассматриваемого двумерного (2D) случая может составлять несколько сотен, а размерность входного вектора электромагнитных полей N_I – несколько тысяч или десятков тысяч.

Снижение вычислительной стоимости нейросетевого решения O3 может быть достигнуто путём компрессии входного вектора полей, например, путём отбора наиболее существенных входных признаков. Отметим, что при правильном осуществлении такой компрессии качество решения O3 также повышается [5].

В свою очередь, для каждой из компонент выходного вектора параметров задача, как правило, решается отдельно, т.е. для полного описания распределения электропро-

водности требуется решить N_O задач, построив для этого N_O нейронных сетей (HC) с одним выходом каждая.

Между тем, при нейросетевом решении многопараметрических обратных задач возможны несколько подходов:

1) Решение отдельной O3 с одним выходом с построением отдельной HC для каждого из определяемых параметров, как было описано выше (*автономное определение*). Этот подход наиболее универсален и применяется чаще всего.

2) Решение одной O3 с *одновременным определением* всех искомых параметров, что соответствует построению одной HC с N_0 выходами. Эффективность такого подхода достаточно быстро деградирует с увеличением количества определяемых параметров. При $N_0>20$ он становится практически неприменим. Однако для O3 с малым количеством параметров он иногда позволяет снизить погрешность их определения.

3) Объединение параметров в группы с одновременным определением параметров (и построением одной HC) внутри каждой группы (*групповое определение*). Способ объединения в группы диктуется при этом физическим смыслом определяемых параметров и известными взаимосвязями между ними. Этот подход фактически является промежуточным. Данный подход исследовался в работе [2] и показал свою эффективность при группировке параметров, имеющих сходные зависимости от входных признаков. Для данной ОЗ это соответствует "вертикальной" группировке параметров.

4) Поэтапное (последовательное) определение параметров. В рамках этого подхода на первом этапе определяются независимо друг от друга или одновременно те параметры, для которых эту задачу удаётся решить с приемлемой точностью. На последующих этапах значения этих параметров, полученные при применении НС первого этапа, подаются на вход НС вместе со значениями входных признаков. Данный подход исследовался в работе [3] и также показал свою эффективность.

В данной работе демонстрируется эффективность применения компрессии входных признаков и проводится сравнительный анализ эффективности использования автономного, группового и поэтапного определения параметров.

Групповое определение параметров позволяет получить более высокое качество решения задачи, чем поэтапное определение. Однако оба этих подхода позволяют получить выигрыш по сравнению с автономным определением. В связи с этим, представляется разумным проверить подход, связанный с их одновременным использованием. В этом направлении будут проведены дальнейшие исследования.

E-mail: isaev_igor@mail.ru

Литература

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Обратные задачи магнитотеллурики в современной постановке. // Физика Земли. 2004. № 4. С. 12-29.

2. Гужва А.Г., Доленко С.А., Исаев И.В., Оборнев Е.А., Персианцев И.Г., Шимелевич М.И.. Исследование влияния количества одновременно определяемых параметров на погрешность нейросетевого решения обратной задачи электроразведки. Нейроинформатика-2012. XIV Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.3, с.55-65. М., НИЯУ МИФИ, 2012.

3. Доленко С.А., Исаев И.В., Оборнев Е.А., Персианцев И.Г., Шимелевич М.И.. Исследование эффективности поэтапного определения параметров при нейросетевом решении обратной задачи электроразведки. Нейроинформатика-2013. XV Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.2, с.215-225. М., НИЯУ МИФИ, 2013.

4. Шимелевич М.И., Оборнев Е.А., Гаврюшов С.А. Техника построения нейронных сетей для решения многопараметрических обратных задач магнитотеллурического зондирования. // Изв. вузов, Геология и разведка. 2001. № 2. С. 129-137.

5. Dolenko S., Guzhva A., Obornev E., Persiantsev I., Shimelevich M. Comparison of Adaptive Algorithms for Significant Feature Selection in Neural Network Based Solution of the Inverse Problem of Electrical Prospecting. // Lecture Notes in Computer Science. 2009. Vol. 5769. P. 397-405.

СТРОГИЙ УЧЁТ ПАРЦИАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОМ АНАЛИЗЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ^{*}

Коняев Д.А.

МГУ им.М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

Введение

Данная работа посвящена разработке программы, позволяющей рассчитывать дифракционные поля и диаграммы рассеяния для двумерной скалярной задачи дифракции на рассеивателях сложной формы. На сегодняшний день существует множество различных подходов к численному решению задачи дифракции. Эти подходы можно разделить на два больших класса: сведение исходной краевой задачи к интегральному уравнению и непосредственное решение краевой задачи сеточными методами [1-5]. В настоящей работе используется наиболее универсальный численный метод решения краевых задач – метод конечных элементов.

Постановка задачи

Рассмотрим двумерную скалярную задачу дифракции на совокупности рассеивателей сложной формы. Пусть Ω_w – внутренние области рассеивателей, а $\partial \Omega_w$ – соответственно границы этих областей, где индекс w = 1, 2, ... Введём $\Omega_0 = \mathbb{R}^2 \setminus \bigcup \Omega_w$. На $\partial \Omega_w$ наложим требования существования касательной в каждой точке, связности и $\forall w_1, w_2 \operatorname{dist}(\partial \Omega_{w_1}, \partial \Omega_{w_2}) \ge c > 0$. Рассматриваемые рассеивателей выполняются либо условия сопряжения, либо условия третьего рода (условия второго рода, соответствующие непроницаемым рассеивателям можно рассматривать как частный случай).

Таким образом, запишем соответствующую задачу дифракции

$$\begin{cases} \Delta(v+v_0) + k^2(x, y)(v+v_0) = 0, (x, y) \in \Omega_0, \Omega_w \\ \frac{\partial(v+v_0)}{\partial x} + p_w(x, y)(v+v_0) = h_w(x, y), (x, y) \in \partial \Omega_w \end{cases}$$
(1)

$$\partial n_{w} = \lim_{r \to \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_{0} v \right) = 0$$
⁽²⁾

где $k^2(x, y) = q(x, y) * k_0^2, p_w(x, y), h_w(x, y)$ – заданные функции, $w = 1, 2, ..., v_0(x, y)$ – падающая волна с волновым числом k_0 .

Исходная задача рассматривается в неограниченной области. Чтобы решить эту задачу методом конечных элементов рассматриваемую область необходимо ограничить Введем фиктивную границу $\partial \Omega_0$, которая представляет собой окружность ра-

диуса *R*. Необходимо сформулировать граничное условие на $\partial \Omega_0$. Это можно сделать несколькими способами.

Использование «условия Зоммерфельда»:

$$\sqrt{R}\left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_0 v\right)\Big|_{r=R} = 0$$
или $\left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_0 v\right)\Big|_{r=R} = 0$ (3)

Обозначив за r_0 минимальный радиус окружности, содержащей все рассеиватели, можно записать условия на R в следующем виде $R >> \max(\lambda, r_0)$.

Использование улучшенных «условий Зоммерфельда»:

Следуя [6], используя результаты [7], получим приближённые условия излучения:

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

$$\left(\frac{\partial v}{\partial r} - ikv + \frac{1}{2r}v\right)\Big|_{r=R} \approx 0$$
(4)

В [8] было показано, что использование этого условия излучения позволяет достичь неплохих результатов при использовании меньших R, чем при использовании условия (3).

Использование парциальных условий излучения:

Для экономии вычислительных ресурсов необходимо $\forall \lambda$ сделать $R \sim r_0$. Следуя [3] заменим задачу (1), (2) эквивалентной, используя парциальные условия на фиктивной границе ∂Ω₀. Для удобства введём оператор:

$$\Psi v = \Psi[v(r,\phi)] = \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{dH_m^{(1)}(kR)}{dR} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v e^{-im\phi} d\phi\right] e^{im\phi}\right)$$
(5)

Тогда задача примет вид:

$$\begin{cases} \Delta u + k^{2}(x, y)u = 0, (x, y) \in \Omega_{0}, \Omega_{w} \\ \frac{\partial u}{\partial n_{w}} + p_{w}(x, y)u = h_{w}(x, y), (x, y) \in \partial \Omega_{w} \\ \frac{\partial u}{\partial r}\Big|_{r=R} = (\Psi u)\Big|_{r=R} + h_{0}(x, y) \end{cases}$$

$$(6)$$

$$(7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r}\Big|_{r=R} = (\Psi u)\Big|_{r=R} + h_0(x, y)$$
⁽⁷⁾

где $h_0(x, y) = \left(\frac{\partial v_0}{\partial r} - \Psi v_0\right)\Big|_{r=R}$.

Теперь, используя в операторе Ψ конечную сумму вместо ряда, получим задачу, которую можно решать методом конечных элементов. При более детальном рассмотрении ряда в операторе Ψ , нетрудно заметить, что этот ряд сходится довольно медленно.

В реализованной программе имеется возможность использовать любой из рассмотренных вариантов постановки граничных условий на фиктивной границе. Численное решение задачи

Ввелём обозначение:

$$\Phi_{w} = \begin{cases} -p_{w}(x, y)u + h_{w}(x, y), w = 1, 2, \dots \\ -p_{0}(x, y)u + h_{0}(x, y), w = 0, \text{ в случае условий Зоммерфельда} \\ \widetilde{\Psi}u + h_{0}(x, y), w = 0, \text{ в случае парциальных условий} \end{cases}$$
(8)

где $\widetilde{\Psi}$ – симметричная конечная сумма соответствующего ряда из оператора Ψ . Тогда задача примет вид:

$$\begin{cases} \Delta u + k^{2}(x, y)u = 0, (x, y) \in \Omega_{w} \\ \frac{\partial u}{\partial n_{w}} = \Phi_{w}u, (x, y) \in \partial\Omega_{w} \end{cases}$$

$$\tag{9}$$

Рассмотрим задачу поиска слабого решения задачи (9) [9]:

$$\left(\nabla u, \nabla v\right)_{L_2(\cup\Omega_w)} - \left(f, v\right)_{L_2(\cup\Omega_w)} - \sum_{w=0,1,\dots} \left(\Phi_w u, v\right)_{L_2(\partial\Omega_w)} = 0 \tag{10}$$

Если поставить на границе с номером w_i однородное условие второго рода (непроницаемый рассеиватель), то волновое поле внутри соответствующей области окажется тождественно равным нулю. Такие области целесообразно исключить из рассмотрения.

Построим в области Ω треугольную сетку. В программе для этого используется реализация метода граничной коррекции, с которым можно ознакомиться в [10-13].

Следуя [9], воспользовавшись методом конечных элементов, получим СЛАУ:

$$AC = F \tag{11}$$

Полученные матрицы являются разреженными. В разработанной программе для хранения таких матриц используется алгоритм, описанный в [14], а СЛАУ решается с помощью метода минимальных невязок (GMRES) [15].

Диаграмма рассеяния строится согласно [1].

Тестирование программы

Результаты тестирования программы при использовании «условий Зоммерфельда» представлены в [8].

Коротко рассмотрим основные результаты тестирования программы на задаче дифракции на бесконечном цилиндре в случае использования парциальных условий излучения.

Возьмём 101 член ряда в операторе Ψ , число членов ряда точного решения [2] возьмём равным 101, а радиус цилиндра положим равным единице: a = 1.

Табл.	1. (Сравнение	точного и	и численного	о решений	задачи	дифракции	на	бесконечном	круговом	ци-
линдре	е п	ри использо	эвании пар	рциальных у	словий изл	тучения	ſ .				

h _{cem.}	R	k ₀	$\left\ \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}\boldsymbol{c}\boldsymbol{n}} - \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{m}\boldsymbol{o}\boldsymbol{u}\boldsymbol{h}} \right\ _{C}$	$\left\ \mathcal{V}_{moyh.} \right\ _{C}$	$\frac{\ v_{ucr.} - v_{mouth.}\ _{C}}{\ v_{mouth.}\ _{C}} 100,$
0.01	1.1	1	0.00415402	1.7070776 6	0.243341
0.05	1.5	2	0.01313000	1.8585333	0.706471
0.05	1.5	3	0.01910133	1.9176578 3	0.996076
0.05	1.5	6	0.05823661	1.9715872 7	2.953793
0.01	1.1	10	0.00814917	1.9848199 5	0.410575

Из таблицы видно, что измельчая сетку можно добиться хорошей точности результата.

Программа также показывает неплохой результат при сравнении с результатами, представленными в [5].

Демонстрация возможностей программы

Заменим ряд в операторе Ψ конечной суммой от -50 до 50. Положим $k_0 = 1$, а

$$q(r,\phi) = \begin{cases} 9,0 \le r \le 1\\ 1,r > 1 \end{cases}$$
(12)

В качестве рассеивателей возьмём круг радиуса 1 с центром в начале координат и две фигуры заданные неравенством (13) с центрами в точках $(x_1; y_1) = (0; 2.5)$ и $(x_2; y_2) = (0; -2.5)$. Выберем R = 4.5 и линейные размеры сетки: $h_x = h_y = 0.09$.

$$F(r,\phi) = \sqrt{\frac{1}{\cos^2(2\cos\phi) + \cos^2(2\sin\phi)}} - r^2 \ge 0$$
(13)

Конфигурация рассеивателей и результат работы программы представлены на Рис.1.



Рис. 1. а) треугольная сетка, б) диаграмма рассеяния, в) полное волновое поле для задачи рассеяния на двух непроницаемых фигурах и проницаемом круге.

Литература

1. Галишникова Т.Н., Ильинский А.С. Численные методы в задачах дифракции - Издательство Московского Университета 1987.

2. Хёнл К., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции - Издательство «МИР», Москва 1964.

3. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики - Москва «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1991.

4. Ерёмин Ю.А., Свешников А.Г. Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции - Издательство Московского университета 1992.

5. J.H. Richmond. Scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, AP-13, 1965, N3, p. 334 – 341.

6. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчётной области - Москва ФИЗМАТЛИТ 2003.

7. Колтон Д. Кресс Р. Методы интегральных уравнений в теории рассеяния - Москва «МИР» 1987.

8. Коняев Д.А. Метод конечных элементов для решения скалярной задачи дифракции на двумерных рассеивателях сложной структуры // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2012. №4 стр. 30-36.

9. Стренг Г. Фикс Дж. Теория метода конечных элементов - Издательство «МИР», Москва, 1977.

10. Frey P.J., George P.L. Mesh Generation Application to Finite Elements - HERMES Science Europe Ltd, 2000.

11. Шайдуров В.В. Многосеточные методы конечных элементов - М., Наука, 1989.

12. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы - Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006.

13. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: итерационные методы - Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006.

14. Писсанецки С. Технология разреженных матриц - Москва «МИР», 1988.

15. Баландин М.Ю. Шурина Э.П. Методы решения СЛАУ большой размерности - Новосибирск, издательство НГТУ, 2000.

О ГЛОБАЛЬНОЙ НЕРАЗРЕШИМОСТИ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО НЕЛИНЕЙНОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

Малышев К.Ю.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Рассмотрена следующая начально-краевая задача:

$$\begin{cases} u_{tt} - u_{xx} = (u^2)_{xt}, & x \in (0, l), & t \in (0, \infty), \\ u(0, t) = 0, u(l, t) = lu'_x(0, t), & t \in (0, \infty), \\ u(x, 0) = \varphi(x), u'_x(x, 0) = \psi(x), & x \in (0, l). \end{cases}$$
(1)

Предполагается выполнение требования согласованности начальных и граничных условий. Уравнение (1) встречается в теоретической физике при изучении ионнозвуковых волн в плазме [1]; при этом степень актуальности рассматриваемой модели определяется физической реализуемостью рассмотренных дополнительных условий.

<u>Решением</u> начально-краевой задачи (1)—(3) назовём функцию u(x,t) класса $\mathbb{C}^{(2)}([0,\infty) \times [0,t])$, удовлетворяющую уравнению (1) и дополнительным условиям (2)—(3) в классическом смысле. Исследован вопрос о существовании такого решения (глобальная разрешимость во времени) при помощи метода пробных функций [2]. Введем функцию $l(t) \equiv \int_0^t (l-x)u(x,t)dx \in \mathbb{C}^{(2)}([0,\infty))$. Обозначим через C величину $\frac{dl}{dt}(0) - \int_0^t u^2(x,0)dx = \int_0^t (l-x)\psi(x)dx - \int_0^t \varphi^2(x)dx$.

В работе доказана <u>теорема</u>: при выполнении любого из нижеследующих условий задача (1)—(3) не разрешима в указанном смысле.

Условие 1. C = 0, j(0) > 0;Условие 2. $C > 0, j(0) \in \mathbb{R}_1$ Условие 3. $C < 0, j(0) > \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{p}}.$

Идея <u>доказательства</u> состоит в том, чтобы заметить неограниченный рост функции I(t) за конечное время (оценка времени выхода на бесконечность приводится в работе), имеющий место при указанных условиях и противоречащий глобальной по времени разрешимости рассматриваемой задачи. Неограниченный рост функции I(t) при указанных условиях на I(0) следует из того, что в силу неравенства Коши— Буняковского и дополнительных условий задачи функция I(t) удовлетворяет дифференциальному неравенству $\frac{dI}{dt} \ge \frac{3}{t^2}I^2 + C$. Тем самым в работе доказано отсутствие решения задачи (1)-(3) указанного выше класса. Результат работы позволяет сделать вывод об отсутствии (при выполнении условий теоремы) глобального по времени решения, которое бы находилось в рамках применимости физической модели.

Литература

1. Ландау Л.Д. Лившиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособ. для вузов: в 10-ти томах. Т. 10, «Физическая кинетика». М.: Физматлит, 2002, с. 199.

2. Э.Л. Митидиери, С.И. Похожаев, Априорные оценки и отсутствие решений нелинейных уравнений и неравенств в частных производных, Тр. МИАН, 234, М.: Наука, 2001, 3—383. *E-mail: kmalyshev08102@mail.ru*

СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В УРАВНЕНИЯХ РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ-АДВЕКЦИЯ С МАЛОЙ АДВЕКЦИЕЙ*

Никулин Е.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе рассматривается проблема существования и устойчивости стационарных решений в сингулярно возмущенных квазилинейных параболических уравнениях, называемых в приложениях уравнениями реакция-диффузия-адвекция

Рассматриваемый случай малой адвекции представляет интерес для ряда важных приложений (см., например, [1]) и ставит новые математические проблемы при исследовании существования и устойчивости стационарных решений этой задачи. Построена асимптотика решений с внутренними и пограничными слоями (контрастных структур) в случаях важных для приложений сбалансированных и несбалансированных реакции и адвекции. Применение и развитие на этот класс задач общей схемы асимптотического метода дифференциальных неравенств (см. например, [2]) позволили доказать существование и асимптотическую устойчивость контрастных структур. Известно, что множество устойчивых стационарных решений определяет динамику нестационарного решения. Полученные результаты предполагается развить на случай движущихся внутренних слоев и решить проблему генерации стационарных контрастных структур в таких моделях.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 10-01-00319 и <u>12-01-00387</u>. *E-mail: nikulin@physics.msu.ru*

Литература

1. Волков В.Т., Нефёдов Н.Н, Грачев Н.Е., Сенин Д.С. Оценка параметров фронта внутрипластового горения при закачке воздуха в нефтяной пласт. Нефтяное хозяйство, №4, 2010, с. 93-96. 2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Труды Математического Института имени В.А. Стеклова, 2010, т. 268, с. 268-283.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ SI-GE

Орлов А.О.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Кремний и соединения кремния с германием являются основными материалами современной наноэлектроники. Эти материалы обеспечивают возможность выращивания гетероструктур, то есть слоистых структур на кремниевых подложках. Уменьшение толщины слоев в этих гетероструктурах до квантоворазмерных величин приводит к возникновению новых свойств, не наблюдавшихся или слабо проявляющихся в объемных материалах. При облучении, напряженный слой твердого раствора в гетерострук-

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

турах образует потенциальную яму для дырок в валентной зоне. Глубина этой ямы превышает характерные энергии носителей заряда - дырок, позволяя оставаться им в яме длительное время. Для электронов напряженный слой в кремниевой гетероструктуре образует барьер в зоне проводимости. Квадрат модуля волновых функций электронов имеет форму двух пиков по краям гетероперехода, а квадрат модуля волновых функций дырок – форму пика внутри гетероперехода. Считается, что уровни энергии для дырок внутри ямы и для электронов вблизи ямы – квантованные, то есть, существуют постоянные главные собственные значения для этих энергий.

В настоящей работе для моделирования волновых функций электронов и дырок в гетероструктуре Si-Ge использована следующая модель:

$$\begin{cases} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial z^2} = (V_e(z) + \varphi(z) - E_e) \Psi_e + \alpha |\Psi_e|^2 \Psi_e \\ \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_h}{\partial z^2} = (V_h(z) - \varphi(z) - E_h) \Psi_h + \alpha |\Psi_h|^2 \Psi_h \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{e^2 n}{\varepsilon \varepsilon_0} (\Psi_h^2 - \Psi_e^2) \end{cases}$$
(0)

где ћ – постоянная Планка, *m*-эффективная масса носителей, Ψ_{e} , Ψ_{h} – волновые функции электронов и дырок; n-плотность носителей, возникающих в системе за счет темы за счет внешнего облучения; потенциалы $V_{a}(z)$, $V_{b}(z)$ – описывают потенциальный барьер для электронов и яму для дырок соответственно; $\varphi(z)$ – потенциал Хартри, вызванный электростатическим взаимодействием носителей.

Ранее подобная модель была рассмотрена в [1], однако в правых частях уравнений отсутствовали слагаемые ~ | ψ | ψ , которые можно интерпретировать как энергию корреляционного взаимодействия одинаковых частиц.

Задача (0) решается с помощью асимптотических методов [2]. Для нее была построена асимптотика решения в виде контрастной структуры переменного типа. Асимптотика решения имеет вид:

$$\Psi_{\varrho} = \Psi_{\varrho} + Q\Psi_{\varrho}, \ \Psi_{h} = \Psi_{h} + Q\Psi_{h}, \ \varphi = \bar{\varphi} + Q\varphi;$$

Энергетические уровни строятся в виде разложений вида:

$$E_e = E_{e0} + \mu E_{e1} + \cdots; E_h = E_{h0} + \mu E_{h1} + \cdots$$

представляют собой регулярную часть асимптотики, фун

Функции $\overline{\Psi_{h}}$ и $\overline{\Psi_{h}}$ представляют собой регулярную часть асимптотики, функции $Q\Psi_{e}$ и $Q\Psi_{h}$ – функции описывающие решение вблизи границ гетероперехода. В ходе построения асимптотики определяются энергетические уровни в системе.

E-mail: orlov.andrey@physics.msu.ru

Литература

1. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke, and R. Sauer Abteilung Halbleiterphysik, Universität Ulm, D-89069 Ulm, Germany: Type-II band alignment in Si/Si1-xGex quantum wells from photoluminescence line shifts due to optically induced band-bending effects: Experiment and theory // Phys. Rev. B 50. 1994, volume 50, issue 20, p. 15191--15196

2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. Москва: Высшая школа. 1990. 208 стр.

МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА В НИЖНЕМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ РАСТИТЕЛЬНОСТИ

Рыжова М.С.

МГУ им.М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из важных экологических задач является исследование процесса распространения в нижнем слое атмосферы различных веществ при известном распределении их источников. На процесс распространения влияют особенности ландшафта местности и структуры растительности, адвекция, связанная с температурной неоднородностью, и так далее. В данной работе рассматривается математическая модель процесса переноса, в которой с помощью разностных методов в двумерной области осуществляется решение усредненных уравнений Навье-Стокса для компонент скорости ветра и уравнения переноса вещества с адвекцией. Необходимость усреднять уравнения связана с тем, что движение воздушных потоков в нижнем слое атмосферы является турбулентным, и для того, чтобы правильно рассчитать вихри необходимых масштабов, требуется порядка 10^{18} узлов сетки. Усреднение позволяет существенно ослабить требования к расчетной сетке. При этом для всех искомых функций $\tilde{\psi}$ используется разложение Рейнольдса $\tilde{\psi} = \Psi + \psi$. Здесь и далее большими буквами будем обозначать средние значения функ-

ций по времени: $\Psi = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} \tilde{\psi}(\tau) d\tau$; маленькими буквами – их флуктуирующие части.

В работе рассматривается система уравнений для *x*-, *y*-, и *z*-компонент скорости ветра *U*,*V*,*W* соответственно и концентрации *C* переносимого вещества [1, 2]

$$\begin{aligned} &\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \\ &\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = f \left(V - V_g \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) + F_1 \left(U, V, W \right), \\ &\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -f \left(U - U_g \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) + F_2 \left(U, V, W \right), \\ &\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial W}{\partial z} \right) + F_3 \left(U, V, W \right), \\ &\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + W \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) + F_c \end{aligned}$$

в области $x \in (-L, L)$, $z \in (0, H)$, где K_x , K_z – коэффициенты турбулентной диффузии для скорости: $\overline{u^2} = -K_x \frac{\partial U}{\partial x}$, $\overline{u \cdot w} = -K_z \frac{\partial U}{\partial z} = -K_x \frac{\partial W}{\partial x}$; K_x^c , K_z^c – коэффициенты турбулентной диффузии для концентрации переносимого вещества: $\overline{u \cdot c} = -K_x^c \frac{\partial C}{\partial x}$, $\overline{w \cdot c} = -K_z^c \frac{\partial C}{\partial z}$; f – параметр Кориолиса: $f = 2\Omega\eta_3 = 2\Omega\sin\varphi$, где $\Omega = 7.29 \cdot 10^{-5}$ рад/сек – угловая скорость вращения Земли, φ – географическая широта; U_g , V_g – x- и y- компоненты так называемого геострофического ветра:

$$\left\{U_g, V_g\right\} = \frac{1}{\rho_0 f} \left\{-\frac{\partial \overline{P}}{\partial y}, \frac{\partial \overline{P}}{\partial x}\right\},\$$

 \overline{P} – среднее давление над приповерхностным слоем атмосферы, ρ_0 – равновесное значение плотности над приповерхностным слоем атмосферы (примерно 3000 метров); $F_{1,2,3}(U,V,W)$ – функции, описывающие взаимодействие потока воздуха с растительностью; F_C – функция, описывающая объемные источники переносимого вещества.

В начальный момент времени искомые функции считаются известными:

$$U\Big|_{t=0} = U_0, \ V\Big|_{t=0} = V_0, \ W\Big|_{t=0} = W_0, \ C\Big|_{t=0} = C_0$$

На боковых границах $x = \pm L$ расчетной области, которые являются свободными, ставятся так называемые "мягкие" граничные условия, или условия сноса:

$$\frac{\partial U}{\partial x}\Big|_{x=\pm L} = \frac{\partial V}{\partial x}\Big|_{x=\pm L} = \frac{\partial W}{\partial x}\Big|_{x=\pm L} = \frac{\partial C}{\partial x}\Big|_{x=\pm L} = 0.$$

На нижней границе области для компонент скорости ветра формулируются условия непроскальзывания:

$$U\Big|_{z=0} = V\Big|_{z=0} = W\Big|_{z=0} = 0$$

На верхней границе области скорость считается совпадающей со скоростью геострофического ветра:

$$U|_{z=H} = U_g, \qquad V|_{z=H} = V_g, \qquad W|_{z=H} = 0.$$

Значение концентрации С переносимого вещества на верхней границе считается известным из измерений:

$$C\Big|_{\tau=H} = C_H$$

Будем также считать, что на нижней границе известен поток С в атмосферу:

$$\left. \frac{\partial C}{\partial z} \right|_{z=0} = q_C.$$

Для рассматриваемой задачи построена разностная схема, основанная на методе переменных направлений. Разностная схема реализована в виде программы, правильность работы которой протестирована в случае задачи, имеющей аналитическое решение. *E-mail: maria.msu.ff@gmail.com*

Литература.

1. A. Sogachev, M. Leclerc, G. Zhang, U. Rannik, T. Vesala CO₂ Fluxes near a forest edge: a numerical study// Ecological Applications, 2008, 18(6), pp.1454-1469.

2. J. Wyngaard Turbulence in the Atmosphere, Cambridge University press, 2010.

МЕТОДИКИ ПОДГОТОВКИ ДАННЫХ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ ПРОГНОЗИРОВАНИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПАРАМЕТРАМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Широкий В.Р.

МГУ им.М.В.Ломоносова, НИИ ядерной физики им Д.В.Скобельцына, Москва, Россия

Для описания геомагнитных возмущений используются различные геомагнитные индексы, которые могут описывать геомагнитную обстановку как в определенных областях магнитосферы, так и состояние магнитосферы в целом. Одним из таких индексов является экваториальный индекс Dst [3], описывающий поведение магнитосферы Земли во время геомагнитных возмущений (ГВ). Ввиду возможных последствий этих явлений актуальна задача прогнозирования данного индекса. В настоящем докладе рассматриваются некоторые аспекты нейросетевого подхода к прогнозированию индекса Dst.

В данной работе рассматриваются нейросетевые модели, принимающие на вход текущие данные о параметрах солнечного ветра (CB), межпланетного магнитного поля (ММП) и значении Dst индекса, и их предысторию за предыдущие 24 часа, и выдающие в качестве ответа прогнозируемое на 1 час вперед значение Dst индекса. Используются данные о параметрах CB и ММП, измеряемые на орбите космического аппарата (KA) ACE [4]. Такой набор данных было решено использовать, основываясь на ранее полученных результатах [1]. Полное количество входных признаков составляло 192.

Отметим, что нейросетевая модель, аналогичная рассматриваемым в данной работе, используется для онлайн-прогнозирования значения индекса Dst на сайте Центра анализа

космической погоды НИИЯФ МГУ [2]. Перспективной целью настоящего исследования является улучшение качества онлайн-прогнозирования.

Следует отметить, что геомагнитное возмущение обычно встречается не более 1-2 раз в течение календарного месяца, вследствие чего в исходных данных наблюдается сильный дисбаланс между примерами, соответствующими ГВ или его отсутствию. Одним из методов предварительной обработки данных, применяемых для изменения данного соотношения с целью улучшения качества прогноза, является прореживание исходных наборов данных на промежутках, в которых длительное время отсутствуют ГВ [1]. Ввиду ряда причин в исходных наборах данных, полученных с КА АСЕ, существуют пропуски среднечасовых значений. Отсутствующие данные можно аппроксимировать по ближайшим значениям в случае, если величина окна отсутствующих данных невелика, увеличивая таким образом обучающую выборку для обучения нейросети.

В данном докладе производится сравнение нейросетевых моделей, использующих данные, подготовленные с помощью различных методик. Во всех моделях использовался персептрон с одним скрытым слоем, содержавшим 32 нейрона. Рассматриваются следующие методики подготовки данных (и соответствующие им нейросетевые модели):

1. Частичное восстановление и прореживание входных данных

2. Прореживание входных данных без восстановления

3. Частичное восстановление входных данных без прореживания

4. Исходный набор данных без частичного восстановления и прореживания

5. Максимальная ширина окна с пропуском в данных, подлежащего восстановлению, составляла 12 часов; восстановление осуществлялось методом линейной интерполяции.

Процедура прореживания данных выглядела следующим образом. Были выделены все сплошные промежутки длиной более 80 часов, содержащие только примеры, соответствующие невозмущённой геомагнитной обстановке. Из каждого такого промежутка были оставлены первые 5 и последние 15 примеров; все остальные примеры из промежутка удалялись.

Произведено сравнение качества прогноза путем сравнения работы полученных моделей друг с другом и со следующими тривиальными моделями:

1. модель, описывающая прогнозируемое значение индекса Dst линейной экстраполяцией по 2 последним среднечасовым значениям

2. модель, дающая в качестве прогноза текущее среднечасовое значение индекса Dst.

Полученные результаты проанализированы и на их основе предложены возможности улучшения моделей.

E-mail: shiroky@srd.sinp.msu.ru

Литература

1. А.Г. Гужва, С.А. Доленко, И.Г. Персианцев, В.Р. Широкий. Нейросетевые методы прогнозирования геомагнитных возмущений по параметрам солнечного ветра // Сборник научных трудов XIV всероссийской научно-технической конференции "Нейроинформатика-2012". 23 – 27 января 2012 г. М., НИЯУ МИФИ, Т. 3, С. 65-75.

2. http://swx.sinp.msu.ru

3. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html (Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page).

4. http://www.srl.caltech.edu/ACE/ (Advanced Composition Explorer, ACE).

ДВОЙНОЙ ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ТЕОРИЯ ДИНАМО

Юхина Н.А., Попова Е.П.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Считается, что циклическая магнитная активность Солнца имеет основной период, равный примерно 22 года. Однако более тщательные исследования показали, что

солнечный цикл является более сложным. В последние десятилетия появилось большое число работ, в которых показано, что квазициклические импульсы магнитной активности появляются с периодами около 0.5-2.0 лет на фоне 22-летнего солнечного цикла.

В работе исследовано поведение динамо-волн в рамках нелинейного динамо с учетом толщины конвективной зоны, коэффициента турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции. Показано, что в модели существуют режимы, аналогичные двойному циклу, наблюдаемому на солнце. Были построены баттерфляй - диаграммы для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля. Найден диапазон амплитуд меридиональных потоков и динамо-чисел с учетом толщины конвективной зоны Солнца, воспроизводящий двойной цикл.

E-mail: horicovaelena@mail.ru

УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В КОЛЬЦЕВЫХ ШТОРМОВЫХ БАССЕЙНАХ

Юшков Е.В., Истомина М.А.

МГУ им.М.В.Ломоносова, экономический факультет, Москва, Россия

В 60-х годах прошлого века в Московском гидрофизическом институте под руководством В.В. Шулейкина был построен один из самых больших кольцевых штормовых бассейнов, в котором волны, разгоняясь потоками воздуха, двигались, не встречая препятствий на своем пути. Основной целью строительства этого бассейна являлась возможность изучения волновых процессов, происходящих в условиях открытого моря, среди которых немалый интерес представляют уединенные волны — солитоны [1].

Механизм образования таких волн до сих пор остается не ясным, хотя современные эксперименты позволяют не только зафиксировать сам процесс формирования, но и получить условия возникновения уединенных волн -- ограничение на глубину, силу ветра, скорость и размеры солитона [2].

В проведенном исследовании уединенные волны в кольцевом штормовом бассейне рассмотрены как периодические с длинной волны равной длине канала. С помощью техники Р. Дресслера, развитой для катящихся волн в наклонных желобах [3], построены профили установившихся возмущений, бегущих с постоянной скоростью. Исследована зависимость высоты гидравлического прыжка от длины канала. Вычислена связь между силой ветра, скоростью движения волны и силами сопротивления. Проведен сравнительный анализ аналитически полученных результатов с численным моделированием системы мелкой воды с регуляризацией [4].

E-mail: yushkov.msu@mail.ru

Литература

1. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны.--М.: Мир, 1977.--622 с.

2. Шелковников Н.К. Вынужденный солитон в жидкости // Письма в ЖЭТФ, 2005, Т.82, вып.10, С.720-723.

3. Dressler R.F. Mathematical solution of the problem of roll-waves in inclined open channels, Comm. Pure Appl. Math., 2 (1949), 149-194.

4. Елизарова Т.Г., Истомина М.А., Шелковников Н.К. Численное моделирование формирования уединенной волны в кольцевом аэрогидроканале. Математическое моделирование, 2012, Т.24, ?4, С.107-116.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель: проф. Чуличков Алексей Иванович



МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТЬ ГРАФЕНА

Алябьев Д.В.

Институт ионно – плазменных и лазерных технологий, Ташкент, Узбекистан

Методом Монте-Карло исследовалось осаждение атомов водорода на поверхность графеновых листов различных размеров. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения [1].

Результатом моделирования осаждения единичных атомов водорода на графеновый лист является волнообразная деформация листа (рис. 1а).



Рис.1а.

Рис. 1б.

В случае, если атомы водорода располагались на одной линии, наблюдается изгиб листа вдоль линии атомов водорода (рис. 1б).

При осаждении группы атомов водорода на лист больших размеров (900 атомов углерода), результаты во многом подобны результатам, полученным для листа, меньших размеров (100 атомов углерода) (рис. 2).



Рис. 2

В том случае, если линия атомов водорода расположена на границе листа, наблюдается «выравнивание» волнообразных деформаций вдоль этой границы (рис. 2).

Автор выражает благодарность научному руководителю д-ру физ.-мат.наук, проф. А. А. Джурахалову и сотрудникам лаборатории «Теория взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела».

wside2008@mail.ru

Литература

1. D.W.Brenner, O.A.Shenderova, J.A.Harrison, S.J.Stuart, B.Ni, S.B.Sinnot. A second-generation reactive empirical bond order (REBO) potential energy expression for hydrocarbons // J.Phys: Condens. Matter 14 (2002), 783–802

STABLE OPTICAL VORTICES IN ELLIPTICAL OPTICAL FIBRES WITH TORSIONAL MECHANICAL STRESS

Barshak E.V.

V.I. Vernadsky Tavrida National University, physics faculty, Simferopol, Ukraine

The OVs have a number of unique properties that make them very promising tools for encoding and transmitting information [4], for trapping and manipulating microparticles [3], for astronomy purposes [5] and etc. To transmit the OVs over distance the various types of optical fibres have been proposed [2]. However, the mutual influence of torsional mechanical stress (TMS) and anisotropy on the propagation of OVs in optical fibres has not yet been considered. In this way, the main goal of this work is to study whether OVs can propagate in such fibres without changing its form, i.e. as the generic modes.

As a model we consider the weakly guiding ($\Delta \ll 1$) optical fibre with TMS with elliptical cross-section and it is assumed that the fibre consists of the core with the radius r_0 and an infinite cladding. The refractive index of the model under consideration is:

$$n^{2}(r,\varphi) = n^{2}(r)I - 2n_{co}^{2}\Delta\delta r f_{r}'I\cos 2\varphi + qp_{44}n_{co}^{4}r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin\varphi \\ 0 & 0 & -\cos\varphi \\ \sin\varphi & -\cos\varphi & 0 \end{pmatrix}.$$
 (1)

Here $n^2(r)$ is the refractive index of an ideal fibre, Δ is the height of the refractive index profile, n_{co} is the values of the refractive index in the core, $f(r) = \theta(r/r_0 - 1)$, θ being the unity step, I = col(1,1,1), $q = 2\pi/H$ (*H* being the pitch of twist). The second term in (1) is connected with ellipticity of the fibre's cross-section and the ellipticity parameter $\delta << 1$. The last term in (1) accounts for TMS and $p_{44} = 0.5(p_{11} - p_{12})$, p_{11} and p_{12} are the photoelastic constants. Cylindrical polar coordinates (r, φ, z) are implied and the axis z is the fibre's axis. Note that tensor (1) acts in Cartesian basis: $\vec{E} = col(E_r, E_v, E_z)$, where \vec{E} is the electric field.

To get the modes of elliptic fibres with TMS we solve the vector wave equation for nonmagnetic anisotropic media by means of perturbation theory [1].

We consider the case when the effect of TMS and ellipticity of the transverse crosssection on light's propagation is much greater than the influence of the SOI. The higher-order modes with the azimuthal number l=1 of such fibres are found to be:

$$\begin{split} \left|\Phi\right\rangle_{1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_{n}(r) \left(\sin\theta e^{i\varphi} - \cos\theta e^{-i\varphi}\right) \begin{pmatrix}1\\i\end{pmatrix}, \ \left|\Phi\right\rangle_{2} &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_{n}(r) \left(\cos\theta e^{i\varphi} + \sin\theta e^{-i\varphi}\right) \begin{pmatrix}1\\i\end{pmatrix}, \\ \left|\Phi\right\rangle_{3} &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_{n}(r) \left(\sin\theta e^{i\varphi} - \cos\theta e^{-i\varphi}\right) \begin{pmatrix}1\\-i\end{pmatrix}, \ \left|\Phi\right\rangle_{4} &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_{n}(r) \left(\cos\theta e^{i\varphi} + \sin\theta e^{-i\varphi}\right) \begin{pmatrix}1\\-i\end{pmatrix}, \end{split}$$
(2)

$$dg2\theta = \frac{\left|D_{n}\right|}{\Sigma_{n}}, \ D_{n} \propto k^{2} n_{co}^{2} \delta \Delta, \ \Sigma_{n} = \frac{k^{2} q \left|p_{44}\right| n_{co}^{4}}{\tilde{\beta}_{n}}, \ n \text{ - radial number}, \ 0 < \theta < \frac{\pi}{4}.$$
 The correspond-

ing propagation constants are:

$$\beta_{1,2} = \tilde{\beta}_n + \frac{1}{2\tilde{\beta}_n} \left(-\Sigma_n \pm \sqrt{\Sigma_n^2 + D_n^2} + G_{1,2} \right), \quad \beta_{3,4} = \tilde{\beta}_n + \frac{1}{2\tilde{\beta}_n} \left(\Sigma_n \pm \sqrt{\Sigma_n^2 + D_n^2} + G_{3,4} \right)$$
(3)

where $G_{1,4} = A_n + (B_n - A_n)\cos^2 \theta$, $G_{2,3} = B_n - (B_n - A_n)\cos^2 \theta$.

Expressions (2) and (3) are valid under the two following conditions:

$$\sin\theta \gg \frac{|B_n|}{2|D_n|}$$
 and $\frac{4\Sigma_n}{|B_n|} \gg 1$. (4)

It is seen that fields (2) are circularly polarized, which is obviously connected with the influence of the large twist-induced birefringence against the background of small SOI. The main feature of the modes (2) is that they are represented by a weighted superposition of two ideal (with an axially symmetric intensity distribution) OVs with the opposite signs of their topological charges. It is well known that such a superposition all by itself presents an OV with the well defined topological charge, which coincides with the charge of the partial OV with the largest weight coefficient. Naturally, this statement holds as long as weight coefficients in such a superposition are different. It is easy to understand that the topological charges of the modes (2) are: $l_{1,3} = -1$, $l_{2,4} = 1$

and these values remain the same as the parameter θ varies within its valid region. Such a behavior is an example of the exactly topological stability of OVs. Nevertheless, changing the parameter θ (through fibre parameters) manifests itself in changing such a fundamental characteristic of the filed as the orbital angular momentum (OAM). Indeed, it is known that in the general case the OAM is not determined only by the topological charge as it takes place in the simplest cases. It is straightforward to show that the modes (2) have the following OAM: $L_z^{1,3} = -\cos 2\theta$, $L_z^{2,4} = \cos 2\theta$,

where the upper indices stand for the mode number. It should be noted that as the twist pitch H decreases the OAM tend to the maximal values ± 1 . Such a behavior can be easily understood if we consider the corresponding limiting case for modes (2). Indeed, as $\Sigma_n \gg |D_n|$, the modes be-

come almost ideal OVs with the OAM (in relative units) coinciding with their topological charges. Such a regime could be useful when OVs are utilized as information carriers and should have the well-defined OAM. Within this regime one has to be especially careful with meeting conditions (4) under which the modes (2) are valid.

It is easy to see from Eq. (3) that all the mode propagation constants are well-spaced, thus making the OVs in Eq. (2) stable with respect to small (in comparison with effect of ellipticity and TMS) external perturbations. In other words, circularly polarized OVs are the generic modes of the strongly elliptical optical fibres with TMS.

The author expresses gratitude to supervisor *Maksym Alexandrovich Yavorsky* for setting the tasks and his advices in solving problems.

E-mail: lena.barshak@gmail.com

References

1. Alexeyev C N, Lapin B A, Yavorsky M A. Optical vortices and topological phase in strongly anisotropic coiled fewmode optical fibers // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. V.24, №10. 2665-2675.

2. Alexeyev C N, Volyar A V and Yavorsky M A Fiber Optical Vortices // Lasers, Optics and Electro-Optics Research Trends. New York : ed. Lian I. Chen, Nova Publishers. 2007. 131-223.

3. Gahagan K T, Swartzlander G A, Jr. Optical vortex trapping of particles // Opt. Lett. 1996. V.21. № 11. 827-829.

4. Gibson G, Courtial J, Padgett M, Vasnetsov M, Pas'ko V, Barnett S, Franke-Arnold S. Freespace information transfer using light beams carrying orbital angular momentum // Opt. Express. V.12. 5448–5456.

5. Swartzlander G A, Jr. The optical vortex coronagraph // J. Opt. A 2009 V. 11. 090422.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПЛАЗМОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Барышев А.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последнее время большое внимание со стороны ученых уделяется таким областям науки, как фотоника и плазмоника [1]. В частности большое количество работ посвящено исследованию рассеивающих свойств оптических антенн, представляющих собой кластер наноразмерных частиц, расположенных внутри либо вблизи слоистого интерфейса. Подобно антеннам радио- и микроволнового диапазона оптические антенны преобразуют энергию свободно распространяющегося излучения в энергию локализованной волны, и наоборот. Благодаря уникальному свойству металлических наноструктур, проявляющих свойства сильно неидеальной плазмы при оптических частотах, оптические антенны позволяют усилить взаимодействие света с веществом. Данное обстоятельство открывает широчайшую область их потенциального применения и позволяет с успехом использовать оптические антенны для увеличения эффективности работы различных современных электронных устройствах, таких как, солнечные батареи, фотодетекторы, биосенсоры, сканирующие микроскопы ближнего поля [1].

В настоящее время большинство исследований посвящено изучению рассеивающих свойств плазмонных оптических антенн, представляющих собой систему из металлических, в основном золотых, частиц, расположенных в слоистой среде. Такая оптическая антенна, как правило, возбуждается плоской электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно границам раздела сред. В основе такой конфигурации оптической антенны лежит эффект локализованного поверхностного плазмонного резонанса.

Недавно был открыт эффект экстремального рассеяния энергии [2], проявляющийся в области неизлучающих волн, когда возбуждающая плоская волна распространяется под углом, большим угла полного внутреннего отражения. Эффект заключается в резком, на порядок и более, возрастании интенсивности рассеянной волны. Открытие этого эффекта позволило предложить новую конструкцию оптической антенны, в которой в роли рассеивателей могут рассматриваться как диэлектрические, так и металлические наночастицы, расположенные вблизи поверхности слоистого интерфейса.

На основе метода дискретных источников [2] проведено математическое моделирование рассеивающих свойств диэлектрических и плазмонных оптических антенн, представляющих собой кластер диэлектрических и металлических наночастиц соответственно, расположенных вблизи поверхности тонкой пленки из благородного металла, нанесенной на поверхность стеклянной подложки. Моделирование проведено в том числе и в области неизлучающих волн, где проявляется эффект экстремального рассеяния энергии. Будут представлены диаграммы рассеяния в дальней зоне, демонстрирующие направляющие рассеивающие свойства данных антенн.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ. Проект № 12-02-31878-мол_а.

E-mail: alexandr.baryshev@gmail.com

Литература

1. Novotny, L. Hulst, van N. Antennas for light // Nature Photonics. 2011, №5. p. 83-90.

2. Eremin, Yu. Eremina, E. Grishina, N. Wriedt, T. Extreme scattering effect: Light scattering analysis via the Discrete Sources Method // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2011, №112. p. 1687-1696.

МАЛОСИГНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГРАФЕНОВОГО ТРАНЗИСТОРА ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Батманова Д.К.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», факультет автоматики и электроники, Москва, Россия

Радиочастотные электронные устройства играют важную роль в современных телекоммуникационных системах, требующих низкое энергопотребление на высоких частотах, высокую степень интеграции, хорошую производительность даже в сложных условиях, таких как радиация и т.д. Уникальные свойства графена дают возможности для улучшения малошумящих радиочастотных усилителей. В данной работе представлена аналитическая малосигнальная модель высокочастотного графенового полевого транзистора. Модель, главным образом, основана на явном распределении химического потенциала в графеновом канале, полученном при решении уравнения непрерывности тока в диффузионно-дрейфовом приближении[1]. Производительность высокочастотного полевого транзистора на основе графена характеризуется следующими малосигнальными параметрами: крутизна (transconductance, g_m), выходная проводимость (g_D), ёмкости затвор-исток (C_{GS}) и затвор-сток (C_{GD}). Моделирование малосигнальной крутизны и выходной проводимости проводилось с учетом двух режимов насыщения тока стока (насыщение скорости носителей заряда и уменьшение концентрации носителей около стока). Также представлено аналитическое выражение такого широко используемого показателя добротности высокочастотных устройств, как частота среза. Модель учитывает влияние паразитных сопротивлений и ёмкостей, в том числе ёмкости поверхностных состояний.

Были получены аналитические выражения для малосигнальных ёмкостных и токовых характеристик графенового полевого транзистора в полуклассическом диффузионно-дрейфовом приближении. Предложенная модель позволяет описать влияние на малосигнальные характеристики и частоту среза ёмкости поверхностных состояний, квантовой ёмкости, а также контактных сопротивлений. *E-mail: evily@inbox.ru*

Литература

6. G. I. Zebrev, "Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory", a chapter in "Physics and Applications of Graphene – Theory", Ed. by S. Mikhailov, Intech, 2011.

7. S.M. Sze, K.K. Ng, "Physics of Semiconductor Devices," 3rd edition, Wiley-Interscience, 2007.

8. I. Meric et al. "RF performance of top-gated, zero-bandgap graphene field-effect transistors," IEDM, 2008

9. E.H. Nicollian, J.R Brews, 1982, MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology, Bell Laboratories, Murray Hill, USA

10. F. Schwierz, "Graphene Transistors," Nature Nanotechnology, 30 May 2010 | doi: 10.1038/nnano.2010.89

11. F. Schwierz, J.J. Liou, "RF transistors: Recent developments and roadmap toward terahertz applications," Solid. State Electronics, 51, 1079–1091(2007)

12. J.-P. Raskin, "SOI Technology: An Opportunity for RF Designers?" Journal of Communications and Information Technology, No.4, 2009.

13. I. Meric et al. "RF performance of top-gated, zero-bandgap graphene field-effect transistors," IEDM, 2008

14. S. Russo et al., "Contact resistance in graphene-based devices", Physica E, Volume 42, Issue 4, p. 677-679, 2010

15. M.S. Shur, "Physics of Semiconductor Devices," Prentice-Hall International, Inc., 1990.

16. "Impact of contact resistance on the transconductance and linearity of graphene transistors", Appl. Phys. Lett. 98, 183505 (2011)

17. X. Yang, G. Liu, M. Rostami, A. Balandin, and K. Mohanram "Graphene Ambipolar Multiplier Phase Detector" IEEE Trans. Electron Devices (in press).

18. Lei Liao et al., "High-speed graphene transistors with a self-aligned nanowire gate," doi:10.1038/nature09405, 2010.

19. Bresciani, M., P. Palestri, D. Esseni & L. Selmi, 2009, in Proc. ESSDERC (IEEE), 480-483.

20. Castro, E. V. et al., 2007, «Biased bilayer graphene: semiconductor with a gap tunable by the electric field effect», Phys. Rev. Lett. 99, 216802.

21. Cervantes-Sodi, F., G. Csanyi, S. Picanec & A. C. Ferrari, 2008, «Edge-functionalized and substitutionally doped graphene nanoribbons: electronic and spin properties», Phys. Rev. B 77, 165427.

22. Chen, F., J. Xia, D. K. Ferry, & N. Tao, 2009, «Dielectric screening enhanced performance in graphene FET», Nano Lett. 9, 2571–2574.

23. Chen, J-H., C. Jang, S. Xiao, M. Ishigami & M. S. Fuhrer, 2008, «Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO2», Nature Nanotech. 3, 206–209.

24. Chen, Z. & J. Appenzeller, 2008, in Tech. Dig. IEDM (IEEE), paper 21.1.

25. Chen, Z., Y-M. Lin, M. J. Rooks, & Ph. Avouris, 2007, «Graphene nano-ribbon electronics», Physica E 40, 228–232.

26. J.-H. Chen, C. Jang, M. Ishigami, S. Xiao, W. G. Cullen, E. D. Williams, and M. S. Fuhrer, Solid State Commun. 149, 1080 (2009)

27. Emelianov V.V.; Zebrev, G.I., Ulimov, V.N., Useinov, R.G.; Belyakov V.V.; Pershenkov V.S., "Reversible positive charge annealing in MOS transistor during variety of electrical and thermal stresses," IEEE Trans. on. Nucl. Sci., 1996, No.3, Vol. 43, pp. 805-809.

28. G.I. Zebrev, "Graphene nanoelectronics: electrostatics and kinetics", Proceedings of the SPIE, Volume 7025, p. 70250M-9 (2008).

29. Zebrev G.I. "Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory", "Graphene, Theory, Research and Applications", Intech, 2010.

30. Zebrev G.I., Useinov R.G., "Simple model of current-voltage characteristics of a metalinsulator-semiconductor transistor", Fiz. Tekhn. Polupr. (Sov. Phys. Semiconductors), Vol. 24, No.5, 1990, pp. 777-781.

31. Зебрев Г. И. Вольтамперная характеристика МОП транзистора с учетом зависимости подвижности от продольного электрического поля // ФТП. – 1992. Т. 26. №1. – С. 47-49.

32. Yu-Ming Lin, Keith A. Jenkins, Alberto Valdes-Garcia, Joshua P. Small, Damon B. Farmer, and Phaedon Avouris "Operation of Graphene Transistors at Gigahertz Frequencies", Nano Letters, V.9, No.1, 422-426, 2009.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ В ОБЛАСТИ ДРЕЙФА СПЕКТРОМЕТРА ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ

Бисярин Н.Н.

ООО «Шибболет»

Рязанский государственный радиотехнический университет, факультет электроники, Рязань, Россия

Спектрометр ионной подвижности состоит из устройства отбора пробы газа, аналитической ячейки и электронного блока регистрации и обработки сигнала. Аналитическая ячейка содержит ионизатор, затвор для порционного отбора ионов на анализ, систему дрейфовых электродов с однородным ускоряющим электрическим полем для разделения ионов по типам и коллектор для регистрации по количеству и по времени прилета групп ионов из дрейфового пространства. Оптимизация работы спектрометра заключается в подборе геометрической конструкции и электрических параметров, при которых обеспечиваются наилучшие аналитические характеристики Внесение изменений в систему и подбор оптимальных параметров может оказаться трудоемкой задачей. Для ускорения процесса проектирования и повышения эффективности разработки можно создать теоретическую модель, позволяющую определять влияние геометрических, электрических и параметров окружающей среды на аналитические характеристики устройства. Математическая модель для анализа движения ионов в области дрейфа спектрометра ионной подвижности построена на решении уравнения переноса ионов. Уравнение переноса позволяет проанализировать пространственно-временную эволюцию сгустка первичных ионов, участвующих в диффузии и в реакциях с молекулами, во время дрейфа под действием внешнего электрического поля. Геометрия аналитических трубок дрейфа является цилиндрической и решение уравнение переноса следует рассматривать в цилиндрической системе координат. Поток ионов через пространство дрейфа, описывает соотношением:

$$\Phi(0,z,t) = \frac{A}{2} \left(v_d + \frac{z}{t} \right) \frac{s e^{-\alpha t}}{4 (\pi D_z t)^{1/2}} \left[1 - exp \left(-\frac{r_0^2}{4 D_T t} \right) \right] exp \left[-\frac{(z - v_d t)^2}{4 D_L t} \right], \quad (1)$$

где A – площадь коллектора, v_d - скорость дрейфа ионного сгустка, s - поверхностная плотность ионов, α – коэффициент рекомбинации, D_s , D_T - продольный и поперечный коэффициенты диффузии, r_0 – радиус входного отверстия. Соотношение (1) позволяет осуществить расчет теоретического профиля времяпролетного спектра. Входными параметрами модели являются площадь входного отверстия, через которое ионы поступают в пространство дрейфа, и площадь выходного отверстия, являющееся площадью коллектора, длина области дрейфа, напряженность электрического поля в области дрейфа. Задание начальной поверхностной плотности ионов позволяет моделировать влияние тока разряда на характеристики прибора. Задавая коэффициент подвижности известной группы ионов (например, реактант-ионов) можно осуществить построение времяпролетного спектра этих ионов.

Колебания температуры среды и атмосферного давления в условиях эксплуатации спектрометра могут достигать, соответственно, десятков градусов и мм.рт.ст. в зависимости от погодных условий и географического положения. Некоторые выпускаемые модели спектрометров ионной подвижности имеют термостатированные аналитические ячейки, что позволяет исключить влияние температуры на разброс выходных параметров. В тоже время термостатирование ячейки может привести к увеличению массогабаритных показателей и увеличению потребляемой мощности, что негативно сказывается на эксплуатационных характеристиках портативного устройства. Аналитическая ячейка через систему выводов сообщается с атмосферой. Модель позволяет оценить влияние факторов окружающей среды на аналитические характеристики спектрометра.

При построении времяпролетного спектра на основании решения уравнения переноса принимается допущение, что рассматриваемый ионный сгусток мгновенно создается с плотностью, равномерной в тонком диске, и дрейфует в неограниченном пространстве под действием постоянного электрического поля и число ионов которого может уменьшаться за счет реакции с нейтральными молекулами газа. Для объективной оценки разрешения следует принимать во внимание конечную величину времени формирования ионного сгустка. Для этого используется соотношение:

 $\Delta t^2 = t_1^2 + t_2^2 \,, \quad (2)$

где t_1 – ширина пика в момент его образования вблизи затвора, t_2 – ширина пика, который достигал бы коллектора при времени t_1 , стремящимся к нулю. Для определения уширения ионного пакета величина t_2 определяется из теоретического времяпролетного спектра, полученного из уравнения, а величина t_1 – временем формирования ионного пакета при прохождении ионного затвора.

В модели предполагается реализация возможности учета свойств дрейфового газа, в котором осуществляется движение ионного пакета, не только посредством задания коэффициентов диффузии, но и учета массы молекул газа и их поляризуемости.

Используя модель, проведено сравнение рассчитанного теоретического времяпролетного спектра с экспериментальными результатами при входных параметрах соответствующих реальным параметрам экспериментального спектрометра ионной подвижности с источником ионов на основе коронного разряда. Максимальная погрешность модели достигает 15 % и меняется в зависимости от напряженности поля. Погрешность возникает вследствие наличия слабой зависимости коэффициента подвижности от напряженности электрического поля. Если принимать в расчет эту зависимость можно существенно снизить возникающую погрешность.

Использование данной модели позволяет выполнять расчет и оценку параметров спектрометра ионной подвижности до внесения реальных изменений в аналитическую ячейку. Производить оценку и подбор геометрических и электрических параметров, с учетом влияния факторов окружающей среды для обеспечения наилучших аналитических характеристик.

Автор выражает глубокую признательность к.ф.-м.н., директору ООО «Шибболет» Черняку Евгению Яковлевичу за всестороннее содействие.

E-mail: n.n.b@list.ru

РЕГУЛЯРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ С УСТУПАМИ И ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ СООРУЖЕНИЯХ

Булатов О.В.¹, Елизарова Т. Г.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ²Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Москва, Россия

В работе [2] был предложен численный метод для решения задач в рамках модели мелкой воды. Этот метод основан на осреднении уравнений по малому временному промежутку, в результате которого получаются регуляризованные уравнения мелкой воды. Похожие численные методы применялись к широкому кругу гидродинамических и газодинамических задач [1]. Уравнения аппроксимируются с использованием интегро-интерполяционного метода, получившая явная по времени схема хорошо себя показала для нестационарных задач, удобна для распараллеливания и адаптирована для неструктурированных сеток. Численный метод на основе регуляризованных уравнений также адаптирован для задач с "сухим дном", которые нашли свое применение при расчете набегания волн цунами на берег.

Для простоты приведем только одномерный вид регуляризованных уравнений мелкой воды

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial j_m}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial j_m u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{gh^2}{2}\right) = \left(h - \tau \frac{\partial hu}{\partial x}\right) \cdot \left(f - g \frac{\partial b}{\partial x}\right) + \frac{\partial \Pi}{\partial x}$$

$$j_m = h(u - w), \ w = \frac{\tau}{h} \left(\frac{\partial hu^2}{\partial x} + gh \frac{\partial h}{\partial x} + gh \frac{\partial b}{\partial x} - hf\right)$$

$$\Pi = uh\tau \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{\partial b}{\partial x} - f\right) + \tau gh \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial x}\right)$$

В данной записи h(x, t) и u(x, t) обозначают глубину жидкости и ее скорость, b(x) для профиля дна, f играет роль внешней силы (сила ветра, сила Кориолиса, сила трения о дно), g для ускорения свободного падения. Символом τ обозначен параметр регуляризации, который имеет размерность времени. В случае $\tau \rightarrow 0$ уравнения с добавочными членами превращаются в классические уравнения мелкой воды. При численных расчетах на сетках с характерным шагом Δx параметр регуляризации вычисляется как

 $\tau = \alpha \Delta x \sqrt{gh}$ с численным коэффициентом $0 < \alpha < 1$. Такая регуляризация позволяет использовать центральную аппроксимацию для всех пространственных производных, включая конвективные слагаемые.

Для задач с "сухим дном" используется следующий подход, который был изложен в работе [3]. Введем параметр отсечения ε для глубины жидкости h. В численном алгоритме ставится условие: если h < ε , тогда u = 0 и τ = 0; иначе проводится стандартный расчет.

Если градиент дна ограничен, то параметр отсечения связан с характерным шагом сетки (в работе рассматриваются другие формы этого соотношения)

$$\varepsilon \ge \Delta x \left(\frac{\partial b}{\partial x} \right)_{\max}$$

Получившийся численный алгоритм является хорошо сбалансированным, что подтверждается на проведенных тестовых задачах. Например, точность решения для задачи о покоящейся жидкости при наличии выпуклой поверхности с сухим дном (рис. 1) составляет порядка ~10⁻⁵.



Рис. 1. Поверхность покоящейся жидкости при наличии выпуклой поверхности с сухим дном.

Численные результаты для задачи "набегания цунами на берег с постоянным наклоном" показаны на рис. 2. Справа постановка задачи, а слева эволюция во времени движения береговой точки по сравнению с известным решением. Постановка задачи и данные с информацией об известном решении были взяты из открытых источников [4]. Особенно на графике заметно, что сгущение сетки приводит к лучшему соответствию с данным решением задачи.



Рис. 2. Набегание цунами на берег с постоянным наклоном: постановка задачи (слева) и эволюция во времени положения береговой точки (справа).

Дополнительно в презентации будет приведен численный алгоритм для двумерного случая вместе с результатами расчета двумерных задач.

E-mail: dombulatov@mail.ru E-mail: telizar@yahoo.com

Литература

1. Елизарова Т.Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научн. мир, 2007.

2. Elizarova T.G., Bulatov O.V. Regularized shallow water equations and a new method of numerical simulation of the open channel flows // Computers & Fluids. 2011. N 46. p. 206–211

3. Ricchiuto M., Bollermann A. Stabilized residual distribution for shallow water simulations. // J.Comput. Physics. 2009. V. 228. N 4. p. 1071–1115

4. http://isec.nacse.org/workshop/2004 cornell/bmark1.html

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Вильданова М.Ф., Бибиков С.Б., Мальцев А.А., Гольдберг В.М.*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской Академии Наук, Москва, Россия

В данной работе была создана электрофизическая установка для проведения измерений параметров модельных ячеек суперконденсаторов (СК) для исследования свойств материалов. Был предложен оригинальный метод и разработан пакет программ для управления экспериментом и анализа данных, позволяющий оперативно получить информацию об электрофизических параметрах СК-ячейки: величине полезной суммарной ёмкости ячейки, а также величине внутреннего сопротивления саморазряда и сопротивления электрода-коллектора, ограничивающего отдаваемую электрическую мощность.

Для определения параметров СК-ячейки была использована измерительная схема на базе программируемого источника тока/напряжения Б5-80, моста сопротивлений Р33, измерительного вольтметра/амперметра В5-80, соединённого с компьютером. На рисунке 1(а) приведена принципиальная схема установки.

Измерения проводились в двух режимах:

измерение кинетики тока зарядки/разрядки при воздействии на ячейку перепада на-пряжения;

измерение вольтамперных характеристик (ВАХ) при воздействии линейноциклического напряжения, в соответствии с рис. 1(б).



(a)

(б)

Рис. 1. Эквивалентная схема измерительной схемы для исследования ВАХ электрохимической ячейки типа суперконденсатора (а) и временная зависимость приложенного напряжения при измерениях циклограммы (б).

Отклик тока i(t) разбивается на две группы решений:

для полупериода возрастания напряжения $u_{ex}(t)$ в цикле *m* (обозначаемого далее индексом *m*+), в котором зависимость $u_{m^+} \equiv u_{ex}(t)$ на интервале времени t_{m^+} определяется выражениями:

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

$$\forall 2(m-1)T \le t_{m+} < (2m-1)T, \quad u_{m+} = \frac{U_0}{T}t - 2(m-1)U_0; \tag{1}$$

аналогично, для полупериода спада напряжения $u_{ex}(t) \equiv u_{m}$. в цикле *m* на интервале t_{m} .

$$\forall (2m-1)T \le t_{m-} < 2mT, \quad u_{m-} = -\frac{U_0}{T}t + 2mU_0 \quad (2)$$

Строгое решение задачи для произвольного конечного числа циклов *m* должно учитывать "предысторию" зарядок и разрядок. В результате работы были получены точные выражения для соответствующих полупериодов:

для полупериода нарастания напряжения $u_{m+}(t_{m+})$ в цикле т зависимость тока $i_{m+}(t_{m+})$ имеет вид:

$$i_{m+}(t_{m+}) = \frac{U_0}{R_0} \left[\frac{t_{m+}}{T} - 2(m-1) \right] + \frac{\beta \cdot U_0}{R_{\mu}} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[1 - e^{\left(-\frac{t_{m+}}{\tau}\right)} \cdot \frac{1 - e^{\gamma} + 2e^{\gamma(2m-1)}}{e^{\gamma} + 1} \right]$$
(3)

аналогично, для полуцикла спада напряжения u_m -(t_m -) в цикле m для тока i_m -(t_m -) получим:

$$i_{m-}(t_{m-}) = \frac{U_0}{R_0} \left[2m - \frac{t_{m-}}{T} \right] - \frac{\beta \cdot U_0}{R_{\mu}} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[1 + e^{\left(-\frac{t_{m-}}{\tau}\right)} \cdot \frac{1 - e^{\gamma} - 2e^{\gamma^2 m}}{e^{\gamma} + 1} \right].$$
(4)

В ходе работы методом циклической вольтамперометрии были выполнены измерения ёмкости модельных СК-ячеек (Рис. 2). Используя полученные данные, можно, решая обратную задачу методом параметрической оптимизации по алгоритму Левенберга-Марквордта, определять искомые величины ёмкости и сопротивлений по данным первых трёх циклов ВАХ.



Рис. 2. Циклограмма ВАХ образца СК-ячейки.

В итоге был разработан пакет программ (VAmpCurve, Vamp_CurveFit) для управления экспериментом и расчёта параметров ячеек. Представленная методика измерения и алгоритмы обработки результатов являются простыми по сравнению с классическим методом, требующим проведения дополнительных экспериментов и расчетов, а также эффективными и оригинальными.

E-mail: vildanova89@mail.ru

Литература

1. D. Andrienko. Cyclic Voltammetry. Max Planck Institute for Polymer Research. Jan. 22, 2008. 12 p.

КЛАССИФИКАЦИЯ УРАВНЕНИЙ КОЛЕБАНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Гриценко Д.С., Кирюхин О.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Рассмотрим задачу классификации обыкновенных дифференциальных уравнения вида:

$$y'' = f(y, u), \tag{1}$$

с управляющим параметром u относительно преобразований обратной связи [2] $\varphi: (x, y, u) \mapsto (X(x, y), Y(x, y), U(u)),$

В работе [1] найдены такие преобразования, которые сохраняют класс уравнений (1). Такие преобразования действуют на функцию *f* в уравнении следующим образом.

Рассмотрим расслоение $\pi : \mathbb{R}^3 \to \mathbb{R}$, $\pi : (y, u, z) \mapsto (y, u)$. Сечения этого расслоения мы отождествим с функциями вида z = f(y, u), входящими в правую часть уравнений (1). Дифференциальные инварианты уравнений (1) — это дифференциальные инварианты псевдогруппы Ли, порожденной следующими векторными полями на \mathbb{R}^3 :

$$Y_1 = \frac{\partial}{\partial y}, \quad Y_2 = y \frac{\partial}{\partial y}, \quad Y_3 = z \frac{\partial}{\partial z}, \quad Y_4 = H(u) \frac{\partial}{\partial u}$$

Здесь *Н* — произвольная гладкая функция. Укажем дифференциальные инварианты до третьего порядка этой псевдогруппы Ли:

$$J_{21} = \frac{z_{yy}z}{z_y^2}, \quad J_{22} = \frac{z_{yu}z}{z_yz_u},$$
$$J_{31} = \frac{z_{yyy}z^2}{z_y^3}, \quad J_{32} = \frac{z_{yyu}z^2}{z_y^2z_u}, \quad J_{33} = \frac{(z_u z_{yuu} - z_{yu} z_{uu})z^2}{z_u^3 z_y}.$$

В терминах этих инвариантов формулируются условия локальной эквивалентности уравнений типа (1) относительно преобразований обратной связи.

Аналогичные методы классификации гамильтоновых систем с управляющим параметром применялись в работе [2].

E-mail: <u>zishihuandi@gmail.com</u> E-mail: kiryukhin@physics.msu.ru

Литература

1. Гриценко Д., Кирюхин О. Дифференциальные инварианты квазигармонических уравнений колебаний с управляющим параметром // Тезисы докладов международной конференции "Геометрические методы в физике и теории управления", 17–23 декабря 2012, Москва. С. 34. 2. Kushner A., Lychagin V. Petrov Invariants for 1-D Control Hamiltonian Systems // Global and Stochastic Analysis. 2012. Vol. 2, No. 1. P. 241–264.

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЕРВЫХ ДВУХ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ СТУПЕНЯХ ПЕРСПЕКТИВНОГО КВД

Дружинин Я.М.

Московский физико-технический институт, ф-т аэромеханики и летательной техники

До недавнего времени учет нестационарного характера работы лопаточной машины выражался главным образом в условиях отсутствия высоких уровней вибрации и резо-

нансов. В основе традиционных методов проектирования положены представления о стационарности течения в венцах. В настоящее время усилия разработчиков направлены на создание малоступенчатых высоконагруженных машин, высокая эффективность которых может быть достигнута только с учетом нестационарности процесса сжатия.

В ЦИАМ ведутся разносторонние экспериментальные и расчётные работы по исследованию перспективного высоконагруженного двухступенчатого компрессора HPC (High pressure compressor). Конструкция HPC разработана, исходя из того, что он, в основном, предназначен для исследования клокинг эффектов направляющих аппаратов и рабочих колес. Клокинг эффект – это влияние взаимного окружного расположения роторов или статоров на характеристики.

Численное моделирование течения выполнено при помощи программного комплекса 3DFS, созданного для решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. При проведении расчетов использована блочно-структурированная H-сетка.

Первый этап исследования соответствует стационарной постановке задачи и позволяет быстро оценить характеристики устройства. Второй этап – нестационарная постановка и исследование клокинг эффектов. Полученные поля статического давления и энтропии представлены на рис. 1. Результаты показали, что клокинг роторов не сопровождается существенным изменением расхода, степени сжатия и кпд процесса, но вызывает значительные изменения в аэродинамической нагрузке на лопатках второго ротора, а также на направляющем аппарате, расположенном между роторами (разница составила 20% и 30% соответственно).



Рис.1. Поля статического давления и энтропии в НРС.

В работе проведён анализ нестационарных характеристик, измеренных в эксперименте. Наибольшее внимание уделено исследованию пульсаций статического давления на корпусе рабочих колёс с помощью малоинерционных датчиков Kulite. Для увеличения отношения сигнал/шум используется метод когерентного суммирования. С помощью программы Wolfram Mathematica 8.0 произведено дискретное Фурьепреобразование сигнала с каждого датчика, построены спектры.

В работе рассмотрены методические задачи определения поля на периферии с моделированием работы малоинерционных датчиков на основании расчётных данных. Модельная задача преследовала цель определения оптимального количества и расположения датчиков в осевом и окружном направлении. Написана программа, в которой производится накопление данных с датчиков, расположенных в узлах расчётной сетки, соответствующих физическому расположению датчиков в эксперименте. Имеется возможность варьировать частоту опроса моделируемых датчиков.

Выявлено, что основываясь на предположении о стационарности, можно восстановить поле давления с помощью одного ряда датчиков, расположенных вдоль хорды лопатки рабочего колеса. Использование результатов нестационарного расчёта показало существенную зависимость поля, восстановленного по одному ряду датчиков, от углового положения в начальный момент времени. Проведён анализ распределения давления в зависимости от угла и времени, выявлена необходимость использования матрицы датчиков. Написана программа визуализации мгновенного и среднего поля давления на корпусе рабочего колеса.

yadjoker@yandex.ru

Литература

1. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976, 400с.

2. Колган В.П.. Конечно-разностная схема для расчета двумерных разрывных нестационарных газодинамических решений. Ученые записки ЦАГИ,1975,т.VI,№ 1, 142с. 3. Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Секундов А.Н. К созданию универсальной однопараметрической модели для турбулентной вязкости. МЖГ, №4, 1993,154с.

МЕТОД АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО СЕРИЯМ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Егоров Г.А.

Ульяновский государственный университет, инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

Наиболее часто успехи исследований внутреннего строения Солнца связывают с результатами, полученными относительно молодой области физики гелиосейсмологии. Основным диапазоном периодов волн в гелиосейсмологии принят диапазон звуковых колебаний вблизи периода 5 минут. Однако на поверхности Солнца существуют волновые процессы, периоды которых имеют гораздо большую величину и физический механизм существования которых иной, чем звуковые колебания. Мало изученным остаются и по сей день диапазоны периодов, начинающиеся от нескольких часов и более. Это связано с тем, что физические механизмы образования и поддержания волн в этой области разнообразны и содержат достаточно много шумовых составляющих, что делает их изучение достаточно сложным. С другой стороны этот диапазон содержит достаточно много информации о внутреннем строении Солнца, которая может существенным образом дополнять информацию, получаемую в диапазоне звуковых колебаний. Например, в области низких частот можно получать информацию о дифференциальном вращении Солнца и распределении скоростей этого вращения по глубине.

В настоящей работе рассматриваются методы вычисления спектральных характеристик волн в диапазоне периодов T > 3 часов по серии изображений Солнца, получаемых с борта солнечной обсерватории SOHO. Эти методы опираются на многомерный спектральный анализ, основанный на методе максимальной энтропии. В работе описаны основные алгоритмы вычисления спектров и их интегральных характеристик, а так же дисперсионных кривых соответствующих процессов. Проанализиронаны глобальные процессы переноса вещества в различне моменты солнечной активности.

Метод вычисления спектральной плотности на основе антенных решеток

Метод построения спектральной плотности процессов, происходящих на Солнце на основе анализа серий изображений, опирается на широко используемый в геофизике метод фазовых антенных решеток [1-3]. Для построения пространственновременного спектра волнового процесса, который предполагается стационарным в широком смысле [4], используют оценку фазовых задержек на данной частоте f Фурье-составляющей процесса между всеми парами узлов антенной решетки.

В случае наличия шума или негармоничности падающих волн, фазовые задержки $\Delta \phi_{ab}(f)$ между парами узлов вычисляются с ошибками, что приводит к различным значениям оценок волновых векторов процессов для разных групп узлов на

данной частоте *f*. В этом случае для вычисления волновых векторов используют методы спектрального анализа.

Основой такого подхода, который описан, например, в [4], является последовательная процедура оценивания спектральной матрицы $S_{ab}(f)$ векторного процесса X_i^a и последующее оценивание пространственно-временного спектра $S(\mathbf{k}, f)$ по уже известной спектральной матрице. Вся эта процедура может быть описана в терминах метода максимальной энтропии.

В реальности энтропия пространственно-временного процесса, стационарного в широком смысле с нормальным распределением, описывается формулой [5]:

$$H_{s} = \frac{1}{2} \int_{-1/2}^{1/2} \int_{-k_{0}}^{k_{0}} \int_{-k_{0}}^{k_{0}} \ln S(\mathbf{k}, f) dk_{1} dk_{2} dk_{3} df.$$
(1)

Наилучшей оценкой $S(\mathbf{k}, f)$ является оценка вида:

$$S(k, f) = [Tr(S(f)E(k))]^{-1}.$$
(2)

Здесь матрица *E*(*k*) имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}^+(\mathbf{k}) \bigotimes \mathbf{e}(\mathbf{k}),$$

а элементы направляющего вектора гармонической волны $\mathbf{e}(\mathbf{k}) = (e_1, e_2, ..., e_N)$ вычисляется по формуле:

$$e_a(k) = e^{i(\mathbf{k},\mathbf{r}_a)}$$

Оценка (2) является искомой оценкой спектральной плотности сигнала, обоснованной с точки зрения принципа максимальной энтропии. *E-mail: egorov g a@mail.ru*

Литература

- 1. Маклеллан, Дж. Х. Многомерный спектральный анализ / Дж. Х. Маклеллан // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 9. С. 139–151.
- 2. Дворянинов, Г. С. Метод максимальной энтропии в многомерном спектральном анализе временных рядов / Г. С. Дворянинов, В. М. Журавлев, А. В. Прусов // Морской гидрофизический журнал. 1987. № 3. С. 41–48.
- Дворянинов, Г. С. Методы максимальной энтропии и комплексных нормальных мод для многомерного и пространственно-временного спектрального анализа / Г. С. Дворянинов, В. М. Журавлев, Е. М. Лемешко, А. В. Прусов // Моделирование гидрофизических процессов и полей в замкнутых водоемах и морях / под ред. А. С. Саркисяна. – М. : Наука, 1987. – С. 213–228.
- 4. Журавлев В.М., Журавлев А.В., Егоров Г.А. Оценивание пространственно-временных спектров волновых процессов на основе последовательности изображений с помощью многомерного метода максимальной энтропии // Известия высших учебных заведений, Поволжский регион, Физико-математические науки, 2008, N3 - C. 71-81.
- 5. Стратанович, Р. Л. Теория информации / Р. Л. Стратанович. М. : Сов. радио, 1975. 424 с.

УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ В ДУГОВОЙ ПЕЧИ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ОХЛАЖДАЕМЫМ ПОДОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Казак О.В.

Донецкий национальный университет, физико-технический факультет, Донецк, Украина

Одной из наиболее актуальных проблем в теории электровихревых течений (ЭВТ) в настоящее время являются изменение характера и скорости движения потоков расплавленного металла в металлургических печах постоянного тока с подовым электродом [1]. Такой тип печей имеет не только экономическую целесообразность, но и относится к экологически чистым технологиям выплавки стали [2].

Перспективной технологией уменьшения негативного воздействия движущегося расплава металла на защитный слой футеровки в непосредственной близости подового электрода металлургических печей является снижение температуры путем охлаждения подового электрода [3].

В настоящей работе были смоделированы электромагнитные [4, 5] и тепловые процессы в расплаве металла в осесимметричной постановке. Максимальная температура локализована вблизи катода, где горит электрическая дуга, на расстоянии порядка радиуса электрода. В распределении температуры имеется радиальный градиент, который приводит к возникновению конвекции в электровихревых течениях.

Согласно стратегии решения задачи, были смоделированы гидродинамические процессы в расплаве металла в осесимметричной постановке с учетом конвекции и силы Лоренца. На рис. 1 приведены гидродинамические поля модуля скорости, вектора скорости и линии тока расплава. Здесь 1 – футеровка, 2 – расплав металла, 3 – электроды, 4 – слой шлака.

Как видно из графиков, в расплаве возникает интенсивное вихревое движение. Конвективное движение совпадает по направлению с электровихревым и усиливает его. Вихрь образуется в области подового электрода, как показано на рис. 1, и там имеет максимальную скорость. Поток расплава на оси симметрии восходящий и, достигая верхней границы объема расплава, устремляется вниз. Максимальная скорость вихревого движения наблюдается на оси электродов и достигает 0,5 м/с, что примерно в 1,5 раза больше скорости движения без конвекции [6, 7]. Скорость расплава у торца анода возле футеровки около 0,3 м/с. В области верхнего электрода виден вихрь с обратным направлением вращения создаваемый неравномерным распределением плотности тока в области верхнего электрода.

При наличии конвекции в движение вовлечен весь объем расплава и отсутствуют застойные зоны вблизи края ванны печи, как при движении расплава без конвективных потоков [7]. Кроме того, уменьшился вихрь в области верхнего электрода. Основной вклад в вихревое движение расплава вносит электромагнитная сила Лоренца. Наличие конвекции приводит к увеличению максимальной скорости вихревого движения расплава на 1/3 по сравнению со скоростью электровихревого движения только под действием силы Лоренца.

Для верификации полученных результатов аналогичные расчеты были проведены в пакете COMSOL. Сравнение результатов полученных разными методами и пакетами показало несущественное расхождение результатов и составило около 3 % [7]. Хорошее согласование результатов, полученных разными методами и пакетами, говорит о надежности методов и достоверности полученных результатов. На следующем этапе верификации было проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по повышенному износу футеровки [6]. Хорошее согласование областей с максимальной скоростью и максимальным износом футеровки говорит о достоверности полученных результатов.

На рис. 2 приведено сравнение в безразмерных величинах величины сдвигового напряжения на поверхности футеровки вокруг подового электрода для разной температуры подового электрода. График величины сдвигового напряжения приведен в безразмерных координатах. В качестве масштабов сдвигового напряжения взято характерное значению этой величины при рабочей температуре ($\tau_0 = 120$ Па), от расстояния, выраженного в радиусах электрода (R = 0,25 м). Как видно, понижение температуры подового электрода существенно влияет на величину сдвигового напряжения в непосредственной близости подового электрода за счет увеличения вязкости расплава в непосредственной близости подового электрода за счет увеличения вязкости расплава при снижении температуры. Так, при понижении температуры подового электрода до температуры плавления стали, скорость течения на уровне сдвигового подслоя снижается на 20 %, а величина сдвигового напряжения на 15 %.



Анализируя полученные результаты показана возможность снижения величины сдвигового напряжения, а следовательно и износа футеровки, в непосредственной близости подового электрода на 15 % путем снижения температуры подового электрода. *E-mail: olegkazak@yandex.ru*

Литература

1. Зайцев В.А., Медовар Л.Б. Подовые электроды дуговых печей постоянного тока // Современная электрометаллургия. – 2009. – N 2. – С. 3-8

2. Нехамин С.М., Крутянский М.М., Филиппов А.К. Дуговые печи постоянного тока – высокоэффективные плавильные агрегаты // Литейщик России. – 2005. – N 5. – С. 25-26

3. Тищенко П.И., Тимошенко С.Н., Пасечник С.Ю., Тищенко А.П., Пасечник А.Ю. Подовый электрод с жидкометаллическим теплоносителем для дуговой печи постоянного тока // Наукові праці ДонНТУ, Металургія. – 2011. – Випуск 12 (177). – С. 164-170

4. Kazak O., Semko O. Modelling Vortex Fields in Metal Smelting Furnaces // The International Journal of Multiphysics. – 2010. Volume 4. Number 4. – P. 351-358

5. Kazak O., Semko O. Electrovortex field in DC arc steel making furnaces with bottom electrode // Ironmaking and Steelmaking. – 2011, Volume 38. Number 4. – P. 273-278

6. Kazak O., Semko O. Modelling magnetohydrodynamic processes in DC arc steel making furnaces with bottom electrodes // Ironmaking and Steelmaking. -2011. Volume 38. Number 5. -P. 353-358.

7. Казак О.В., Семко А.Н. Электровихревое движение расплава в печах постоянного тока с подовым электродом // Инженерно-физический журнал. – 2011. Том 84. №1. – С. 209-217

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15^{*}

Карцев Н.М.

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

Наиболее экономичными в области управляемого термоядерного синтеза являются вертикально вытянутые токамаки, так как они требуют меньшее тороидальное магнитное поле при тех же параметрах плазмы по сравнению с первыми токамаками с круглым вертикальным сечением [6]. Однако в установках данного типа существует эффект вертикальной неустойчивости плазмы. Для обеспечения надежной работы вытянутых токамаков актуальным является решение задачи подавления вертикальной скорости плазмы.

Плазма в токамаке является сложным нелинейным нестационарным объектом, поведение которого приближенно описывается системой векторных уравнений Кирхгоф-

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

фа, уравнением Града-Шафранова в частных производных и уравнениями переноса частиц. Для синтеза системы управления необходимо получить достаточно достоверное линейное приближение для модели поведения плазмы. С помощью численной модели плазмы в токамаке, реализуемой плазмо-физическим кодом ДИНА [2], настроенной на параметры токамака Т-15 (Институт физики токамаков, НИЦ «Курчатовский институт»), ставится задача идентификации неустойчивой модели вертикальной скорости плазмы [1] линейной передаточной функцией минимального порядка, достаточного для синтеза стабилизирующего регулятора.

Вертикальная скорость плазмы \hat{Z} вычисляется с помощью дифференцирующего фильтра $W_d(s) = s / (0.05s+1)$ из сигнала вертикального положения плазмы Z, получаемого на коде ДИНА. Управляющим входом является сигнал напряжения на катушках горизонтального магнитного поля U. Для решения задачи идентификации неустойчивого объекта необходимо охватить его устойчивой обратной связью. Методом экспериментальной настройки получен стабилизирующий пропорциональный регулятор 20000 [Вс/м] в прямой цепи (рис. 1).



Рис. 1.Замкнутая система стабилизации вертикальной скорости плазмы с пропорциональным регулятором.

Важную роль в численной процедуре идентификации линейной модели играет выбор ее порядка. По диаграмме сингулярных чисел ковариационной матрицы выбран минимальный порядок 2. Заметим, что процедура линеаризации кода ДИНА [3] с последующей редукцией линейной модели, не позволяет получить удовлетворительную модель вертикальной скорости плазмы настолько низкого порядка.

Для получения исходных данных для численной процедуры идентификации замкнутая система стабилизации была протестирована набором сигналов Z_{REF} в виде меандров с амплитудами 0.1 м/с и 0.05 м/с и обнулением в первые 0.05 с после включения (рис. 2).



Рис. 2. Уставки и отработанные скорости при тестировании замкнутой системы.

Идентификация проводилась методом минимизации ошибки предсказания [5], который состоит в итеративной минимизации целевой функции $J_N(G,H) = \sum_{i=0}^N e^2(i)$, где e(i) = H-1(y(i) - Gu(i)) - ошибка между измеренным и предсказанным выходом, а G и H - операторы обобщенной модели системы y(i)=Gu(i) + He(i).

В результате численной процедуры идентификации, выполненной в среде Matlab System Identification Toolbox, была получена линейная модель замкнутой системы 2-го порядка, передаточная функция которой в непрерывном времени имеет вид:

 $\Phi(s) = (88.24s + 3.4 \cdot 105) / (s2 + 155.1s + 3.344 \cdot 105)$. Модель вертикальной скорости плазмы 2-го порядка от входа U до выхода Ż, вычисленная методом эквивалентных преобразований: $W(s) = \Phi(s) / K(1 - \Phi(s)) = (0.004412s + 17) / (s2 + 66.89s - 5520)$, имеет полюса (-114.924, 48.035) с-1. Полученное значение неустойчивого полюса хорошо соответствует своей оценке по поведению разомкнутой системы 48.8 с-1, приведенной в [4]. Этот полюс соответствует постоянной времени неустойчивого роста Z, равной 20.5 мс.

E-*mail: n.kartsev*(*a*)*yandex.ru*

Автор выражает благодарность научному руководителю д.т.н Ю.В. Митришкину за плодотворное сотрудничество в сфере магнитного управления плазмой в токамаках.

Литература

1. Митришкин Ю.В., Коростелев А.Я., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р. Синтез и моделирование двухуровневой системы магнитного управления плазмой токамака-реактора // Физика плазмы. 2011. Том 37. №4. С. 307-349.

2. Лукаш В.Э., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Программно-вычислительный комплекс ДИНА в системе MATLAB для решения задач управления плазмой токамака // Вопросы атомной науки и техники, серия: Термоядерный синтез, вып. 1, 2004, с. 40-49.

3. Mitrishkin Y.V., Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R. Linearization of ITER plasma equilibrium model on DINA code // Proc. 32nd EPS Plasma Physics Conference, Tarragona, Spain, ID P5.080, June 2005.

4. Mitrishkin, Y.V., Kartsev, N.M., Zenckov, S.M. Plasma vertical position, shape, and current control in T-15 tokamak. Invited session paper accepted for publication in proc. IFAC MIM2013 Conference, Saint Petersburg, Russia, June 2013.

5. Verhaegen V. and Verdult V. Filtering and System Identification. New York: Cambridge University Press, 2007.

6. Wesson J. A., Tokamaks. Oxford: Clarendon Press, 1997.

ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ДЛЯ СИНТЕЗА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ФОРМОЙ И ТОКОМ ПЛАЗМЫ

Коренев П.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В данной работе рассматривается способ получения линейной модели плазмы в токамаке, необходимой для построения системы управления формой и током плазмы. Предлагаемый способ основан на использовании жесткой модели плазмы [4], в которой плазма в токамаке представлена в виде множества контуров тока, взаимодействие которых с токами катушек управления и пассивных структур описывается следующей матричной системой дифференциальных уравнений:

$$M\dot{I} + RI = V, \tag{1}$$

где $I = (I_c, I_v, I_p)^T$ – столбец сил тока в катушках, пассивных структурах и контуров тока в плазме соответственно, M – матрица взаимных и собственных индуктивностей в системе, R – диагональная матрица сопротивляемостей, $V = (V_c, 0, V_{n.o.})^T$ – столбец напряжений V_c , подаваемых на катушки, и эффективных напряжений в плазме $V_{n.o.}$.

В системе (1) нам неизвестны распределение I_p токов в плазме и относящиеся к плазме индуктивности. Эти параметры, также как и распределения магнитного поля и полоидального магнитного потока, не могут быть измерены непосредственно, а должны быть определены из измеряемых вне плазмы величин индукции магнитного поля и полоидального магнитного потока. Чтобы определить эти параметры нужно решить

описывающее распределение полоидального магнитного потока уравнение Грэда-Шафранова [1]:

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\psi = -\mu_0 r J_{\varphi}, \lim_{r\to 0}\psi = 0, \lim_{r\to\infty}\psi = 0,$$

здесь J_{φ} – тороидальная плотность тока плазмы, ψ – полоидальный магнитный поток, связанный с полоидальной компонентой вектора магнитной индукции соотношением $\vec{B}_p = \nabla \psi \times \nabla \varphi$, где φ – полярный угол в цилиндрической систем координат.

Для решения данной задачи нужно использовать код EFIT (Equilibrium Fitting) [3] либо аналогичный ему реконструкционный код, восстанавливающий распределения токов I_p и полоидального магнитного потока ψ в плазме. После этого можно найти необходимые для модели (1) индуктивности плазмы, линеаризовав распределение ψ относительно токов:

$$\psi = M_{pc}I_{c} + M_{pv}I_{v} + M_{pp}I_{p}.$$

В случае использования кода EFIT функция полоидального магнитного потока находится при помощи итерационного метода Пикара [3]:

$$\psi_n = \sum_c G(\vec{r}, \vec{r}'_c) I_c + \sum_v G(\vec{r}, \vec{r}'_v) I_v + \int G(\vec{r}, \vec{r}'_p) I_p(\vec{r}'_p, \psi_{n-1}) dS',$$

где $G(\vec{r},\vec{r}')$ – функция Грина для уравнения Грэда-Шафранова [1], интегрирование ведется по полоидальной плоскости токамака, а $I_p(\vec{r}'_p,\psi_{n-1})$ – тороидальная плотность тока в плазме, аппроксимируемая полиномом от ψ_{n-1} коэффициенты которого находятся из условия равенства тока нулю на границе плазмы и минимизации суммы квадратов разностей между значениями полоидального магнитного потока и магнитного поля измеренными датчиками и соответствующими значениями на n-1-ой итерации.

В рассмотренном случае коэффициенты взаимной индуктивности между плазмой и магнитными катушками и пассивными структурами находятся как соответствующие значения функции Грина $G(\vec{r},\vec{r}')$, а коэффициенты взаимных индуктивностей между трубками тока плазмы, как $M_{pp'} = \int_{S_{p'}} G(\vec{r}_p,\vec{r}') I_p(\vec{r}',\psi) dS' / \int_{S_{p'}} I_p(\vec{r}',\psi) dS'$.

Дальнейшее уточнение значений индуктивности можно получить, учитывая возможность перемещения плазмы как целого по осям *r* и *z*:

$$\begin{split} \boldsymbol{M}_{ab}^{*} &= \boldsymbol{M}_{ab} + \left(\frac{\partial \boldsymbol{M}_{ap}}{\partial \boldsymbol{r}_{C}} \frac{\partial \boldsymbol{r}_{C}}{\partial \boldsymbol{I}_{b}} + \frac{\partial \boldsymbol{M}_{ap}}{\partial \boldsymbol{z}_{C}} \frac{\partial \boldsymbol{z}_{C}}{\partial \boldsymbol{I}_{b}}\right) \boldsymbol{I}_{p}, \ \boldsymbol{a}, \boldsymbol{b} \in \{\boldsymbol{c}, \boldsymbol{\upsilon}, \boldsymbol{p}\}, \ \boldsymbol{r}_{C} &= \sqrt{\frac{1}{J} \int \boldsymbol{r}^{2} \boldsymbol{I}_{p}(\vec{r}) dS} \ , \\ \boldsymbol{z}_{C} &= \frac{1}{J} \int \boldsymbol{z} \boldsymbol{I}_{p}(\vec{r}) dS \ , \ \boldsymbol{J} = \int \boldsymbol{I}_{p}(\vec{r}) dS \ , \end{split}$$

где r_C и z_C – координаты центроида плазмы.

Связанные с движением плазмы поправки к индуктивностям могут быть выражены через полученные ранее распределения токов и индукции магнитного поля в плазме, и базовые значения индуктивностей [4]. К примеру, поправка к взаимной индуктивности между катушками и пассивными структурами может быть найдена по формуле:

$$\delta M_{cv} = \frac{M_{cp} \partial I_p / \partial r \cdot \partial I_p^T / \partial r M_{pv}}{2\pi \sum_i r_i \partial I_p(\vec{r}_i) / \partial r \cdot B_z(\vec{r}_i) - \mu_0 J^2 / 2r_C} - \frac{M_{cp} \partial I_p / \partial z \cdot \partial I_p^T / \partial z M_{pv}}{2\pi \sum_i r_i \partial I_p(\vec{r}_i) / \partial z \cdot B_r(\vec{r}_i)}$$

Линейная модель плазмы, рассмотренная в данной работе, может использоваться для построения систем управления плазмой в различных токамаках. Планируется численная реализация рассмотренной модели в программно-вычислительной среде MATLAB с целью применения в реальном эксперименте на строящемся в России токамаке T-15 [2].

Автор выражает признательность д.т.н. Митришкину Ю.В. за научное руководство.

E-mail: pkorenev92@mail.ru

Литература

1. Ariola M., Pironti A. Magnetic Control of Tokamak Plasmas. M.: Springer-Verlag. 2008.

2. Azizov E.A., et al. Status of Project of Engineering-Physical Tokamak // The 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejon (South Korea), 2010. FTP/P6-01.

Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks // Nuclear Fusion. 1985, vol. 25, №11. p. 1611-1622.
 Walker M.L., Humphreys D.A. Valid Coordinate Systems for Linearized Plasma Shape Response Models in Tokamaks // Fusion Science and Technology. 2006, vol. 5, №4. p. 473-489.

ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕНЗОРА ИНЕРЦИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Красулин А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Расчет тензоров инерции является важной задачей во многих отраслях науки и техники. Вычисление компонент тензора необходимо в машиностроении, судостроении, авиации, а так же в космической технике [1]. В естественно научной области тензоры инерции применяются как при решении задач, связанных с изучением движения маятников, так и при определении физических параметров планет (гравитационного поля) с помощью их моментов инерции [2].

В связи с этим лабораторная работа общего физического практикума «Определение тензора инерции твердого тела» [3] на первом курсе физического факультета МГУ им. Ломоносова является положительным аспектом. В лабораторной работе проводится измерение периода колебаний крутильного маятника при различных положениях исследуемого тела относительно оси вращения. Маятник состоит из рамки, закреплённой на упругой вертикальной проволоке, и исследуемого тела. В ходе работы сначала вычисляются геометрические размеры исследуемых тел, а затем с помощью таймера измеряется время нескольких колебаний системы. Так как геометрические размеры рамки тяжело измерить ввиду сложного строения, ее момент инерции вычисляется определением периода колебаний рамки без тела. Далее, на основе полученных периодов колебания системы из рамки и исследуемого тела и вычисленного момента инерции рамки, производится расчет тензора инерции твердого тела. Недостатком работы практикума является необходимость обработки вручную большого количества измерений, что приводит к существенной трате времени и отвлечению от основной цели эксперимента изучения тензора инерции.

В представленной работе предлагается усовершенствовать методику выполнения задачи практикума путем внедрения компьютерной обработки данных, включая подсчет погрешностей измерения. Разработанная программа включает в себя интерфейс для ввода измеренных в ходе эксперимента данных, блок для обработки результатов эксперимента и вычисления всех необходимых погрешностей и блок модельного эксперимента, в котором реализована процедура проведения лабораторного практикума. Для работы с блоком модельного эксперимента требуется вводить не результаты измерений, а начальные данные системы. Программа проводит анализ начальных условий и выводит в качестве результата рассчитанный тензор и эллипсоид инерции для данной системы в идеальных условиях. В математической модели установки, реализованной в блоке, можно расширять условия эксперимента и выявлять параметры системы, приводящие к росту ошибок в измерениях и неточности результатов эксперимента.

Разработанная программа позволяет получить тензоры инерции для некоторых простейших тел и упростить обработку данных эксперимента, проводимого при выполнении задачи общего физического практикума. Построенная модель установки позволяет исследовать поведения системы в различных условиях. Произведено сравнение результатов, полученных с помощью идеальной модели и реального эксперимента. Для наглядной демонстрации и сравнения результатов, полученных на основе эксперимента и моделирования, приводятся графики эллипсоидов инерции тел, участвующих в эксперименте. Разработанная программа по автоматизации процесса обработки результатов эксперимента по определению тензора инерции твердого тела позволяет упростить систему обработки данных и увеличивает интерес к такой работе. А построенная модель показывает идеальный момент инерции тела и указывает на неточности, возможные в ходе выполнения работы, которые приводят к росту ошибок в измерениях.

E-mail: Rezident-95@mail.ru

Литература

1. Беляев Н. М. Сопротивление материалов. // Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1976.

2. Пантелеев В. Л. Физика Земли и планет. Курс лекций // Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова Физический факультет, 2001.

3. Салецкий А.М., Слепков А.И. Лабораторный практикум по механике твердого тела. – М.: Изд-во физического факультета МГУ, 2005.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОМАГНЕТИКОВ С МОДУЛИРОВАННЫМИ СТРУКТУРАМИ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

Мамаев А.С.

Дагестанский государственный университет, математический факультет, Махачкала, Россия

Наиболее фундаментальные явления физики конденсированных сред (электропроводность, сверхпроводимость, магнетизм, фазовые превращения и др.) представляют собой результат коллективных взаимодействий атомов, находящихся в тесном контакте. Однако вопросы о том, с какой скоростью нарастает и на каком этапе объединения атомов завершается формирование того или иного свойства массивного кристалла, требуют специального рассмотрения. Особые физические свойства небольшой совокупности атомов представляют значительный научный и прикладной интерес. Безусловно, эти свойства являются промежуточными между свойствами изолированных атомов и твердого тела.

Стремление глубже проникнуть в сущность природы коллективного взаимодействия атомов стимулировало лавинообразное нарастание публикаций, посвященных исследованию электронной структуры и термодинамики небольших атомных комплексов [1]. Обычно комплексы, содержащие от двух до нескольких сотен атомов, называют кластерами, а более крупные (диаметром свыше 10 A) — наночастицами. Наночастицы, размеры, которых соизмеримы или меньше характерной длины, фигурирующей в той или иной макроскопической теории (длина пробега электронов, длина когерентности в сверхпроводнике, размеры магнитного домена либо зародыша новой фазы и т. п.), являются интересными объектами исследования, поскольку у них ожидаются различные размерные эффекты.

Благодаря интенсивному исследованию наносистем [2] в настоящее время накоплен значительный объем экспериментальной информации, требующей внимательного критического анализа. Теоретическая трактовка проблем малых систем осложняется рядом причин. С одной стороны, обычные методы квантовой механики оказываются непригодными к системам, содержащим сотни атомов, если не прибегнуть к существенным приближениям и допущениям, справедливость которых не является бесспорной. С другой стороны, к кластерам неприменима и макроскопическая термодинамика из-за невозможности разделения объемных и поверхностных свойств. Большую путаницу вносит, например, широко распространенная и очень живучая концепция поверхностного натяжения, совершенно бесполезная в случае кластеров и наночастиц. По-видимому, наиболее надежное предсказание свойств таких систем пока дают только машинные расчеты методами молекулярной динамики, Монте-Карло [3].

Наночастицы магнетиков по характеру упорядочения классифицируются, как и массивные материалы (ферромагнетики, антиферромагнетики и т.д.). Модулированное упорядочение изучению, которого посвящен данный проект, является несколько необычным для магнитных систем. Это упорядочение образуются в системах с конкуренцией обменного взаимодействия частиц системы независимо от физической или химической природы этого взаимодействия. Техническое применение таких наночастиц возможно только при правильном понимании того, как настраиваются и стабилизируются модулированные фазы. В настоящее время для их полного и всестороннего изучения выдвинуты различные решеточные модели и модели свободного пространства.

Наиболее простой и универсальной моделью статистической физики применяемой для исследования модулированных структур является анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями (ANNNI-модель) (рис. 1). Эта модель появилась полстолетия назад для объяснения спирального магнитного порядка в тяжелых редкоземельных металлах [4]. ANNNI-модель точно решена только в случае одномерной цепочки спинов (D=1). Для трехмерного случая (D=3) топология качественной T-|J₁/J| (Tтемпература, J-параметр обменного взаимодействия ближайших пар спинов, J₁параметр конкурирующего взаимодействия спинов следующих за ближайшими вдоль оси Z) фазовой диаграммы, полученной с помощью теории среднего поля, включает три области, пересекающиеся в мультикритической точке типа Лифшица. При высоких температурах система парамагнитна, при низких T и |J₁/J| - ферромагнитна, и при достаточно больших значениях |J₁/J| образуются модулиро-



ванные фазы.

Согласно литературным данным ANNNI-модель испытывает фазовый переход второго рода при переходе системы в парамагнитную фазу. Переход из однородно упорядоченной фазы в модулированную является фазовым переходом первого рода. Точка Лифшица разделяет линию фазовых переходов второго рода с различным характером критического поведения. Для исследования наночастиц с модулированным упорядочением нами использована анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями без периодических граничных условий. Такие исследования методами Монте-Карло, насколько нам известно, до сих пор ни кем не проводилось.

В данной работе нами выполнены исследования анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями без периодических граничных условий для |J₁/J]=0,2, 0.3, 0.4, 0.6. при линейных размерах системы L=8, 12, 16, 20, 24, 28, 32. Для изучения термодинамических и магнитных свойств наночастиц с модулированным упорядочением в качестве параметра порядка использована амплитуда модулированной структуры [5]. Свойства модулированных структур изучались с помощью величины представляющей собой усредненную намагниченность слоя перпендикулярного оси Z. Все расчеты выполнены с использованием классического алгоритма Метрополиса метода Монте-Карло. Анализ характера фазовых переходов, определение температур переходов, особенностей поведения наночастиц вблизи точки фазового перехода проведен на основе изучения температурных зависимостей параметра порядка, восприимчивости и теплоемкости. Полученные результаты показывают, что наночастицы с модулированными структурами испытывают фазовый переход из упорядоченного состоя-
ния в разупорядоченное при |J₁/J|=0.2. Модулированное упорядочение образуется для |J₁/J|>0.2 при достаточно больших линейных размерах системы L>16.

Литература

1. Петров Ю.И. Кластеры и малые частицы, М.: Наука. 1986.

2. Gleiter H. Materials with ultrafine microstructures: Retrospectives and perspectives // Nanostruct. Mater. 1992 Vol. 1 (1). p. 1-19.

3. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. Критические свойства малых магнитных частиц YFeO₃ // ФНТ. 2006. Т. 32, № 10. С. 1227–1232.

4. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.М.. Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М.: Наука. 1984.

5. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. О выборе параметра порядка модулированных магнитных структур //ЖЭТФ. 2013. Т.143, вып. 2. С. 306-312.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗРАБОТКИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА В ОТКРЫТЫХ КАНАЛАХ

Мамолина А.П.

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Балаковский институт техники, технологии и управления, механический факультет, Балаково, Россия

На объектах современных промышленных предприятий для управления технологическими процессами необходимо вести учет расхода воды, сточной жидкости, различных реагентов для их последующей обработки и т.д. Для этого используют преобразователи расхода (ПР) жидкостей в открытых (безнапорных) каналах.

Принцип действия разработанных гидроэлектрических поляризационных преобразователей расхода (ГЭППР) основан на зависимости величины тока поляризации, возникающего в измеряемой среде под воздействием электромагнитного поля от скорости прохождения среды через прибор [2]. При движении диэлектрика в электростатическом поле следует учитывать взаимодействие электростатического и гидродинамического полей.

Основным, характерным для любого диэлектрика процессом, возникающим при воздействии на него электрического напряжения, является поляризация. Сущность дипольной поляризации сводится к повороту в направлении электрического поля молекул полярного диэлектрика. В полярных диэлектриках даже при отсутствии электрического поля молекула представляет собой электрический диполь с отличным от нуля электрическим моментом μ . Молекула воды имеет вид равнобедренного треугольника, и поэтому вода имеет резко выраженные полярные свойства. Для воды $\mu = 6.1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, время дипольной поляризации составляет: $\tau \approx 10^{-11}$ с при радиусе молекулы г $\approx 2 \times 10^{-10}$, динамической вязкости молекулы $\eta \approx 1$ мПа×с, при нормальной температуре) [1].

Теоретической базой при исследовании явлений, происходящих в ГЭППР, служат фундаментальные системы уравнений гидродинамики и электротехники, которые в совокупности образуют систему уравнений электрогидродинамики [3]. С практической точки зрения наибольший интерес представляет уравнение полного тока:

$$\overline{\mathbf{J}} = \rho_{e}b \,\overline{\mathbf{E}} + \rho_{e}\overline{\mathbf{\nabla}} - D_{g}\overline{\mathbf{\nabla}}\rho_{e} + \overline{\mathbf{\nabla}}(\overline{\mathbf{P}} \times \overline{\mathbf{V}}) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \tag{1}$$

где: $\rho_{e}b\overline{E}$ – ток проводимости, обусловленный естественной проводимостью жидкого диэлектрика; $\rho_{e}\overline{\nabla}$ – конвективная составляющая; $D_{g}\overline{\nabla}\rho_{e}$ – плотность тока диффузии;

 $\overline{\nabla}(\overline{P} \times \overline{V})$ – плотность тока поляризации; $\frac{\partial \overline{B}}{\partial t}$ – ток смещения.

Уравнение полного тока (1) отражает зависимость вектора плотности полного тока \bar{j} , A/m^2 от таких величин как: \overline{V} - скорость течения жидкости, м/с; ρ_g - плотность жидкости, кг/м³; ν - кинематическая вязкость жидкости, м²/с; \overline{E} - вектор напряженности электростатического поля, B/м; \overline{P} – вектор поляризации среды, Кл/м²; D_g – коэффициент диффузии ионов в жидкости, м²/с;

Реальные диэлектрики имеют большое количество примесей, которые приводят к увеличению проводимости сильнополярных жидких диэлектриков. Уменьшить ток проводимости можно либо за счет электрической изоляции электродов от измеряемой среды, либо за счет снижения напряженности электростатического поля в межэлектродном промежутке (МЭП). Для того, чтобы минимизировать конвективную составляющую $\rho e \times \overline{V}$ и ее влияние на работу ГЭППР, следует исключить возможность образования униполярного заряда в МЭП.

Исключив из уравнения составляющие, которые не влияют на работу ГЭППР (ток диффузии и ток смещения), получаем уравнение для ГЭППР с плоскопараллельными электродами, состоящее из двух слагаемых: ток проводимости, величина которого не зависит от скорости движения жидкости в МЭП и ток, обусловленный поляризацией диэлектрической жидкости.

Конструктивное уравнение (рис. 1) с учетом тока проводимости является математической моделью ГЭППР и имеет следующий вид:

$$J_{z} = P_{z} \frac{\partial V_{y}}{\partial y} + V_{y} \frac{\partial P_{z}}{\partial y} + \rho_{e} b P_{z}, \qquad (2)$$

су су су где: J_z - проекция вектора полного тока на ось z, A/m^2 ; P_z - проекция вектора поляризации на ось z,; V_y - проекция вектора скорости на ось y, м/сек; ρ_e - объемная плотность заряда, A/m^3 ; b - коэффициент подвижности ионов в среде, м/Вс;



Рис. 1. Система электродов ГЭППР.

Следует отметить, что особенностью работы ГЭППР в открытых каналах является постоянная скорость течения жидкости в МЭП. Поэтому составляющая $\partial V_y/\partial y$ равна нулю. Исключая первое слагаемое из уравнения (2), получаем модель, отображающей зависимость тока на выходе ГЭППР от расхода жидкости в МЭП.

$$J_{z} = V_{y} \frac{\partial P_{z}}{\partial y} + \rho_{e} b P_{z} .$$
(3)

С учетом (3), величина тока поляризации, пропорционального расходу жидкости зависит при прочих равных условиях от составляющей $\partial P_z/\partial y$., то есть от расположения электродов. Следовательно, выбор формы и взаимного расположения электродов является определяющей задачей при разработке конструкции ГЭППР в открытых (безнапорных) каналах.

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю доценту кафедры «Технология и автоматизация машиностроения» к.т.н. Г.М. Садчиковой (БИТТУ, филиал СГТУ им. Гагарина Ю.А., г. Балаково).

E-mail: anutka_adm@mail.ru

Литература

1. Вилков Л.В. Физические методы исследования в химии. Структурные методы и оптическая спектроскопия: учеб. для химич. спец. Вузов / Л.В. Вилков, Ю.А. Пентин. - М.: Высшая школа, 1987. - 367 с.

2. Власов В.В., Садчикова Г.М. Устройство для измерения расхода. Патент № 2148798. Бюл. №13 от 10. 05. 2000. Роспатент РФ.

3. Денисов А.А. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики / А.А. Денисов, В.С. Нагорный.- Л.: Машиностроение, 1979. - 288 с.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПАРКЕРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Миронов П.П.¹, Бызыкчи А.Н.²

Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

В докладе излагается подход к анализу случайно-возмущенной нелинейной динамической системы Паркера, описывающей изменение скорости и плотности солнечного ветра [1] с помощью метода максимальной энтропии [2-5]. В основе подхода лежит метод Рейнольдса для усреднения уравнений случайно-возмущенной системы по ансамблю. Как известно, система усредненных уравнений Рейнольдса для нелинейных уравнений оказывается незамкнутой вследствие наличия высших моментов случайных величин в усредненных уравнениях. В предлагаемом подходе замыкание уравнений Рейнольдса производится с помощью метода максимальной энтропии, гарантирующего, что полученные с его помощью уравнения для моментов дают распределение с максимально большим числом микросостояний (микротраекторий системы), с помощью которых реализуется каждая усредненная траектория системы. Это обеспечивает максимальную наблюдаемость таких траекторий.

Теория Паркера солнечного ветра строится на следующих предположениях. Первое состоит в том, что солнечный ветер - это гидродинамический поток, возникающий в короне Солнца из-за большой ее температуры (термический ветер) и направленный наружу. Скорость его достаточно велика, чтобы преодолеть силу тяготения. Поэтому первым уравнением теории является уравнение Эйлера радиального течения газа в поле тяготения Солнца с учетом случайного шума ε_1 с математическим ожиданием равным нулю:

$$u\frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} - \frac{GM_{\Theta}}{r^2} + \varepsilon_1.$$
⁽¹⁾

Второе уравнение - это также уравнение гидродинамики, выражающее закон сохранения массы с некоторым аналогичным случайным отклонением ε_2 . Уравнение при радиальном стационарном течении газа будет иметь следующий вид:

$$\rho r^2 u = const + \varepsilon_2. \tag{2}$$

В работе исследованы распределения скорости и плотности солнечного ветра в предположении изотермичности

$$P = 2\frac{\rho}{m_p}kT \tag{3}$$

и адиабатичности потока частиц ветра

$$P = k\rho^{\gamma}.$$
 (4)

Усредняя уравнения (1) и (2) по ансамблю и применяя метод максимальной энтропии для случая (4), получаем уравнения усредненной динамики предлагаемой модели:

$$\frac{u^{2}}{2} + \frac{\langle u'^{2} \rangle}{2} + k\gamma \frac{\rho^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \frac{1}{2}k\gamma(\gamma-2)\rho^{\gamma-3} \langle \rho'^{2} \rangle - \frac{GM_{\Theta}}{r} = C_{1},$$

$$u\rho r^{2} + \langle u'\rho' \rangle r^{2} = C_{2},$$

$$W_{1}u + W_{2}\rho r^{2} = 0,$$

$$W_{1}k\gamma\rho^{\gamma-2} + \frac{1}{2}W_{1}k\gamma(\gamma-2)(\gamma-3)\rho^{\gamma-4} \langle \rho'^{2} \rangle + W_{2}ur^{2} = 0,$$

$$\frac{\langle \rho'^{2} \rangle}{\langle u'^{2} \rangle \langle \rho'^{2} \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^{2}} + W_{1} = 0,$$

$$\frac{\langle u'^{2} \rangle}{\langle u'^{2} \rangle \langle \rho'^{2} \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^{2}} + W_{1}k\gamma(\gamma-2)\rho^{\gamma-3} = 0,$$

$$\frac{\langle u'\rho' \rangle}{\langle u'^{2} \rangle \langle \rho'^{2} \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^{2}} - W_{2}r^{2} = 0.$$
(5)

Здесь $\langle u'^2 \rangle$, $\langle \rho'^2 \rangle$, $\langle u'\rho' \rangle$ - соответствующие дисперсии и ковариация флуктуаций скорости и плотности солнечного ветра, W_1, W_2 - множители Лагранжа, C_1, C_2 - некие постоянные.

В предлагаемой работе вычислены и проанализированы решения для скорости и плотности солнечного ветра, а также дисперсий и коэффициента ковариации исследуемых величин.

E-mails: museum86@mail.ru¹, azy.baza@gmail.com²

Литература

1. Журавлев В.М. Физика околоземного космического пространства. Курс лекций. Методическое пособие. Самара-Ульяновск. 2010. 180 с.

2. Журавлев В.М., Миронов П.П. Динамика случайно-возмущенной системы Вольтерра-Лотки и метод максимальной энтропии // Нелинейный мир. 2011. Т. 9. No. 4. С. 201-212.

3. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Принцип вторичного максимума энтропии и уравнения Рейнольдса в стохастической динамике одномерных нелинейных систем // Нелинейный мир. 2008. Т. 6. No. 7. C. 352-363.

4. Журавлев В.М. Турбулентность течений несжимаемой жидкости вблизи локального равновесия и принцип вторичного максимума энтропии // ЖТФ. 2009. No 1. C. 16-27.

5. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Метод сопряженных функций в стохастической динамике одномерных нелинейных систем и принцип вторичного максимума энтропии // Прикладная математика и механика. Ульяновск: УлГТУ. 2009. С. 72-88.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ПО ПРОВОДЯЩЕМУ КЛАСТЕРУ ОДНОМЕРНОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Найданова В.А.¹, Байдышев В.С.²

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, институт естественных наук и математики, Абакан, Россия

В структурно неупорядоченных физических системах с низкой пространственной размерностью типа тонких пленок, поверхностей кристаллов, ребер граней экспериментально установлены аномальные особенности переноса заряженных частиц: увеличение скорости диффузии при возрастании разупорядоченности структуры, рост коэффициента диффузии до нескольких порядков по сравнению с обычной диффузией [1], отклонения от закона Ома при полевом дрейфе и др.

Рассматривается задача компьютерного моделирования аномальной диффузии в пространственно неупорядоченных конденсированных одномерных средах в области фазового перехода в рамках перколяционного подхода. Теория перколяции является одной из реализаций модели (решетки) Изинга [2-4].

Моделью неупорядоченной среды служит одномерная перколяционная решетка, состоящая из N узлов на прямой, расположенных друг от друга на одинаковом расстоянии. Узлы могут быть двух типов: проводящие и непроводящие. Количество проводящих узлов задается вероятностью p. Два целых узла связаны, если между ними количество непроводящих узлов подряд меньше R, где R=1, 2, 3, ... Число R называется радиусом протекания. Совокупность связанных узлов образует кластер [2, 4]. При больших значениях p в модели все узлы связаны, то есть существует соединяющий кластер. Порог протекания p_C – максимальная доля целых узлов, при которой нет соединяющего кластера [4].

В работе проведены расчеты коэффициента диффузии, подвижности, критического индекса аномальной диффузии в интервале R = 1 до R = 10.

Моделировалась система, находящаяся выше порога протекания. За единицу времени частица может совершить один прыжок, по проводящим узлам прыжки частицы возможны, по непроводящим узлам – нет. Длина прыжка в межузельных расстояниях ограничена радиусом протекания; считалось, что прыжки с любой разрешенной длиной равновероятны [4].

Для моделирования действия поля генерировалось случайное число из отрезка [0,1]. Если это число попадало в интервал [0, $0.5-\alpha$] то прыжок совершался в отрицательном (влево) направлении, аналогично выбирается положительное направление, где α – параметр анизотропии, пропорциональный напряженности поля и связанный с температурой [3, 4].

$$\alpha \propto \frac{E}{T}.$$
 (1)

С увеличением параметра анизотропии растет вероятность выбора положительного направления, что соответствует движению по решетке вправо.

На решетке вводились периодические граничные условия [4].

При аномальном переносе вместо прямой зависимости среднеквадратичного смещения от времени имеет место формула

$$\langle x^2(t) \rangle \propto t^{\frac{2}{2+\theta}},$$
 (2)

где $\theta \neq 0$ - критический индекс аномальной диффузии. Если он равен нулю, то реализуется нормальная диффузия. Показатель $\theta > 0$ характеризует субдиффузию, при которой процесс переноса замедляется за счет попадания частиц в ловушки, например, индуцированные полем. Случай $\theta < 0$ называют супердиффузией – аномально быстрым переносом, например, в результате скачков произвольной длины Леви [2].

Модель позволяет рассчитать коэффициент диффузии

$$D = \frac{\left\langle x^2(t) \right\rangle}{t},\tag{3}$$

где $\langle x^2(t) \rangle$ - среднеквадратичное смещение частицы за время t, подвижность

$$\mu \propto \frac{\left\langle x(t)\right\rangle}{\alpha t}.$$
(4)

В отсутствии поля (т.е. при $\alpha = 0$) средний коэффициент диффузии остается постоянной величиной при любом радиусе протекания, то есть диффузия нормальна.

При наличии поля (т.е. при $\alpha > 0$) наблюдается линейная зависимость коэффициента диффузии от времени, с увеличением радиуса протекания значение коэффициента диффузии увеличивается. На малых временах (t<1000) подвижность убывает с течением времени, на больших временах подвижность становиться постоянной, при любом радиусе протекания.

Таким образом, в рамках перколяционной модели при произвольном радиусе протекания в неоднородной одномерной среде реализуется обычная диффузия в отсутствии поля и полевой аномально быстрый дрейф при периодических граничных условиях (цепочка замкнута в кольцо). Степень структурной неоднородности (радиус протекания) качественно не влияет на основные закономерности процесса диффузии и дрейфа.

Модель применима к описанию проводимости полупроводников при низких температурах [1-3].

E-mail: n-varvara91@yandex.ru

Литература

1. Зон А. Б., Ледовский С. Б., Лихолет А. Н. Ускорение диффузии примеси в твердом теле гетерогенной реакцией на его поверхности // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 38-41.

2. Белащенко Д.К. Механизмы диффузии в неупорядоченных системах (компьютерное моделирование) // УФН. 1999. Т. 169. № 4. С. 361-384.

3. Архинчеев В.Е., Баскин Э.М. Аномальная диффузия и дрейф в гребешковой модели перколяционных кластеров // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 1(7). С. 292-300.

4. Мартыненко М.В., Удодов В.Н., Потекаев А.И. Транспорт частиц с переменной длиной прыжка в одномерной конденсированной среде. // Вестник Томского государственного университета. – 2001. – Т.№272. – С. 31 - 34.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО С УЧЕТОМ ПОТЕНЦИАЛА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Нгуен-Чыонг Хиеу Тхань

Волгоградский государственный технический университет, факультет электроники и вычислительной техники, Волгоград, Россия

Метод Монте-Карло (МК) широко используется для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество и играет важную роль в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т.д. Предварительная оценка надежности предлагаемой модели МК может быть осуществлена путем расчета коэффициента обратного рассеяния и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и другими реализациями МК.

При построении траектории электронов в веществе, дискретный подход с учетом каждого акта упругого и неупругого рассеяния требует не только мощного компьютера, но и огромного времени расчета. Применение приближения непрерывного замедления (ПНЗ) в МК существенно уменьшает время вычисления. В последнее время алгоритм ПНЗ, в котором потери энергии электронов рассматриваются как непрерывный процесс, широко используется в МК вместо дискретного подхода и применяется как метод тестирования алгоритмов МК (PENELOPE [1], GEANT4 [2]). Метод МК в ПНЗ требует знания только двух характеристик рассеяния: сечения упругого рассеяния и тормозной способности, т.е. средней потери энергии электрона на единице пути.

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения упругого рассеяния. При движении в твердых телах электрон рассевается на остовном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома [3, 4] вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе [5], мы предложили простую модель к вычислению сечения при упругом рассеянии электронов в кристаллической решетке с энергией в области от 50 эВ до 30 кэВ. Вычисленные по нашей модели [5] сечения упругого рассеяния электронов используется в настоящей работе для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество методом МК в ПНЗ. Предлагаемая настоящая модель работает в области энергий электронов от 50 эВ до 30 кэВ.

На рисунке показаны траектории 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали к поверхности германиевой мишени. Необходимо увеличивать число рассчитанных траекторий до тех пор, пока не будет достигнута необходимая погрешность измеряемой в этом машинном эксперименте величины – в данном случае коэффициента обратного рассеяния. Чтобы обеспечить точность коэффициента обратного рассеяния около 1%, в реальном расчете требуется не меньше 10000 траекторий электронов.



Рис. 1. – Траектории пучка 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали вдоль оси на германиевую мишень: слева – вид на плоскость *XOZ*, справа – вид на плоскость *XOY*, расстояния по осям измеряются в нанометрах.

Из рисунка хорошо видно, что электроны быстро «забывают» первоначальное направление движения и имеет место характерный для диффузии сильный разброс траекторий электронов в пространстве и по направлениям движения. *E-mail: ntthieu@hcmus.edu.vn*

Литература

1. Salvat F. PENELOPE-2011 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport / F. Salvat, J. M. Fernández-Varea, J. Sempau. – 2011.

2. Kieft, E. Refinement of Monte Carlo simulations of electron-specimen interaction in low-voltage SEM / E. Kieft, E. J. Bosch // Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 215310.

3. Мотт, Н. Теория атомных столкновений / Н. Мотт, Г. Месси; ред. Я. И. Френкеля – Пер. со 2-ого англ-ого изд. Т. А. Конторовой – М.: Иностранная Литература, 1965. – 752 с.

4. Bunyan, P. J. Polarization by mercury of 100 to 2000 eV electrons / P. J. Bunyan, J. L. Schonfelder // Proc. Phys. Soc. – 1965. – V. 85. – P. 455-462.

5. Смоляр, В. А. Упругое рассеяние электронов в твёрдых телах / В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу // Известия ВолгГТУ. Серия «электроника, измерительная техника, радиотехника и связь». – Волгоград, 2011. – Т. 6, № 79. – С. 11 – 16.

ЛИНЕЙНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПО СОСТОЯНИЮ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Павлова Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Важной проблемой в современном термоядерном синтезе является обеспечение устойчивости плазмы в аксиально-симметричных тороидальных магнитных конфигурациях – токамаках. Задачей в работе является разработка системы управления, обеспечивающей устойчивость вертикального положения плазмы Z в токамаке T-15 [1]. Для подавления вертикальной неустойчивости плазмы в конструкции токамака предусмотрена пара катушек горизонтального поля, включенных встречно-последовательно и расположенных между тороидальной обмоткой и вакуумной камерой. Для решения поставленной задачи была синтезирована система стабилизации вертикального положения плазмы Z по состоянию без наблюдателя, так как вектор состояния в данном случае доступен для измерения, то есть полностью наблюдаем.

При разработке системы управления в токамаке Т-15 использовалась неустойчивая линейная модель плазмы в виде:

$$L\dot{I} + RI = U, \ T\dot{Z} - Z = I.$$

Здесь Z – вертикальное смещение плазмы, I,U – ток и управляющее напряжение на катушке управления плазмой по вертикали. По предоставленным геометрическим данным был произведен расчет индуктивности и активного сопротивления обмотки, которая создает горизонтальное магнитное поле в T-15 (обмотки управления): L= 0,0042 Гн, R=0,09 Ом [4]. Оцененный неустойчивый полюс разомкнутой системы в [2] равный 48.8 1/с, был использован в динамическом звене, моделирующем неустойчивое движение плазмы по вертикали.

Для синтеза закона управления по состоянию применялся метод модального синтеза [3], который предполагает формирование таких обратных связей по состоянию, при которых обеспечивается заданное расположение полюсов замкнутой системы. Данный метод применим к рассматриваемой системе, так как все составляющие вектора состояния объекта управления доступны непосредственному измерению, а сам объект полностью управляем, поэтому при законе управления в виде линейной функции переменных состояния полюса замкнутой системы можно смещать в любые желаемые положения.



Рис.1. Структурная схема замкнутой системы управления.

На рис.1. *V* – задающее воздействие, К1, К2 – коэффициенты обратной связи, обеспечивающие расположение корней характеристического полинома замкнутой системы в левой полуплоскости, коэффициент К0 выбирается из условия равенства сигналов *V* и *Z* (вертикальное положение плазмы равно заданному) в установившемся режиме.

Моделирование проведено с использованием пакета прикладных программ МАТLAB. Полюса системы были расположены в точках -80 с⁻¹ и -95 с⁻¹. Расчет коэффициентов обратной связи дал следующие результаты K1=-0.850 B/A, K2=-1.594 B/м, K0=0.654. На рис.2. представлен график переходного процесса, который показывает, что при наличии управляющего воздействия система приходит к заданному выходному сигналу в 2 см в течение 0,1 с.



Рис. 2. Переходный процесс в системе управления Z(t).

Автор выражает благодарность д.т.н. Митришкину Юрию Владимировичу за помощь в выборе направления исследования, научные консультации и помощь в работе. *E-mail: janerigoler@mail.ru*

Литература

1. Azizov E. A., Belyakov V. A., Filatov O. G., Velikhov E. P. and T-15 Team (2010). Status of project of engineering-physical tokamak. 23rd International Atomic Energy Agency (IAEA) Fusion Energy Conf., Daejon, South Korea, FTP/P6-01.

2. Y. V. Mitrishkin, N.M Kartsev, S. M. Zenckov. Plasma vertical position, shape, and current control in T-15 tokamak. Invited session paper accepted for publication in proc. IFAC MIM2013 Conference, Saint Petersburg, Russia, June 2013.

Ю. Н. Андреев. Управление конечномерными линейными объектами. М.: Наука, 1970.
 Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. — 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. — 488 с: ил.

РЕФЛЕКТОРНАЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯННОГО БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ

Павловец Н.В.

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», 03056, Украина, Киев.

С оптической точки зрения большинство биологических тканей (БТ) представляют собой оптически мутные среды, которым свойственно значительное рассеивание и селективное поглощение. Для описания оптических свойств этих сред используют следующие характеристики: толщину слоя d, показатель преломления n, коэффициент поглощения µa, коэффициент рассеяния µs и фактор анизотропии рассеяния g. Индивидуальный набор этих величин является биометрическим базисом для идентификации физиологического и физического состояния различных биологических тканей. Учитывая то, что практический интерес представляют свойства многослойных биологических тканей, и, имея набор оптических параметров отдельных слоев исследуемой ткани, можно моделировать процессы распространения в ней оптического излучения.

В ходе исследований, проведенных М.А. Безуглым (2012, с. 106), была спроектирована рефлекторная фотометрическая система для измерения рассеянного в БТ излучения в отраженном, а также в отраженном и пропущенном свете. Разработанный метод проведения измерений основан на использовании эллипсоидального зеркального рефлектора. уникальная геометрическая форма которого позволяет максимально собрать рассеянный шероховатой поверхностью свет, позволил авторам реализовать механизм пространственного определения оптических характеристик БТ.

Согласно схеме (Безуглый, 2012) принцип измерения заключается в следующем: монохроматическое излучение от лазера направляется в полость эллипсоидального зеркала через передающую оптическую систему, расположенную во входном отверстии рефлектора. Отразившись от плоского зеркала, свет направляется на исследуемый объект. Вследствие взаимодействия лазерного излучения с БТ, расположенной в фокальной плоскости эллипсоидального рефлектора, наблюдается характерное пятно рассеяния, изображение которого проектируется во вторую фокальную плоскость, на которую фокусируется микроскоп с определенным увеличением. Оптическая система микроскопа и установленного на него адаптера передает нестереоскопическое изображение на соединенную с компьютером СМОЅ камеру.

На рис. 1. приведен результат работы второго варианта системы при исследовании пространственного распределения яркости эталонного образца в фокальной плоскости эллипсоида вращения при мощности одномодового непрерывного He-Ne лазера 2 мВт на длине волны $\lambda = 632.8$ нм, диаметре падающего пучка 1.4 мм, эксцентриситете эллипсоида вращения 0.66 и фокальном параметре 16.875 мм (Безуглий, 2011).

Опираясь на существующие методы решения уравнения теории переноса излучения в оптике биологических тканей, за основу был взят метод Монте-Карло (МК) (Соболь, 1968). Используя сферическую систему координат для описания перемещения движения фотона в оптически мутной среде методом МК необходимо отметить, что случайные величины влияют на все ее составляющие. К тому же при сравнении сгенерированного случайного числа в интервале [0, 1] и значения коэффициента отражения, рассчитанного по формулам Френеля, можно установить факт пересечения фотоном границы раздела двух сред (Wang, 1995). Таким образом, использование методов Монте-Карло позволяет довольно удачно моделировать процесс блуждание фотонов в оптически мутной среде.



Рис. 1. Изображение и график пространственного распределения яркости в фокальной плоскости эллипсоида вращения для эталонного стального бруска.

Результатом моделирования блуждания фотонов прямым методом Монте-Карло является коэффициент диффузного отражения и коэффициент полного пропускания, а при использовании модели фотометрической системы с эллипсоидальным зеркалом есть возможность оценить и величину поглощенного излучения. При моделировании траектории блуждания фотона в среде просто получить направление и координаты его выхода из среды. При запуске в среду большого количества фотонов для Гауссова профиля падающего лазерного пучка можно получить изображение отклика среды на возбуждение оптическим излучением. Это позволяет более качественно и полно оценить исследуемую ткань.

На основе (Wang, 1995) создан алгоритм вычислений и собственный программный комплекс, включающий в себя средства для расчета коэффициента диффузного отраже-

ния и коэффициента полного пропускания, а также графические средства для создания изображения с траекториями движения отдельных фотонов с учетом изменения их веса.

Результатом моделирования блуждания инверсным методом Монте-Карло являются коэффициенты поглощения µа и рассеяния µs, а также фактор анизотропии рассеяния g. Так используя результаты экспериментальных исследований с использованием фотометрической системы с эллипсоидальным рефлектором и инверсного МК можно получить оптические параметры БТ. Графическое сравнение зарегистрированных результатов с результатами моделирования распространения оптического излучения в «БТ + эллипсоидальной рефлектор» может быть использовано для разработки аналитического аппарата послойного анализа БТ.

Автор выражает признательность доценту, к.т.н. Безуглому М.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: mikhail bezuglyy@ukr.net

Литература

1. Соболь И.М. Метод Монте-Карло. – М.: Наука, 1968. – 64с.

2. М. А. Безуглый, А. В. Ярыч, Д. В. Ботвиновский, О возможности применения зеркального эллипсоида вращения для определения оптических свойств биологических тканей // Оптика и спектроскопия, 2012, том. 113, №. 1, с. 104–110.

3. Безуглий М.О., Ботвиновський Д.В., Зубарєв В.В., Коцур Я.О., Метод фотометричного дзеркального еліпсоїда обертання для дослідження шорсткості поверхні // Методи та прилади контролю якості, Ів.-Франк., 2011, вип. №27, с.77-83.

4. Lihong Wang, Steven L. Jacques, Liqiong Zheng. MCML – Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues // Computer methods and programs in biomedicine. – 1995. – Vol. 47. – P.131-146.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О БИОМЕХАНИКЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЧЕЛОВЕКА - ОПЕРАТОРА МОБИЛЬНЫХ МАШИН

Побегайло П.А.

ООО «ЛИДЕР», Москва, Россия

Тридцать семь лет назад, в 1976 году, товарищ Брежнев Л.И. говорил (цитата из газеты «Правда» от 26.10.76): «Потребность в рабочей силе у нас будет расти как в производственной, так и непроизводственной сфере. А между тем действие демографических факторов, связанное с отдаленными последствиями войны, приведет в 80-х годах к резкому сокращению притока трудоспособного населения.

Сложившаяся ситуация со всей остротой ставит задачу экономии, более рационального использования трудовых ресурсов. Главный путь её решения — ускорение роста производительности труда, прежде всего за счет механизации ручного труда не только в основных производствах, но и на вспомогательных ... работах».

Размышление над этими словами сегодня приводит к выводу, что эти мысли не только не устарели, а стали, пожалуй, еще более актуальными.

С одной стороны это связано с известными негативными событиями последних двадцати лет в нашей стране. С другой стороны тут сыграло свою роль и известное заблуждение о научно-техническом прогрессе (НТП), как о процессе полного освобождения человека от ручного труда в краткосрочной перспективе (в действительности потребность в квалифицированном ручном труде в настоящее время только растет, что связано как с появлением новых отраслей промышленности, так и с решающей ролью человека во многих производственных процессах, полностью исключить откуда его не представляется возможным).

Заметим, что указанное представление о том, что НТП повсеместно и уже сейчас исключит необходимость широкого применения ручного труда, привело к почти полному забвению одного из важнейших направлений биомеханики, а именно биомеханики рабочих процессов.

Биомеханика рабочих процессов как научное направление изучает геометрию, кинематику и динамику взаимодействий человека с орудиями и предметами труда [2 и др.].

Чтобы не выписывать повторно, укажем, что в работе [2 и др.] можно найти все основные характеристики научного направления «биомеханика рабочих процессов» (например – цель участия человека в работе биотехнической системы; основные дисциплины, участвующие в изучении человека в такой постановке; основные научные проблемы этого направления и пр.).

В этой же работе сделан важный для нас вывод о том, что развитие биомеханики рабочих процессов как науки в первую очередь носит экспериментальный характер.

Таким образом, научное направление «биомеханика рабочих процессов» является на сегодня весьма актуальным и востребованным. Им, безусловно, нужно заниматься, и заниматься по возможности не только прикладными исследованиями, но и фундаментальными изысканиями.

В рамках нашей научной работы в прошедшем году сделаны некоторые шаги именно в русле указанного научного направления.

А именно – нами [5 и др.] предложена конструкция стенда, позволяющая исследовать с одной стороны процессы, протекающие в объекте управления (ряд механизмов, широко применяемых в авиации; горных и строительных машинах и пр.), а с другой стороны изучать определенные особенности самого человека – оператора (например, процесс взаимодействия его руки и джойстика системы управления). Попутно нами было выполнено и математическое моделирование указанных процессов, с созданием соответствующего программного обеспечения.

Два наиболее важных предварительных вывода при этом таковы (в русле указанного научного направления):

- для оператора задача управления предложенным стендом представляет точностное зрительно – моторное отслеживание, которое, по-видимому, можно рассматривать как кинематическую двигательную задачу биомеханики;

- использование компьютерной модели управления односуставным движением человека путем сдвига равновесной точки [1] позволяет провести анализ механизмов двигательной регуляции и уточнить природу вибрационных влияний на моторный контроль.

Все выше описанные исследования продолжают наши более ранние изыскания [3, 4 и др.]. Последние наши результаты получены в содружестве с к.б.н. Артемьевой Е.Н. *petrp214@yandex.ru*

Литература

1. Артемьева Е.Н., Карпушкин В.В. Чернавский А.В. Компьютерное моделирование односуставного движения конечности на основе принципа равновесной точки // Биофизика. – 1998. – Т. 43. – с. 545 – 554.

2. Артоболевский И.И., Кобринский А.Е., Фролов К.В. Биомеханика рабочих процессов // Вестник Академии наук СССР, 1977, № 11. с. 75 – 85.

3. Побегайло П.А. К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010». Секция Физика. Подсекция Математики и информатики / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2010.

4. Побегайло П.А. О некоторых исследованиях систем «человек-машина-среда» // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2012». Секция Физика. Секция Физика. Подсекция Математика и информатика / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2012.

5. Pobegailo P.A. and etc. Study of object positioning accuracy under manual control by electrohydraulic simulator // Proceedings of 47th UK Conference on Human Responses to Vibration 17th to 19th September 2012. Institute of Sound and Vibration Research and University of Southampton United Kingdom. Southampton, UK, 2012.

МНОГОМЕРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТОКАМИ В МАГНИТНО-СВЯЗАННЫХ ОБМОТКАХ ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКА

Прохоров А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Работа посвящена проектированию системы слежения за сценарными токами в полоидальных катушках токамака T-15 [1] без учета пассивных структур и плазмы, как каскада системы управления формой и током плазмы. Данные катушки в количестве 9 штук располагаются коаксиально вокруг вакуумной камеры токамака (рис. 1), и их геометрические размеры и положения известны (таб. 1). Линейную модель объекта Р (рис. 2) как систему магнитно-связных катушек можно представить в следующем виде: $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u}$, $\mathbf{y} = \mathbf{C}\mathbf{x}$.

где $x \in \mathbb{R}^{9 \times 1}$ - вектор-столбец токов в катушках, $A = -M^{-1} \mathbb{R} \in \mathbb{R}^{9 \times 9}$, $M \in \mathbb{R}^{9 \times 9}$ – матрица вза-

имных индуктивностей, на диагонали которой стоят значения собственных индуктивностей катушек, $\mathbf{R} \in \mathbb{R}^{5\times9}$ – диагональная матрица сопротивлений, $\mathbf{B} = \mathbf{M}^{-1} \in \mathbb{R}^{5\times9}$, $\mathbf{u} \in \mathbb{R}^{5\times1}$ –вход системы, представляющий собой вектор-столбец напряжений. Напряжения подаются на катушки от многофазных управляемых тиристорных выпрямителей со временем задержки $\tau = 3.3 \times 10^{-5} c$ (исполнительное устройство A на рис.2), $C \in \mathbb{R}^{5\times9}$ – единичная матрица, **у** – выход системы.



Рис. 1. Расположение катушек полоидального поля T-15.

Рис. 2. Схема системы управления токами в катушках полоидального поля токамака.

Таблица М взаимных индуктивностей катушек рассчитана по методике [2] (таб. 2).

Необходимость разработки регулятора заключается в поддержании сценарных токов в катушках токамака, которые являются магнитно-связанной системой: небольшие изменение тока в одной катушке, приводит к изменению токов в остальных.

Синтез регулятора проводился в пакете Matlab методом развязки каналов, основной идеей которой является разложение системы на совокупность независимых скалярных подсистем [3]. Для использования данного метода необходимо иметь модель объекта с размерностью вектора состояний, равному количеству входов и выходов. При использовании аппроксимированной до 4-й степени по Паде модели тиристорных преобразователей $e^{-sr} = (\sum_{i=0}^{4} a_i s^i)/(\sum_{i=0}^{4} b_i s^i)$, порядок системы увеличивается до 45. Поэтому необходимо проводить редукцию системы до 9 порядка, общий принцип которой состоит в отбрасывании тех состояний, которые вносят наименьший вклад в общую взаимосвязь между входами и выходами системы.

Таб. 1. Данные катушек.

Номер обмотки	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Число витков	100	100	48	60	80	108	100	100	100
Расстояние от оси токамака до центра поперечного сечения катушки, м	0,87	2,32	3,04	3,24	2,63	0,743	0,336	0,336	0,336
Расстояние от оси плазмы до центра поперечного сечения катушки, м	2,291	2,08	0,935	-0,86	-2,3	-2,98	-1,43	0	1,433
Высота катушки,м	0,262	0,277	0,21	0,277	0,277	0,338	1,39	1,39	1,39
Ширина катушки,м	0,245	0,257	0,149	0,158	0,209	0,465	0,1	0,1	0,1
Сопротивление, Ом	0,024	0,054	0,04	0,045	0,048	0,018	0,04	0,04	0,04

Таб. 2. Значения матрицы М взаимных индуктивностей в (Гн).

Номер обмотки	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0,023	0,012	0,007	0,010	0,012	0,011	0,006	0,005	0,004
2	0,012	0,089	0,027	0,026	0,028	0,027	0,014	0,013	0,012
3	0,007	0,027	0,029	0,022	0,018	0,016	0,008	0,008	0,008
4	0,010	0,026	0,022	0,050	0,032	0,019	0,011	0,011	0,011
5	0,012	0,028	0,018	0,032	0,066	0,019	0,011	0,012	0,013
6	0,011	0,027	0,016	0,019	0,019	0,017	0,009	0,011	0,012
7	0,006	0,014	0,008	0,011	0,011	0,009	0,002	0,005	0,006
8	0,005	0,013	0,008	0,011	0,012	0,011	0,005	0,002	0,005
9	0,004	0,012	0,008	0,011	0,013	0,012	0,006	0,005	0,002

Для создания контура управления используются матрицы $K_{ap} = B_1^{-1}(A_1 - \Lambda)C_1^{-1}$, $K_{fb} = -B_1^{-1}\Lambda C_1^{-1}$ (рис.2), которые обеспечивают развязку каналов. Индекс 1 означает, что в формулах используются матрицы редуцированной системы. Диагональная матрица Λ выбирается произвольно для обеспечения необходимого переходного процесса.

На рис. 3 показаны сценарные токи I0 и выходные значения токов I. На рис. 4 приведены ошибки слежения за сценарными токами. Эти ошибки не превышают 1%.



Рис. 3. Зависимость сценарных токов (сплошные линии) и выходных токов (пунктирные линии) от времени.

Рис. 4. Зависимость ошибки слежения от времени.

Автор выражает благодарность д.т.н. Ю.В. Митришкину за научное руководство и предоставление данных по токамаку T-15. *E-mail: prohorov.artem@physics.msu.ru*

Литература

1. Azizov E.A., Belyakov V.A., Filatov O.G., Velikhov E.P., and T-15MD Team. Status of project of engineering-physical tokamak // 23rd International Atomic Energy Agency (IAEA) Fusion Energy Conf., Daejon, South Korea, 2010, FTP/P6-01.

2. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: справочная книга. Л.:Энергоатомиздат. Ленигр. отд-ние, 1986.

3. Митришкин Ю.В., Коростелев А.Я. Каскадная система слежения за током и формой плазмы в токамаке с развязкой каналов управления. Вестник МГТУ. Серия: Приборостроение, Т. 79, №2, 2010. с. 21-38.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ТОПЛИВА В ТАНКАХ ЛЕДОКОЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ^{*}

Сабурин Д.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Задача поставлена в связи с работами, проводимыми в Санкт-Петербургском Государственном Морском Техническом Университете. Рассматривается реальный прототип топливного танка. Изучается поведение жидкости при различных волновых возмущениях, возникающих при движении ледоколов: столкновение с льдиной, волновая качка. Главный интерес в этой задаче представляет расчет предельных нагрузок на стенки бака и собственных частот колебаний жидкости в танке. Аккуратно построенное численное решение данной задачи используется при оценке безопасных предельных скоростей движения судна.

Расчет указанной задачи возможен в рамках полных уравнений Навье-Стокса, но он очень трудоемок. В случае, когда заполнение танка невелико, для решения этой задачи вместо стандартных уравнений Навье-Стокса автором были использованы двумерные регуляризованные уравнения мелкой воды [1,2]. В [3] описаны результаты расчетов этой задачи в одномерном приближении, которые описывают поведение жидкости вдоль оси симметрии бака (если действующая сила направлена вдоль оси бака). Эти расчеты демонстрируют хорошую применимость использованной модели и ее преимущества. В данном докладе будут представлены расчеты в двумерном приближении, которые описывают течение более реалистично. Эта модель позволяет учитывать форму танка, а также рассчитывать варианты столкновений с льдиной, происходящие под углом к оси, бортовую и сложные варианты качки.

E-mail: dsaburin.asa@gmail.ru

Литература

1. Булатов О.В., Елизарова Т.Г. Регуляризованные уравнения мелкой воды и метод численного моделирования течений в неглубоких водоемах // Журнал вычислительной математики и математической физики, 2011, т.51, №1, с.170-184

6. Елизарова Т.Г. Квазигидродинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М., 2007.

7. Т.Г. Елизарова, Д.С. Сабурин. Численное моделирование колебаний жидкости в топливных баках. // Математическое моделирование, 2013, т. 25, №3, с.75-88.

^{*} Доклад занял первое место на подсекции

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

Сенин Д.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние годы решение задач вычислительной гидродинамики методом решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method) получило широкое распространение. Толчком к этому послужило активное развитие эффективных программных и аппаратных средств для разработки и реализации алгоритмов на основе этого метода. Такими средствами стали графические ускорители, программно-аппаратная платформа CUDA и фреймворк для написания программ, связанных с параллельными вычислениями, OpenCL.

Метод решеточных уравнений Больцмана отлично подходит для решения задач многокомпонентной фильтрации в пористых средах. Многие сложные физические явления (межмолекулярное взаимодействие, капиллярные эффекты, многофазные течения, нелинейная диффузия) могут быть легко внесены в модель [2, 3]. Это достигается за счет того, что движение флюида моделируется на уровне одночастичных функций распределения, и любое микроскопическое взаимодействие может быть легко учтено.

Была разработана модель двухкомпонентной фильтрации смеси жидкостей в пористых средах методом решеточных уравнений Больцмана с учетом уравнений состояния, капиллярных эффектов и диффузии. Разработанная модель основана на подходе Шена и Чена к моделированию межмолекулярного взаимодействия [1, 4]. Полученная модель была успешно верифицирована на тестовых задачах. С помощью модели были рассчитаны фильтрационные свойства реальных пористых сред, структура которых определялась по данным рентгеновской томографии.

E-mail: senindmitry@gmail.com

Литература

1. Basit R., Basit A. Simulation of Phase Separation Process using Lattice Boltzmann Method // Canadian Journal on Computing in Mathematics, Natural Sciences, Engineering & Medicine. Vol. 1, No. 3 (2010), 71-76.

2. Porter M., Schaap M., Wildenschild D. Lattice-Boltzmann simulations of the capillary pressure-saturation-interfacial area relationship for porous media // Advances in Water Resources. Vol. 32, No 11 (2009), 1632–1640.

3. Ramstad T., Idowu N., Nardi C., Oren P. Relative permeability calculations from two-phase flow simulations directly on digital images of porous rocks // Transport in Porous Media. Vol. 94, No 2 (2012), 487-504.

4. Shan X., Chen H. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // Phys. Rev. E. Vol. 47, No 3 (1993), 1815-1820.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ АСПИРАЦИИ ПЫЛЕГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЕЧЕЙ В ПАКЕТЕ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ COSMOSFLOWORKS

Тимошенко Н.С.

Донецкий национальный университет, физический факультет, Донецк, Украина Традиционные системы газоудаления дуговых сталеплавильных печей (ДСП) устроены таким образом, что вблизи вытяжного патрубка скорость удаляемых газов велика, а на противоположной стороне очень низкая. Такой неравномерный отсос газа приводит к достаточно большой потере металла, содержащегося в печных газах в виде мельчайших затвердевших капелек [1;2]. В работе [3] рассматривается возможность снижения скорости газоудаления с применением распределенного газоотсоса. Для вы-

яснения возможностей реализации этого способа аспирации газа, на основе уравнений гидродинамики и теории вентиляции была разработана упрощенная математическая модель для расчета скорости всасывания и движения воздуха в рассматриваемой конструкции газохода, схема которого приведена на рисунке 1. Это линейный газоход постоянного сечения с несколькими поперечными щелями разной ширины, расположенными на одинаковом расстоянии друг от друга на одной из боковых поверхностей газохода. Левый торец газохода заглушен, а через правый производится отсос газа. Такая конструкция позволяет организовать плоское течение.



Рис.1 - Схема вытяжного газохода: *а*, *h*, *L* – ширина, толщина и длина; v_i – скорость газа в щели; w_i – продольная скорость газа; *S* – площадь поперечного сечения газохода; σ_i, σ_{i+1} – площадь предыдущей и последующей щели; Q_k - расход газа на выходе из газохода.

Упрощенная методика расчета вытяжного газохода строится в рамках одномерной теории

вентиляции, основанной на интегральном законе сохранения массы и уравнении импульсов или Бернулли [4; 5]. В этой теории параметры газа усредняются по поперечному сечению потока, а вязкость учитывается при помощи коэффициента сопротивления, который определяется экспериментально. По данной методике в работе [6] была получена формула для определения площади щелей (1). Формула позволяет определить размеры щелей для газохода с заданной геометрией из условия равномерного притока газа.

$$\sigma_{i+1} = \frac{\sigma_i}{\sqrt{1 + \frac{2\mu^2 \sigma_i^2}{F^2} \left(2i + 1 + \frac{\lambda i^2 S_1}{8F}\right)}},$$
(1)

По разработанной методике был рассчитан вытяжной газоход с четырьмя поперечными отверстиями, общим расходом $Q_k = 0,07 \text{ м}^3/\text{с}$ и выходной скоростью $w_k = 6 \text{ м/c}$. Зная площади щелей и расход газа в каждой (изначально задан одинаковый), получили средние скорости притока газа в щели.

Для проверки адекватности предложенной методики было проведено численное моделирование течения в вытяжном газоходе с параметрами, рассчитанными по формуле (1), с помощью пакета прикладных программ CosmosFloWorks в среде SolidWorks. Предварительный анализ показал, что исследуемый поток является турбулентным. Расчет выполняли численно на основе уравнений Навье-Стокса и неразрывности с использованием $k - \varepsilon$ модели турбулентности:

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial \tau} + (\nabla \vec{w}) \cdot \vec{w} = -\frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \eta \cdot \nabla^2 \vec{w} + F, \quad div \vec{w} = 0$$

Схема расчетной модели газохода и поле скоростей, полученное в результате решения, приведены на рисунке 2. Граничными условиями задачи были: разрежение 70 Па по грани 1; нормальные (по давлению и температуре) условия на щелях 2-5, «реальная» стенка - на остальных границах флюидного тела. Геометрические параметры были заданы согласно рассмотренной выше модели (рис. 1).





Рис. 3.– Распределение скоростей в щелях газохода: 1 – теоретический расчет по упрощенной методике, 2 – моделирование в Cosmos FloWorks.

Интегрирование по границам отверстий позволяет получить средние значения скоростей в щелях газохода. Сопоставление этих значений скоростей со скоростями, полученными при расчете упрощенной методикой, показало, что сравниваемые величины отличаются в пределах 15% (рис.3). Дальнейшее уточнение параметров модели и более детальное измельчение сетки позволит снизить это расхождение. В целом, исследование доказывает адекватность упрощенной модели и возможности ее применения для инженерного расчета системы аспирации пылегазовых выбросов ДСП.

nadinochka tim@mail.ru

Литература

- 1. Тулуевский Ю.Н. Инновации для дуговых сталеплавильных печей. Научные основы выбора: Монография / Ю.Н. Тулуевский, И.Ю. Зиннуров. Новосибирск: изд-во НГТУ, 2010. 347с.
- 2. Kuhn R. Continuous off-gas measurement and energy balance in electric arc steelmaking/ R.Kuhn, H.Geck, K.Schwerdtfeger. - ISIJ International, Vol.25 (2005), No.11, pp.1587-1596.
- 3. Тищенко П.И. Повышение эффективности первичного газоудаления при модернизации дуговых сталеплавильных печей / П.И. Тищенко, С.Н. Тимошенко, Н.Б. Дунь // Бюллетень научно-технической и экономической информации «Черная металлургия», №2/2006.
- 4. Повх И.Л. Техническая гидромеханика. Л.: «Машиностроение», 1976. 504 с.
- 5. Талиев В.Н. Аэродинамика вентиляции: Учеб. пособие для вузов. М.: Стойиздат, 1979.-295с.
- 6. Семко А.Н., Тимошенко Н.С. Пути снижения и локализации пылегазовых выбросов дуговых сталеплавильных печей // Вестник ДонНУ. Сер.А: Естественные науки. Донецк, 2010. вып.1 С. 145-151.

РАЗРАБОТКА РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ФЕРРИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКОЙ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ^{*}

Фельдшер Д.А., Лапшин Е.Н.

Кузнецкий институт информационных и управленческих технологий (филиал ПГУ), Кузнецк, Россия

Развитие машиностроения и техники в целом требует разработки новых радиопоглощающих материалов с низким коэффициентом отражения электромагнитного излучения в широком рабочем диапазоне длин волн, как для защиты от высокого фона из-

^{*} Доклад признан лучшим в подсекции стендовых докладов

лучения, так и проведения испытаний оборудования на соответствие нормам электромагнитного излучения [1].

Среди радиопоглощающих материалов получили широкое применение Ni-Zn ферриты благодаря высокой эффективности поглощения радиоволн в диапазоне от 50МГц до 1ГГц [2]. Однако производство Ni-Zn ферритов требует дорогостоящего никельсодержащего сырья, более того, соединения никеля канцерогенны, что предопределяет поиск новых составов радиопоглощающих ферритов с высокой эффективностью поглощения радиоволн в диапазоне от 50МГц до 1ГГц, не содержащих никель. С другой стороны, развитее техники требует расширения рабочего диапазона поглощения феррита в область низких частот до 10 МГц. Поэтому исследования, направленные на расширение характеристических показателей ферритов, являются актуальными.

В работе проводились исследования радиопоглощающих свойств Mg-Zn ферритов, которые по своим свойствам, близки к Ni-Zn ферритам, но не содержат дорогого и дефицитного никельсодержащего сырья [3].

С целью расширения рабочего диапазона поглощения в область низких частот в работе проводились исследования по увеличению магнитной и диэлектрической проницаемостей ферритов. Это достигалось формированием требуемой микроструктуры материалов, легированием добавками, формирующими по границам зерен диэлектрические прослойки и регулированием атмосферы спекания печи, увеличением оксида железа сверх стехиометрического состава.

E-mail: keeper-sumurai.9@mail.ru

Литература

1. Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В.: Физические основы технологии Stealth . С-Пб- 2007, - 284c)

2. Покусин Д.Н., Чухлебов Э.А., Залесский М.Ю. Комплексная магнитная проницаемость ферритов в области естественного ферромагнитного резонанса. // Радиотехника и электроника, 1991, т. 36, №11. С. 2085-2091.

3. Летюк Л.М., Журавлев Г.И. Химия и технология ферритов. Л.: Химия, 1983.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции: проф. Уваров Александр Викторович,



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ВТОРОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$

Волынец А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Температура газа в плазме азота играет очень важную роль, косвенным образом влияя на процессы ассоциативной ионизации, играющих основную роль в ионизации азота. Поэтому знание газовой температуры является необходимым условием исследования процессов в азотной плазме.

В данной работе температура газа определяется спектроскопическим методом, а именно, в предположении равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы молекул N₂, находящихся в том и в электронно-возбужденных состояниях. В равновесии распределение молекул по вращательным стояниям определяется вращательной температурой, которую можно определить спектроскопическим методом [1], регистрируя спектр соответствующего электронно-колебательного перехода с необходимым спектральным разрешением. В силу того, что величина вращательного кванта невелика, энергообмен между вращательной и поступательной степенями свободы происходит особенно эффективно, и при достаточно высоком давлении, когда частота соударений намного превышает частоту радиационного распада излучающего состояния, вращательная температура близка к газовой.

В данной работе газовая температура определялась из сравнения измеренного и модельного спектров второй положительной системы молекулы азота, т.е. триплет - триплетного перехода $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$. Данный переход хорошо известен, и уже применялся для спектроскопических исследований газовой температуры. Все необходимые для расчета константы известны и общедоступны [2,3]. Проведенные исследования в азотной плазме разряда постоянного тока при давлении 5-50 Тор показали полную применимость данного метода.

E-mail: volynec@physics.msu.ru

Литература

1. D.M. Phillips. Determination of gas temperature from unresolved bands in the spectrum from a nitrogen discharge states in a microwave nitrogen discharge. // 1976 J. Phys. D: Appl. Phys. 9 507. 2. Takeshi Sakamoto, Haruaki Matsuura, and Hiroshi Akatsuka. Spectroscopic study on the vibrational populations of $N_2 C^3 \Pi$ and $B^3 \Pi$ // Journal of applied physics **101**, 023307 2007 3. Alf Loftus, Paul Krupenie. The Spectrum of Molecular Nitrogen. // J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.6, No.1, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТУКТУРЫ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СУРЬМЫ С АЗОТСОДЕРЖАЩИМИ ОРГАНИЧЕСКИМИ КАТИОНАМИ МЕТОДА-МИ РФЭС И ТФП^{*}

Доценко А.А., Комиссаров А.А., Яшин В.А.

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН, Владивосток, Россия

Комплексные соединения Sb(III) с органическими азотсодержащими катионами, являются перспективными объектами исследований, так как обладают ярко выраженными люминесцентными и термохромными свойствами, что позволяет использовать их в современных энергоэкономичных люминесцентных лампах, плазменных дисплейных панелях, электронно-лучевых трубках, рентгеновских экранах.

Информация об электронной структуре исследуемых объектов позволяет определить энергию и структуру основных, переходных и возбужденных состояний, энергии связи, атомные заряды, потенциалы ионизации и т.д.. Полученные результаты исследований вносят вклад в развитие химии комплексных соединений р-элементов и открывают возможности направленного синтеза новых веществ с заданными свойствами.



Рис. 1. Структура комплекса (HDphg)₃SbCl₆.

Оптимизация полной геометрии и расчет энергетических характеристик комплексов Sb(III) выполнялись на суперкомпьютерном комплексе SMH11 (ИАПУ ДВО РАН), расчет проводился неэмпирическим квантовохимическим методом Теории Функционала Плотности (ТФП) с использованием программного комплекса GAMESS-US R2. В качестве используемого функционала был выбран гибридный обменнокорреляционный функционал третьего поколения B3LYP, в качестве базисных наборов использовались SVP и TZVP базисы Р. Ахлричса с добавлением поляризационных функций для всех атомов входящих в базисный набор и эффективного остовного потенциала для атомов Sb(III). Для калибровки шкалы энергии связи электронов был выбран уровень углерода C1s. Обработка спектров проводилась с использованием программы CASA XPS стандартными процедурами. Исследуемые комплексные соединения представляли собой порошки, наносимые на клейкую подложку слоем порядка нескольких мкм. При проведении эксперимента наблюдалась интенсивная люминесценция исследуемых объектов. Интерпретация спектров проведена на основе закономерностей в рентгеновских фотоэлектронных спектрах исследуемых и родственных соединений в сочетании с расчетными результатами.

E-mail: dotsenko.aa@e.dvfu.ru

^{*} Доклад признан одним из лучших на подсекции

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОГО АНТИПИРЕНА НА ГОРЮЧЕСТЬ ПОЛИЭТИЛЕНОВ РАЗЛИЧНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ВЕСА^{*}

Гончикжапов М.Б.,^{1,2} Палецкий А.А.,² Коробейничев О.П.²

¹Новосибирский государственный университет, физический факультет, ²Институт химической кинетики и горения СО РАН им. Воеводского, Новосибирск, Россия

Горючесть полимеров является одним из самых важных аспектов в их применении. Одним из действенных способов снижения горючести полимеров является введение химически активных антипиренов в их состав. Фундаментальным аспектом решения задачи является построение физико-химического механизма действия химически активных антипиренов на процесс разложения и горения полимеров. Однако эта задача не решена. Ранее в работах [1,2] было исследовано влияние трифенилфосфата (ТФФ), как антипирена, на термическое разложение и горение сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ МW=5*10⁶). Было показано, что ТФФ является эффективным антипиреном для СВМПЭ. В данной работе объектом исследования стал полиэтилен низкого давления (ПЭНД) с меньшей молекулярной массой MW=10⁵, где в качестве антипирена также был использован ТФФ.

Методами динамического масс-спектрометрического термического анализа (ДМСТА), термогравиметрии, микротермопар и видеосъемки были определены кинетические параметры процесса термического разложения порошков чистого ПЭНД и с добавкой 10% ТФФ по массе, а также скорость горения прессованных образцов и температуры их поверхности при горении в воздухе.

Показано, что при уменьшении молекулярного веса полиэтилена энергия активации термического разложения, температура начала разложения, температура поверхности и скорость горения прессованных образцов увеличиваются. Эффективность ТФФ на термическое разложение и горение полиэтилена возрастает с уменьшением молекулярной массы полиэтилена. Энергия активации ПЭНД с добавлением 10% ТФФ возрастает с 170 до 563 кДж,/моль, а для СВМПЭ с 132 до 261 кДж/моль. Температура поверхности горящих образцов полиэтиленов с добавкой 10 % ТФФ подает на 45 °С для ПЭНД и всего лишь на 10 °С для СВМПЭ по сравнению с чистыми полиэтиленами. Таким образом, показано, что эффективность ТФФ, как антипирена, зависит от молекулярного веса полиэтилена

E-mail:munko2010@yandex.ru

Литература

1. М. Б. Гончикжапов, А. А. Палецкий, Л. В. Куйбида, И. К. Шундрина, О. П. Коробейничев, "Снижение горючести сверхвысокомолекулярного полиэтилена добавками трифенилфосфата", Физика горения и взрыва, 2012, том 48, № 5, стр. 97-109

2. O.P. Korobeinichev, A.A. Paletsky, L.V. Kuibida, M.B. Gonchikzhapov, I.K. Shundrina, "Reduction of flammability of ultrahigh-molecular-weight polyethylene by using triphenyl phosphate additives", Proceedings of Combustion Institute, 34, 2012, 2699-2706.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ СЕПАРАТОРОВ-ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ СПП-500-1 ТУРБОУСТАНОВКИ І БЛОКА СМОЛЕНСКОЙ АЭС

Егоров М.Ю.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

В состав турбоустановок АЭС, работающих на насыщенном паре, входят промежуточные сепараторы-пароперегреватели (СПП). Одним из основных требований, предъявляемых к СПП, является эффективная и надежная работа сепарационных устройств на всех режимах работы турбоустановки.

Цель модернизации – повысить надежность работы турбоустановки с РБМК-1000 путём изменения схемы движения влажного пара в СПП и замены отечественных пакетов жалюзи на жалюзийные пакеты "*Powervane*" фирмы "*Balcke-Durr*", Германия [1].

До модернизации имела место повышенная по сравнению с проектной влажность пара на выходе из сепарационных устройств (см. рис. 1, на которым влажность за сепарационными блоками на СмАЭС до модернизации сопоставлена с проектным её значением.

В работе представлены результаты испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки ТГ-1 I блока СмАЭС, проведенных в 2011 г. В ходе испытаний получены данные по распределению по периметру аппарата влажности отсепарированного пара.



Рис. 2. Результаты определения влажности: І—фактические значения, ІІ—проектное значение, ІІІ среднее фактическое значение: 1—отбор №6 у стенки, 2—отбор №4 у блока «Е», 3—отбор №5 у блока «D», 4—отбор №3 у блока «В», 5—отбор №2 у блока «С», 6—отбор №1 у блока «С».

Определение влажности. Для оценки работы сепарационных блоков была спроектирована, изготовлена и установлена на двух модернизированных СПП-500-1 (І блок СмАЭС) система измерения влажности нагреваемого пара на выходе из сепарационных блоков с помощью дроссель-калориметра конструкции НПО ЦКТИ, позволяющая измерять влажность отсепарированного пара в шести точках по периметру аппарата. Описание системы измерений представлено в работе [3].

Для определения влажности пара использовался метод дросселирования из двухфазной области в область перегретого пара.

В ходе испытаний были получены влажности отсепарированного пара СПП-500-1. На рис.2 представлены результаты для СПП-14 и СПП-24. Анализ полученных данных показывает, что распределение влаги по периметру аппарата в обоих СПП носит равномерный характер, величина влажности находится в интервале (0,5...0,7) %. Значения влажности у блока «С» на расстоянии 670 мм друг от друга по высоте (отборы №1, №2) показали также равномерное её распределение по высоте парового пространства. Отбор №6, расположенный вблизи стенки, не показал повышенной влажности, что свидетельствует об отсутствии стекающей жидкости. По результатам испытаний среднее значение влажности по обоим СПП составило ~0,6 % и близко к проектному.

Определение расхода. С помощью утразвукового расходомера типа РТ 878 были определены расходы сепарата через общий для турбоустановки ТГ-1 сепаратосборник ~250 м³/ч, через общий для турбоустановки ТГ-2 сепаратосборник ~270 м³/ч. Расход конденсата греющего пара I ступени для ТГ-1 составил ~120 м³/ч, для ТГ-2 — ~140 м³/ч.

Испытания проводились на I блоке СмАЭС группой специалистов НПО ЦКТИ (М.Я. Беленький, М.А. Блинов), СмАЭС (В.И. Куприн, В.А. Соловьёв) с участием автора.

Сопоставление результатов испытаний на ЛАЭС с результатами испытаний на СмАЭС. Аналогичные исследования СПП-500-1 были выполнены на IV блоке ЛАЭС [3]. Распределения влаги по периметру аппаратов, по высоте парового пространства на выходе из сепарационных блоков имеют равномерный характер как на СмАЭС (май 2011), так и на ЛАЭС (май-июнь 2010). Среднее значение влажности после сепарационных блоков на СмАЭС незначительно (на 0,1 %) больше, чем на ЛАЭС.

Полученные на СмАЭС значения расходов сепарата и конденсата греющего пара I ступени соответствуют результатам, полученным на ЛАЭС.

Выводы.

1. Результаты определения влажности свидетельствуют, что благодаря проведенной модернизации путем замены сепарационных блоков старой конструкции на блоки с жалюзийными пакетами "*Powervane*" и изменения схемы входа пара в сепарационные блоки удалось устранить неравномерность распределения влажности по периметру и высоте парового пространства за сепарационными блоками и довести её значения до величин, близких к проектным.

2. После модернизации значения влажности составляют (0,5...0,7) %, т.е. снизились в (3,0...3,5) раза, среднее значение влажности составило *y*~0,6 % и приблизилось к проектному $y_{np} \sim 0,5$ %.

3. Не обнаружено влияния на величину влажности особенностей сепарационных блоков.

4. Полученные на СмАЭС значения влажностей и расходов близки к полученным значениям на ЛАЭС, что подтверждает достоверность обеих групп результатов. *E-mail: egorov12m2u@mail.ru*

Литература

- 1. Гредасов П.О. Модернизация сепараторов-пароперегревателей СПП-500-1 турбоустановок Ленинградской АЭС/Международн. молодежн. научн. конференция «Полярное сияние», сборник тезисов докладов. — М.: МИФИ, 2009. — С. 63—66.
- 2. Давиденко Н.Н., Соломеев В.А., Кругликов П.А. и др. Совершенствование техникоэкономических показателей технологического оборудования действующих АЭС // Теплоэнергетика. — 2008. — № 1. — С. 14—16.
- 3. Егоров М.Ю. Анализ результатов испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки IV блока ЛАЭС // Матер. Межд. молодежн. научн. форума «Ломоносов-2011». Физика. Молекулярная физика. — М., 2011. — 1 электронн. опт. диск.

РАСЧЕТ СИЛ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА В СВОБОДНЫХ И СМАЧИВАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ МИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА, УЧИТЫВАЮЩЕГО МНОГОТЕЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Емельяненко К.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование устойчивости наноразмерных смачивающих и свободных жидких пленок представляет собой одно из важнейших направлений в нанотехнологиях. Связано это с одной стороны с тем, что наноразмерные пленки являются удобным модельным объектом для изучения поверхностных сил. Такие исследования позволят лучше понять фундаментальные основы явлений, происходящих в наноразмерных системах, содержащих жидкие прослойки. С другой стороны, практически все нанокомпозитные системы, функционирующие в атмосферных условиях, то есть при высокой влажности, содержат жидкие прослойки в том или ином виде, как неотъемлемый элемент системы. В результате функционирование нанокомпозитной системы в целом во многом будет определяться поведением наноразмерных жидких прослоек.

В литературе обсуждение свойств и особенностей поведения свободных и смачивающих жидких пленок ведется очень интенсивно на протяжении многих лет, однако ряд задач по-прежнему требует решения. К таким задачам относится, например, установление законов изменения поверхностных сил с толщиной прослойки для прослоек, толщины которых не превышают нескольких молекулярных диаметров. При этом на первый план выходит анализ влияния конечных латеральных размеров жидкой пленки на ее устойчивость. В данной работе будут проиллюстрированы возможности микроскопического подхода, учитывающего многотельные взаимодействия, для расчета Вандер-Ваальсовых сил в смачивающих и свободных пленках.

Мы покажем необходимость учета многотельных взаимодействий в дополнение к парным для корректного расчета избыточной энергии пленки в системах, содержащих наночастицу со смачивающей пленкой на ее поверхности. Будет детально обсуждено решение двух проблем, связанных с Ван-дер-Ваальсовыми взаимодействиями в прослойках неполярных жидкостей.

Во-первых, будет показано, что для наноразмерных жидких пленок с латеральной протяженностью в несколько десятков молекулярных диаметров расчет с использованием макроскопической теории ДЛП по точным уравнениям дает значительно лучшее приближение к энергии Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий, нежели расчеты на основе очень широко используемой Гамакеровской аппроксимации обратных кубов. Кроме того, будет обсуждено влияние размеров наночастиц, на которых образуются смачивающие пленки, на удельную энергию Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий в жидких пленках.

emelyanenko.kirill@gmail.com

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ИМПУЛЬСНЫМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ЛАЗЕРОМ

Зотович А.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из главных этапов в производстве интегральных схем (ИС) для процессоров, памяти и проч. является литография. Задача литографии заключается в засвечивании фоторезистивного слоя, нанесенного на будущую ИС через фотошаблон, рисунок которого после травления будет перенесен на будущую ИС.

Для уменьшения размера элементов на ИС необходимо использовать излучение с меньшей длиной волны, так как принципиальным ограничением является дифракция. Дальнейшие шаги в оптической литографии связаны с переходом на EUV(extreme ultra violet) излучение. Для такой литографии необходима специальная многослойная оптика. Но она загрязняется под действием EUV-излучения и необходима ее очистка непосредственно во время работы литографа. Был предложен метод очистки оптики H_2 плазмой, образованной EUVизлучением. Чтобы применять такую плазму для очистки зеркал необходимо знать параметры плазмы, так как они определяют потоки и спектр ионов, чистящих поверхность оптики. Для такой плазмы характерна низкая концентрация 10^8 - 10^{10} см⁻³ и существует такая плазма на коротких временах порядка микросекунд, что сильно уменьшает возможность применения различных диагностик измерения параметров плазмы.

Ионизация газа и образование плазмы под действием EUV излучения обусловлена ионизацией фотонами (энергия кванта 92 эВ) ионизацией электронами, вылетевшими с поверхности оптики за счёт фотоэффекта.

Проводились зондовые измерения параметров H₂ плазмы: температуры электронов, концентрации плазмы и плазменного потенциалов, образованной излучением УФ КrF лазера (энергия кванта 5эВ), выбивающего электроны с поверхности электрода, в пространстве и времени. При такой величине кванта нет фотоионизации газа и можно рассматривать образование плазмы только электронным ударом отдельно от процессов, связанных с фотоионизацией газа.

E-mail: zotovich@physics.msu.ru

Литература

1. Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Могилевский И.Е. Математическое моделирование цилиндрического волновода с деформацией боковой поверхности // Вестник Моск. ун-та, Сер. 3. Физика. Астрономия. 2011. No 6. C. 127-130.

2. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочногладкой границей. М., 1991.

3. Свешников А.Г., Могилевский И.Е. Математические задачи теории дифракции. М., 2010.

4. Сьярле Ф. Метод конечных элементов для эллиптических задач. М., 1980.

5. Mohamed Yahia, Jun W. Tao, Hafedh Benzina and Mohamed N. Abdelkrim. Ridged Waveguide Filter Optimization Using the Neural Networks and a Modified Simplex Method // International Journal of Innovation, Management and Technology. 2010. V. 1. No 3. P. 259-263. ISSN: 2010-0248

6. Santiago Cogollos, Stephan Marini, Vicente E. Boria, Pablo Soto, Ana Vidal Hector Esteban, Jose V. Morro, Benito Gimeno. Efficient Modal Analysis of Arbitrarily Shaped Waveguides Composed of Linear, Circular, and Elliptical Arcs Using the BI-RME Method // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. V. 51. No 12. P. 2378-2389.

ИССЛЕДОВАНИЕ БИС-В-ДИКЕТОНАТА Ni(II) МЕТОДАМИ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КВАНТОВОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Комиссаров А.А.

Дальневосточный федеральный университет, Школа естественных наук, Владивосток, Россия

Комплексные соединения переходных d-металлов с β-дикетонатными лигандами представляют интерес из-за своих физико-химических свойств и широкой применимости – адсорбции на металлических поверхностях, кластерах, на биологических молекулах [1]; возможности использования в качестве медиаторов и катализаторов в полимеризации олефинов [2]; сложной природы связывания металл-лиганд [3]; применимости в промышленности. Большинство свойств соединений определяется строением их электронной структуры.

Несмотря на то, что β-дикетонатные комплексы d-металлов являются объектом многочисленных исследований, интерпретация спектров валентной зоны отличается значительной противоречивостью и неоднозначностью [1-4]. Авторы расходятся в установлении последовательности и значений энергий ионизации (ЭИ), а также и в опре-

делении их числа в анализируемых участках спектра. Это обусловлено сложной структурой спектров – в перекрывающиеся полосы в низкоэнергетической области дают вклад электроны восьми лигандных уровней, а также электроны d-уровней металла.

Для определения последовательности орбитальных ЭИ ультрафиолетового фотоэлектронного спектра комплекса Ni(acac)₂ были проведены квантовохимические расчеты. Фотоэлектронные HeI спектры Ni(acac)₂ измерены на электронном спектрометре ЭС 3201 по методике, описанной в [4]. Квантовохимическое моделирование, основанное на приближённом решении уравнения Шрёдингера, выполнено с использованием пакета программ Firefly 7.1.G [5] – модифицированной версии GAMESS-US; в методе DFT использован гибридный обменно-корреляционный функционал B3LYP и базисный набор Ахлричса def2-TZVPP. Для установления влияния межлигандного взаимодействия на энергии π - и п-орбиталей был рассчитан комплекс H(acac)₂ с геометрическими параметрами аналогичными Ni(acac)₂.

Отнесение экспериментальных значений вертикальных ЭИ к рассчитанным энергиям орбиталей Кона-Шема выполнено в приближении расширенной теоремы Купманса $\Im H_{B}(i) = -\varepsilon(i) + \delta(i)$, позволяющей при учете зависимости $\delta(i)$ от характера электронного уровня получить близкое соответствие расчетных энергий $\varepsilon(i)$ экспериментальным энергиям ионизации.

Электронная структура $Ni(acac)_2$ (точечная группа симметрии D_{2h}) характеризуется совокупностью канонических молекулярных орбиталей (МО), представляющих

собой комбинации атомных орбиталей (АО) металла: $d_{xy}(b_{1g})$, $d_{xz}(b_{2g})$, $d_{yz}(b_{3g})$, $d_{z}2(a_g)$, d_{x2-y2} (a_g) и лигандных орбиталей: $\pi_3(b_{3g}+b_{1u})$, $n_-(b_{3u}+b_{1g})$, $n_+(a_g+b_{2u})$, $\pi_2(b_{2g}+a_u)$, π_1 ($b_{3g}+b_{1u}$). Расчетные и экспериментальные результаты показывают значительное смешивание АО металла с соответствующими им по симметрии лигандными МО. Согласно расчетам, в верхнюю заполненную π_3 -орбиталь Ni(acac)₂ вклад соответствующей по симметрии $d_{xz}(b_{2g})$ орбитали металла составляет 28 %. Ниже в интервале от 6,5 до 7,6 эВ по расчетным результатам лежат четыре четные MO с преобладающим





вкладом d-AO никеля и две нечетные лигандные MO $3b_{1u}(\pi_3)$ и $7b_{2u}(n_-)$, соответственно, без смешивания с d-уровнями металла. Нечетная π_3 -орбиталь локализована в основном на атомах γ -углерода (50 %) и на атомах кислорода (29%), а орбитали n_- и n_+ локализованы преимущественно на атомах O (70-76%). Орбитали π_2 локализованы на атомах O и C_β, вклады атомов кислорода составляют 62%. Далее в шкале энергии лежат три n и четыре π -орбитали, из которых значительный вклад d-орбиталей металла наблюдается только в двух четных n-орбиталях.

Энергии нечетных орбиталей комплекса Ni(acac)₂ близки к энергиям соответствующих им по симметрии орбиталей модельного соединения $H(acac)_2^-$. Совпадение в пределах 0,1 эВ энергий нечетных MO в $H(acac)_2^-$ и Ni(acac)₂ согласуется с незначительной заселенностью p-AO Ni (1–3 %) и нулевой заселенностью s-AO по расчетным результатам.

На основании полученной из квантовохимических расчетов последовательности МО предложено новое отнесение полос фотоэлектронного спектра Ni(acac)₂. Наряду с экспериментальным спектром на рис. 2 нанесены расчетные энергии МО, исправленные на величину усредненного значения дефекта Купманса δ_i , установленного из закономерностей в УФЭ спектрах ряда аналогичных хелатных комплексов металлов.

E-mail: bezceller@mail.ru



Рис. 2. УФЭ спектр комплекса Ni(acac)₂ с отнесением полос.

Литература

1. C. Cauletti, M. de Simone, S. Stranges, M.N. Piancastelli, M.-Y. Adam, F.Cirilli, A. Ianniello - Gas-phase valence photoelectron spectra of Ni(II) acetylacetonate with synchrotron radiation // J. Electron Spectr. and Rel. Phen. 1995. N. 76. P. 277-281;

2. M. Radon, M. Srebro, and E. Broclawik - Conformational Stability and Spin States of Cobalt(II) Acetylacetonate: CASPT2 and DFT Study // J. Chem. Theory Comput. 2009, 5, 1237–1244;

3. I. Novak, B. Kovač - photoelectron spectroscopy of metal β -diketonato complexes // Journal of Organometallic Chemistry 692 (2007) 2299–2305

4. Устинов А. Ю., Короченцев В. В, Львов И. Б., Вовна В. И. // Коорд. хим., 1997. Т. 23. № 5. С. 376- 379.

5. Alex A. Granovsky, Firefly version 7.1.G, http://classic.chem.msu.su/gran/firefly/index.html.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА НА ПОВЕДЕНИЕ КРУПНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Лиманская А.В.

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, инженерно-физический факультет, Белгород, Россия.

В настоящее время все большее значение приобретают научные исследования по различным проблемам физики аэродисперсных систем. Это связано с ежегодным увеличением использования аэрозолей – в промышленности, технике, медицине, сельском хозяйстве и т.д. [1]. Одной из основных проблем физики аэродисперсных систем, активно разрабатываемой как в нашей стране, так и за рубежом, является проблема теоретического описания поведения взвешенных в газообразных средах частиц. Без знания закономерностей этого поведения невозможно математическое моделирование эволюции аэродисперсных систем и решение такого важного вопроса как целенаправленное воздействие на аэрозоли.

На аэрозольные частицы, входящие в состав реальных аэродисперсных систем, могут действовать силы различной природы, вызывающие их упорядоченное движение. Так, например, седиментация происходит в поле гравитационной силы [2]. В газообразных средах с неоднородным распределением температуры может возникнуть упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхожде-

ния. Их появление вызвано передачей некомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. При этом движение частиц, обусловленное, например, внешним заданным градиентом температуры, называют термофорезом [3], или под действием неоднородно распределенных по ее объему внутренних источников тепла. Наличие источников тепла внутри частицы приводит к тому, что их средняя температура поверхности может существенно отличаться от температуры окружающей среды вдали от них. Нагрев поверхности оказывает существенное влияние на теплофизические характеристики окружающей газообразной среды, что влияет на распределение полей скорости, давления в окрестности частицы и в конечном итоге на ее поведение в окружающей газообразной среде. В частности, если движение частиц, обусловлено действием электромагнитным излучением, то такое движение называются фотофоретическим [4-5].

В данной работе в приближении Стокса проведено теоретическое описание стационарного движения крупной твердой аэрозольной частицы сферической формы, внутри которой действуют тепловые источники тепла произвольной природы, неоднородно распределенных по ее объему. Это позволяет получить выражения для силы и скорости ее упорядоченного движения в более общем виде.

При рассмотрении движения предполагалось, что средняя температура поверхности частицы может существенно отличается от температуры окружающей ее газообразной среды. Решения уравнений газовой динамики в данной работе находятся непосредственно в виде обобщенных степенных рядов, что позволяет представить выражения для силы и скорости ее упорядоченного движения в компактной форме и существенно упростить численные расчеты для практических приложений.

В процессе решения газодинамических уравнений учитывался степенной вид зависимости коэффициентов переноса (вязкости и теплопроводности) и плотности газообразной среды от температуры. Расчеты показали, что сила и скорость нелинейно возрастают с увеличением средней температуры поверхности частицы. В случае малых перепадов температуры между поверхностью частицы и областью вдали от нее наблюдается линейный характер их зависимости, что совпадает с известными результатами, например [6,7].

Автор выражает благодарность профессору, д. ф. – м. н. Малаю Н. В. *e-mail: limanskayaanna@mail.ru*

Литература

1. Вальдберг А.Ю., Исянов П.М., Яламов Ю.И. Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями. Санкт-Петербург: Нииогазфильтр. 1993. 235 с.

2. Малай Н.В., Щукин Е.Р., Стукалов А.А., Рязанов К.С. Гравитационное движение равномерно нагретой твердой частицы в газообразной среде // ПМТФ. 2008. № 1. С. 74 – 80.

3. В.С. Галоян, Ю.И. Яламов Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс. 1985. 208 с.

4. Н.В. Малай, Е.Р. Щукин Фотофоретическое и термодиффузиофоретическое движение нагретых нелетучих аэрозольных частиц //ИФЖ. 1988. Т. 54. № 4. С. 628 – 634

5. Береснев С.А., Кочнева Л.Б. Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей// Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 2. С.134-141.

6. Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере// Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 52-57.

7. Chyi-Yeou Soong, Wen-Ken Li, Chung-Ho, and Pei-Yuan Tzeng Effekt of thermal stress slip on microparticle photophoresis in gaseous media //Optics Letters. 2010. Vol. 35. NO. 5. P. 625-627

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЕОБРАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ДИОДАХ И ВИХРЕВОЙ ТУРБИНЕ

Москалев И.В.

МГУ им. Н.Э. Баумана

Различные типы газодинамических диодов или клапанов без подвижных частей применяются в системах гидропневмоавтоматики, энергоустановках и других областях техники. Существуют конструкции весьма эффективных лопаточных клапанов, обеспечивающих "диодность" в десятки единиц (отношение расходов в прямом и обратном направлении при одинаковых перепадах давления). Примером такого диода является устройство в виде отрезка трубы, половина продольного сечения которой загромождена решеткой наклонных лопаток.

При течении против наклона лопаток формируется сложное винтообразное течение, которое существенно повышает гидродинамическое сопротивление в диоде. Если же труба клапана изогнута, то диодность устройства возрастет. Связано это с тем, что спиральный поток под действием центробежных сил отжимается в облопаченную часть канала, над внутренним радиусом трубки начинается образование отрывной зоны. В результате имеет место дополнительное уменьшение расхода, т.е. эффективность диода возрастает.



Рис. 1. Векторы скорости в продольном сечении газодинамического клапана.

Аналогичное спиралеобразное течение формируется также в вихревых турбинах, рабочий объем которых по сути представляет собой газодинамический изогнутый диод.

Спиралеобразное течение в различных устройствах исследовано не достостаточно. Существуют резервы для совершенствования и оптимизации конструкции. В то же время, сложность течения и экспериментального исследования, в особенности, визуализации течения, с одной стороны, и развитие вычислительной техники и численных методов с другой стороны, открывают перед конструкторами широкие перспективы в исследовании и совершенствовании устройств со сложными газодинамическими процессами. Современные программные комплексы вычислительной гидродинамики позволяют моделировать течения любой сложности и предоставляют недоступные эксперименту детализацию и наглядность визуализации течения жидкости и газов.

В результате исследования предложена методика моделирования газодинамических диодов и вихревых турбин с помощью отечественного программного комплекса FlowVision. Продемонстрированы особенности спиралеобразного течения в различных конструкциях диодов и в вихревой турбине, проведено сравнение с экспериментами

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору Ю.А. Гришину.

E-mail: moskaleviv@gmail.com

Литература

1. Turbine-powered engine starting systems. Pr. Of Ingersoll-Rand Company, 1990, 3p.

2. Introducing A New Way To Safety And Operating Efficiency Of Your Tractor Fleet. Diesel Equipment Superintendent, Sept. N9, 1992. p. 6.

3. Анохин В.Д., Богатырев А.Г. Теория и расчет вихревых турбомашин. – М.: Изд. ВЗМИ, 1986. -73 с.

4. Вихревые компрессоры. И.М. Виршубский, Ф.С. Рекстин, А.Я. Шквар. – Л.: Машиностроение. Ленингр. Отд-ние, 1998. -271 с.

5. Суперкомпьютер «ЛОМОНОСОВ»: [Электронный ресурс] // PARALLEL.RU – Информационно-аналитический центр по параллельным вычислениям. М., 2012. URL: http://parallel.ru/cluster/lomonosov.html. (Дата обращения: 17.05.2012).

6. S. V. Patankar: 'Numerical heat transfer and fluid flow'; 1980, New York, Hemisphere Publishing Corp. – p. 214.

7. Aksenov A., Dyadkin A., Pokhilko V., "Overcoming of Barrier between CAD and CFD by Modified Finite Volume Method", Proc 1998 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, San Diego, ASME PVP-Vol 377-1, 1998

8. Ю.А. Гришин, И.В. Москалев, А.И. Лепеха. Численное моделирование течения в газодинамических диодах // Известия высших учебных заведений. Машиностроение, 2012, № 2. С. 13-18.

 Воларович М.П. Работы Пуазейля о течении жидкости в трубах (К столетию со времени опубликования) // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1947, Т. 11, № 1, С.7-18.
 С.А.Чернавский. Проектирование механических передач. – М.: Изд. Машинострое-

ние, 1976 - 608 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФРОНТОМ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Остапенко И.Ю.

МГУ им. М.В.Ломоносова физический факультет, Москва, Россия

Импульсный комбинированный разряд представляет собой процесс протекания тока в объёме между электродами длительностью несколько сотен наносекунд.

Ранее комбинированный разряд был исследован в неподвижном воздухе при импульсном напряжении 20-30 кВ, давлении 10-100 Торр [1]. Целью же настоящей работы было изучение взаимодействия такого разряда с фронтом плоской ударной волны при различных положениях ударной волны в разрядном объеме.

Развёртки свечения регистрировались электронно-оптической камерой К008 ВІFO, диапазон спектральной чувствительности фотокатода 370-850 нм. Исследования проводились преимущественно на трёх режимах длительности развёртки: 200, 600 и 2000 нс. При этом размер щели был установлен 0,1 мм.

Были получены временные развёртки свечения, сопоставленные затем с осциллограммами тока разряда. Проанализирована пространственная структура излучения разряда, получены зависимости длительности разряда в целом, а так же его объёмной и поверхностной фаз от давления в разрядной камере и от величины импульса напряжения. Выявлена однородность объёмного разряда в различных направлениях. Результаты исследований в неподвижном воздухе позволяют считать импульсный комбинированный разряд удобным модельным приближением для изучения его взаимодействия с сильными газодинамическими разрывами, примером которых является ударная волна (УВ). В присутствии плоской ударной волны структура разряда изменяется: разряд инициируется перед фронтом волны, в области низкого давления. Излучение разряда имеет повышенную интенсивность вблизи фронта ударной волны (Рис. 1 а, б).

При сравнении развёрток свечения при этом взаимодействие на временах от 600 до 2000 нс с аналогичными данными в неподвижном воздухе, были обнаружены явные различия в длительности разряда, наиболее явно выраженные в объёмной фазе. Так,

свечение имеет значительно большую длительность в присутствии фронта УВ, чем в неподвижном воздухе. Это, тем не менее, никак не отражается на осциллограммах тока, которые в обоих случаях имеют одинаковый вид (Рис. 1 в). Также выявлен пульсационный характер излучения в присутствии УВ.





Послесвечению разрядов в воздухе и азоте посвящены многие работы [2-3]. Этот эффект может быть связан с достаточно долгим временем существования (до 10 мкс) возбуждённых электронно-колебательных состояний азота [2] и с образованием сильных двойных электрических слоёв в области фронта ударной волны [3].

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретённого за счёт средств Программы развития Московского университета. *E-mail: driadafantasy@mail.ru*

Литература

1. Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Наумов Д.С., Остапенко И.Ю. Высокоскоростная регистрация излучения при формировании импульсного объемного разряда. Тез. докл. XL Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 11-15 февраля 2013 г.). М, 2013. С. 242. ISBN 978-5-9903264-3-9. PACS 52.20-52.75

2. К.А.Верещагин, В.В.Смирнов, В.А.Шахатов Исследования колебательной кинетики молекул азота на стадиях горения и послесвечения импульсного разряда методом спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния света. ЖТФ, 1997, том 67, №5. С. 34-42.

3. Bletzinger P., Ganguly B. N., Garscadden A. Influence of dielectric barrier discharges on low Mach number shock waves at low to medium pressures. J. Appl. Phys. 97, 2005. 113303-(1-6)

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ОСНОВЕ НОВОЙ ИНФОРМАЦИИ О СТРУКТУРЕ ПОТОКА

Панич Д.О.

Одесская государственная академия строительства и архитектуры, институт инженерно-экологических систем, Одесса, Украина

Современное оборудование, работа которого связана с движением жидкостей и газов (насосы, турбины, котлы, трубопроводы повороты, теплообменники, и др.), имеет низкую эффективность из-за больших затрат энергии на преодоление гидравлических сопротивлений. Перечисленные недостатки обусловлены несовершенством (нередко даже примитивностью) геометрии проточных частей, которые часто выполняются исходя только из простоты технологии изготовления оборудования. Нами представлена "Flow Structure Technology" - технология проектирования проточных частей, которая основана на методе визуализации дискретных структур потоков. Метод визуализации позволяет получать неизвестную ранее информацию о закономерностях организации структуры турбулентности.

E-mail: spellkiller@gmail.com

Литература

1. Brian J.Cantwell. Organised motion in turbulent flow – Ann. Rev. Fluid Mech. 1981, v.13, Pp.457-515.

2. Арсірій В.А. Метод візуалізації дискретних структур потоків – основа FST-технології.// Ринок інсталяційний, — № 8, 1999, Стр. 17–19.

3. Пат. PST 5.812.423 USA Method of determining for working media motion and designing flow structures for same // Maisotsenko V. S., Arsiri V. A., — Publ. 22.09.1998.

4. Пат. PST 5.838.587 USA Method of restricted space formation for working media motion. // Maisotsenko V. S., Arsiri V. A. — Publ. 07117.1998.

5. Арсирий В.А. Олексова Е.А. Голубова Д.А. Расчет эффективности гидравлической системы. // Холодильна техніка і технологія. — № 4 (78), 2002, Стр. 48 – 51.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАТЕЛЯМИ, СОДЕРЖАЩИМИ АТОМ БОРА

Тихонов С.А.

Дальневосточный федеральный университет, школа естественных наук, Владивосток, Россия

Наличие связи физико-химических свойств комплексов с их электронной структурой определяет актуальность исследований электронного строения рядов комплексных соединений, обладающих определенными потребительскими свойствами. Например, высокая биологическая активность комплексов дифенила бора (II), может стать основой применения этих веществ в качестве противовирусных препаратов [6]. Методы теории функционала плотности (ТФП) и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС) дают обширную информацию об электронной структуре соединений I-III. Этот ряд позволяет определить эффективность смешивания молекулярных орбиталей (МО) n- и π -орбиталей β -дикетонатного цикла с σ - и π -орбиталями заместителей X, отличающихся геометрическим положением относительно хелатного цикла и гибридизацией атомов углерода.



УФЭ спектры паров соединений I–III были получены и кратко обсуждались ранее в [1], однако расчеты в полуэмпирических приближениях не позволили получить удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов. В данной работе применялся метод ТФП (программа Firefly 7.1.G [5]), с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала B3LYP5 и базисного набора TZVPP [7]. Выбор базиса и функционала обусловлен тестовыми расчетами ацетилацетонатных комплексов металлов в [2-3]. Для проверки соответствия оптимизированных структур точкам локального минимума на поверхности потенциальной энергии, проводились расчеты Гессиана.

Результаты, полученные с помощью метода ТФП, хорошо согласуются с экспериментом, это дало возможность однозначно определить порядок следования электронных уровней. При анализе взаимодействия π -MO хелатного цикла и заместителей, в I и II обнаружено значительное смешивание орбиталей π_3 и n_. В таблице приведены значения орбитальных вкладов, максимумов гауссианов и расчетные энергии (с учетом декта Купманса $\overline{\delta}_i$ [4]) для пяти верхних MO соединений I-III.

МО	Локализац	ия МО (%)	-	ЭИ _g					
№, xa-	AA/2	20 2	$\mathbf{\xi}_i + \overline{\mathbf{\delta}}_i$	-					
Соединение І									
34, <i>b</i> ₁	47/	38	8	8,50					
33, <i>b</i> ₁	52/	38	9	9,79					
32, <i>a</i> ₁	10/	71	1	10,14					
$31, b_2$	83/	13	1	10,42					
30, (2X)	3/2	90	1	10,75					
Соединени	e II								
50, b_1	0	99	8	8,36					
$49, a_2$	0	100	8	8,59					
$48, b_2$	0	100	8	8,73					
47, <i>a</i> ₁	2/2	96	8	8,83					
$46, b_1$	61/	30	9	9,07					
Соединение III									
$41, b_2$	1/1	97/22	7	7,56					
$40, a_2$	1/0	99/12	8	8,47					
39, $b_1(\pi_3)$	94/	5/4	9	9,76					
$38, b_2$	12/	86/20	1	10,63					
37, $a_1(\sigma^x)$	0	96/24	1	10,95					

Таблица. Локализация электронной плотности (%), экспериментальные и рассчитанные ЭИ соединений I-III (АА=O-C(CH₃)-C(H)-C(CH₃)-O).

*Для комплекса III, 2X= C6H4O2.

Полученные результаты могут быть использованы для определения зависимости физических свойств исследованных соединений от электронного строения, что даст возможность вести направленный синтез новых функциональных материалов. *E-mail: allser@bk.ru*

Литература

1. Борисенко А.В. Дис. канд. хим. наук. Владивосток: ДВГУ физико-технический институт, 1990. С. 203.

2. Вовна В.И., Короченцев В.В., Доценко А.А. Электронное строение и фотоэлектронные спектры бис-β-дикетонатов Z(II). // Координационная химия, 2011.Т. 37. №12. С. 2082.

3. Вовна В.И., Тихонов С.А., Львов И.Б. Фотоэлектронные спектры и электронная структура ацетилацетоната, бензоилацетоната и его производных. // Журнал физической химии, 2011. Т 85. №11. С. 2082-2088.

4. Чижов Ю. В. Молекулярная фотоэлектронная спектроскопия и расчеты методом теории функционала плотности π - комплексов хрома и железа: Дисс. ... докт. физ.- мат. наук. Уфа: ИФМК УНЦ РАН, 2009. С. 337.

5. Alex A. Granovsky, Firefly version 7. 1. G http://classic.chem.msu.su/gran/firefly/index.html. 6. Stephen J. Baker et al «Identification of a novel boron-containing antibacterial agent (AN0128) with anti-inflammatory activity, for the potential treatment of cutaneous diseases» Bioorganic & Medicinal Chemistry Letters 16 (2006) 5963–5967.

7. Schäfer A., Huber C. and Ahlrichs R. Fully optimized contracted Gaussian-basis sets of triple zeta valence quality for atoms Li to Kr. // J. Chem. Phys. 1994. V. 100. P. 5829-35.

СПЕЦИФИЧЕСКИЙ ИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ КАЛИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И КОНЦЕНТРАЦИЯХ^{*}

Шагиева Ф.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из первых специфический ионный эффект наблюдал Ф. Хофмайстер при исследовании степени осаждаемости белка в водных растворах солей одной концентрации, различающихся анионом. В последующие годы эффект Хофмайстера обнаружен в ряде объемных и поверхностных параметров водных растворов электролитов – поверхностном натяжении, коэффициентах активности, pH буферных растворов [1] и др.

В данной работе исследовалось специфическое влияние галоген-аниона на диэлектрические свойств водных растворов галогенидов калия. Для этого проводились измерения дисперсии показателей преломления водных растворов KCl, KBr и KI в видимой области спектра, и рассчитывалась зависимость диэлектрической проницаемости в функции мнимой частоты.

Показатели преломления измерялись на цифровом мультиволновом термостатируемом Аббе-рефрактометре DR-M2 в широком диапазоне температур (10-50°С) и концентраций (0,01-3 моль/литр) для семи селективных длин волн падающего монохроматического излучения (450, 480, 486, 546, 589, 644, 656 нм).

Проявление специфического ионного эффекта было отчетливо выявлено как в дисперсии показателей преломления, так и в спектрах диэлектрической проницаемости для ультрафиолетовой части спектра. Было проанализировано влияние типа иона, температуры и концентрации на данные величины. Также была предложена модель, позволяющая анализировать изменение эффективной динамической поляризуемости ионов по поведению динамической диэлектрической проницаемости. На основе предложенной модели проанализировано влияние типа иона и концентрации раствора на величину и знак эффективной динамической поляризуемости в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Полученные результаты свидетельствуют о том, что специфический ионный эффект в диэлектрических свойствах является результатом коллективных ионных взаимодействий.

shagieva.farida@physics.msu.ru

^{*} Доклад занял первое место на подсекции

Литература

1. W. Kunz, Specific ion effects in liquids, in biological systems and at interfaces, Pure Appl. Chem., 2006, Vol. 78, No. 8, p. 1611–1617.

ИЗУЧЕНИЕ КОМПЛЕКСОВ АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ МЕТАЛЛОВ AL, SC, GA, IN МЕТОДОМ ТФП

Шурыгин А.В.

Дальневосточный федеральный университет, школа естественных наук, Владивосток, Россия

Интерес к β-дикетонатам металлов обусловлен уникальными физикохимическими свойствами этих соединений, что определило их широкое применение в науке, технике и технологиях. Ацетилацетонаты переходных металлов интересны в фундаментальных исследованиях. В частности, замена металла комплексообразователя позволяет получать полезные данные при оценке взаимодействия металл-лиганд, влиянию заселённости *p*- и *d*-уровней и мультиплетности на электронное строение. В последнее время особый интерес в исследованиях ацетилацетонатов алюминия, хрома и кобальта обуславливается их участием в построении олиго- и поликремнийорганических соединений. Материалы, основанные на [RSiO_{1,5}]_n, обладают высокой гидрофобностью, цветопрочностью, высоким коэффициентом преломления и другими особыми оптическими свойствами.

В рамках данной работы проведено теоретическое изучение ацетилацетонатов (acac) *p*-металлов Al, Ga, In и комплекса скандия с конфигурацией d^0 методом функционала плотности. В качестве расчетной программы использовался пакет FireFly 7.1G с использованием функционала B3LYP. Точечная группа симметрии соединений D_{3h}. Оптимизация геометрии и расчет энергий уровней проведен в базисе def2-SVP.

В таблице приведены значения энергий молекулярных орбиталей и указан процентный вклад электронов атома металлов в электронную плотность уровней. Так же были исследованы фотоэлектронные спектры и проведено соотнесение полос.

таолица энергии уровней и заселенности									
	Al		Sc		Ga		In		
MO	-ε _i , эВ	<i>p</i> , %	-ε _i , эВ	<i>d</i> , %	-ε _i , эВ	p,%	-ε _i , эВ	p, %	
$a_{2}(\pi_{3})$	6,05	1	5,91	0	6,12	1	7,1	0	
e (π ₃)	6,17	1	6,11	2	6,19	1	6,84	0	
e (n_)	7,04	3	6,90	3	6,94	2	7,47	2	
a ₂ (n_)	7,06	3	6,60	0	7,2	3	8,8	3	
e (n ₊)	8,23	4	7,80	0	8,19	5	8,39	1	
a ₁ (n ₊)	8,41	6	7,87	0	8,62	7	8,2	5	
e (π ₂)	9,18	0	9,11	1	9,24	0	9,94	0	
$a_{2}(\pi_{1})$	9,61	0	9,62	0	9,57	1	9,96	0	
$a_1(\pi_2)$	9,63	1	9,27	1	9,67	0	10,37	0	
e (π ₁)	9,89	1	9,83	0	9,88	1	10,29	1	

Таблица энергий уровней и заселенности

Получены новые данные о геометрическом строении, энергетике остовных и валентных электронных уровней, распределении электронной плотности, химических состояниях атомов и других, электронных и энергетических характеристиках комплексов. Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ. *E-mail: solid.valid@gmail.com*
ИССЛЕДОВАНИЕ СУЛЬФЕНИЛХЛОРИДА АЦЕТИЛАЦЕТОНАТА CR(III) С ПРИСОЕДИНЕННЫМИ ГРУППАМИ ВИНИЛТРИМЕТИЛСИЛАНА МЕТОДАМИ РФЭС И ТФП

Яшин В.А.

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН, Владивосток, Россия

Ацетилацетонаты металлов представляют большой интерес в фундаментальных исследованиях, а материалы полученные на их основе используются в качестве покрытий обладающие особыми физико-химическими свойствами. В последнее время интересно применение таких комплексов в качестве структурных звеньев в кремнийорганических соединениях.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования методом РФЭС и квантовохимические расчеты сульфенилхлорида ацетилацетоната хрома Cr(AcacSCl)₃ и его соединения с винилтриметилсиланом ViSi(CH₃)₃.

Исследования электронной структуры соединений проводили методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с помощью сверхвысоковакуумного фотоэлектронного спектрометра фирмы Omicron (Германия) с полусферическим электростатическим анализатором (радиус кривизны 125 мм). Расчет проводился с помощью программного комплекса Firefly 7.1G в приближении ТФП с использованием функционала B3LYP и базисного набора 6-311G для Cr, O, C, H и 6-311++G для S, Cl, Si, без симметрии (C1).



Рис. 1. Структура молекул.

Исследования позволяют изучить взаимодействие сульфенилхлорида ацетилацетоната хрома с винилтриметилсиланом. Оценено влияние присоединения молекулы ViSi(CH₃)₃ на геометрию, эффективные заряды и энергию молекулярных орбиталей Cr(AcacSCl)₃. Как показывают полученные результаты присоединение молекулы винилтриметилсилана приводит к дестабилизации уровней валентной области.

Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ *E-mail: yashin.va@e.dvfu.ru*

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции: проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,



ЯВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ НА ЭКСИТОНАХ

Васильев В.В.

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия света с веществом. Оно состоит в периодическом изменении начального состояния системы под действием поля электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. Прямое наблюдение квантового когерентного явления оптической нутации на экситонах возможно путем зондирования состояния экситонов при условии, что время дефазировки экситонов больше периода нутации. При низких уровнях возбуждения среды в пределах линейной кристаллооптики частота нутации определяется константой экситон-фотонного взаимодействия, т.е. не зависит от амплитуды поля волны, а при высоких уровнях возбуждения она начинает зависеть от плотности экситонов. Отметим, что детальное исследование особенностей оптической нутации и нелинейного поведения её частоты от уровня возбуждения до сих пор отсутствует.

Нами рассмотрено явление оптической нутации в системе когерентных фотонов и экситонов в полупроводниках под действием ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения. Предполагается, что длительность импульсов τ_p на много меньше времени релаксации экситонов τ_{rel} . В этом случае процессами релаксации можно пренебречь, так как они не успевают срабатывать за время действия импульса. Будем считать, что все фотоны и экситоны в кристалле являются когерентными, имеют одни и те же волновые вектора, энергии, поляризации и фазы, а их амплитуды макровелики. Явление нутации рассматривается при больших уровнях возбуждения кристалла, когда возникает необходимость учёта нелинейных процессов взаимодействия в системе экситонное взаимодействие. Поэтому далее явление оптической нутации в экситонной области спектра рассматривается при учёте экситон-фотонного и упругого экситон-экситонного взаимодействий.

Гамильтониан однородно распределенных в кристалле когерентных экситонов и фотонов без учёта антирезонансных членов запишем в виде:

$$\frac{1}{\hbar}H = \omega_0 \hat{a}^+ \hat{a} + \omega \hat{c}^+ \hat{c} + g(\hat{a}^+ \hat{c} + \hat{c}^+ \hat{a}) + \frac{1}{2}\nu \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a}\hat{a} , \qquad (1)$$

где $\hat{a}(\hat{c})$ – оператор уничтожения экситона (фотона), ω_0 – собственная частота фотона, *g* – константа экситон-фотонного взаимодействия, ν – константа упругого экситонэкситонного взаимодействия. Используя приближение среднего поля (mean field approximation), из (1) получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений, описывающую временную эволюцию амплитуд материального и электромагнитного полей:

$$i\dot{a} = \omega_0 a + gc + va^*aa, \quad i\dot{c} = \omega c + ga.$$
 (2)

Систему уравнений (2) дополним начальными условиями $a_{t=0} = a_0 e^{i\varphi_0}$, $c_{t=0} = c_0 e^{i\psi_0}$, где каждая функция характеризуется своей начальной амплитудой (a_0, c_0) и фазой (φ_0, ψ_0) .

Введём далее в рассмотрение плотности экситонов $n = a^*a$ и фотонов $f = c^*c$, а также функции $Q = i(a^*c - c^*a)$ и $R = a^*c + c^*a$. Используя (2), получаем следующую систему нелинейных уравнений:

$$\dot{n} = gQ, \ \dot{f} = -gQ, \ \dot{Q} = -(\Delta - \nu n)R + 2g(f - n), \ \dot{R} = (\Delta - \nu n)Q,$$
(3)

где $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса. Начальные условия для введённых функций можно представить в виде: $n_{/t=0} \equiv n_0 = |a_0|^2$, $f_{/t=0} \equiv f_0 = |c_0|^2$, $Q_{/t=0} \equiv Q_0 = 2\sqrt{n_0 f_0} \sin \Theta_0$, $R_{/t=0} \equiv R_0 = 2\sqrt{n_0 f_0} \cos \Theta_0$, где $\Theta_0 = \psi_0 - \varphi_0$ – начальная разность фаз. Далее введем следующие нормировки $N = n/(n_0 + f_0)$, $F = f/(n_0 + f_0)$, $\tau = gt$, $\delta = \Delta/g$, $N_0 = n_0/(n_0 + f_0)$, $F_0 = f_0/(n_0 + f_0)$, $\alpha = v (n_0 + f_0)/g$.

Тогда основное уравнение, описывающее временную эволюцию нормированной плотности экситонов N(t), можно записать в виде $\left(\frac{dN}{d\tau}\right)^2 + W(N) = 0$, где $W(N) = -4N(1-N) + \left[\delta(N-N_0) - \frac{\alpha}{2}(N^2 - N_0^2) + 2\sqrt{N_0F_0}\cos\Theta_0\right]^2$.

Рассмотрим случай, когда в начальный момент времени имеются только экситоны с плотностью n_0 ($N_0 = 1$, $F_0 = 0$). Уравнение W(N) = 0 в этом случае имеет два действительных корня N_M и N_m , и два комплексно сопряжённых корня $N_{1,2} = u \pm iv$.

Особенности временной эволюции системы представлены на рис.1. Видно, что плотность экситонов периодически изменяется в пределах от N = 1 до $N = N_m$ (рис.1 *a*). Максимальная плотность экситонов N_M не зависит от параметра нелинейности α , тогда как минимальная плотность N_m монотонно растёт с ростом α (рис.1 *б*). Из рис.1 *a*, *б* видно, что с ростом параметра нелинейности α амплитуда A_0 и период *T* колебаний плотности экситонов монотонно убывают. При больших α амплитуда колебаний оказывается на много меньше единицы и, как следует из рис.1 *a*, *б*, плотность экситонов испытывает малоамплитудные колебания, подобные мелкой ряби, относительно начальной плотности экситонов. Эти особенности эволюции объясняются фиолетовым сдвигом экситонного уровня с увеличением плотности экситонов и возникновением амплитуды и периода колебаний.

E-mail: vasscorp@mail.ru



Рис.1. *а*) Временная эволюция, б) максимальная N_M и минимальная N_m плотности экситонов, амплитуда A_0 и период T колебаний плотности экситонов $N(\tau)$ в зависимости от величины параметра нелинейности α при начальном условии $N_0 = 1$, $F_0 = 0$ и нулевой расстройке резонанса.

ДИНАМИКА ТУННЕЛИРОВАНИЯ БОЗЕ–КОНДЕНСИРОВАННЫХ АТОМОВ В ДВУХЪЯМНОЙ ЛОВУШКЕ

Васильева О.Ф.

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко, физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

В настоящее время проводятся интенсивные исследования явления туннелирования материальных частиц через классически непроницаемый барьер при учете процессов коллективного нелинейного туннелирования наряду с процессом линейного одноатомного туннелирования. Учет процесса парного туннелирования может привести к радикальному изменению динамики туннелирования. Поэтому исследование особенностей временной эволюции системы при одновременном учете обоих механизмов туннелирования является актуальной задачей.

Нами изучено явление туннелирования бозе-конденсированных атомов в двухъямной ловушке между идентичными ямами 1 и 2. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую. Будем считать, что имеют место как одноатомный, так и корреляционный двухатомный процессы туннелирования, которые характеризуются константами κ и μ соответственно. Гамильтониан взаимодействия, в соответствии с [1–2], можно записать в виде:

$$H = \hbar \kappa (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_1) + \hbar \mu (\hat{a}_1^+ \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \hat{a}_2 + \hat{a}_2^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_1 \hat{a}_1).$$
(1)

Здесь \hat{a}_i (*i* = 1,2) – оператор уничтожения атома в яме *i*. Используя гамильтониан (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов \hat{a}_1 и \hat{a}_2 , которая в приближении среднего поля (mean field approximation) примет вид:

$$i\dot{a}_1 = \kappa a_2 + 2\mu a_1^* a_2 a_2, \ i\dot{a}_2 = \kappa a_1 + 2\mu a_2^* a_1 a_1.$$
 (2)

Далее вводя плотности частиц в ямах $n_i = |a_i|^2$ (i = 1,2) и две компоненты «поляризации» $Q = i(a_1^*a_2 - a_2^*a_1)$ и $R = a_1^*a_2 + a_2^*a_1$, и используя (2), получим систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = -(\kappa + 2\mu R)Q$$
, $\dot{Q} = 2\kappa(n_1 - n_2) + 2\mu(n_1 - n_2)R$, $\dot{R} = 2\mu(n_1 - n_2)Q$. (3)

Начальные условия для введенных функций представим в виде: $n_{1|t=0} = n_{10}$, $n_{2|t=0} = n_{20}$, $Q_{|t=0} \equiv Q_0 = 2\sqrt{n_{10}n_{20}} \sin \psi_0$, $R_{|t=0} \equiv R_0 = 2\sqrt{n_{10}n_{20}} \cos \psi_0$. Вводя далее разность населенностей ям $n = n_1 - n_2$ с начальным условием $n_{|t=0} \equiv n_0 = n_{10} - n_{20}$, систему уравнений (3) можно записать в виде:

$$\dot{n} = -2(\kappa + 2\mu R)Q, \ \dot{Q} = 2n(\kappa + \mu R), \ \dot{R} = 2\mu nQ.$$
(4)

Из (4) легко получить еще два независимых интеграла движения

$$Q^{2} + R^{2} + n^{2} = N_{0}^{2}, \ n^{2} + 2R\left(R + \frac{\kappa}{\mu}\right) = n_{0}^{2} + 2R_{0}\left(R_{0} + \frac{\kappa}{\mu}\right).$$
(5)

В общем случае ($\kappa \neq 0, \mu \neq 0$) не удается сразу получить решение для разности населенностей n(t). Вместо этого удобнее сначала найти решение уравнения

$$\frac{dR}{dt} = \pm 2\mu \sqrt{n_0^2 + 2R_0 \left(R_0 + \frac{\kappa}{\mu}\right) - 2R\left(R + \frac{\kappa}{\mu}\right)} \sqrt{N_0^2 - n_0^2 - 2R_0 \left(R_0 + \frac{\kappa}{\mu}\right) + R\left(R + 2\frac{\kappa}{\mu}\right)} (6)$$

для функции R(t), а затем, используя (5), найти n(t). В общем случае вид решения уравнения (6) определяется параметрами α , β и ψ_0 . Если уравнение (6) представить в виде $(dR/dt)^2 + W(R) = 0$, где W(R) играет роль потенциальной энергии нелинейного осциллятора, то корни уравнения W(R) = 0 определяют характер поведения функции
$$\begin{split} R(t). & \text{Упорядочиваем корни следующим образом: } y_M > y_m > y_1 > y_-, \quad \text{где} \\ y_M = \frac{1}{2} \Big(\sqrt{(\alpha + 2r_0)^2 + 2\beta^2} - \alpha \Big), \quad y_- = -y_M - \alpha, \quad y_m = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2r_0(r_0 + \alpha) - 1} - \alpha, \\ y_1 = -y_m - 2\alpha, \text{ a } r_0 = \sqrt{1 - \beta^2} \cos \psi_0. \end{split}$$

На рис. 1*a*, *b* представлена временная эволюция разности населенностей атомов в ямах при различных значениях начальной разности фаз ψ_0 . Видно, что существуют области значений параметра ψ_0 в пределах от нуля до 2π с различной периодической эволюцией, разделенные значениями ψ_0 , при которых периодическая эволюция переходит в апериодическую. Вблизи значений ψ_0 , где имеет место апериодическая эволюция, период колебаний *T* быстро растет и обращается в бесконечность. Количество бифуркаций и значений параметра ψ_0 , при которых возникает апериодическая эволюция, определяется значениями параметров α и β . Из рис. 1*с* можно заметить симметрию в расположении особенностей временной эволюции и периодов эволюции относительно точки $\psi_0 = \pi$, так что $n(\psi_0) = n(2\pi - \psi_0)$.



Рис.1. Временная эволюция разности населенностей *n* в зависимости от начальной разности фаз ψ_0 при фиксированных значениях параметров $\alpha = 0.8$ и β *a*) 0.1 и *b*) 0.8. Здесь $\tau = \kappa t$; с) период *T* колебаний разности населенностей *n* в зависимости от начальной разности фаз ψ_0 и фиксированных значениях параметра нелинейности $\alpha = 0.8$ и нескольких значениях параметра β : 1 (0.1), 2 (0.5), 3 (0.8), 4 (0.9). Здесь $T_0 = \pi/\kappa$.

Самой важной бифуркацией здесь является равенство двух средних корней: $y_m = y_1$. При этом период колебаний функции $y(\tau)$ обращается в бесконечность при $y_m = y_1$. Вдали от точки бифуркации период колебаний монотонно изменяется. Таким образом, можно утверждать, что по мере приближения корней y_m и y_1 друг к другу период колебаний монотонно растет. В точке бифуркации решение для $y(\tau)$ становится апериодическим. В условиях, когда $y_m > y_1$, решение уравнения (6) является осциллирующим и функция $y(\tau)$ колеблется в пределах от y_m до y_M . Таким образом, имеет место как периодический, так и апериодический режимы эволюции населенностей ям, причем период колебаний плотности атомов в ямах существенно зависит от начальных условий (начальной разности населенностей ям и разности фаз). Зависимость периода колебаний от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы без изменения начальной разности населенностей.

E-mail: florina_of@mail.ru

Литература

- 1. I. Fuentes-Schuller, P. Barberis-Blostein, J. Phys. A40, F601 (2007).
- 2. P. Barberis-Blostein, I. Fuentes-Schuller, Phys. Rev. A78, 013641 (2008).

ОБРАЗОВАНИЕ ГОМОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ В РЕЖИМЕ САМОЗАХВАТА В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Зинган А.П.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. Исследуем явление самозахвата системы в процессе стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии с образованием гомоядерной молекулы как единого, одноступенчатого процесса. Рассматрим трёхуровневую энергетическую Λ – схему (рис.1). Один из уровней соответствует основному состоянию двух свободных атомов с энергией $2\hbar\omega_0$, а другой – основному состоянию двухатомной молекулы с энергией $\hbar\Omega_0$. Третий уровень соответствует возбуждённому состоянию молекулы $E_{\rm M}$. Возникновение молекулы из пары атомов приводит к поглощению кванта света с энергией $\hbar\omega_1$ и излучению кванта света $\hbar\omega_2$. Используем гамильтониан взаимодействия $H_{\rm int}$

$$H_{\text{int}} = \hbar g \Big(\hat{a} \hat{a} \hat{b}^{\dagger} \hat{c}_{1} \hat{c}_{2} + \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{b} \hat{c}_{1}^{\dagger} \hat{c}_{2} \Big) + \frac{1}{2} \hbar v_{1} \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{a} \hat{a} + \frac{1}{2} \hbar v_{2} \hat{b}^{\dagger} \hat{b}^{\dagger} \hat{b} \hat{b} + \hbar v \hat{a}^{\dagger} \hat{a} \hat{b}^{\dagger} \hat{b}, \qquad (1)$$

где \hat{a} и \hat{b} – бозонные операторы уничтожения атомного и молекулярного состояний соответственно, \hat{c}_1 и \hat{c}_2 – операторы уничтожения фотонов с частотами ω_1 и ω_2 , g – константа атомно-молекулярной конверсии, а v_1 , v_2 , v – константы межатомного, межмолекулярного и атомно-молекулярного взаимодействий соответственно.



Рис. 1. Энергетическая схема и квантовые переходы в трёхуровневой Λ – схеме.

Вводя в рассмотрение плотности частиц $n = |a|^2$, $N = |b|^2$, $f_{1,2} = |c_{1,2}|^2$ и две компоненты «поляризации» $Q = i(aab^*c_1c_2^* - a^*a^*bc_1^*c_2)$ и $R = aab^*c_1c_2^* + a^*a^*bc_1^*c_2$, получаем систему уравнений:

$$\dot{n} = 2gQ, \ \dot{N} = -gQ, \ \dot{f}_1 = gQ, \ \dot{f}_2 = -gQ, \dot{R} = -(\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)Q, \dot{Q} = (\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)R + 2gn((4N - n)f_1f_2 + Nn(f_2 - f_1)),$$
(2)

где $\Delta = 2\omega - \Omega + \omega_1 - \omega_2$ – расстройка резонанса. Основное уравнение, описывающее временную эволюцию плотности молекул *N*, удобно представить в виде уравнения колебаний нелинейного осциллятора

$$(dN / dt)^{2} + W(N) = 0, (3)$$

где
$$W(N) = V(N) + U(N), V(N) = 16N(1/2 - N)^2 (N_0 - N + f_{10})(N_0 - N - f_{20}),$$

 $U(N) = (N - N_0)^2 ((\Lambda_2/2 - \Lambda_1)(N + N_0) + \Lambda_1 + \delta)^2.$ (4)

Здесь $\delta = \Delta/g$, $\Lambda_1 = (2\nu_1 - \nu)/g$, $\Lambda_2 = (2\nu - \nu_2)/2g$ – нормированные расстройка резонанса и коэффициенты межчастичного взаимодействия соответственно, $(dN/dt)^2$ и W(N) играют роль «кинетической» и «потенциальной» энергий осциллятора.

Найдено соотношение между константами, которое определяет существование явления самозахвата в системе. Приравнивая производную функции $\frac{dU}{dN}$ к нулю, находим некоторое критическое значение N_c , соответствующее максимуму функции U(N) равное $N_c = -\frac{\beta}{2\alpha}$, где $\alpha = \frac{\Lambda_2}{2} - \Lambda_1$, $\beta = \Lambda_1 + \delta$. Значение функции $U(N_c)$ должно быть меньше значения $V(N_c)$ для того, чтобы при неравных нулю константах взаимо-

быть меньше значения $V(N_2)$ для того, чтобы при неравных нулю константах взаимодействий v_1 , v_2 , v система эволюционировала периодически без явления самозахвата. Найдя значения этих функций, получаем приближенное соотношение в виде

$$\left(\alpha N_0 + \frac{\beta}{2}\right)^2 < \frac{2\beta(\alpha + \beta)^2}{\alpha^3} \left(\frac{f_{10}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} + 1\right) \left(\frac{f_{20}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} - 1\right).$$

При таком соотношении параметров эволюция системы представляет собой колебательный режим с ростом амплитуды при увеличении параметра $\frac{N_{0}}{f_{00}}$. Причем, такой режим достигается при изменении только константы атомно-молекулярного взаимодействия (например, v), а остальные параметры остаются неизменными, что дает возможность контроля эволюции системы (рис. 2).



Рис. 2. Временная эволюция нормированной плотности молекул N/N_0 в зависимости от значений параметра N_0/f_{20} при f_{20} при

Изучим далее динамику атомно – молекулярной конверсии с учетом процессов межчастичных взаимодействий при расстройке резонанса равной нулю. В этом случае возможно явление самозахвата в системе. При неравных нулю константах межатомного, межмолекулярного и атомно-молекулярного взаимодействий наблюдается самозахват (рис.2). При равных нулю константах взаимодействия этого явления быть не может. При нормированной начальной концентрации молекул, равной нулю, эволюция системы является периодической. При малых значениях молекул периодически изменяется в пределах от нуля до 2. Далее с ростом наблюдается явление резкого роста амплитуды колебаний, что соответствует проявлению явления самозахвата в системе. Далее с ростом ле эволюция системы снова становится периодической, но с большей амплитудой, которая растёт с ростом ле Таким образом, найдены бифуркационные значения параметров системы, определяющие возникновение явления самозахвата при отличных от нуля параметров взаимодействия. Обоснована возможность контроля эволюции системы путем изменения одного из параметров межчастичного взаимодействия. *Е-mail: fmfdekan@spsu.ru*

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК*

Ксенофонтов Д.М.¹, Ивочкин А.Ю.¹, Каптильный А.Г.², Карабутов А.А.¹, Трофимов А.Д.¹

1. МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия 2. Объединенный институт высоких температур РАН

В настоящей работе предложен экспериментальный метод исследования термодинамических состояний металлов с температурами ~ 10 кК и давлениями ~ 10 кбар (около- и сверхкритическая область фазовой диаграммы) при воздействии лазерных импульсов наносекундной длительности с интенсивностью до 109 Вт/см2 на механически нагруженную поверхность металла.

Мишень представляла собой тонкую металлическую фольгу, передняя и задняя поверхности которой были нагружены прозрачным диэлектриком (оптическим стеклом К-8). Использование «зажатой» геометрии приводит к значительному повышению эффективности нагрева и генерации давления и предотвращает формирование плазменного факела, что позволяет измерять температуру нагретой поверхности по ее тепловому излучению методами оптической пирометрии [1-3].

Толщина металлического образца выбиралась таким образом, чтобы толщина скин-слоя в металле была существенно меньше толщины образца (образец не прозрачен), а длина диффузии тепла за время лазерного воздействия превышала толщину слоя металла (образец термически тонок). В этом случае к моменту окончания лазерного воздействия металлическая фольга будет однородно прогрета по толщине, что позволяет определить динамику изменения плотности образца, измеряя давление в нем.

В ходе данной работы была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить одновременные измерения температуры, давления, плотности и отражательной способности в процессе лазерного нагрева металла с наносекундным временным разрешением.

Предложенный метод был использован для изучения импульсного лазерного нагрева металлических пленок алюминия (толщина ~ 200 нм), зажатых между пластинами из оптического стекла. При умеренных интенсивностях лазерного излучения ~ 1 ГВт/см2 были получены термодинамические состояния с максимальным уровнем давления ~ 4 кбар и температур ~ 10 кК (сверхкритическая область фазовой диаграммы алюминия).

E-mail: ksenofontov@physics.msu.ru

Литература

1. Ivochkin A.Yu., Karabutov A.A., Kaptilniy A.G., Ksenofontov D.M. Laser Opto-acoustic Study of Phase Transitions in Metals Confined by Transparent Dielectric // Laser Physics Vol. 22, № 7, 2012.

2. Ивочкин А.Ю., Карабутов А.А., Каптильный А.Г., Ксенофонтов Д.М. «Методика определения температуры исследуемых объектов до 10⁵ К с наносекундным временным разрешением при специальной калибровке оптического тракта пирометра», Методика ГСССД № МЭ 179-2011.

3. Ивочкин А.Ю., Карабутов А.А., Каптильный А.Г., Ксенофонтов Д.М. «Методика исследования Р-Т диаграмм металлов в широком диапазоне параметров», Методика ГСССД № МЭ 193-2012

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКИХ ПЛЁНОК ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ СФЕРЫ

Кудряшова Л.Г.

МГУ им. М.В.Ломоносова физический факультет, Москва, Россия

Стремительное развитие органической электроники сегодня требует всестороннего изучения оптических свойств органических полупроводников. Одной из наиболее значимых характеристик тонких плёнок органических полупроводников является внешний квантовый выход фотолюминесценции (ВКВ ФЛ).

Определение квантового выхода люминесценции тонких кристаллических плёнок является сложной экспериментальной задачей. Неравномерное пространственное распределение излучения, волноводный эффект, отражение от гладкой поверхности кристалла и другие особенности образцов делают неприемлемыми стандартные методы измерения ВКВ ФЛ, широко применяемые для растворов. Поэтому для твёрдых образцов была разработана особая экспериментальная методика [2], позволяющая получать корректные значения ВКВ ФЛ.

В данной работе была реализована методика [2]. Она применялась для измерения ВКВ ФЛ перспективных для органической электроники тонких кристаллических плёнок полупроводящих фенилен-тиофеновых олигомеров [1].

В эксперименте используется небольшая (¹⁰ см в диаметре) сферическая полость с хорошо рассеивающим свет внутренним покрытием (в качестве рассеивающего покрытия был выбран оксид магния MgO [3]). Во входное отверстие сферы направляется пучок лазера (см. рисунок). Выходное отверстие сферы прикрыто защитной пластинкой, которая предотвращает прямое попадание лазерного луча в спектрометр. Излучение в такой интегрирующей сфере распространяется равномерно по всем направлениям.

Для определения ВКВ ФЛ кристалла необходимо провести в сферической полости серию из трёх измерений [2]. Сначала производится опорное измерение интенсивности лазерного излучения в отсутствие образца (эксперимент а). Затем образец размещается внутри сферы, сначала в стороне, а затем – непосредственно на пути лазерного луча (измерения b и с соответственно).



В результате получаем три спектральных зависимости, из которых путём несложных расчётов ВКВ ФЛ выражается по формуле:

$$\eta = \frac{P_{c} - \frac{L_{c}}{L_{b}} \cdot P_{b}}{L_{a} \left(1 - \frac{L_{c}}{L_{b}}\right)};$$

Здесь введены обозначения: P – площадь под спектром фотолюминесценции, L – площадь под спектром лазерного излучения (в пересчёте на число фотонов) для экспериментов $a_c b$ и c (в соответствии с индексами).

Разработанная методика интегрирующей сферы применена для лабораторных исследований кристаллических плёнок новых фенилен-тиофеновых олигомеров RN29 и

MAF377, структурные формулы которых приведены на рисунке. Эксперименты характеризуются высокой точностью (погрешность не превышает **10%**).



MAF377

Производились оценки ВКВ ФЛ кристаллов RN29 и MAF377. Показано, что кристаллические плёнки данных веществ могут обладать рекордными значениями ВКВ ФЛ среди известных аналогов, излучающих в видимом диапазоне. В частности, были получены значения ВКВ ФЛ ((39 ± 3) % и ((50 ± 4) % для кристаллических образцов RN29 и MAF377 соответственно, а также ((79 ± 7) % для кристалла MAF377, измельчённого в порошок. Анализируется роль эффектов реабсорбции ФЛ и связь ВКВ ФЛ со структурой кристаллов. Обсуждаются перспективы использования RN29 и MAF377 для органической оптоэлектроники, в том числе для создания светоизлучающих транзисторов и инжекционных органических лазеров.

Это позволяет рассматривать RN29 и MAF377 как перспективные материалы органической оптоэлектроники.

E-mail: lucinda11@mail.ru

Литература

 Igor F. Perepichka, Dmitrii F. Perepichka, Handbook of Thiophene-based Materials: Applications in Organic Electronics and Photonics. Wiley, 2009.
 John C. de Mello, H.F.W., Richard H. Friend, An Improved Experimental Determination of Ex-

ternal Photoluminescence Quantum Efficiency. Advanced Materials, 1997. 9: p. 230-232. 3. Rodney A. J. Borg, *Diffuse Reflectance Spectra of Energetic Material*. DSTO Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 1994.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ОБЪЕМЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ОСТРОСФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ОТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ ДО ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОМОДИФИКАЦИИ*

Мареев Е.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

1. Введение. При фокусирование фемтосекундного лазерного излучения в объем диэлектриков на временах порядка длительности импульса за счет многофотонной, туннельной и лавинной ионизации возникает лазерно-индуцированная плазма, электроны которой эффективно нагреваются полем лазерного излучения[2]. В жидкостях наблюдаются процессы генерации ударных волн и образования кавитационных пузырьков [1,4]. В кристаллических диэлектриках происходит перераспределение энергией между электронами плазмы и фононной подсистемой, и, как результат, возбуждение фононной подсистемы и образование остаточной микромодификации[2].

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

Для наблюдения процессов энергопереноса чаще всего используются методика зондирования пробным импульсом, техника теневой и щелевой фотографии, интерференционные техники [1]. Для увеличения чувствительности эксперимента в методике зондирования пробным импульсом может использоваться его третья гармоника, что и было проделано в нашем эксперименте[3]. Лучше всего среди процессов, происходящих при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с диэлектриками, исследованы начальные стадии образования плазмы и процессы, происходящие на масштабах сотен наносекунд. Ввиду одновременного влияния многих факторов на процессы, проходящие на временном масштабе от пикосекунд до десятков наносекунд, до сих пор нет полной картины динамики взаимодействия лазерного излучения с диэлектриком в этом интервале времен. Так, при фокусировки фемтосекундного излучения в объем жидкости, начиная с 20 пс, наблюдается аномально быстрое увеличение объема лазерно-индуцированной плазмы[4]. В кристаллических диэлектриках процессы энергопереноса между электронами плазмы и фононной подсистемой также исследованы недостаточно полно. Таким образом, целью нашей работы являлось заполнить существующие пробелы в исследованиях динамики взаимодействия лазерного излучения с диэлектриками, особенно на временах от сотен фемтосекунд до десятков наносекунд. Для этого была использована высокочувствительная методика зондирования пробным импульсом, дополненная каналом регистрации третьей гармоники, генерируемой из плазмы или от фронта ударной волны.

2. Результаты. Во всех экспериментах результатом лазерного воздействия на диэлектрик являлось образование микромодификации. Спектральный анализ сигнала третьей гармоники пробного импульса в кристалле BaF_2 подтверждает наличие двух квазигармонических составляющих в сигнале с постоянными частотами 1 ТГц и ~67 ГГц (ошибка по спектру 20 ГГц)(Рис.1а). В эксперименте обнаружено, что в кристалле BaF_2 наблюдается существенное увеличение амплитуды колебаний в сигнале третьей гармоники пробного импульса, возникающая для значений времен задержек больше 15 пс, связанное с передачей энергии от электронов плазмы в фононную подсистему. В кристалле CaF_2 в сигнале третьей гармоники присутствует низкочастотные колебания с частотой 100±20 ГГц, характерной для акустических фононов (Рис.1б).



Рис. 1 Эффективность ГТГ пробного импульса в кристаллах: а) ВаF2энергия накачки 2мкДж б) CaF2 энергия накачки 4мкДж в) LiF энергия накачки 3,6 мкДж г) кварца энергия накачки 3,2 мкДж как функция задержки между импульсом накачки и пробным импульсом.

На фоне низкочастотных колебаний присутствуют высокочастотные колебания с частотой 1ТГц. В результате анализа спектра сигнала третьей гармоники было показано, что создание микроплазмы в объеме кристалла LiF приводит к возбуждению сразу нескольких фононных волн, являющихся гармониками основной частоты 0,38 ТГц (Рис. 1в). Также наблюдалась перекачка энергии из одной фононной моды в другую. Это возможно только в режиме сильного возбуждения, когда колебания ионов стано-

вятся ангармоническими из-за большего удельного энерговклада вследствие релаксации плазмы [5]. В кристаллическом кварце на временном интервале от 0,5 до 6 пс наблюдается возбуждение фононной подсистемы и её релаксация одновременно с увеличением частоты фононной моды, далее наблюдается скачкообразное изменение частоты фононной моды, связанное с тем, что эффективность преобразования во вторую гармонику падает и проявляется основная частота, и пикообразное поведение сигнала третьей гармоники, связанное с локальным разрывом связей, так как после этого колебания исчезают (Рис.1г).

3. Заключение. В ходе работы было показано существенное влияние плазмы на процессы возбуждения и релаксации когерентных фононов в объеме кристаллических диэлектриков. Впервые в регистрируемых сигналах третьей гармоники пробного импульса в образцах BaF₂, CaF₂ наблюдаются временные задержки существенного увеличения амплитуды фононных волн. В кристалле LiF наблюдается обмен энергией между фононными модами, который возможен только в режиме ангармонизма колебаний фононных волн. В кристалле кварца обнаружено сильное линейное изменение частоты мягкой фононной моды (от 1,4 ТГц до 4,1 ТГц), связанное с локальным сверхбыстрым изменением температуры микрообъема от 300 К до температуры фазового перехода 841 К. Для исследования динамики взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с жидкими диэлектриками, были проведены эксперименты с помощью методов теневой фотографии и зондирования пробным импульсом. Результаты будут представлены в ближайшее время.

E-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

Литература

1. Kennedy K., "Laser-induced breakdown in aqueous media" vol. 21, no. 3, pp. 155–248, 1997.

2. [2] Mao S.S. et.al. "Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics," Applied Physics A, vol. 79, pp. 1695–1709, 2004.

3. Potemkin F.V. and Mikheev P.M., "Efficient generation of coherent THz phonons with a strong change in frequency excited by femtosecond laser plasma formed in a bulk of quartz," The European Physical Journal D, vol. 66, no. 9, p. 248.

4. Schaffer C., Nishimura N., Glezer E., Kim A., and Mazur E., "Dynamics of femtosecond laserinduced breakdown in water from femtoseconds to microseconds.," Optics express, vol. 10, no. 3, pp. 196–203, Feb. 2002. 2012.

5. Taylor P. and Loudon R., Advances in Physics The Raman effect in crystals, 2006, pp. 424–473.

УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Марков Д.А.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, MD-3300 Тирасполь, Молдова

Проблемы генерации терагерцового излучения в размерно-ограниченных полупроводниковых структурах привлекают в последние годы всё больший интерес. Терагерцовое излучение наблюдалось при квантовых переходах в асимметричных связанных квантовых ямах, в сверхрешётках, в отдельно взятой квантовой яме как результат квантовых биений между экситонами с лёгкими и тяжелыми дырками. Было показано, что важную роль в процессе генерации терагерцового излучения могут играть экситонные состояния, особенно когда накачка действует в экситонной области спектра. Также наблюдалась генерация терагерцового излучения в поляритонных спектрах благодаря ультрабыстрой модуляции частоты перехода между модой микрорезонатора и экситонным уровнем и поглощение этого излучения экситонными поляритонами в квантовых дотах. Проведено теоретическое изучение нового механизма генерации (усиления) терагерцового излучения в объемных либо размерно-ограниченных полупроводниках с использованием экситонного и биэкситонного состояний. Пусть падающий на полупроводник импульс резонансного лазерного излучения с частотой, равной частоте экситонного перехода ω 1, возбуждает экситоны из основного состояния кристалла. Считаем экситонное состояние макрозаполненным. Вместе с ним макрозаполненным является также и двухэкситонное состояние на частоте 2ω 1. Эти состояния могут играть важную роль в процессе генерации терагерцового излучения. Поскольку биэкситонное состояние расположено ниже двухэкситонного состояния на величину, соответствующую энергии связи биэкситона, то между ними в условиях однофотонного возбуждения экситонов из основного состояния кристалла возникает инверсия населенностей. Поэтому если запустить в кристалл слабый импульс терагерцового излучения с частотой ω 2, то такое излучение будет усиливаться благодаря индуцированному сбросу инверсии.

Из гамильтониана взаимодействия волн с частотами $\omega 1$ и $\omega 2$ с экситонами и биэкситонами были получены гайзенберговские уравнения для амплитуд экситонной биэкситонной волн. Решая эти уравнения в стационарном режиме, можно найти эти амплитуды и затем определить восприимчивости среды для областей частот экситонного уровня и двухэкситон-биэкситонной конверсии. Обе восприимчивости содержат как дисперсионную (действительную), так и абсорбционную (мнимую) компоненты, причем, при любых



График зависимости нормированного сигнала третьей гармоники от времени задержки между импульсами

расстройках резонанса мнимая компонента восприимчивости на частоте экситонного перехода положительна, а мнимая компонента восприимчивости на частоте двухэкситон-биэкситонного перехода отрицательна. Следовательно, при распространении в среде излучение на частоте ω2 будет усиливаться, а на частоте ω1 – ослабляться.

В случае точного резонанса, из укороченных волновых уравнений для полей в приближении медленно меняющихся в пространстве огибающих получен интеграл движения, связывающий интенсивности обеих волн в любой точке кристалла. Из

него видно, что интенсивность волны на частоте ω^2 , распространяющейся вглубь среды, сначала быстро растет с ростом координаты, затем скорость роста постепенно уменьшается, так что на больших расстояниях интенсивность этой волны насыщается, принимая максимальное значение, тогда как интенсивность волны накачки экспоненциально убывает.

Таким образом, показано, что при накачке в экситонное состояние возникает инверсия населенностей между двухэкситонным и биэкситонным состояниями, на переходе между которыми возможна генерация терагерцового излучения. Интенсивность волны терагерцового излучения экспоненциально растет с ростом интенсивности накачки.

e-mail: dmitriy.markoff@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В СЕТЧАТЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Охлопков К.И., Шорохов А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Оптическими метаматериалами называют искусственно созданные наноструктуры, которые обладают оптическими свойствами, обусловленными их геометрической структурой и не встречающимися в природе. Показано, что такие структуры могут быть использованы для создания так называемых суперлинз, которые позволят преодолеть дифракционный предел разрешения обычной оптики [1].

Несмотря на то, что линейно-оптические свойства метаматериалов уже достаточно подробно изучены, их нелинейно-оптические свойства изучены слабо [2,3]. В данной работе экспериментально исследуется фемтосекундная динамика нелинейнооптических свойств метаматериалов. В качестве исследуемого образца использован сетчатый метаматериал с характерным периодом наноструктурирования 500 нм, представляющий собой в поперечном сечении трёхслойную структуру Au-MgO-Au толщинами 20-35-20 нм, соответственно. Для исследования временной динамики процессов генерации третьей гармоники в сетчатом метаматериале была собрана оптическая установка, основанная на методике «накачка-зонд» с использованием фемтосекундного лазера с длиной волны 1,56 мкм и длительностью импульса 180 фс. Лазерный луч разбивался поляризационным светоделителем на 2 канала, в одном из которых была предусмотрена возможность изменять интенсивность и контролировать состояние поляризации с помощью полуволновой пластины и призмы Глана, а в другом – изменять оптическую длину хода при помощи механизированной линии задержки. После этого лазерные лучи попадали через двухчастотный прерыватель на объектив, фокусирующий их на образец. Излучение генерации третьей гармоники детектировалось с помощью фотоэлектронного умножителя.

Основным экспериментальным результатом является зависимость нормированного сигнала третьей гармоники от временной задержки между импульсами, представленная на рисунке. Вклад в сигнал третьей гармоники для резонансного случая можно разделить на две составляющие. Первая составляющая, так называемая «мгновенная часть», повторяет форму кросс-корреляционной функции, полученной с помощью нелинейного кристалла бета-бората бария. Она описывает процессы когерентного волнового смешения и не является следствием фотоиндуцированных нестационарных процессов, протекающих в метаматериале. Вторая составляющая, так называемая «переходная часть», заметная на временах от 0,5 до 2 пс, может быть связана со сверхбыстрыми электрон-фононными релаксационными процессами в металлических частях метаматериала, на что указывают схожие времена релаксации из литературных данных для релаксационных процессов в металлических плёнках и наночастицах [4,5]. *E-mail: okhlopkov@nanolab.phys.msu.ru*

Литература

1. J.B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens// Phys. Rev. Lett.- 2000.- Vol. 85, p. 3966.

2. E. Kim, F. Wang, W. Wu, Z. Yu, Y.R. Shen, Nonlinear optical spectroscopy of photonic metamaterials// Phys. Rev. B- 2008.- Vol. 78, p.113102.

3. J.Reinhold, M.R. Scherbakov, A. Chipouline, V.I. Panov, C. Helgert, T. Paul, C. Rockstuhl, F. Lederer, E.-B. Kley, A. Tunnerman, A.A. Fedyanin, T. Pertsch, The contribution of the magnetic resonance to the third harmonic generation from a fishnet metamaterial// Phys. Rev. B- 2012.- Vol. 86, p. 115401.

4. C.-K. Sun, F. Vallee, L. Acioli, E.P. Ippen, J.G. Fujimoto, Femtosecond investigation of electron thermalization in gold// Phys. Rev. B- 1993.- Vol. 48, p. 12365.

5. N. Del Fatti, F. Vallee, Ultrafast optical nonlinear properties of metal nanoparticles// Appl. Phys. B- 2001.- Vol. 73, p. 383.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОСФЕРЫ

Пастухов В.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время одним из наиболее интересных направлений развития современной науки является изучение физических явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до одиночных атомов и молекул. Наноплазмоника – одно из таких направлений, в котором изучаются явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств [1, 2].

Металлические наночастицы также называют наноантеннами, поскольку они, по аналогии с радиоантеннами, преобразуют дальнее электромагнитное поле в ближнее [1, 2]. Таким образом, наноантенны позволяют эффективно концентрировать энергию падающего излучения в нанометровой области и управлять процессами излучения квантовой системы, расположенной вблизи наночастицы [2].

Современные нанотехнологии позволяют синтезировать наночастицы практически произвольной формы и состава [1]. Металлическая сферическая наноантенна (мы полагаем, что наносфера сделана из серебра $\varepsilon = -15.37 + i \ 0.231$; радиус а = 20 нм; длина волны падающего лазерного излучения λ =632.8 нм) является простейшим примерно наноантенны, для которой возможно аналитическое решение [3-5].

Квантовые свойства излучения атома (интенсивность и спектр резонансной флуоресценции, явление антигруппировки фотонов, сжатие излучения, статистика флуоресцентных фотонов) зависят от величины и поляризации падающего электромагнитного поля, от скорости спонтанной релаксации атома, частоты перехода [6,7]. Ключевым является тот факт, что наноантенна существенно изменяет как величину и поляризацию локального поля вблизи своей поверхности, так и скорость релаксации атома и частоту перехода. Для изучения влияния наноантенны на квантовые свойства атома проведен расчет распределения величины и поляризации поля, создаваемого серебряной наносферой, помещенной в однородное внешнее поле, скорости спонтанной релаксации и частоты перехода атома в зависимости от его положения относительно наноантенны. Дипольный момент двухуровневого атома принимается сонаправленным с направлением вектора напряженности электромагнитного поля в данной точке [8].

Исследованы зависимости спектра резонансной флуоресценции, антигруппировки фотонов, сжатия излучения и статистики флуоресцентных фотонов от положения атома относительно наноантенны, отстройки падающего излучения от резонанса, ширины линии лазерного излучения [8].

E-mail: pastukhov@physics.msu.ru

Литература.

1. Palash Bharadwaj, Bradley Deutsch, and Lukas Novotny. "Optical Antennas". B: Adv. Opt. Photon. **13**, 438–483, (2009).

2. L. Novotny and N. van Hulst, Nat. Photonics 5, 83 (2011).

3. V V Klimov, M Ducloy, and V S Letokhov. "Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies". B: Quantum Electronics **31**, 569 (2001).

- 4. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
- 5. Климов В.В. "Наноплазмоника" УФН 178 875-880 (2008)
- 6. H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. A13, 2123 (1976).
- 7. B. R. Mollow, Phys. Rev. 178, 1969 (1969).
- 8. Yu.V. Vladimirova, V.V. Klimov, V.M. Pastukhov, V.N. Zadkov, Phys. Rev. A85, 053408 (2012).

METHOD FOR THE SIMULTANEOUS CALCULATION OF RADIUS OF THE BEAM WAIST AND THE NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT ACCORDING TO THE Z-SCAN

Gerasimenko A.Y., Saveliev M.S.

Senior researcher, candidate of physico-mathematical sciences; postgraduate National Research University of Electronic Technology, Faculty of Electronics and Computer Technology, Zelenograd, Russia

Development of laser technology has penetrated into all spheres of human activity, what has led to seeking for ways to reduce the harmful effects of high-power optical radiation on the eye and sensitive optical instruments.

The main demands for optical limiters are their low transmission at high intensity laser radiation. The material can be a variety of limiter nonlinear physical mechanisms: absorption, refraction, light scattering, etc. and combinations thereof.

Passing of pulsed light through a medium with nonlinear absorption $\mu(I)$ can be described with the equation of radiative transfer (ERT) [1]. In this paper we take into account the first two terms: $\mu(I) = \alpha + \beta I$, where the coefficients α (cm⁻¹) - linear and β (cm·W⁻¹) - nonlinear absorption. The actually involved mechanisms of interaction of laser pulses with a nonlinear medium are not concretized when using the ERT, and the radial profile of the laser beam, the shape of the pulse in time and the thickness of the layer of material limiter can be taken into consideration.

The technique of Z-scan [2] was used for determination of the nonlinear characteristics. For this scheme, the beam radius w(z) the displacement z sample relative to the beam waist: $w^2(z) = w_0^2 (z_0^2 + z^2)/z_0^2$, where $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$, λ – laser wavelength, and $w_0 (\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1})$ – beam radius at the waist. The sample is considered to be thin, if the condition $d \le \pi w_0^2/\lambda$ is satisfied, where d (cm) - width of the layer of the working substance.

Total energy output pulse (the result of Z-scan) at an arbitrary point z for a gaussian input laser pulse in space and time is

$$U(z,d) = U_0 \exp(-\alpha d) \ln \left(2\beta U_0 \left[1 - \exp(-\alpha d) \right] / \left(\alpha \tau w^2(z) \pi^{3/2} \right) \right).$$
(1)

where U_0 (µJ) - the total energy of the input pulse (in front of the lens), and the function ls(x) was introduced:

$$ls(x) = \frac{2}{x\sqrt{\pi}} \int_{0}^{+\infty} ln(1 + x \exp(-t^2)) dt.$$
 (2)

The values of the function (2) can be tabulated with the help of the numerical integration and used as a known special function. The graph of ls(x) is shown in fig. 1. According to the results of measurements (1) it is necessary to find the value β at any point z, for example, at z=0. Thus, if the value w_0 is determined not accurately, then the value β will be determined with an error.

We suggest to determine the two parameters w_0 and β at several points z, simultaneously, both for refining their values and for verifying the published data. The beam radius at the waist w_0 and nonlinear absorption coefficient β were simultaneously determined according to the Z-scan of all working substances. The results are shown in tab. 1.



Table 1 Calculation of the nonlinear absorption coefficient and the beam radius at the waist according to the results of Z-scan

N⁰	Вещество	U_0	τ	d	α	w ₀	β
1.	ZnSe	0,1	0,03	0,27	0,27	26	5,9
2.	Polyethylene oxide- MWNT in DMF	145	7	1	0,69	32	17,0
3.	Fullerene-graphene	7	5	0,1	2,87	21	132
4.		15				20	241
5.		25				21	259
6.		50				20	442
7.	Porphyrin-graphene	7	5	0,1	2,87	21	90
8.		15				21	117
9.		25				20	144
10.		50				20	214

Note: τ (ns) - duration of the output pulse.

Different values of received non-linear absorption coefficient correspond to different values of the input pulse energy for working substances based on graphene. This effect can be explained not only by the unreported process of radiation scattering, but by substantially non-linear dependence of the absorption coefficient on the intensity of the radiation for which it is not sufficient the approximation with two terms of the Taylor series expansion.

The study was supported by The Ministry of education and science of Russian Federation, project 14.132.21.1789.

E-mail: sm-s88@mail.ru

References

1. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М. Определение характеристик ограничителя интенсивности оптического излучения на основе нестационарного уравнения переноса излучения в нелинейной среде // Квантовая электроника. 2011. No. 1. С. 26-29.

2. Герасименко А.Ю., Савельев М.С. Исследование нелинейных характеристик полиметиновых, пирановых и дифталоцианиновых красителей методом Z-сканирования // Биомедицинская радиоэлектроника. 2013. No. 1. C. 81-82.

РЕЗОНАНСНАЯ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ ДВУХУРОВНЕВОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВЫТЯНУТОГО НАНОСФЕРОИДА^{*}

Чубчев Е.Д.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из наиболее интересных направлений современной физики является изучение явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до отдельных атомов и молекул. Изучение оптических явлений, обусловленных откликом металлических наночастиц, составляет область наноплазмоники и представляет интерес благодаря возможности управления оптическим излучением на масштабах порядка длины волны[1,2].

Особенно интересно взаимодействие атомов и молекул с плазмонными наноструктурами. Было показано, что плазмонные наноструктуры работают не только как оптические антенны, позволяющие локализовать энергию падающего излучения, но и то, что такие частицы могут изменять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя, расположенного вблизи наночастицы [3].

Спектр резонансной флюоресценции атома вблизи наночастицы определяется изменёнными наночастицей падающим электромагнитным полем и временем жизни состояния атома. В случае сильного внешнего поля, когда частота Раби больше чем изменённая радиационная скорость распада, спектр резонансной флюоресценцией двухуровневой системы состоит из трёх линий, ширина и положение которых содержит новую ценную информацию об атоме и всей изучаемой системе. Следует отметить, что общая теория резонансной флюоресценции [5,6] может быть использована в этом случае.

В работе исследуется изменение спектра резонансной флюоресценции двухуровневого атома, расположенного вблизи плазмонной наночастицы, имеющей форму вытянутого сфероида, в зависимости от параметров сфероида, поляризации внешнего поля и расположения атома относительно наносфероида. Влияние наносфероида учитывается использованием эффективных значений частоты Раби и времён жизни в выражениях для спектра флюоресценции. Показано, что можно управлять спектром, меняя отношение полуосей сфероида и положение атома относительно наносфероида. Эти параметры определяют усиление поля и изменение времени жизни состояния атома, что приводит к изменению спектра флюоресценции (сдвиг частот сателлитов в триплете Моллоу, изменение ширины линий и спектральной интенсивности) по сравнению со спектром свободного атома.

При расчётах учитывается как радиационная, так и нерадиационная скорости распада. Показано, что на расстояниях меньше 5 нм от поверхности сфероида наблюдается тушение флуоресценции, выражающаяся в уширении и резком уменьшении интенсивности спектральных компонент. Следовательно, изменение параметров нерадиационного распада позволяет управлять переходом от резонансной флюоресценции к её тушению. Известно, что распределение полей вблизи сферорида имеют более сложную структуру, чем в случае наносферы. Изменение отношения полуосей наносфероида позволяет управлять интенсивностью флюоресценции. *Е-mail: chubchev.evgeniy@physics.msu.ru*

Литература

1. L.Novotny, B.Hecht. Principles of Nano-Optics. Cambridge University Press. 2006.

2. V. V. Klimov, Nanoplasmonics: Fundamentals and Applications (Pan Stanford, Singapore, 2012).

3. V.V. Klimov, M. Ducloy, V.S. Letokhov, European Physical Journal, D20 (2002)

4. Yu.V. Vladimirova, V.V. Klimov, V.M. Pastukhov, V.N.Zadkov, Phys. Rev. A85, 053408 (2012).

5. B. R. Mollow, Phys. Rev. 178, 1969 (1969).

6. H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. A13, 2123 (1976).

Доклад признан одним из лучших в подсекции

ОПТИКА

Председатель: В.н.с. Китаева Галия Хасановна



СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ УРО4, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЕR³⁺

Антошкина С.А.¹, Рябочкина П.А.¹, В.М. Кяшкин¹ А.С. Ванецев², О. М. Гайтко²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, институт физики и химии ²Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН, лаборатория химической синергетики, Москва, Россия

Соединения, активированные редкоземельными (РЗ) ионами характеризуются люминесценцией в различных диапазонах спектра, что обусловливает их широкое применение во многих областях науки, техники и медицины. Несмотря на то, что эти материалы являются давно известными, изучение их физических свойств актуально и в настоящее время. Особый интерес для исследований представляют наноразмерные кристаллические материалы с РЗ ионами.

Соединения на основе ортофосфатов и ортованадатов иттрия, активированные РЗ ионами, характеризуются морфологической однородностью и одновременно эффективной люминесценцией в определенном диапазоне длин волн. Высокая интенсивность излучения и эксплуатационная стойкость позволяют использовать данные материалы в качестве кристаллофосфоров в оптических приборах, а сравнительно простые методы синтеза, высокая фотостабильность по сравнению с органическими соединениями делают возможным их использование в качестве биологических меток [1].

В настоящей работе приводятся результаты исследования наноразмерных кристаллических порошков YPO₄:Er (C_{Er} =5 ат. %) с тетрагональной структурой (образец 1) и YPO₄·0,8H₂O:Er (C_{Er} =5 ат. %) с гексагональной структурой (образец 2). Для уточнения фазового состава синтезированных нанопорошков был проведен PФА. Анализ дифрактограмм для образцов 1 и 2, выполненный с помощью базы данных PDF2 1911, показал, что образец 1 соответствует фазе ортофосфата иттрия с тетрагональной структурой ксенотима, а образец 2 - гексагональной рабдофанитоподобной фазе состава YPO₄·0,8H₂O.



На рис. 1. представлены спектры диффузного рассеяния образцов YPO₄ и YPO₄·H₂O:Er, преобразованные в соответствие с функцией Кубелки-Мунка:

$$F(R_{\infty}) = \frac{\left(1 - R_{\infty}\right)^2}{2R_{\infty}} = \frac{k}{S},$$

где k – коэффициент поглощения, S – коэффициент рассеяния, R_{∞} - относительное диффузное отражение образца, отнесенное к непоглощающему стандарту MgO.

В спектрах присутствуют линии поглощения, обусловленные переходами из основного состояния ${}^{4}I_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты ${}^{4}I_{13/2}$, ${}^{4}I_{11/2}$, ${}^{4}I_{9/2}$, ${}^{4}F_{9/2}$, ${}^{4}S_{3/2}$, ${}^{2}H_{11/2}$, ${}^{4}F_{7/2}$, ${}^{4}F_{5/2}$, ${}^{4}F_{3/2}$, ${}^{2}H_{9/2}$, ${}^{4}G_{11/2}$ ионов Er^{3+} .

Для исследуемых образцов получены спектры люминесценции, обусловленные переходом ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ ионов Er^{3+} при их возбуждении на уровень ${}^{4}I_{11/2}$, для наноразмерных кристаллов YPO₄:Ег и YPO₄·0,8H₂O:Ег, соответственно. Спектры представлены на рис. 2 (а,б).



Рис. 2. – Спектр люминесценции порошков YPO₄:Er: a) с тетрагональной кристаллической решеткой, б) с гексагональной кристаллической решеткой.

E-mail: anabel-2005@yandex.ru

Литература

1. Casanova, D. et all. Counting the Number of Proteins Coupled to Single Nanoparticles// J. of the Am. Chem. Soc. 2007, V. 129, № 42, Pp. 12592-12593.

СИСТЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ РАССЕЯННОГО БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вонсевич К.П., Безуглая Н.В.

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Киев, Украина

Представление о характере рассеяния света биологическими объектами (БО) позволяет определять клинически важные показатели, сопряженные с изменением оптических свойств БО. Индикатриса одноактового рассеяния, моделируемая в численном эксперименте различными фазовыми функциями (в основном Henyey-Greenstein), может быть получена путем аппроксимации индикатрисы многоактового рассеяния в рамках реального эксперимента, что может существенно снизить погрешности в определении оптических параметров различных БО. Проведенный авторами анализ существующих гонио- и гониоспектро- фотометрических средств не выявил реализованный механизм одновременной пространственной регистрации рассеянных БО световых потоков в широком телесном угле. Потому была предложена система (Безугла Н.В., 2012) параллельного пространственного фотометрирования рассеянного биологическими объектами излучения. Суть ее функционирования состоит в следующем. Коллимированный пучок оптического излучения падает на БО и, отражаясь от него в разных направлениях, попадает на n-е количество фотоприемников, размещенных на одинаковых расстояниях от БО. Равность расстояний обеспечивают посредством размещения фотоприемных устройств на двух полусферических поверхностях. Радиус полусфер зависит от предварительно определенного расстояния фотометрирования конкретной биологической структуры.

Эффективность предложенной системы напрямую зависит от типа и количества фотоприемных устройств, сочетанное использование которых на ограниченных сферических поверхностях сопряжено с рядом особенностей. В данной работе проанализированы наиболее приемлемые с функциональной точки зрения решения по выбору фотоприемных устройств.

Бесспорные преимущества фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), как то высокое усиление по фототоку, большой динамический диапазон при незначительном стабильном шуме, что немаловажно в биомедицинском приложении, тем не менее, не позволили авторам применить их в разрабатываемой системе, требующей использования большого количества ФЭУ. Это, прежде всего, объясняется необходимостью существенного охлаждения для уменьшения темнового тока, включения делителя напряжения для стабильного сообщения высокого потенциала каждому эмиттеру, а также использование стабилизированного высоковольтного источника питания (Ишанин Г.Г., 1991).

Возможность применения лавинных фотодиодов, которые обладают достаточным усилением фототока и максимальной чувствительностью фотокатода, а также высоким быстродействием, ограничена их относительно высокой стоимостью, вызванной, преимущественно, необходимостью повышения температурной чувствительности коэффициента умножения путем включения системы термостабилизации.

Наиболее рациональным вариантом для обозначенных авторами объектов исследования при многоэлементной фотометрии является посторенние измерительной системы на основе фотодиодов. Данный тип фотоприемников не имеет особых сложностей включения, но требует дальнейшего усиления выходного сигнала, что подразумевает наличие дополнительных операционных усилителей.

Конструктивное исполнение и небольшие размеры фотодиодов позволит увеличить количество принятых входных сигналов, что частично компенсирует их низкую интенсивность и позволит построить достаточно точную индикатрису распределения рассеянного БО света в пространстве.

E-mail: myhkam@rambler.ru

Литература

1. Безугла Н.В., Чмир Ю.В., Кузьменко О.В., Безуглий М.О., Спосіб визначення фазової функції біологічних середовищ, Патент №75382 України, 2012.

2. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Андреев А.Л., Польщиков Г.В. Источники и приемники излучения: Учебное пособие для студентов оптических специальностей вузов. СПб.: Политехника, 1991.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РОДАМИНА 6Ж В МАТРИЦЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА В ПРИСУТСТВИИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

Горлов Р.В.

Калининградский государственный технический университет, Калининград, Россия

Металлические наноматериалы привлекают значительное внимание в результате их уникальных физических и химических свойств [1-3]. Среди них наночастицы серебра

обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными поверхностным плазмонным резонансом (ППР), который имеет практическое применение в наноплазмонике и нанофотонике. За последнее десятилетие много усилий было приложено к созданию синтетических методов подготовки металлических наноструктур с различными формами. Полученные наноструктуры используются для усиления флуоресценции красителей. В частности имеются сведения [4], что с увеличением количества наночастиц золота на поверхности кремнезема интенсивность спектра поглощения родамина 6Ж увеличивается более чем в 2 раза. В настоящей работе была поставлена задача получить гидрозоли серебра [5] с различными размерами наночастиц и исследовать их влияние на флуоресценцию молекул родамина 6Ж (Р6Ж) и эозина.

Синтез дисперсий серебра в водном растворе осуществлялся методом контролируемой одноструйной кристаллизации. Метод основан на восстановлении нитрата серебра восстановителем (он же стабилизатор) - цитратом натрия. В 250 мл дистиллированной воды растворяли 22,5 мг AgNO₃. Раствор доводили до кипения при интенсивном перемешивании, после чего быстро по каплям добавляли 4,5 мл водного раствора цитрата натрия с концентрацией 1%, что соответствовало молярному соотношению AgNO₃/Na₃C₆H₅O₇·H₂O, равному 1:1,029. Сразу после смешения реагентов раствор принимал желто-зеленую окраску. Поскольку частицы серебра получали при некотором избытке восстановителя, то можно считать, что все исходное серебро восстанавливается до металлического состояния.

Спектры поглощения гидрозолей серебра регистрировали на спектрофотометре СФ-2000, используя кюветы толщиной 10 мм; в луч сравнения помещали кювету с дистиллированной водой. Методом фотонной корреляционной спектроскопии были определены средние размеры и коэффициенты диффузии полученных частиц. Спектры флуоресценции исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Образцы располагали так, что световой поток был направлен к нормали поверхности под углом 45°. Возбуждение осуществлялось неполяризованным излучением ксеноновой лампы высокого давления монохроматора спектрофлуориметра.

На спектре поглощения, зарегистрированном через 1 ч после синтеза, имелся интенсивный пик плазмонного поглощения наночастиц серебра на λ = 426 нм с оптической плотностью D= 1,94. В процессе старения в течение 14 сут происходит незначительное изменение свойств гидрозоля: уменьшение оптической плотности до значения D=1,85, вследствие некоторого оседания частиц, и смещение пика плазмонного резонанса в область больших длин волн, который соответствовал λ =433 нм. Как известно, положение максимума плазмонного резонанса зависит от окружающей среды и размера частиц. В нашем случае средний размер частиц серебра составлял 35 нм. Типичные спектры флуоресценции представлены на рис. 1 и 2, из которых следует, что наибольшая интенсивность наблюдается при наличии наночастиц серебра в матрице поливинилового спирта (ПВС).



Рис. 1. Спектры флуоресценции молекул родамина 6Ж (C=1,5·10⁻³ M) в пленке ПВС на гладком стекле; толщина слоя ПВС 100 мкм, длина волны возбуждения 400 нм.



Рис. 2. Спектры флуоресценции молекул эозина (C=0,75·10⁻³ M) в пленке ПВС на гладком стекле; толщина слоя ПВС 100 мкм, длина волны возбуждения 450 нм.

Таким образом, синтезированный коллоидный раствор наночастиц серебра в воде, обладающий устойчивостью, позволяет наблюдать плазмонный резонанс, т.е. возникновение специфической полосы поглощения раствора обусловленной малостью размера частиц на двух длинах волн и λ =433 нм. Наличие в матрице поливинилового спирта красителей родамина 6Ж и эозина в присутствии наночастиц серебра приводит к усилению флуоресценции молекул красителй примерно на 40%.

vslezhkin@mail.ru

Литература

1. Климов В.В. Наноплазмоника. - М.: Физматлит. - 2010. - С.480.

2. Нанонаука и нанотехнологии. Энциклопедия систем жизнеобеспечивания /Редактор Е.Е. Демидова//М.,Изд-во "МАГИСТР-ПРЕСС".-2009.-992 с.

3. Durr M. Adsorption -/desorption-limited diffusion of porphyrin molecules in nano-porous TiO_2 networks / M. Durr, M. Obermaier, A. Yasuda, G. Nelles // Chem. Phys. Lett. 2009. 467. No 4, P.358-360.

4. Муха Ю.П., Еременко А.М., Смирнова Н.П., и др.. Усиление поглощения и флуоресценции молекул родамина 6Ж вблизи наночастиц золота в матрице SiO₂ // Химия, физика и технология поверхности . 2011. 2(3). С. 284–288.

5. Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Горлов Р.В., Слежкин В.А. Взаимодействие поверхностных плазмонов наночастиц серебра на силохроме с электронно-возбужденными адсорбатами молекул родамина 6Ж // Известия КГТУ. - 2011. - № 23. - С.11-17.

ЭФФЕКТ ТИНДАЛЯ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К ДИСКРИМИНАЦИИ ИСТИННЫХ И КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ

Дерепко В.Н.

Воронежский государственный университет, физический факультет, г. Воронеж

Предмет исследования: условия реализации эффекта Тиндаля в коллоидных растворах.

Актуальность: необходимость систематического исследования факторов, влияющих на прохождение света через коллоидный раствор, для дискриминации коллоидных растворов.

Гипотеза: если эффект Тиндаля обусловлен дифракцией света на элементах структурной неоднородности среды, то должна наблюдаться зависимость условий его реализации от некоторых факторов.

Цель: исследование факторов, определяющих прохождение видимого света через коллоидный раствор.

Задачи:

1. Исследование влияния частоты проходящего света, размера и концентрации частиц на реализацию эффекта Тиндаля.

2. Сравнительное исследование золей с различного рода наночастицами, прохождения света через среды со смесями частиц.

Выводы:

1. Для коллоидных систем наиболее характерны рассеяние и абсорбция света.

2. Изучая оптические свойства коллоидных систем, можно установить размер, форму и строение наночастиц.

3. При равных условиях сильнее рассеивается свет большей частоты.

4. Для частиц данного размера интенсивность рассеянного света прямо пропорциональна концентрации золя.

5. При боковом освещении белым светом бесцветные коллоидные системы обнаруживают синеватую окраску, в проходящем свете - красноватый цвет.

6. Дискриминацию золей и истинных растворов можно провести, наблюдая эф-фект Тиндаля.

7. Существует порог рассеяния по Тиндалю.

8. При падении луча света на дисперсную систему могут наблюдаться следующие явления:

- прохождение света через систему;
- преломление света частицами дисперсной фазы;
- отражение света частицами дисперсной фазы;
- рассеяние света (это явление проявляется в виде опалесценции);
- абсорбция (поглощение) света дисперсной фазой с превращением световой энергии в тепловую.

VioLetta213@mail.ru

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ SO₂ В ОБЛАСТИ 7.3 МКМ

Егоров О.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический факультет, Томск, Россия

В настоящее время актуальным является разработка методов бесконтактного контроля процессов техногенного и природного характера, протекание которых сопровождается выделением нагретых газовых потоков. Реализация этой методики на основе дистанционного зондирования предполагает использование спектроскопических данных по газам, входящих в состав таких потоков. Параметры спектральных линий (ПСЛ), содержащиеся в известных базах данных [3,4,5,6], могут быть использованы, за исключением [6], для расчета по прямой методике (line-by-line) спектральных характеристик, достоверных только при нормальных температурах. В свою очередь, получение соответствующих характеристик при высоких температурах основано на знании ПСЛ «горячих» переходов, населенности энергетических уровней которых несущественны при нормальных условиях. Отсутствие в [6] ПСЛ таких газов как H₂S, SO₂ и NO₂, являющихся типичными загрязнителями атмосферы и присутствующих в выхлопах двигателей внешнего и внутреннего сгорания, свидетельствует о необходимости их нахождения для решения указанных задач. В данной работе представлены результаты расчета ПСЛ SO₂ в области полосы с максимальным поглощением - v₃ (7.3 мкм), которая, несмотря на локализацию на границе окна прозрачности атмосферы 8-12 мкм, является перспективной для зондирования в ИК диапазоне.

Расчет уровней энергии молекулы SO₂, относящейся к классу асимметричных волчков, осуществлялся с помощью численной диагонализации матрицы эффективного колебательно-вращательного гамильтониана [1], эмпирические параметры которого брались из доступных экспериментальных работ. Значение интенсивности линий определялось как произведение величины интегральной интенсивности полосы v₃ на силу линии, пропорциональной вероятности перехода между уровнями вращательной энергии.

На рис. представлена спектральная зависимость коэффициента поглощения SO₂ для секвенции полос с $\Delta v_3=1$, рассчитанная по модели S/D с шагом 10 см⁻¹. Непрерывные кривые – расчет в данной работе: $I - T = 300^{\circ}$ K, $2 - T = 600^{\circ}$ K, $3 - T = 900^{\circ}$ K, 4 - T =



1200° К; пунктирные кривые – расчет с использованием ПСЛ БД HITRAN [5] $1 - T = 600^{\circ}$ K, 2 - T =900° К, 3 - T = 1200° К; вертикальные линии – эксперимент при $T = 300^{\circ}$ К [2]. Из полученных результатов следует, что теоретическая зависимость при $T = 300^{\circ}$ К попадает в доверительные интервалы экспериментальных значе-Наблюдаемое возрастание ний. поглощения в крыльях полосы является теоретически правильным, так как связано с увеличением населенности высоковозбужденных

уровней энергии при высоких температурах, что повышает вероятности переходов между ними и как следствие величину соответствующей им интенсивности линии.

Таким образом, из сравнения результатов расчета коэффициента поглощения SO₂ в области полосы v₃ с использованием ПСЛ низкотемпературной БД HITRAN со значениями, полученными в данной работе, следует, что «горячие» переходы дают существенный вклад в его величину при высоких температурах.

E-mail: egorovolegv@mail.ru

Литература

1. Быков А.Д., Макушкин Ю.С., Улеников О.Г. Колебательно-вращательная спектроскопия водяного пара. Новосибирск: Наука. 1989, 296 с.

2. Chan S.H., Tien C.L. Infrared Radiation Properties of Sulfur Dioxide // Journal of Heat Transfer. 1971. V. 93. P. 172-178.

3. Jacquinet-Husson N., Crepeau L., Armante R., et al. The 2009 edition of the GEISA spectroscopic database // JQSRT. 2011, V 112. p. 2395-2445.

4. Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A., et al. Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog // JQSRT. 1998, V 60. p. 883-890.

5. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. The *HITRAN* 2008 molecular spectroscopic database // JQSRT. 2009, V 110. p. 533-572.

6. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database // JQSRT. 2010, V 111. p. 2139-2150.

ТОЧЕЧНАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА YAG:ND С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ.

Кийко В.В., Кондратьев В.А.

Учреждение Российской Академии наук Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН (ИОФРАН), Москва, Россия Микрочип лазеры с пассивной модуляцией добротности широко применяются в качестве компактных источников когерентного излучения высокой пиковой мощности. Микрочип-лазер представляет собой активный элемент YAG:Nd³⁺ диффузносоединенный с пассивным затвором YAG:Cr⁴⁺. Входное и выходное зеркала нанесены на торцевые грани активного элемента и затвора, соответственно [2].

Цель представленных исследований – разработка математической модели микрочип-лазера с пассивным затвором, в рамках которой в излучении генерации учитывается спонтанное излучение, которое распространяется вдоль оптической оси резонатора и после кругового обхода резонатора суммируется с когерентным излучением. Это позволяет достаточно точно рассчитывать время выхода в генерацию и учесть ослабление коэффициента усиления среды за счет спонтанного излучения. В работе представлены результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований микрочиплазера с пассивным затвором с мощностью излучения генерации 50мВт и частотой следования импульсов ~100Гц.

Основные характеристики излучения микрочип-лазера рассчитывались на основе полученной системы из трех дифференциальных уравнений:

$$\frac{dI}{dt} = (k_{a_{3}} - \beta_{a_{3}} - \beta_{box} - \beta_{oudp} - \beta_{bocm} - \frac{L_{II3}}{L_{a_{3}}} \beta_{II3} - \frac{L_{II3}}{L_{a_{3}}} \kappa_{II3}) \cdot V \cdot I + \frac{Q_{hac}^{a_{3}} \cdot (k_{a_{3}} + \chi) \cdot V}{\tau_{2I}} \cdot \mu \\
\frac{dk_{a_{3}}}{dt} = -\frac{I \cdot k_{a_{3}}}{Q_{hac}^{a_{3}}} + (\chi - k_{a_{3}}) \cdot W_{p} - \frac{k_{a_{3}} + \chi}{\tau_{2I}} \\
\frac{dk_{II3}}{dt} = -\frac{I \cdot k_{II3}}{Q_{II3}^{II3}} + \frac{\chi_{II3} - k_{II3}}{\tau^{II3}}$$
(1)

где: I – плотность мощности генерируемого излучения; k_{a_9} – коэффициент усиления активного элемента (АЭ); β_{a_3} - пассивные потери, связанные с поглощением в АЭ; $\beta_{a_{ax}}$ - прозрачность по мощности выходного зеркала; $\beta_{a_{adp}}$ - резонаторные дифракционные потери излучения; $\beta_{a_{ocm}}$ - потери; вследствие разъюстировки оптических элементов резонатора; β_{m_3} - потери в пассивном затворе (ПЗ); $L_{\Pi 3}$ – длина ПЗ; L_{a_9} – длина АЭ; $\kappa_{\Pi 3}$ – коэффициент поглощения ПЗ; V – скорость света в среде; $Q_{nac}^{a_9}$ – плотность энергии насыщения АЭ; χ – предельный коэффициент усиления АЭ; τ_{21} - время жизни рабочего перехода; μ - коэффициент учитывающий вклад спонтанного излучения в лазерное, $\mu \approx \frac{a^2}{8L^2}$; W_p – скорость накачки,

$$W_{p} = \left(P \cdot (T_{p} \cdot (1 - e^{-B_{p} \cdot C \cdot L_{a3}}) \cdot (1 + R_{p} \cdot e^{-B_{p} \cdot C \cdot L_{a3}})) \cdot \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{g}} \cdot N_{q} \right) / \left(Q_{\mu ac}^{a3} \cdot S_{a3} \cdot L_{a3} \cdot \chi \right)^{2};$$
(2)

P – мощность накачки; T_p – коэффициент пропускания излучения накачки входной гранью АЭ; B_p – сечение перехода для излучения накачки; C – концентрация активатора; λ_p – длина волны излучения накачки; λ_g – длина волны излучения, генерируемого микрочип-лазером; N_q – квантовая эффективность; S_{a_9} – площадь сечения пятна накачки на входной грани АЭ; Q_{nac}^{II3} – плотность энергии насыщения поглощения ПЗ; χ_{II3} – начальный по мощности коэффициент пропускания ПЗ; τ_{se}^{II3} – время жизни верхнего уровня ПЗ.

Первое уравнение системы (1) описывает динамику мощности выходного излучения микрочип-лазера; второе и третье – динамику коэффициента усиления активной среды и коэффициента поглощения ПЗ, соответственно. В отличие от модели, рассмотренной в работе [1], представленные соотношения учитывают спонтанное излучение АЭ (последние слагаемые в первом и втором уравнениях), возникающее вследствие спонтанных переходов с метастабильного уровня на основной. Коэффициент μ

учитывает часть спонтанного излучения, которая распространяется вдоль оптической оси резонатора и после кругового обхода резонатора суммируется с когерентным излучением. Для подтверждения результатов теоретических расчетов было проведено экспериментальное исследование (рис. 1-2).

Из анализа рис.1 следует, что время задержки генерации и период следования импульсов уменьшаются с увеличением мощности накачки. Объясняется это тем, что время достижения порогового коэффициента усиления обратно пропорционально Р (второе уравнение системы (1)). В тоже время, зависимость длительность импульсов генерации (рис. 2) от мощности накачки выражена заметно слабее.



Рис. 1. Задержка начала генерации T(1,2) и зависимость периода следования импульсов излучения $\Delta T(3,4)$ от мощности накачки (1, 4 – экспериментальные данные; 2, 3 – расчетные данные).



Рис. 2. Зависимость длительности импульса т генерации от мощности накачки (1 – расчетные данные, 2 – экспериментальные данные).

При исследовании формы импульса на его заднем фронте были зарегистрированы осцилляции, которые не возникали при численном моделировании. Осцилляции не исчезали при изменении мощности и поперечного сечения пучка накачки. Возможные причины этих осцилляций – многомодовый характер генерации (число Френеля для резонатора \approx 4), не учитываемый моделью (1). Результаты расчетов в рамках представленной модели микрочип-лазера находятся в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований, однако, данная модель требует уточнений учитывающих многомодовый характер излучения.

Литература

1. Гречин С.Г., Рождествин В.Н., Созинов Б.Л. и др. Усиление и генерация импульсного излучения в твердотельных лазерах. 145 с. 2. О.Звелто. Принципы лазеров: Лань, 2008, 720 с.

ФОТОННО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЛНОВОДНОЙ МОДЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА*

Любин Е.В., Соболева И.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Фотонно-силовая микроскопия – это методика измерения сил с помощью оптического пинцета. Принцип работы оптического пинцета основан на возможности создания оптической ловушки вблизи перетяжки жестко сфокусированного лазерного луча

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

для микрообъектов, чей показатель преломления выше, чем у среды [1]. В случае смещений захваченной частицы из центра ловушки на эту частицу действует возвращающая сила, поэтому систему из оптической ловушки и захваченной в нее частицы можно использовать как динамометр на микромасштабах. Высокая чувствительность фотонносиловой микроскопии позволяет применять данную методику для изучения характеристик электромагнитного поля. Например, этим способом измерены силы, действующие со стороны экспоненциально затухающей компоненты электромагнитного поля вблизи границы раздела двух диэлектрических сред, на которой лазерное излучение испытывает полное внутреннее отражение [4], а также силы, действующие со стороны электромагнитного поля поверхностного плазмон-поляритона [3]. Измерение сил в обоих случаях позволило определить степень локализации поля вблизи поверхностей. Поверхностные электромагнитные волны и волноводные моды фотонного кристалла также могут обладать существенной локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности фотонного кристалла [2], в результате чего они будут воздействовать на расположенную вблизи фотонного кристалла частицу с отличным от среды показателем преломления.

В данной работе проведена фотонно-силовая микроскопия волноводной моды одномерного фотонного кристалла. В качестве фотонного кристалла использовалась структура, состоящая из 11 пар слоев ZrO₂ и SiO₂ с показателями преломления 1,95 и 1,46, полученная методом послойного термического напыления на стеклянную подложку с показателем преломления 1,53. Толщина одной пары слоев составляет 225 нм. Для возбуждения волноводной моды используется метод нарушенного полного внутреннего отражения в геометрии Кречманна. Оптический контакт подложки и стеклянной призмы достигается с помощью иммерсионной жидкости. В частотно-угловых спектрах коэффициента отражения фотонного кристалла в геометрии Кречманна наблюдается минимум, соответствующий возбуждению волноводной моды, при угле падения 74° TE-поляризованного излучения лазера с длиной волны 532 нм из подложки на фотонный кристалл.

Для создания оптической ловушки использовалось излучение инфракрасного лазера с длиной волны 980 нм. Излучение фокусировалось высоко-апертурным иммерсионным объективом в герметичную ячейку, образованную покровным стеклом и образцом фотонного кристалла. В ячейку помещалась суспензия полистироловых флуоресцентных пробных частиц диаметром 1 мкм. Мощность лазерного излучения в ловушке составляла от 1 до 2 мВт. Визуализация микрообъекта в оптической ловушке и волноводной моды осуществлялась с помощью видеокамеры. Волноводная мода фотонного кристалла возбуждалась излучением Nd:АИГ-лазера с длиной волны 532 нм и интенсивностью 1 кВт/см². Рассеянное частицами излучение инфракрасного лазера регистрировалось с помощью квадрантного фотодиода, сигнал с которого пропорционален смещению захваченной микрочастицы. Это позволило определять смещение частицы из ловушки с нанометровой точностью, а силу – с фемтоньютонной.



Рис. 1. Угловая зависимость силы, действующей на пробную частицу со стороны эктромагнитного поля волноводной моды фотонного кристалла. Квадратные точки на графике соответствуют расположению частицы на расстоянии 0,25 мкм от поверхности фотонного кристалла, круглые – 0,5 мкм треугольные – 0,7 мкм.

Экспериментальные результаты по измерению силы, действующей на частицу со стороны электромагнитного поля волноводной моды фотонного кристалла, показаны на рисунке. Сила, действующая на пробную частицу диаметром 1 мкм, возрастает вблизи резонанса возбуждения волноводной моды фотонного кристалла. Серия измерений показывает, что при приближении пробной частицы к поверхности фотонного кристалла сила также увеличивается, и в случае расположения частицы на расстоянии 0,25 мкм от фотонного кристалла достигает величины около 0,03 пН.

E-mail: lyubin@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. Ashkin, A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure // Physical Review Letters. 1970, V. 24(4). pp. 156-159.

2. Robertson, W.M., May, M.S., Surface Electromagnetic Wave Excitation on One-Dimensional Photonic Band-Gap Arrays // Applied Physics Letters. 1999, V. 74(13). pp. 1800–1802.

3. Volpe, G., Quidant, R., Badenes, G. and Petrov, D. Surface Plasmon Radiation Forces // Physical Review Letters. 2006, V. 96. p. 238101.

4. Wada, K., Sasaki, K. and Masuhara, H. Optical Measurement of Interaction Potentials between a Single Microparticle and an Evanescent Field // Applied Physics Letters. 2000, V. 76(20). pp. 2815–2817.

ОБРАБОТКА ВИДЕОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Молодыко Р.А., Попов Р.Я.

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Киев, Украина

Одним из наиболее простых и точных методов регистрации пространственного распределения оптического излучения является видеофотометрия (Кирилловский, 2008). В зависимости от области применения используют тот или иной тип камер. Так КМОП (CMOS) камеры имеют большее количество функций на одном кристалле, что существенно уменьшает габариты регистрирующей системы. В биомедицинских исследованиях, где качество изображения играет большую роль, используют ПЗС (CCD) камеры, с помощью которых можно добиться более качественного изображения по шумам и квантовой эффективности.

Камеры (датчики) регистрируют уровень освещенности данного изображения и могут оцифровывать его и переводить в эквивалентный ему уровень серого. Для определения точной зависимости между степенью освещенности и уровнем серого (калибровки камеры) используют устройство, для которого известен закон ослабления светового потока (фотометрический клин). Используют множество видов фотометрических клиньев и способов их получения, основными среди которых являются следующие:

1) клин, состоящий из двух поляризованных пластин, которые можно поворачивать друг относительно друга на определенный угол. Меняя угол поворота пластины, по закону Малюса меняется интенсивность светового потока;

2) клин в виде двух треугольных призм, одна из которых используется именно для ослабления светового потока, а вторая – для компенсации отклонения лучей;

3) плоскопараллельная пластина или просто пленка с изменяющейся по определенному закону степенью затемнения;

4) дифракционный метод, в основе которого лежит прохождение направленного пучка лазера через микроотверстие на детекторной матрице. В зависимости от размеров отверстия, можно менять уровень интенсивности светового потока.

В данной работе для калибровки видеофотометрических камер (видео-окуляров DCM-500 и DCM-35) применялся метод, основанный на законе Малюса.

Компьютерная обработка изображений предполагает обработку цифровых изображений с помощью компьютеров или специализированных устройств, построенных на цифровых сигнальных процессорах. При этом под обработкой изображений может пониматься не только улучшение зрительного восприятия изображений, но и классификация объектов, выполняемая при анализе изображений.

Компьютерная обработка изображений возможна после преобразования сигнала изображения из непрерывной формы в цифровую форму. Эффективность обработки зависит от адекватности модели, описывающей изображение, необходимой для разработки алгоритмов обработки. При этом необходимо учитывать влияние передающей и приемной систем и канала связи на сигнал изображения.

Цветовые характеристики несут информацию об отражательных свойствах объекта. Различие отражательной способности объекта в разных участках спектрального диапазона обеспечивает возможность извлечения важной диагностической информации об объекте. Понятие цвета базируется на восприятии глазами человека электромагнитных волн в определенном диапазоне частот. Основными цветовыми моделями, согласно В.Т. Фисенко (2008) являются: цветовая модель RGB и цветовая система CIE XYZ.

В данной работе авторами реализован метод преобразования изображения в бинарный текстовый файл, содержащий информацию о цвете каждого пикселя в системе цветов RGB. Полученная информация о цвете посредством программной реализации математического аппарата «RGB куб» преобразуется в уровень серого, на основании которого с использованием графического редактора или САПР (например, Mathcad) строится пространственная зависимость для последующего анализа распределения уровня серого в изображении. Также разработанная программа может производить простейшие арифметические операции с несколькими графиками, которые характеризуют различные стадии проведенного эксперимента, например вычитание при относительных измерениях.



Рис. 1. Пример функции вычитания: а) фотография высокого уровня серого; б) фотография низкого уровня серого; в) результат вычитания

Представленный механизм обработки видеофотометрических изображений и разработанное на его основе программное обеспечение применялось при определении шероховатости металлических поверхностей и определении оптических свойств биологических тканей методом зеркальных фотометрических эллипсоидов вращения, разработанным М.А. Безуглым (2012).

Авторы выражают признательность доценту, к.т.н. Безуглому М.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. В.К. Кирилловский, Ле Зуй Туан. Оптические измерения. Часть 6. Инновационные направления в оптических измерениях и исследованиях оптических систем, СПб, ГУ ИТМО, 2008.- 131 с.

2. Компьютерная обработка и распознавание изображений: учеб. пособие / [В.Т. Фисенко, Т.Ю. Фисенко]. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 192 с.

3. М. А. Безуглый, А. В. Ярыч, Д. В. Ботвиновский, О возможности применения зеркального эллипсоида вращения для определения оптических свойств биологических тканей // Оптика и спектроскопия, 2012, том. 113, №. 1, с. 104–110.

LUMINESCENT PROPERTIES OF CA_{0.1}BA_{0.9}GA₂S₄ COMPOUNDS ACTIVATED BY EU AND CE RARE-EARTH ELEMENTS

Nagiyev Tural

Azerbaijan National Academy of Sicences Institute of Physics

Email: tural@nagiyev.net

Compounds activated by 4*f* elements in the system M–Ga–S(Se) can be an active medium for semiconductor lasers, luminescent lamps, screens for color displays and other information display systems [1–5]. These semiconductors have a bandgap width of 3.0-4.4 eV, and efficiently convert the energy of an electric field, x-radiation, and UV radiation and also electron beams to visible light. The excitation spectrum of these compounds spans the region from the vacuum ultraviolet to 500 nm.

On this work we were partially replaced Ba atoms by Ca atoms, have been synthesis $Ca_{0,1}Ba_{0,9}Ga_2S_4$ fourfold combination with doped Eu and Ce on 77÷300K temperature range.

As a result of this combination of compounds with different colors emission diodes possible to get light sources in different colors, for example white, red, green etc. Taking into account developed synthesis technology for the combination and it's possible to control process turn of light to light by exciting with different light waves of this sample.

Compounds synthesized in the M–Ga–S(Se) system can be combined into a group with general formula II_n – III_2 – VI_m , where n = 1, 2, 3, 4, 5; m = n + 3; II are divalent cations of Eu, Yb, Sm, Ca, Ga, Ba, Sr; III are trivalent cations of Al, Ga, In; VI are chalcogens S and Se [1–4].

The compounds $Ca_{0,1}Ba_{0,9}Ga_2S_4$: Eu, Ce were synthesized from the binary compounds BaS, CaS and Ga_2S_3 by a solid-phase reaction in graphitized ampuls pumped out to 10^{-4} torr. The activators Ce^{3+} and Eu^{2+} , in the form of CeF₃ and EuF₃, were added to the mix before synthesis. The synthesis was carried out at 1000°C in a single-zone furnace for 2 h. After synthesis, annealing was carried out for 4 h at 800°C. The luminescence properties was studied in the temperature range $77\div300$ K.

The excitation and emission spectra of the $Ca_{0.1}Ba_{0.9}Ga_2S_4$: Eu , Ce crystal are shown in fig. 1.



Fig.1 Excitation and emission spectra of the Ca_{0.1}Ba_{0.9}Ga₂S₄ : Eu , Ce crystal.

The excitation and emission spectra of the $Ca_{0.1}Ba_{0.9}Ga_2S_4$: Eu, Ce powder are shown in fig. 2.



Fig. 2. Excitation and emission spectra of the $Ca_{0.1}Ba_{0.9}Ga_2S_4$: Eu, Ce powder.

Literature

1. B.G. Tagiev, S.A. Abushov and O.B. Tagiev. Luminescent properties of $BaGa_2Se_4$ crystals activated by Eu^{2+} and Ce^{3+} // Journal of Applied Spectroscopy, 2010, vol. 77, No.1, p.115-119.

2. Chongfeng Guo, Chunxiang Fiang, Yühua lü, Qiang Tang and Qiang Su. Luminescent properties of Eu^{2+} and Ho^{3+} co-doped $CaGa_2S_4$ phosphor // Phys. Stat. Sol.(a), 2004, vol. 201, No7, p.1588-1593.

3. A.N. Georgobiani, S.A. Abushov, F.A. Kazymova, B.G. Tagiev, O.B. Tagiev, P. Benalloul and C. Barthou. Luminescent properties of EuGa₂S₄:Er³⁺ // Inorganic Materials, 2006, vol. 42, No. 11, p.1188–1192.

4. Takumi Ohta, Kunihiko Tanaka and Hisao Uchiki. Annealing Effect of Ce-Doped CaGa2S4 Synthesized by Mechanochemical Solid-State Reaction // Japanese Journal of Applied Physics 2011, Vol. 50, No. 1., pp. 05FB10-05FB10-2.

5. Katsuhiko Takayama, Kunihiko Tanaka and Hisao Uchiki. Preparation of Ce-Doped CaGa₂S₄ Crystals by Melting Method and Their Optical Properties // Japanese Journal of Applied Physics, 2005, Vol. 44, No.1B, pp. 729–731.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА РАЗДЕЛЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОНОКРИСТАЛЛАХ РВМОО₄ И SRMOO₄

Никитин А.Н.¹, Савон А.Е.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет ²МГУ им. М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

Изучение влияния совокупности факторов, определяемых химическим составом и кристаллической структурой вещества, на эффективность захвата разделенных носителей заряда на ловушках в монокристаллах молибдатов представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес для разработки криогенных фонон-сцинтилляционных детекторов [1]. В последние десятилетия при исследовании оптических и люминесцентных свойств широкого ряда различных молибдатов главными фундаментальными вопросами встают природа люминесценции и процессы переноса энергии на центры свечения. При этом целенаправленного исследования центров захвата разделенных носителей заряда не проводилось. Так, во многих работах авторы часто обнаруживают, что при определенных условиях наблюдается потеря энергии на центрах захвата в процессе люминесценции. В подтверждение существования ловушек приводятся спектры

термо- и фотостимулированной люминесценции, однако не дается детального анализа как самих спектров, так и происхождения центров захвата [2-4].

В представленной работе было проведено исследование люминесцентных свойств монокристаллов молибдатов свинца и стронция с целью установления природы наблюдаемых центров захвата носителей заряда при температурах от 10 К до 300 К. В ходе исследований были измерены спектры люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения в интервале энергий 3 – 35 эВ. После продолжительного облучения кристаллов при T=10 К рентгеновским излучением энергией 30 кэВ и последующего линейного нагрева были получены кривые термостимулированной люминесценции (ТСЛ) образцов, представленные на рис. 1. У молибдата свинца было обнаружено 4 пика ТСЛ с главным пиком при T=45 К и гораздо менее интенсивными при T<120 К. У молибдата стронция в общей сложности наблюдалось 8 пиков ТСЛ с несколькими интенсивными пиками при 35-50 К и менее интенсивными при T=100-250 К.

В соответствии с моделью кинетики как первого порядка (вероятность освободившегося носителя заряда из центра захвата гораздо выше связаться в экситон с последующим высвечиванием на центре свечения, чем снова быть захваченным на ловушке), так и кинетики второго порядка (соответственно обратное соотношение вероятностей) была проведена аппроксимация пиков ТСЛ в предположении существования нескольких типов ловушек. Полученные параметры центров захвата носителей заряда и их возможное происхождение обсуждается.

Измерения люминесцентных свойств при температуре 80-300 К проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Кривые ТСЛ были получены на установке университета Клода Бернара (Лион, Франция) и любезно предоставлены научным сотрудником НИИЯФ МГУ Спасским Д.А. Оба монокристалла выращены методом Чохральского. Молибдат стронция – в Институте Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, молибдат свинца – во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС), г. Александров.



Рис. 1. Кривые термостимулированной люминесценции молибдата стронция (сверху) и молибдата свинца (снизу), полученные при линейном нагреве от 10 К до 300 К после облучения образцов рентгеновским излучением энергией 30 кэВ.

E-mail:nikitin92@gmail.com

Литература

Arnold R., et al. // Phys. Rev. Lett. V. 95 (2005) 182302
 O.P. Barinova, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, et al. // Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A, V. 613 (2010) 54–57

3. L. L. Nagornaya, F. A. Danevich, A. M. Dubovik, et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* V. 56 (2009) 2513–2518

4. C. Arnaboldi, C. Brofferio, S. Capelli, et al. // Phys. Rev. C. V. 78. (2009) 19.

СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИНАМИКИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

Перепелкин П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Магнитооптический эффект Фарадея является невзаимным и может быть существенно усилен в многослойных структурах, таких как магнитофотонные кристаллы и микрорезонаторы благодаря многолучевой интерференции [1]. Если на такую среду будет падать импульсное излучение, а оптическая толщина образца будет порядка пространственной длительности импульса, то возможно наблюдение нестационарной динамики эффекта Фарадея. Было численно показано, что в зависимости от длины волны источника, а также спектральных особенностей образца, временная зависимость фарадеевского угла может как возрастать, так и убывать [2].

В данной работе предложена методика поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии для экспериментального исследования фемтосекундной динамики эффекта Фарадея.

Для экспериментального изучения фемтосекундной динамики фарадеевского поворота была модифицирована установка, использованная в работе [3] (Рис.1).



Рис. 1. Схема экспериментальной установки. П - поляризатор, А – анализатор, О - образец, Н – магнитное поле, ФУМ - фотоупругий модулятор, СД - синхронный детектор.

Излучение титан-сапфирового лазера поляризуется призмой Глана под углом 45 градусов к плоскости оптической схемы и проходит образец, помещённый в параллельное лучу постоянное магнитное поле. Затем следует через фотоупругий модулятор (ФУМ), расположенный соосно с поляризатором. ФУМ вносит модулированную с частотой 47 кГц задержку между поляризационными компонентами. После этого излучение анализируется второй призмой Глана, расположенной под углом 90 градусов к плоскости оптической схемы. При помощи светоделительной пластины оно разделяется на два канала, в одном из которых следует через варьируемую линию задержки. Лучи двух плечей фокусируются на кристалле бета-бората бария, генерирующем излучение суммарной частоты с интенсивностью пропорциональной корреляционной функции импульсов $u(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt$, где I(t) - интенсивность импульса в стационарном

плече, $I(t-\tau)$ – интенсивность импульса во втором плече с временной задержкой τ . Сигнал, прошедший через ФУМ, может быть записан как $I(t)[1+4J_2\theta(t)\cos(2\omega t)]$, где J_2 - функция Бесселя второго порядка, $\theta(t)$ - зависящий от времени фарадеевский поворот, ω - частота модуляции ФУМа. Если изменения угла Фарадея незначительны на временах порядка длительности импульса, можно брать лишь усредненное по этому промежутку значение поворота поляризационной плоскости. Таким образом, детектируемый сигнал:

$$u(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt + 4J_2\cos(2\omega t)\int 2\theta(t)I(t)I(t-\tau)dt = u_{dc}(t) + u_{2\omega}(\tau).$$

Корреляционная функция, измеряемая на двойной удвоенной частоте ФУМа:

 $u_{2\omega}(\tau) = 8J_2\theta(\tau)\int I(t)I(t-\tau)dt = 8J_2\theta(\tau)u_{dc}$. Поэтому фарадеевское вращение может $u_{2\omega}(\tau)$

быть найдено как: $\theta(\tau) \approx \frac{u_{2\omega}(\tau)}{8J_2 u_{dc}(\tau)}$. Сигнал с нелинейного кристалла детектируется ме-

тодом синхронного детектирования на удвоенной частоте ФУМа. Также фиксируется постоянная составляющая сигнала.

Для отработки методики в качестве образца была выбрана феррит-гранатовая пленка толщиной 16 мкм на кварцевой подложке толщиной 500 мкм. На рис. 2a) приведена экспериментально полученная временная зависимость фарадеевского поворота для различных длин волн лазера.



Рис. 2. а) Временная зависимость фарадеевского поворота. Квадраты соответствуют излучению источника с длиной волны 798 нм и максимуму в спектре пропускания образца, треугольники соответствуют 805 нм и минимуму в спектре пропускания, а круги соответствуют 801 нм и промежуточному положению спектра. б) Спектральная характеристика временной зависимости эффекта Фарадея в тонкой магнитной пленке для трех положений линии задержки.

В первом случае, когда длина волны источника излучения соответствует максимуму в спектре пропускания образца (798 нм), угол Фарадея растет со временем. Для длины волны, отвечающей минимуму спектра пропускания образца (805 нм), угол поворота уменьшается со временем. Для промежуточного значения длины волны (801 нм) изменения в фарадеевском повороте не происходит. Такие поведения угла Фарадея можно объяснить конструктивной и деструктивной интерференцией импульсов. Рис. 26) показывает экспериментально полученную спектральную характеристику временной зависимости угла Фарадея в тонкой магнитной пленке для 3 положений задержки между импульсами. Эта зависимость демонстрирует различные поведения фарадеевского угла при изменении длины волны источника.

perepelkin@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, D Kobayashi, H. Uchida, M. Inoue, "Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophtonic crystals", J. Magn. Mag. Mat. **300**, e253 (2006). 2. A.V. Chetvertukhin, M.I. Sharipova, A.G. Zhdanov, T.B. Shapaeva, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, "Femtosecond time-resolved Faraday rotation in thin magnetic films and magnetophotone crystals", J. Appl. Phys **111**, 07A944 (2012).

3. M.R. Shcherbakov, P.P Vabishchevich, V.V. Komarova, T.V. Dolgova, V.I. Panov, V.V. Moshchalkov, A.A. Fedyanin, "Ultrafast polarization shaping with Fano plasmonic crystals", Phys. Rev. Lett. **108**, 253903 (2012).

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ*

Свяховский С.Е.¹, Майдыковский А.И.¹, Новиков В.Б.¹, Компанец В.О.², Чекалин С.В.², Скорынин А.А.¹, Бушуев В.А.¹, Манцызов Б.И.¹, Мурзина Т.В.¹

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

На сегодняшний день миниатюрные устройства, способные контролировать световой поток, вызывают большой интерес. Один из путей создания подобных устройств – использование фотонных кристаллов (Φ K) – объемных структур с пространственной периодичностью порядка длины волны видимого света. Распространение света в периодической структуре может быть объяснено в рамках динамической теории дифракции, разработанной для рентгеновского излучения и обычных кристаллов. Возможно перенесение в оптический диапазон эффектов, ранее открытых в рентгеновском диапазоне, а также наблюдение новых эффектов, обусловленных преимуществами оптического диапазона, в частности, наличием доступных лазерных источников ультракоротких импульсов.

В данной работе изучается распространение света в ФК в геометрии Лауэ (рис. 1.) На основе динамической теории дифракции установлено, что при распространении ультракороткого импульса в указанной геометрии в объеме ФК происходит деление импульса на два последовательных во времени (на время t_{12}). При выходе импульсов из кристалла вследствие дифракции происходит деление каждого импульса на два в пространстве (Т и R). Данный эффект недавно был обнаружен экспериментально [1].

ФК были изготовлены методом электрохимического травления кремния с последующим окислением [2]. Изучена зависимость эффекта от поляризации падающего излучения, мощности, длительности и спектрального состава импульса. В случае длинных импульсов, когда лазерное излучение можно считать квазинепрерывным, обнаружена перекачка интенсивности излучения в один из дифракционных максимумов.

E-mail: sse@shg.ru



Рис. 1. Схема распространения лазерного импульса в одномерном фотонном кристалле в геометрии Лауэ. Эффект временного деления ультракороткого импульса.

Доклад признан одним из лучших в подсекции
Литература

1. Svyakhovskiy, S.E., Kompanets, V.O., Maydykovskiy, A.I., Murzina, T.V., Chekalin, S.V., Skorynin, A.A., Bushuev, V.A. and Mantsyzov, B.I. "Observation of the temporal Bragg-diffraction-induced laser-pulse splitting in a linear photonic crystal," Physical Review A **86**, p. 013843, 2012.

2. Svyakhovskiy, S.E., Maydykovsky, A.I. and Murzina, T.V. "Mesoporous silicon pho-tonic structures with thousands of periods," Journal of Applied Physics **112**, 1, p. 013106, 2012.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВІ В КРИСТАЛЛЕ TLCL*

Филипповский Д.В.¹, Плотниченко В.Г.¹, Соколов В.О¹, Лисицкий И.С.², Кузнецов М.С.², Зараменских К.С.², Дианов Е.М.¹

¹Научный центр волоконной оптики Российской академии наук ²Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности, Москва

E-mail: deniscaf@gmail.com

1. Введение

Стекла, легированные висмутом, и волоконные световоды на их основе привлекают в последнее десятилетие большой интерес в связи с характерной для них широкополосной ИК люминесценцией в области 1.0–1.7 мкм, дающей возможность создания волоконных лазеров. Природа активных центров ИК люминесценции до сих не установлена. Но известно, что ИК люминесценция может быть обусловлена субвалентными состояниями висмута, прежде всего Ві⁺. Для изучения висмутовых центров такой природы удобно использовать кристаллы, имеющие простейшее строение (простая или гранецентрированная кубические решетки). В таких кристаллах висмут должен образовывать центры замещения именно в одновалентном состоянии. Аналогичные субвалентные примесные центры изучались в работах [1-4]. Настоящая работа посвящена изучению спектральных свойств висмутовых центров в кристаллах TICI:Вi.

2. Экспериментальные результаты

Монокристаллы TlCl были выращены методом Бриджмена-Стокбаргера. В качестве исходного основного компонента использовался высокочистый TlCl. Легирующими добавками были BiCl₃ и металлический Bi.

Измерение пропускания образцов проводилось на спектрометре Perkin Elmer Lambda 900 методом двухлучевой спектроскопии с использованием галогенной лампы в качестве источника излучения. Спектры регистрировались фотоумножителем в видимой области и охлаждаемым фотоприемником на основе PbS в инфракрасной области. Измерение спектров возбуждения, люминесценции и времени жизни проводилось на спектрометре Edinburgh Photonics FLS 980 с использованием ксеноновой лампы в качестве источника возбуждения и фотоумножителя в качестве приемника.

В спектре пропускания (Рис. 1) имеются интенсивная полоса поглощения около 0.53 мкм и слабые полосы вблизи 0.45, 0.72 и 1.0 мкм у образцов, легированных BiCl₃, у образца, легированного металлом столь интенсивные полосы поглощения не наблюдаются. В спектре люминесценции (Рис. 2) наблюдаются интенсивная полоса вблизи 1.18 мкм с полушириной около 0.2 мкм, возбуждаемая при поглощении вблизи 0.40, 0.46, 0.70 и 0.80 мкм, и слабая полоса в области 1.58 мкм, возбуждаемая при

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

поглощении вблизи 0.40 и 0.46 мкм. Время жизни люминесценции в полосах 1.18 и 1.58 мкм составляет 0.25–0.30 мс. Следует отметить, что, спектр возбуждения люминесценции не совпадает со спектром поглощения (ср. рис. 2 и 1), и с увеличением концентрации висмута поглощение растёт (Рис. 1), в отличие от интенсивности люминесценции.





Рис. 2. Спектр люминесценции

3. Результаты

Было проведено моделирование структуры и спектров поглощения ряда примесных висмутовых центров в решётке кристалла TlCl. Центр замещения одновалентного висмута (Bi⁺) должен быть основной формой вхождения Bi в TlCl. Комплекс Bi⁺ - V⁻_{Cl}, образованный атомом замещения Bi и вакансией Cl с захваченным электроном, является для системы TlCl:Bi прямым аналогом Tl⁰(1)-центра в кристалле KCl, изученного в работе [1]. Димерный центр Bi₂⁺, образованный двумя атомами замещения Bi в соседних узлах решетки, был выбран по аналогии с предположениями, сделанными для CsI:Bi [4,5].

Сопоставив результаты моделирования и экспериментальные данные, можно предположить, что ИК люминесценции обусловлена в основном центрами Bi⁺ - V⁻_{Cl}. Основной вклад в поглощение, связанное с примесным висмутом, обусловлен изолированными центрами замещения Bi⁺, не дающими ИК люминесценции, вследствие чего спектр возбуждения ИК люминесценции существенно отличается от спектра поглощения образцов. Димерные комплексы Bi+ не дают ощутимого вклада ни в люминесценцию, ни в поглощение.

Литература

1. L. F. Mollenauer, N. D. Vieira, and L. Szeto, "Optical properties of the Tl0 (1) center in KCl," Physical Review B 27, 5332–5346 (1983)

2. M. Fockele, F. Lohse, J.-M. Spaeth, and R. H. Bartram, "Identification and optical properties of axial lead centres in alkaline-earth fluorides," J. Physics: Condensed Matter 1, 13–26 (1989)

3. E. M. Dianov, "On the nature of near-IR emitting Bi centres in glass," Quantum Electronics 40, 283–285 (2010)

4. L. Su, H. Zhao, H. Li, L. Zheng, G. Ren, J. Xu, W. Ryba-Romanowski, R. Lisiecki, and P. Solarz, "Near-infrared ultrabroadband luminescence spectra properties of subvalent bismuth in CsI halide crystals," Optics Letters 36, 4551–4553 (2011) 5. L. Su, H. Zhao, H. Li, L. Zheng, X. Fan, X. Jiang, H. Tang, G. Ren, J. Xu, W. Ryba-Romanowski, R. Lisiecki, and P. Solarz, "Near-infrared photoluminescence spectra in Bi-doped CsI crystal: evidence for Bi-valence conversions and Bi ion aggregation," Optical Materials Express 2, 757–764 (2012)

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА, ИНДУЦИРОВАННАЯ ПОВЕРХНОСТНЫМ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОМ

Фролов А.Ю.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Поверхностный плазмон-поляритон (ППП) - связанные колебания электромагнитной волны и свободных электронов, происходящие на границе раздела двух сред (обычно металла и диэлектрика). ППП позволяют концентрировать свет и контролировать его распространение на субволновых пространственных масштабах. Появление магнитоплазмоники открыло широкие возможности по контролю ППП внешним магнитным полем. Были открыты эффекты плазмон-индуцированного усиления величины магнитооптических эффектов [Кринчик, 1984], плазмон-индуцированной модуляции пропускания света с помощью магнитного поля [Wurtz, 2008]. Эффекты усиления и модуляции излучения наблюдают в магнитоплазмонных кристаллах (МПК), в которых возможно возбуждение ППП и наличие магнитооптических эффектов одновременно. При включении внешнего магнитного поля центральная частота возбуждения ППП в МПК смещается и возникает усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра в области возбуждения ППП [Grunin, 2010,]. В этих экспериментах для возбуждения ППП использовалось непрерывное излучение. Однако возбуждение ППП можно осуществить и фемтосекундными лазерными импульсами. Часть энергии импульса переходит в энергию ППП, а другая часть - отражается от МПК. Временной профиль отраженного фемтосекундного импульса изменяется из-за интерференции импульса с рассеянным излучением ППП [Vabishchevich, 2010, Vengurlekar, 2006]. Время жизни ППП (10-300 фс) определяется его рассеянием при распространении по перфорированной поверхности МПК. Приложение магнитного поля к МПК изменяет дисперсионные характеристики ППП. Таким образом, появляется изменение отклика МПК при включении магнитного поля на временах нескольких сотен фемтосекунд.

В данной работе методом измерения корреляционных функций второго порядка исследуется фемтосекундная динамика поперечного эффекта Керра в МПК, индуцированная возбуждением ППП.

Исследуемый образец - одномерный МПК, представляющий собой дифракционную решетку с периодом 1.5 мкм, изготовленную с помощью метода наноимпринтлитографии, покрытую сверху слоем никеля толщиной 50 нм. Источник излучения - волоконный лазер (волокно легировано ионами Er^{3+}) с центральной длиной волны $\lambda=1.56$ мкм, который генерирует гауссовы импульсы продолжительностью 200 фс. При угле падения 2.3° на этой длине волны происходит резонансное возбуждение ППП (вектор электрического поля волны должен быть перпендикулярен полосам решетки). Экспериментальная установка показана на рис.1. Лазерный импульс после светоделительной пластиной делится на два импульса, распространяющихся в разных каналах. Импульс в 1-м канале падает на образец, возбуждает ППП и отражается; импульс во втором канале, проходя через оптическую линию задержки, задерживается на время **т** относительно 1-го импульса. Затем оба импульса фокусируются в одну область на не-линейном оптическом кристалле BBO. Происходит генерация неколлинеарной 2-й гар-

моники, интенсивность которой пропорциональна корреляционной функции 2-го порядка:

$$I(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt ,$$

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ – интенсивность сигналов в двух каналах, τ – время задержки $I_2(t)$ относительно $I_1(t)$, $I(\tau)$ – величина измеряемой интенсивности. С помощью системы синхронного детектирования сигнал измерялся на частоте внешнего переменного магнитного поля (f=117 Гц):

$$\Delta I(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta I_1(t) I_2(t-\tau) dt ,$$

где $\Delta l_1(t) = l_{1,H}(t) - l_{1,0}(t); l_{1,H}(t), l_{1,0}(t)$ – интенсивность отраженного импульса при наличии и отсутствие магнитного поля.



Рис. 1. СН - механический прерыватель излучения, ВЅ- светоделительная пластина, **H**- внешнее переменное магнитное поле, Г1 и Г2 призмы Глана, Л - линза, ВВО - нелинейный оптический кристалл, D - детектор излучения, Df - апертура, РС - компьютер.

Методом измерения корреляционных функций второго порядка и с помощью системы синхронного детектирования в эксперименте показана зависимость поперечного эффекта Керра от времени в диапазоне нескольких сотен фемтосекунд. Значение магнитного контраста $\delta = \Delta l(\tau)/l_{max}$ изменяется с положительного $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ на отрицательное $\delta = -1.5 \cdot 10^{-3}$ в течение промежутка 400 фс.

Литература

1. Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Краева Т.И. Возбуждение поверхностных магнитоплазменных волн в никеле // Письма в ЖЭТФ. 1984, том 40, выпуск 2, стр. 47-50.

2. Grunin, A.A., Zhdanov, A.G., Ezhov, A.A., Ganshina, E.A., Fedyanin, A.A. Surface-plasmonindiced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // Applied Physics Letters. 2010, Volume 97, №26. 261908.

3. Vabishchevich, P.P., Bessonov V.O., Sychev, F.Yu., Shcherbakov, M.R., Dolgova, T.V., and Fedynin, A.A. Femtosecond relaxation dynamics of surface plasmon-polaritons in the vicinity of Fano-type resonance // JETP Letters. 2010, Vol.92, №9. p. 639–643.

4. Vengurlekar, A. S., Venu Gopal, A. Femtosecond pulse distortion at surface plasmon resonances in a plasmonic crystal: Effect of surface plasmon lifetime // Applied Physics Letters. 2006, Volume 89, №18. 181927.

5. Wurtz, G. A., Hendren, W., Pollard, R., Atkinson, R., Guyader, L. Le, Kirilyuk, A., Rasing, Th., Smolyaninov, I. I., Zayats, A. V. Controlling optical transmission through magnetoplasmonic crystals with an external magnetic field // New J. Phys. 2008, Volume 10. 105012.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Чадова Е.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Метод динамического рассеяния света очень часто используется для определения размеров разного вида частиц в биологии, химии, физике и других областях науки. В работе были измерены частицы латексов в монодисперсных, бинарных и трехкомпонентных растворах. Размер частиц латекса в водных растворах определялся методом динамического рассеяния света (ДСР) на двух приборах: Photocor Compact и ALV-CGS 6010. Для сравнения частицы латекса осаждались на поверхность слюды и измерялись атомно-силовым микроскопом (ACM) Solver компании NT-MDT. Проведенные исследования показали, результаты измерений монодисперсных растворов разными приборами методом ДРС в пределах погрешностей совпадают друг с другом и согласуются с измерениями частиц на поверхности слюды с помощью ACM.

При измерении бинарных и тройных смесей методом ДРС размеры латексов определяются правильно, если они отличаются более чем в три раза, если меньше то определяются неверно, независимо от прибора.

E-mail: chadova@physics.msu.ru

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции: проф. Пирогов Юрий Андреевич



МАГНИТНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ ПОЛИБУТИЛЦИАНОАКРИЛАТНЫЕ ЧАСТИЦЫ КАК СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Гусев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Магнитная доставка лекарств помогает совместить полезные черты фармакологического и хирургического методов лечения, соответственно, с одной стороны предоставляя возможности по бионакоплению лекарства в организме, с другой стороны имея локализованный характер действия (Lubbe et al., 2001, Alexiou et al, 2006, и Rosengart et al., 2005). Метод МДЛ связан в первую очередь с созданием магнитоуправляемых органических или неорганических носителей лекарства, с включенными наночастицами или созданными на их основе системами. Важным элементом метода является подбор методики создания органических частиц и выбор полимера для изготовления носителей. Структура полимера, возможности по включению функциональных компонент и, следовательно, характер включения препарата в состав носителей являются наиболее значимыми при разработке методики. Биосовместимые частицы на основе алкилцианоакрилатов являются одними из наиболее многообещающих систем доставки лекарств, благодаря их хорошим адгезивным свойствам и способности к захватыванию различных биологически активных соединений (Aprahamian et al. 1987). Так же необходимо заметить важность выбора магнитных частиц. Подбор размера и структуры магнитных частиц помогает подобрать необходимые магнитные свойства всей системы, определяющие поведение носителя в кровотоке под действием внешнего магнитного поля. В свою очередь необходимо отметить магнитные частицы на основе магнетита (Fe₃O₄), отличающиеся низкой токсичностью и хорошо приживающиеся в человеческом организме (Okon et al., 1994). Более того, наноразмерные частицы, диаметром менее 10 нм, обладающие суперпарамагнетизмом, являются биоразложимыми в человеческом организме.



Рис. 1 Полибутилцианоакрилатные субмикронные частицы модифицированные наночастицами Fe₃O₄. Электронная просвечивающая микроскопия.

В рамках работы были синтезированы наночастицы магнетита химическим соосаждением ионов Fe^{3+} и Fe^{2+} в молярном соотношении 2:1 из водного раствора хлоридов. Синтез производился при температуре 80°С в течении 40 минут. Полученные наночастицы были стабилизированы цитрат-ионами. По исследованиям с помощью динамического светорассеяния имели высокую монодисперсность и средний размер равный 9 нм ±1нм. По структуре полученные гидрофильные частицы представляли собой оксид железа, стабилизированные комплексами цитрат-ионов с железом. В дальнейшем магнитные наночастицы были использованы при создании полимерных частиц из полибутилцианоакрилата. Структура капсул представляет собой полимерную субмикронную частицу с включенными наночастицами магнетита. По данным светорассеяния средний диаметр капсул составил 200 нм. Полученную систему можно использовать для доставки гидрофобных соединений, не растворяющихся в плазме крови. Так же были полученные наночастицы на основе полибутилцианоакрилата (размер 150 нм), содержащие лоперамид, как модельное соединение, и проведены испытания in vivo, показывающие возможность успешного и эффективного использования подобных систем в живых организмах.

E-mail: Arseny.gusev@mail.ru

Литература

1. Alexiou C., Schmid R. J., Jurgons R., Kremer M., Wanner G., Bergemann C., Huenges E., Nawroth T., Arnold W., Parak F.G., (2006). Targeting cancer cells: magnetic nanoparticles as drug carriers, Eur Biophys J 35: 446–450

2. Aprahamian, M., Michel, C., Humbert, W., Devissaguet, J.-P. and Damge, C.,(1987) Transmucosal passage of polyalkylcyanoacrylate nanocapsules as a new drug carrier in the small intestine. Biology of the Cell; 61: 69-76.

3. Lubbe, A.S., Alexiou, C., Bergemann, C., (2001), Clinical Applications of Magnetic Drug Targeting, Journal of Surgical Research 95, 200–206

4. Okon, E., Pouliquen, D., Okon, P., Kovaleva, Z.V., Stepanova, T.P., Lavit, S.G., Kudryavtsev, B.N., Jallet, P., 1994). Biodegradation of magnetite dextran nanoparticles in the rat: a histologic and biophysical study. Lab. Invest. 91, 895–903.

5. Rosengart A.J., Chen H., Xie Y., Kaminski M.D., (2005) Magnetically guided plasminogen activator loaded designer spheres for acute stroke lysis, Medical Hypotheses and Researh, Vol. 2, no. 3, July 2005

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМНИОТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ И КРОВИ ПРИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТАБАЧНОЙ ИНТОКСИКАЦИИ БЕРЕМЕННЫХ КРЫС^{*}

Девяткина Т.А., Уксукбаева А.К., Синицкий А.Н., Агаев А.К. Оренбургский государственный университет, физический факультет, Оренбург, Россия

Известно, что негативные факторы, одним из которых является курение, пагубно влияют на организм человека и животного. Это приводит к различным заболеваниям. Во время беременности у курящих матерей возрастает риск передачи всех вредных факторов плоду, усугубляется физическое развитие. В частности, изучение на ранних стадиях влияния вредных факторов является одной из приоритетных задач при прогнозировании и выявлении различных заболеваний. На основании этого нами были проведены исследования влияния вредных веществ, в том числе никотина, на плод и были изучены физико-химические свойства амниотической жидкости и крови.

^{*} Доклад занял первое место в подсекции

Цель работы: Изучить оптические свойства амниотической жидкости и крови у беременных крыс при моделировании табачной интоксикации.

Материалы и методы: Экспериментальные исследования выполнены в виварии Оренбургского государственного университета. Эксперимент выполнялся в соответствии с требованиями правил проведения работ с использованием экспериментальных животных. В качестве биологического тест-объекта использовали белых половозрелых крыс-самок линии Wistar массой 150-200 г. Были исследованы 20 крыс: 10 контрольных – интактных и 10 опытных.

Животные опытной группы в течение 21 дня подвергались в затравочной камере воздействию дыма сигарет с содержанием никотина в расчете 0,9 мг/сиг/гол и смолы 12 мг/сиг/гол в сутки. После фиксирования предвестников родов, крыс выводили из эксперимента путем дислокации шейных позвонков под эфирным наркозом. У животных было произведено взятие амниотической жидкости и крови. Измерение концентрации химических элементов (Cu, Pb, Cd) в амниотической жидкости проводилось на атомноабсорбционном спектрометре. Образцы крови разбавляли растворами хлорида натрия с концентрациями от 0% до 0,9% на 100 мл и измеряли спектр поглощения образца на спектрофотометре, осмотическую хрупкость эритроцитов, диаметр эритроцитов дифракционным методом [3].

Результаты: Концентрация токсических химических элементов для контрольной группы: Cu – 5,22 мг/л, Cd – 37,5 мкг/л, Pb – 0,76 мг/л; для опытной: Cu – 3,14 мг/л, Cd – 157,3 мкг/л, Pb – 2,04 мг/л.

Оценивая графики спектра поглощения для крови в контрольной группе при различной концентрации NaCl: 0,9% на пике поглощения длина волны λ =414 нм, D=0,46; 0,8%- λ =416 нм, D=0,43; 0%- λ =411 нм, D=0,35. Для опытных:0,9%- λ =415 нм, D=1,05; 0,8%- λ =413 нм, D=0,97; 0%- λ =416 нм, D=0,63, где D-поглощение.

Используя эти данные, рассчитали долю лизированных клеток.

Для опытной группы доля разрушенных эритроцитов составляет – 25,9%, а для интактных – 56,4%.

Были получены следующие результаты диаметра эритроцитов: для контрольных – 6,5 мкм; для опытных – 5,2 мкм.

Вывод: По результатам исследования установлено: регулярное курение ведет к уменьшению диаметра эритроцитов, увеличивается количество эритроцитов в циркулирующем объеме крови, изменяется содержание токсических химических элементов в амниотической жидкости. Данные показатели можно использовать как маркеры для медицинских исследований.

Россия E-mail: dreamdt2008@mail.ru

Литература

1. Измерение осмотической хрупкости эритроцитов. (А.Я. Потапенко, А.А. Кягова, А.М. Тихомиров учебное пособие © ГОУ ВПО ГРМУ 2006)

2. Мкртчян Р.Г., Мкоян Ф.А., Саркисян Г.П. Математическое моделирование

3. Дифракции света на клетках красной крови // Биофизика. 1988. Т. 33. Вып. 4. С. 634-636.

4. Микроэлементозы человека: этиология, классификация, органопатология/ А.П. Авицын,

А.А. Жаворонков, М.А. Риш, Л.С. Строчкова; АМН СССР. – М.: Медицина, 1991г.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЙ ЭЭГ-СИГНАЛОВ ЧЕЛОВЕКА В ПРЕКЛИНИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ РАССТРОЙСТВ ШИЗОФРЕНИЧЕСКОГО СПЕКТРА

Дёмин С.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

Объективная диагностика психиатрических расстройств, к примеру шизофренического спектра, на ранних стадиях развития затруднена из-за отсутствия надежных инструментальных методов описания. В частности, до настоящего времени в диагностике психиатрических расстройств очень слабо использовались методы электро- и магнитоэнцефалографии (ЭЭГ и МЭГ), хотя проводимые в этой области экспериментальные исследования свидетельствовали о перспективности подобных подходов [1-6]. В связи с этим актуальными при решении проблем анализа, диагностики и прогнозирования подобных заболеваний представляются клинические ЭЭГ-исследования. Ранее отдельные аспекты применения спектральных методов в исследовании особенностей ритмической активности ЭЭГ были представлены в работе [2]. Показано, что одним из характерных популяционных признаков шизофрении является уменьшение выраженности альфа-активности ЭЭГ при увеличении вкладов низкочастотных дельта- и тета-активности. Исследование особенностей временной динамики ЭЭГ с помощью сегментного анализа, а также статистического комбинаторного анализа спектральных и сегментных характеристик методом распознавания образов показали, что для больных шизофренией по сравнению с выборкой здоровых испытуемых наблюдалось уменьшение амплитуды и длительности квазистационарных сегментов альфа-активности на фоне увеличения вариабельности амплитуды ЭЭГ внутри этих сегментов. Следует отметить также работу [3], в которой было обнаружено увеличение спектральной плотности флуктуаций сигнала ЭЭГ в низкочастотном диапазоне (ниже 0.25 Гц) преимущественно у больных шизофренией. Однако все эти заключения носят характер наблюдений, отражающих скорее внешние проявления, чем внутренние физиологические механизмы психиатрических расстройств. Как представляется авторам, ключевым в понимании физиологических аспектов шизофрении, а возможно, и других нейродегенеративных и психиатрических расстройств, является анализ изменений частотно-фазовой синхронизации в функциональной активности отдельных, специфических для каждой патологии областей коры головного мозга.

Частотно-фазовая синхронизация как проявление определенных соотношений между характерными частотами и фазами возбуждений различных участков коры головного мозга (определенных ансамблей нейронов), а также синхронизация амплитуд таких возбуждений, является необходимым условием функционирования мозга как целостной системы. При неизбежности разнообразных сторонних воздействий на организм человека нормальному функционированию различных участков коры головного мозга соответствует некоторый оптимальный уровень таких взаимосвязей. Наличие эффектов асинхронности или аномально высокой степени синхронизации, то есть отклонений от крайне индивидуального для каждого организма допустимого уровня обнаруженных взаимосвязей, часто выступает показателем патологической мозговой деятельности. Установление своеобразной нормы в каждом случае можно рассматривать как актуальную задачу современной медицины. Прежде всего, это касается тех областей медицины, в которых используются инструментальные методы, позволяющие получать оцифрованную информацию.

В настоящей работе на основе анализа клинических ЭЭГ-данных [1-3], представляющих собой совокупность флуктуирующих значений электрических потенциалов, регистрируемых с кожной поверхности головы, демонстрируются возможности диагностирования предрасположенности к шизофрении у детей/подростков 11-14 лет. Поиск диагностических признаков осуществляется на основе феноменологического анализа и параметризации сигналов, регистрируемых на отведениях F_3 и F_4 , симметрично расположенных в левой и правой фронтальных областях, а также кросс-корреляционных взаимосвязей между указанными сигналами. Для извлечения высоко индивидуальной по своему характеру информации, заключенной в совокупности таких сигналов, используется фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС) [4,6]. Принципиальное отличие ФШС от иных методов анализа временных рядов динамических переменных состоит во введении информационных параметров, характеризующих составляющие исследуемых хаотических сигналов в разных диапазонах частот. Обнаруженные особенности взаимной динамики ЭЭГ-сигналов позволили установить важную роль частотно-фазовой синхронизации [6]. Были введены количественные меры частотно-фазовой синхронизации, а также проведена систематизация ФШС-параметров. Сопоставление этой информации с врачебными диагнозами, установленными для 84 детей/подростков 11-14 лет в Научном центре психического здоровья РАМН (г. Москва, Россия) традиционным образом на основе тестовых бесед врачей, позволило провести дифференциацию ЭЭГ-сигналов по 4 категориям, характеризующим разную степень риска предрасположенности к развитию шизофрении. Расхождения с врачебными диагнозами при условном отнесении первой и второй групп к «здоровым», а третьей и четвертой групп к «склонным к психиатрическому расстройству» составило около 20 %. Особенности частотно-фазовой синхронизации, выявляемые при анализе спектров кросс-корреляторов, способствуют не только диагностированию патологий мозга, но и выбору терапии и динамики лечения пациента, которые в данном случае могут контролироваться восстановлением необходимого для состояния «норма» уровня синхронизации.

Автор выражает признательность доктору биологических наук, профессору А.Я. Каплану (МГУ, Москва) за помощь в обсуждении результатов, а также благодарность сотрудникам НЦПЗ РАМН А.Ф. Изнаку, Н.Л. Горбачевской, И.А. Козловой за предоставленные записи ЭЭГ-сигналов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31044 мол_а.

E-mail: serge_demin@mail.ru

Литература

1. Каплан А.Я., Борисов С.В., Желиговский В.А. Классификация ЭЭГ подростков по спектральным и сегментарным характеристикам в норме и при расстройствах шизофренического спектра // Журнал высш. нерв. деят. 2005. Т. 55, № 4. С. 478-486.

2. Борисов С.В., Каплан А.Я., Горбачевская Н.Л., Козлова И.А. Анализ структурной синхронности ЭЭГ подростков, страдающих расстройствами шизофренического спектра // Физиология человека. 2005. Т. 31, № 3. С. 16-23.

3. Костюченко И.Г, Каплан А.Я. Метод фликкер-шумовой спектроскопии в задаче классификации ЭЭГ подростков с расстройством шизофренического типа // Сб. материалов «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 164-169.

4. Timashev S.F., Polyakov Yu.S., Yulmetyev R.M., Demin S.A., Panischev O.Yu., Shimojo S., Bhattacharya J. Frequency and Phase Synchronization in Neuromagnetic Cortical Responses to Flickering-Color Stimuli // Laser Physics. 2010. V. 20, No. 3. P. 604-617.

5. Panischev O.Yu., Demin S.A., Bhattacharya J. Cross-correlation markers in stochastic dynamics of complex systems // Physica A. 2010. V. 389. P. 4958-4969.

6. Timashev S.F., Panischev O.Yu., Polyakov Yu.S., Demin S.A., Kaplan A.Ya. Analysis of crosscorrelations in electroencephalogram signals as an approach to proactive diagnosis of schizophrenia // Physica A. 2012. V. 391. P. 1179-1194.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА ФОЛАТОВ

Зайцев А.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Тетрагидрофолат является важным коферментом в разнообразных реакциях метилирования, метаболизме некоторых аминокислот, а также в синтезе пуринов и тимидина. Этот кофермент выполняет функции донора или акцептора одноуглеродных групп и в клетках присутствует в различных формах, в зависимости от расположения и степени окисления присоединенной одноуглеродной группы. Такие формы – фолаты, могут превращаться друг в друга посредством сети реакций, которую называют одноуглеродным метаболизмом. Целью исследований является изучение регуляции метаболизма фолатов. Для этого применяется один из подходов системной биологии – математическое моделирование кинетики большого количества реакций, протекающих одновременно и способных влиять друг на друга. Задачей данной работы являлось построение математической модели метаболизма фолатов в цитозоле клеток печени крысы, исследование стационарных состояний модели и проверка качественного поведения модели для некоторых характерных экспериментов. Это может помочь в дальнейшем понимании динамики метаболизма фолатов, как в здоровой печени, так и при различных нарушениях, вызванных дефицитом ферментов, фолатов или воздействием лекарственных препаратов.

Для построения модели использовались уравнения ферментативной кинетики Михаэлиса-Ментен и существующие данные для значений констант. Для двухсубстратных реакций использовался механизм случайного независимого присоединения субстратов. Все метаболиты, кроме фолатов, полагались константами. Общая концентрация фолатов также полагалась неизменной. Для всех вычислений использовалась среда МАТLAB.

В результате работы построена математическая модель метаболизма фолатов, которая отличается от существующих моделей, во-первых, большей полнотой, вовторых, большим вниманием к значениям констант – по возможности использовались константы для конкретного вида организма и типа клеток. Модель качественно отражает характерные черты динамики метаболизма фолатов – «метильную ловушку», возникающую при дефиците витамина B12, при которой оказывается заблокированной одна из реакций одноуглеродного метаболизма и все фолаты постепенно оказываются в виде одной формы. А также «метотрексатную ловушку», которая возникает в результате применения препарата химиотерапии метотрексата и имеет механизм, аналогичный «метильной ловушке». Показана единственность стационарного состояния и его устойчивость.

Проведение численных экспериментов даёт представление о динамике системы, и полученная модель может помочь в исследовании различных аспектов одноуглеродного метаболизма.

E-mail: zaycev.aleksandr@physics.msu.ru

КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИ САРКОИДОЗЕ ЛЁГКИХ И ЛИМФОГРАНУЛЕМАТОЗЕ

Занина А.П.

Тамбовский государственный университет имени Г.Р.Державина, институт математики, физики и информатики, Тамбов, Россия

Компьютерная томография — это послойное рентгенологическое исследование, основанное на компьютерной реконструкции изображения, получаемого при круговом сканировании объекта узким пучком рентгеновского излучения [1]. С её помощью можно установить локализацию и размеры патологических очагов и изменений в тканях и анатомических структурах лёгких. Внедрение в клиническую практику данного метода диагностики увеличивает вероятность выявления заболевания на ранних стадиях, когда еще возможно применение радикальных методов лечения. Вовремя и правильно поставленный диагноз даёт шанс обследованному на полное выздоровление. Ведущим методом диагностики патологии органов грудной клетки является рентгеновская компьютерная томография. Основная задача КТ заключается в уточнении характера и локализации патологического процесса, его протяжённости и распространённости на соседние органы.

Цель исследования: на основе КТ – исследований грудной клетки проанализировать полученные томограммы, измерив плотность тканей и размеры патологических изменений, изучить диагностические возможности КТ. Исследования органов грудной полости пациентов с поставленными диагнозами – саркоидоз 2-ой степени и лимфогранулематоз проводились на спиральном мультисрезовом КТ – сканере Toshiba Aqilion – 16. Выполнялось в спиральном режиме томографирования, с толщиной среза 1мм. Все исследования проводились в положении пациента лежа на спине, на высоте полного вдоха с задержкой дыхания. Использовались стандартные напряжение трубки 120 кВ, и экспозиция 100–160 мАс. Скорость вращения рентгеновской трубки 750 мс за оборот. Внутривенное контрастное усиление не проводилось. С помощью программ Evorad, Mango, VR – Render нами был произведен анализ томограмм. которые были получены с томографа в формате DICOM (Digital Imaging and Communications in Medicine) [5]. Для анализа размера лимфоузлов использовалось мягкотканное окно с параметрами ширины от -1350 до 250 HU. С центром 200-201 HU.

Для измерения плотности (денситометрия) используют инструмент ROI (зона интеpeca) [6]. Мы можем указать её сами, обведя структуру, плотность которой мы хотим измерить контуром (рис. 1, а). Измерялась плотность не только патологического участка, но и соседнего неизмененного [4]. Определили плотность патологического участка в лёгком при лимфогранулематозе [3], и по показанию плотности установили, что это кальциноз плевры (155 HU > 40 HU).

При саркоидозе в лёгочном окне чётко различимы мелкие междолевые очаги [2] в ткани лёгкого, имеющие повышенную плотность (рис. 1, б).



Рис. 1. а) Кальциноз плевры при димфогранулематозе. Мягкотканое окно. Мультипланарная реконструкция в 3-х плоскостях: аксиальной, саггитальной и фронтальной. б) Саркоидоз. Лёгочное окно. Мелкие междолевые очаги.

Размер нормальных и патологических структур сильно отличается. Измененные лимфатические узлы (ЛУ) не отличаются по плотности от нормальных, но зато имеют увеличенный размер. В норме он не должен превышать 10 мм [5].



Рис. 2. а) Лимфогранулематоз. Увеличенный ЛУ в подмышечной области б) Саркоидоз. Увеличенные парааортальные ЛУ. Мягкотканое окно.

При лимфогранулематозе наблюдались ЛУ размером 12, 6 мм (рис. 2, а) в подмышечной области. При саркоидозе измеренный размер характерных увеличенных ЛУ вблизи дуги аорты от 10,8 до 22 мм (рис. 2, б).

Вывод: КТ - эффективный метод диагностики заболеваний органов грудной клетки, дающий возможность выявить мельчайшие патологические изменения.

Литература

1. Глаголев Н.А. Компьютерная томография в диагностике некоторых опухолевых и не-

опухолевых заболеваний легких и плевры // Вестник РНЦРР МЗ РФ N7. URL:

http://vestnik.rncrr.ru/vestnik/v7/papers/glagolev v7.htm

2. Соколина И.А., Шехтер А.И. Варианты саркоидоза лёгких в КТ-изображении // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 269.

3. Троян В.Н., Рукавицын О.А., Правосудов В.В., Козлов Г.К., Троян Ю.Ю., Никитин Н.В., Полякова Е.М. Лучевая диагностика изменений органов грудной полости при злокачественных лимфомах // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 286-287.

4. ФещенкоЮ. И., Линник Н.И. Перспективы применения мультиспиральной компьютерной томографии в пульмонологии // Медична газета Здоров'я України. Пульмонологія - аспекти діагностики. червень 2010. С. 7-8.

5. Холявка Е.Н., Тюрин И.Е., Демина Е.А., Ширяев С.В. Методика лучевого обследования больных лимфомой Ходжкина // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 303-304.

6. Хоружик С. А., Михайлов А.Н. Основы КТ – визуализации. Ч. 1. Просмотр и количественная оценка изображений // Радиология – практика, 2011. №3. С. 62-75.

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ РАБОТЫ С ЦЕЛЬНОЙ КРОВЬЮ НА КЛЕТОЧНОМ БИОЧИПЕ

Засухин С.В.

Московский физико – технический институт, факультет общей и прикладной физики, Москва, Россия.

Лейкемия и другие онкогематологические заболевания характеризуются появлением в крови и костномозговой жидкости патологических клеток, которые отличаются от нормальных своим внешним видом (морфология) и набором поверхностных веществ (антигенов). Основными методами при диагностике онкогематологических заболеваний в России являются морфологическое исследование клеток крови и костного мозга и иммунофенотипирование (исследование набора антигенов). Однако невозможность проведения этих анализов на одних и тех же клетках приводит в ряде случаев к противоречиям при формулировке диагноза. Поэтому разработка метода, совмещающего в себе иммунофенотипирование с проведением полноценного морфологического исследования, является актуальной задачей. Объединение двух данных принципов диагностики возможно с помощью клеточного биочипа.

Клеточный биочип представляет собой прозрачную подложку из пластифицированного поливинилхлорида размером 22х22 мм, на которой в определённых местах иммобилизованы антитела, специфичные к поверхностным CD-антигенам лимфоцитов человека. После инкубации суспензии мононуклеаров с биочипом клетки оказываются рассортированы по группам в соответствии со своими поверхностными CDантигенами. Связавшиеся клетки на биочипе окрашиваются стандартными цитологическими методами (по Папенгейму, Романовскому и др.), что позволяет наблюдать морфологию клеток положительных по тому или другому поверхностному антигену. Однако на данный момент развитие методики затрудняет длительная и трудоёмкая пробоподготовка (выделение фракции мононуклеаров), поэтому создание технологии, которая позволит работать на биочипе с цельной кровью видится важной и актуальной задачей.

В данной работе описывается техническое решение данной задачи, которое опирается на прокачку крови в специально спроектированной проточной камере. Так как эритроцитов в крови в 1000 раз больше, чем лейкоцитов, то при инкубации цельной крови с биочипом почти вся его поверхность оказывается покрыта эритроцитами и, следовательно, связывается мало лейкоцитов. С помощью прокачки в проточной камере в специальном режиме скоростей оказалось возможным осуществлять смыв эритроцитов с биочипа, одновременно не затрудняя инкубацию лейкоцитов с антителами на его поверхности. Такая технология эксперимента приводит к высокой степени заполнения лейкоцитами поверхности клеточного биочипа.

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.б.н. проф. Атауллаханову Ф.И. за помощь, а также к.ф.м.н Кузнецовой С.А. за ценные советы. *svz1989@gmail.com*

Литература

1. Murthy S.K., Sin A., Tompkins R.G., Toner M. Effect of flow and surface conditions on human lymphocytes isolation using microfluidic chambers // Langmuir (2004) 20, p. 11649 – 11655.

2. Sekine K., Revzin A., Tompkins R.G., Toner M. Panning of multiple subsets of leucocytes on antibody-decorated poly(ethylene) glycol-coated glass slides // Journal of Immunological Methods (2006) 313, p. 96-109.

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА КАЛИБРОВКИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ОТ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ

Калачев А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исторически было создано множество методов подсчета поглощенной дозы, применительно к медицине. Для правильного перерасчета подведенной дозы и наиболее эффективного процесса облучения, необходимо точно знать коэффициент калибровки ионизационной камеры. В теории применение данного коэффициента требует выполнения условий Брэгга-Грея:

a) Мощность флюенса энергии, первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы;

б) Линейные размеры газовой полости намного меньше пробега в газовой полости электронов, освобожденных фотонами;

в) Газовая полость для обеспечения в ней электронного равновесия должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого больше (или равна) пробегу самых быстрых электронов в твердом веществе.

На практике эти условия могут не выполняться, что требует перерасчета коэффициента калибровки. Для проверки выполнимости этих условиях проводится компьютерное моделирование на основе платформы GEANT4, разработанной в ЦЕРН. *E-mail: <u>akalachov@mail.ru</u>*

Литература

1. МАГАТЭ. Серия технических докладов, N398. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии. Международные практические рекомендации по дозиметрии, основанные на эталонах единицы поглощенной дозы в воде. Международное агентство по атомной энергии, Вена, 2004.

2. Курс Дозиметрии В.И.Иванов, Москва Атомиздат, 1978.

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕТОКСИЧНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

Каргина Ю.В., Тамаров К.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Применение наночастиц пористого кремния (PSiNPs) при диагностике и лечении различных заболеваний открывает ряд неоспоримых преимуществ перед используемыми в настоящее время методами. Так, в работах [1, 2] показаны свойства биосовместимости и биодеградируемости PSiNPs, что открывает большие перспективы для их применения в биомедицине. Так, наночастицы кремния при освещении могут сенсибилизировать активные формы кислорода [3], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии. В [4] представлены данные по уничтожению раковых клеток с помощью сочетанного действия PSiNPs и ультразвука.

В данной работе изучается взаимодействие наночастиц кремния и электромагнитного поля высокой частоты (ЭМП ВЧ).

Пленки пористого кремния формировались стандартным методом электрохимического травления пластин с-Si (100) p++ 25 мОм·смв растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока травления 60 мА/см² и времени травления 60 минут. Пленка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мА/см².Водные суспензии PSiNPs получались вследствие помола пленки пористого кремния в планетарной мельнице.



Рис. 1. ПЭМ PSiNPs (1); ИК-спектры PSiNPs и пленки пористого кремния (2); нагрев суспензий PSiNPs при воздействии ЭП ВЧ(3); ингибирование роста опухоли при сочетанном воздействии PSiNPs и ЭМП ВЧ in-vivo(4).

На рис. 1(1) представлены фотографии просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследуемых образцов. Согласно полученным данным, PSiNPs представляют собой кластеры размерами от 50 нм до 200 нм, состоящие из наночастиц с размерами от 2 до 20 нм. На рис. 1(2) представлены ИК-спектры пленки пористого кремния и PSiNPs, полученные помолом данной пленки в воде. В спектре, полученном от пленки, присутствуют полосы поглощения, соответствующие различным локальным поверхностным колебаниям, наиболее выраженными из которых являются следующие: Si-H_x (x = 1, 2, 3) валентные моды на частотах 2070-2170 см⁻¹. Si-H₂-ножничная мода на 906 см⁻¹; Si-H деформационные колебания с максимумом полосы на 660 см⁻¹. Данные полосы поглощения в ИК-спектре пленки пористого кремния указывают на преимущественно водородное покрытие ее поверхности. В спектре PSiNPs, заметно практическое отсутствие поглощения на кремний-водородных связях (906 см-1, 2070-2170 см-1) и значительное окисление поверхности - поглощение на частотах 1050-1200 см⁻¹, соответствующих Si-O-Si -валентным колебаниям, что обуславливает гидрофильность кремниевых наночастиц и образование их стабильных водных суспензий.

В работе было обнаружено значительное повышение температуры суспензии PSiNPs по сравнению с чистой водой, при воздействии на них ЭМП ВЧ (27,12 МГц). Данный нагрев может возникать при разрыве Si-Si связей в PSiNPs, помещенных в ЭМП ВЧ.

Описанныйэффект позволил предложить метод локального термического уничтожения клеток в организме. В экспериментах in-vivo (рис. 1 (4)) показано, что при сочетанном действии PSiNPs и ЭМП ВЧ на опухолевую ткать, происходит уменьшение ее размеров по сравнению с контрольным экспериментом.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: Julech-ka@mail.ru, k.tamarov@gmail.com

Литература

1. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc, The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye, Biomaterials, 2009, 30, pp. 2873–2880.Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

7. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc, Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications, Nature Materials, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.

8. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А и др., Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений, Письма ЖЭТФ, 2006, том 83, № 9, стр. 492-495.

9. Осминкина Л.А., Лукьянова Е.Н., Гонгальский М.Б., Кудрявцев А.А., Гайдарова А.Х., Полтавцева Р.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю., Сухих Г.Т., Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток, Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

ВЕРИФИКАЦИЯ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ПАЦИЕНТОВ

Карпунин В.О.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Развитие протонной лучевой терапии (ПЛТ) в мире идет значительными темпами [1-3]. Для точной локализации дозы в облучаемом новообразовании при проведении ПЛТ пациентов необходим постоянный контроль пространственного дозового распределения протонного пучка. Для этих целей в ИТЭФ разработана измерительная система на базе отечественной специализированной цифровой видеокамеры RT1020DC с монохромной ПЗС-матрицей Kodak KAI-1020 и гадолиниевого люминесцентного экрана Коdak Lanex Regular. Измерения отклика этого детектора на свет от калиброванного источника показали линейную зависимость. Собственное отношение «сигнал-шум» камеры при измерениях оказалось равно 1000 при глубине оцифровки 12 бит. Измерения на протонном пучке, позволившие сделать вывод о применимости системы «экран Коdak – камера RT1020DC», проводились непосредственно на одной из трёх лучевых установок Центра ПЛТ ИТЭФ (энергия пучка 130 МэВ, диаметр – 50 мм). В качестве фантома использовался водный тормозитель с подвижной задней стенкой. Калибровочная кривая зависимости отклика всей системы от дозы облучения оказалась близкой к линейной во всём диапазоне измерений. Т.к. показания непосредственно самой камеры линейны от уровня света, то, соответственно, характеристика самого экрана обладает линейностью от дозы. Такая характеристика позволит получать данные без поправок на экспериментальные калибровочные данные.

Были получены двумерные дозовые распределения протонного пучка. Они сравнивались с распределениями, полученными на радиохромной плёнке и полупроводниковом детекторе. Наблюдалось совпадение с точностью 98%. При измерении глубинного дозового распределения (кривой Брэгга) значение дозы в пике Брэгга, полученное на системе «экран-камера», оказалось на 20% ниже. Этот эффект объясняется зависимостью свечения экрана от энергии протонов и особенно заметен в пике Брэгга, где в пучке преобладают низкоэнергетичные протоны, что, однако, не мешает контролировать таким способом пробег пучка. В дальнейшей разработке предлагается учесть этот эффект при обработке в специализированном программном обеспечении в соответствии с формулами, приведенными в книге [4].

Таким образом, в ИТЭФ создана и испытана установка на основе люминесцентного экрана Kodak Lanex Regular и специализированной видео-камеры RT1020DC для рутинной верификации дозовых распределений при проведении протонной лучевой терапии пациентов, а также для их измерения при наполнении базы данных системы планировании ПЛТ.

karpunin@itep.ru

Литература

1. Клёнов Г.И., Хорошков В.С. Развитие протонной лучевой терапии в мире и в России. Медицинская физика. 2005. № 4. С. 5-23.

2. Карпунин В.О., Клёнов Г.И., Хорошков В.С. Первый в России специализированный клинический центр протонной лучевой терапии. Альманах клинической медицины. 2008. № 17-1. С. 316-319.

3. Хорошков В.С. Эволюция технологий лучевой терапии: от рентгена к адронам. Ядерная физика. 2006. Т. 69. № 10. С. 1760-1780.

4. J. B. Birsks. Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergramon, New York, 1967.

РАДИАЦИОННАЯ СТЕРИЛИЗАЦИЯ

Колыванова М.А., Козыева А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Со времен открытия рентгеновского излучения радиация стала играть важную роль в жизни человека. Радиоактивное излучение нашло широкое применение в таких областях как медицина, промышленность, сельское хозяйство и т.д. Одним из бурно развивающихся направлений является радиационная стерилизация. Для этих целей используются кобальтовые источники (Co⁶⁰), Cs¹³⁷ и ускорители электронов.

В настоящей работе рассматривается использование радиоактивного излучения для стерилизации медицинских инструментов и продуктов питания. Основная цель – изучение механизмов действия ионизирующего излучения на вирусы и микробы, срав-

нение методов стерилизации фотонным и электронным излучением с широко используемыми методами (термическая обработка, химическая обработка и т. д.), а также сравнение их между собой, с последующим выявлением недостатков и преимуществ каждого их методов. Важной частью работы является анализ данных о темпах развития радиационных технологий в разных странах мира, оценка количества установок Co⁶⁰ и ускорителей электронов от общего числа ускорителей в мире.

Произведя анализ, при изучении большого количества данных научной периодической печати был замечен быстрый темп роста радиационной стерилизации в развитых странах мира, что доказывает эффективность, экономичность и безопасность данного метода для массового использования. Таким образом, мы хотим показать важность данного метода наряду с другими методами стерилизации в настоящее время и необходимость развития данной отрасли в России.

E-mail: kolyvanova@physics.msu.ru, kozyeva@physics.msu.ru

Литература

1. IAEA Revision 6, "Industrial Radiation Processing With Electron Beams and X-rays", IAEA, May 2011.

2. FABAD J.Pharm. Sci., 34, 43-53, Review Article, "Sterilization Methods and the Comparison of E-Beam Sterilization with Gamma Radiation Sterilization", 2009.

3. IAEA, "Sterilization of Health Care Products", Vienna, 2008.

4. NSAI Standards, "Sterilization of health care products – Radiation – Part 2: Establish the sterilization dose", April, 2012.

5. Katia Aparecida da Silva Aquino, "Sterilization by Gamma Irradiation", Federal University of Pernambuco-Department of Nuclear Energy, Brazil, 2012.

6. ГОСТ Р ИСО 11137-2000, «Стерилизация медицинской продукции. Требования к валидации и текущему контролю. Радиационная стерилизация», Москва, 2000.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДОЗ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БИОТКАНИ ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

Колыванова М.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время существует и хорошо отработана система протонной терапии. Наряду с ней, в состоянии разработки находится ионная терапия, имеющая ряд преимуществ: ионный пучок образует более локализованный пик Брегга и большие по сравнению с протонами ЛПЭ. Цель настоящей работы является исследование методов дозиметрии пучков ускоренных ионов углерода с энергией порядка 200 МэВ/нуклон.

Это исследование в данной работе проводилось на базе ускорительнонакопительного комплекса тяжелых ионов ТВН-ИТЭФ. Установка позволяет получать интенсивность пучка в диапазоне от 106 до 1010 частиц за импульс на см2, а длительность импульса пучка составляет порядка 1 мкс. Такой способ формирования импульса пучка накладывает определенные ограничения на применение существующих на данный момент приборов, которые не пригодны для таких импульсов, так как предназначены для использования при длительностях ~1 сек.

Поэтому для визуального изучения параметров пучка тяжелых заряженных частиц был выбран твердотельный детектор CR-39, являющийся самым чувствительным полимерным детектором. Полимерные детекторы позволяют регистрировать пучки ионов больших плотностей, обеспечивают получение энергетического спектра частиц в объекте, распределения плотности пучка в его сечении, количестве и месте попадания частиц. По чувствительности CR-39 уступает только ядерным фотографическим эмульсиям, но к нему применимы более простые методы обработки. В ходе работы был проведен эксперимент по облучению пластинок CR-39 на пучке ионов углерода. Для выявления латентных треков частиц, полученных вследствие взаимодействия ускоренных ионов 12С с веществом, использовался метод химического травления. На данном этапе работы, после травления детектора были измерены вручную и автоматическим методом диаметры d вытравленных отверстий, и были получены распределения f(d). Проведя измерения собственной скорости травления материала Vb, по известным формулам построены распределения f(Vt) по скоростям травления Vt вдоль треков частиц. На основе полученных распределений можно оценить однородность пучка, рассчитать его энергетический спектр и найти выделенные в материале дозы энергии.

E-mail: kolyvanova@physics.msu.ru

Литература

1. Дитлов В.А. Развитие и применение теории ядерных твердотельных трековых детекторов: диссертация доктора физико-математических наук: ОИЯИ, Москва, 2010.- 383 с.

2. Маренный А. М. Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1987. 184 с.

3. Katz, Robert, "Track Formation in Plastics" (1983). Robert Katz Publications. Paper 112.

4. Katz, Robert and Cucinotta, F. A., "TRACKS TO THERAPY" (1999). Robert Katz Publications. Paper 51.

5. Fleischer R L, Price P B & Walker R M. Nuclear tracks in solids: principles and applications. Berkeley, CA: University of California Press, 1975.

6. D. Nikezic, K.N. Yub, Materials Science and Engineering R 46 (2004) 51-123

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ НЕДЕФОРМИРУЕМЫХ ЭРИТРОЦИТОВ В ОБРАЗЦЕ КРОВИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ДИРАКТОМЕТРИИ^{*}

Кормачева М.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Эритроциты — красные клетки крови, основной функцией которых является газообмен внутри организма. В процессе кровообращения красные клетки крови вынуждены проходить тонкие сосуды и капилляры, вследствие чего претерпевают значительные деформации. Для оценки состояния организма необходимо иметь информацию о деформируемости эритроцитов. В методе лазерной дифрактометрии для этой цели используют силы вязкого трения. Измерения проводят следующим образом. В зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов заливают суспензию эритроцитов. Затем начинают вращать один из стаканчиков, что создает в суспензию эритроцитов. Затем начинают вращать один из стаканчиков, что создает в суспензию пропускают лазерный пучок, который дает на экране наблюдения дифракционную картину. Эта картина содержит в себе информацию о форме эритроцитов. Она снимается на видеокамеру и далее обрабатывается с помощью компьютера. Задача теории заключается в разработке алгоритмов обработки экспериментальных данных с целью получения наиболее полной информации об исследуемых клетках крови.

Мы моделируем эритроцит эллиптическим диском, размеры полуосей которого определяются формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon)$$

Здесь a_0, b_0 — средние размеры полуосей, ε - случайный параметр формы частицы с нулевым средним значением и дисперсией $\langle \varepsilon^2 \rangle << 1$. Рассеяние света на ансамбле эрит-

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

роцитов описываем в приближении аномальной дифракции. Решение этой задачи выражается через функцию Бесселя первого порядка. Вблизи первого минимума дифракционной картины мы аппроксимируем функцию Бесселя линейной функцией, что дает возможность выполнить усреднение дифракционной картины по случайному параметру формы частиц. В результате мы получили приближенное аналитическое выражение для распределения интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального максимума дифракционной картины. В наших предыдущих работах [1,2] мы нашли это

распределение с точностью до $\langle \varepsilon^2 \rangle$. В настоящей работе пространственное распределение интенсивности рассеянного света вычислено с точностью до третьего момента пара-

метра формы частиц $\langle \varepsilon^3 \rangle$. Это позволило нам разработать алгоритм для определения доли недеформированных эритроцитов в бимодальном ансамбле клеток крови.

Литература

1. С.Ю.Никитин, М.А.Кормачева, А.В.Приезжев, А.Е.Луговцов. О возможности измерения дисперсии деформируемости эритроцитов методом лазерной эктацитометрии. V Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине». 4-8июня 2012 г. Сборник материалов, том 1, стр. 261-263.

2. Никитин С.Ю., Кормачева М.А., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре. Квантовая электроника, 2013, т. 43, N 1, с. 90-93.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ЭРИТРОЦИТАМИ В ДВОЙНЫХ АГРЕГАТАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА

Ли Кисун

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время лазерные пинцеты (оптические ловушки) широко используется при проведении исследований в области биофотоники и биомединицы [1]. Оптический захват и манипуляция происходят за счет действия силы светового давления в перетяжке жестко сфокусированного лазерного луча. При этом используются объективы с высокой числовой апертурой, для того чтобы, сила притягивающая частицу к фокусу объектива «градиентная» сила преобладала над отталкивающей «рассеивающей» силой. При выполнении надлежащей калибровки, оптическая ловушкапозволяет измерять сверхмалые силы от субпиконьютонов до десятков и сотен пиконьютонов. Это делает оптическую ловушку мощным исследовательским прибором и открывает большие прикладные возможности [2, 3].

В данной работе с помощью двухканального лазерного пинцета измерены силы взаимодействия агрегатов эритроцитов и рассмотрена кинетика их взаимодействия в различных искусственных растворах белков плазмы крови человека и полимеров.

Процесс обратимой агрегации эритроцитов - это фундаментальный процесс, определяющий текучесть крови по сосудам. Важной задачей является исследование механизмов образования агрегатов и взаимодействия между эритроцитами, до сих пор остающихся неизвестными. В работе исследованы агрегаты эритроцитов, состоящие в большинстве случаев из 2~3-х клеток. Наблюдались несколько возможных исходов дезагрегации эритроцитов, более подробно рассмотрен случай образования нитевидных тяжей, между эритроцитами.

Двухканальный лазерный пинцет, использованный в работе, включает в себя следующие основные элементы: водоиммерсионный объектив 100Х (NA = 1.00), быст-

родействующая видеокамера (C100, Centurio), система линз, дихроичное зеркало, Nd:YAG лазер(1064 нм) (SDL-1064-1000T, Shanghai Dream Lasers Technology) с мощностью до 500мВт. Длина волны лазерного излучения соответствует минимуму поглощения воды и гемоглобина, что необходимо для уменьшения нагревания клеток. Согласно сделанным расчетам, стационарный нагрев эритроцита удерживаемого в фокусе объектива не превышает нескольких градусов. Калибровка лазерного пинцета проводилась по методу вязкого трения, с использованием формулы Стокса, согласно которой максимальная сила захвата оптической ловушки достигала 50пН, при мощности излучения равной 200 мВт [4].

Измерение сил и исследование кинетики взаимодействия эритроцитов проводились при их инкубации в искусственных растворах. Использовались следующие концентрации: фибриноген 5, 10, 15 мг/мл, декстран 10, 20, 30 мг/мл. Отмытые эритроциты разбавлялись в готовом растворе в соотношении 1/500. Опыты с добавлением альбумина (10~20 мг/мл) в раствор фибриногена показали, что видимого изменения в агрегации нет.

Результаты измерения силы взаимодействия показывают хорошую корреляцию, увеличения силы взаимодействия с увеличением концентрации белков. Во всех случаях (фибриноген, декстран, плазма) наблюдались случаи, когда образовывалась связь в виде нитевидных тяжей между эритроцитами (рис. 1). Связь между эритроцитами неудавалось разорвать вплоть до максимальной мощности оптической ловушки. Образование подобной связинаблюдалось и в других работах,но полная оценка процесса образования нитевидных тяжей еще не представлена. Предполагается, что тяжи представляют собой фрагменты мембраны эритроцитов.



Рис. 1. Агрегат эритроцитов, красным кружком отмечен нитевидный тяж, образовавшийся между эритроцитами.

В наших экспериментах наблюдалась возможность существенного растяжения эритроцитарных агрегатов (рис. 2). При растяжении связь между эритроцитами сохраняется, а точка связи(место, откуда вырастает тяж)на поверхности эритроцитов может перемещаться по мембране. При существенном растяжении, наблюдались необратимые деформации формы эритроцитов. В редких случаях при плотном взаимодействии двух эритроцитов удерживаемых оптической ловушкой, наблюдалось образование нескольких тяжей, а попытка их раздвинуть друг от друга приводила к сильной необратимой деформации эритроцитов (рис. 3).Образование тяжей также наблюдалось между дискоцитами и эхиноцитами (рис. 4).



Рис. 2. (а) Агрегат эритроцитов, (б) растягивается с помощью оптической ловушки, (в) деформированность эритроцита сохраняется после отключения оптической ловушки.



Ва) Аналогичная картина с эхиноцитом.



Рис. 4 (а) Агрегат из двух эритроцитов длительное время удерживается двумя ловушками, (б) разрушение эритроцитов при попытке разделения агрегата, видны две точки которые тянутся от одного эритроцита, (в) полностью потерявшие форму эритроциты.

Полученные результаты дают возможность предположить, что механизм образования связей в виде нитевидных тяжей, отличается от обычного механизма агрегации эритроцитов в виду независимости процесса от присутствия различных видов веществ. Необратимая деформация формы эритроцитов, может служить подтверждением того, что тяжи представляют собой мембрану эритроцитов.

Литература

1. Ramser K., Hanstorp D. Optical manipulation for single-cell studies. Journal of Biophotonics, 2010, v. 3, N 4, pp. 187-206.

2. Neuman K.C., Block S.M. Optical trapping. Rev. Sci. Instrum., 2004, vol. 75, No. 9, p. 2787.

3. Khokhlova M.D., et al. Peculiarities of RBC aggregation studied by double trap optical tweezers. Proc. SPIE, 2010, vol. 7715, p. 77150M.

4. Maklygin A.Yu., et al., Measurement of interaction forces between red blood cells in aggregates by optical tweezers, Journal of Quantum Electronics, 2012, vol. 42(6), pp 500-504.

ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕЭЛАСТИЧНОГО ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В GEANT4 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Макарова А.С.

Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

В работе были оценены неэластичные модели ядерных взаимодействий протонов в коде Geant4 в диапазоне низких энергий для 160 МэВ с целью верификации кода IThMC в части учета ядерных реакций. Код IThMC [1] для проведения моделирования методом Монте-Карло был разработан в рамках совместной работы Отдела медицинской физики ИТЭФ (Москва) и ВНИИТФ (Снежинск) для проведения инженерных расчетов формирования медицинского протонного пучка и для совместного использования с системой планирования протонного облучения ProCom, используемой в ИТЭФ.

Геометрия расчетов была взята из [2] и [3]. Исследовались модели Pre-Compound, Low-Energy Parameterized, Bertini и Binary ядерных каскадов на предмет применимости в планировании протонной терапии. Рассчитанные распределения заряда для этих моделей были сравнены с экспериментальными данными. Модель Pre-Compound производит распад возбужденных ядер с энергиями около 100 МэВ. Она может быть использована как отдельная модель, так и в комбинации с моделями Bertini и Binary ядерных каскадов, которые были разработаны для более высоких энергий (более 150 МэВ). Модель The Low-Energy Parameterized (LEP) предназначена для расчета вторичных адронов с начальными энергиями от 0 ГэВ до 25 ГэВ. Были также проведены специальные настройки в области электромагнитных моделей, в том числе изменение параметра Final Range, включение низкоэнергетических моделей для ионизационных потерь и увеличение точности производства вторичных электронов.

Модель Pre-Compound так же, как и комбинация моделей Pre-Compound и Binary cascade показали наилучшее совпадение с экспериментальной кривой в области нарастания дозы перед пиком Брэгга. Расчеты с помощью кода IThMC дали похожий результат. Тем не менее, следует отметить, что оба кода (GEANT4 и IThMC) дают и некоторою не-

дооценку заряда в области, находящейся непосредственно перед пиком Брэгга. В настоящее время проводится анализ этой особенности моделирования методом Монте-Карло и ее влияние на необходимую точность расчета дозы при планировании протонного облучения.

E-mail: ASMcArrow@gmail.com

Литература

1. Vasiliev V.N., Kostjuchenko V.I., Riazantsev O.B., Khaybullin V.G., Samarin S.I., Uglov A.S.. Tissue equivalence of some phantom materials for proton beams. P137, PTCOG 48, Heidelberg, September 28th - October 3rd, 2009. Preprint № 1005.4389; <u>http://arxiv.org/abs/1005.4389</u>, (Submitted on 24 May 2010).

 Gottschalk, B., Paganetti, H. and Platais, R. "Nuclear Interactions of 160 MeV protons stopping in copper: A test of Monte Carlo nuclear models", Med. Phys. 26(12), pp. 2597-2601, 1999.
 Gottschalk, B. and Paganetti, H. "Test of GEANT3 and GEANT4 nuclear models for 160 MeV protons stopping in CH2", Med. Phys. 30(7), pp. 1926-1931, 2003.

МЕТОД ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ФОТОКОАГУЛЯЦИИ СЕТЧАТКИ

Лыткин А.П., Шмелева С.М., Ларичев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Более чем 25-летний опыт использования лазерной фотокоагуляции показывает, что в настоящее время данный метод является наиболее эффективным в лечении ряда заболеваний сетчатки, таких как диабетическая ретинопатия, отслоение сетчатки, тромбоз ретинальных вен, старческая дегенерация макулы, глаукома [1-3]. Лечение основано на коротком, локальном нагреве тканей, приводящем к их денатурации. Степень коагуляции сетчатой оболочки в процессе нагрева в основном зависит от повышения температуры в результате поглощения лазерной энергии. Тем не менее, до сегодняшнего дня не существует надежного метода контроля температуры в процессе проведения операции. Размер дозы облучения оценивается лечащим врачом в зависимости от степени видимых беловатых повреждений сетчатки.

Он-лайн мониторинг температуры и дозы облучения в процессе фотокоагуляции, позволил бы существенным образом снизить количество послеоперационных осложнений, что представляет безусловный интерес с медицинской точки зрения [1-3]. Глобальной целью нашей работы являлась разработка методики, позволяющей осуществлять непрерывный контроль процесса нагрева сетчатой оболочки.

Известно, что в результате поглощения средой лазерного излучения происходит эффективная генерация акустической волны. Данное явление известно в физике как оптоакустический эффект. Амплитуда возникающей звуковой волны зависит от ряда параметров, в том числе от температуры среды. Суть метода состоит в определении температуры сетчатки по амплитуде давления регистрируемого акустического импульса.

На первом этапе работы было проведено моделирование процесса нагрева сетчатой оболочки глаза. Модель сетчатки, используемая при численном моделировании представлена на рис.1. Сетчатая оболочка состоит из трех слоев: стекловидного тела, пигментного эпителия сетчатки и хориоидеи. Кровоток внутри хориоидеи не учитывался в рамках данной модели в связи с тем, что эксперимент на последующем этапе работы планировалось провести на фантомах глазных тканей, в которых кровоток отсутствует. Лазерный луч представлялся в виде цилиндра радиуса $r_0 = 100 \ \mu m$ и распространялся вдоль оси *z*. Теоретическое моделирование процесса нагрева сетчатой оболочки глаза проводилось с помощью уравнения теплопроводности, которое вследствие аксиальной симметрии задачи было сведено от трехмерного к двухмерному. Поглощение лазерного излучения происходило преимущественно внутри слоя пигментного эпителия сетчатки, толщина слоя составляла 6 μ м. В нем уравнение имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{\alpha I_0 e^{-\alpha z}}{\rho C}.$$
(1)

Здесь $\chi=1.52\cdot10^{-7}$ м²/с – коэффициент температуропроводности слоя биоткани, $\rho = 993$ кг/м³ - плотность биоткани, $\alpha = 900$ см⁻¹ – коэффициент поглощения лазера в пигментном эпителии сетчатки при $\lambda = 527$ нм, C = 4180 Дж/(кг^оС) удельная теплоемкость биоткани, T – изменение температуры по сравнению с ее начальным значением $T_0 = 36.6^{\circ}$ С.



Внутри стекловидного тела и хориоидеи коэффициент поглощения *а* считался равным нулю, а остальные теплофизические параметры ткани считались такими же, как для слоя пигментного эпителия сетчатки. Уравнение теплопроводности имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T \tag{2}$$

При расчете использовалась явная двухшаговая схема второго порядка точности по времени и пространствен-

Рис. 1. Модель сетчатой оболочки глаза.

ным координатам. Шаг по времени составлял 0.01 μ с, пространственные шаги были выбраны $\Delta z = 0.12 \ \mu$ м и $\Delta r = 1.2 \ \mu$ м. Расчет температурного поля в объеме ткани производился в узлах прямоугольной сетки размером 250 μ м вдоль оси z и 250 μ м вдоль оси r. При проведении расчетов задавалась излучаемая мощность и время излучения (экспозиция), по которым определялось температурное поле.

Для примера на рис.2 показаны результаты расчетов, полученные при мощности 100 мВт, что составляло 90 мВт на сетчатке и экспозиции 1, 10, 100 μ с. Вертикальная пунктирная линия на рис.2 соответствует границе лазерного пучка, горизонтальные линии обозначают слой пигментного эпителия сетчатки. Видно, что на временах порядка 1 μ с слой пигментного эпителия равномерно прогрет по всей апертуре лазерного пучка, при временах больше 10 μ с происходит интенсивное распространения тепла вдоль оси *z* в результате диффузии. При этом в направлении *r* диффузия также присутствует.



Рис. 2. Результаты численного моделирования процесса нагрева фантома сетчатой оболочки глаза.

Результаты численных расчетов показали, что в процессе нагрева сетчатой оболочки глаза лазером, поглощение происходит преимущественно в слое пигментного эпителия. Данный слой равномерно прогревается в пределах лазерного луча за время порядка долей *µс*. В результате диффузии тепло постепенно распространяется в соседние слои хориоидеи и стекловидного тела.

E-mail: sveta@acs366.phys.msu.ru

Литература

1. Larina, I.V., Larin, K., Esenaliev, R.O. Monitoring of tissue coagulation during thermotherapy using optoacoustic technique// Journal of Physics D:Appl. Phys. 2005, № 3. p. 2645-2653.

2. Kandulla, J., Elsner, H., Birngruber, R., Brinkmann, R. Noninvasive optoacoustic online retinal temperature determination during continuous-wave laser irradiation // Journal of biomedical optics 2006, №11(4). p. 041111.

3. Schuele, G., Elsner, H., Framme, C.; Roider, J., Birngruber, R., Brinkmann, R, Optoacoustic realtime dosimetry for selective retina treatment. // Journal of biomedical optics. 2005, №10(6). p. 064022.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

Матусова Т.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

Во многих зарубежных центрах протонной терапии ведется активная разработка программных пакетов для высокоточных расчетов дозового распределения в теле пациента на базе метода Монте-Карло [1]. В отличие от аналитических алгоритмов Монте-Карло строится на статистическом розыгрыше элементарных актов взаимодействия частиц с веществом и поэтому более полно учитывает влияние неоднородностей (воздушных полостей, костей и других анатомических структур) на пути пучка. Внедрение подобного метода в клиническую практику позволит проводить облучение онкологических опухолей с максимальной эффективностью их поражения и минимальным влиянием на окружающие здоровые ткани.

В отделе медицинской физики ИТЭФ (Москва) и ВНИИТФ (Снежинск) ведется совместная разработка российского программного пакета (кода) IThMC, реализующего метод Монте-Карло, для инженерных расчетов средств формирования медицинского протонного пучка и дозиметрического планирования облучения. Для проверки адекватности программы было проведено компьютерное моделирование дозового распределения в воде протонного пучка 220 МэВ с модифицированным пиком (плато) Брэгга, применяемого при облучении предстательной железы. Специальным образом задавались параметры источника и формирующие плато элементы (коллиматоры, фигурный рассеиватель и гребенчатый фильтр). Сравнение дозового распределения вдоль центральной оси пучка, рассчитанного с помощью кода IThMC, показало хорошее соответствие с экспериментальными данными (см. Рис 1).



Рис. 1. Сравнение дозовых распределений в воде вдоль центральной оси протонного пучка 220 МэВ, экспериментально измеренного и рассчитанного с помощью Монте-Карло кода IThMC.

Далее была проверена возможность моделирования прохождения протонного пучка в теле пациента, задаваемого компьютерной рентгеновской томограммой. Все

числа Хаунсфилда на томограмме специальным образом разбивались на интервалы, каждому из которых присваивался химический состав и массовая плотность, соответствующие определенной биологической ткани [0, 0]. Результаты расчетов представлены на рис. 2.



Рис. 2. Моделирование (код IThMC) дозового распределения при облучении оппозитными протонными пучками предстательной железы на базе рентгеновской компьютерной томограммы.

Проведенные работы показали адекватность кода IThMC и его принципиальную пригодность для встраивания в систему дозиметрического планирования протонного облучения.

E-mail: matusmtv@gmail.com

Литература

1. Paganetti H. Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulation, Phys. Med. Biol., 2012, 57, R99-R117.

2. Vasiliev V.N., Kostjuchenko V.I., Riazantsev O.B., Khaybullin V.G., Samarin S.I., Uglov A.S. Tissue equivalence of some phantom materials for proton beams. P137, PTCOG 48, Heidelberg, September 28th - October 3rd, 2009. Preprint № 1005.4389; <u>http://arxiv.org/abs/1005.4389</u>, (Submitted on 24 May 2010)

3. Schneider W., Bortfeld T. and Schlegel W. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions, Phys. Med. Biol., 2000, 45, 459–478.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ФОТОЛЮМИНИСЦЕНТНЫХ МЕТОК

Мысов Г.А., Наташина У.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Кремний является востребованным материалом в современных электронных устройствах. Однако, его наноформы, такие как пористый кремний (ПК) и кремниевые нанонити (КНН) также находят широкое применение в электронике, оптических устройствах и биомедицине (в частности, в качестве люминесцентных меток). ПК и КНН

характеризуются эффективными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре [1,2]. ФЛ объясняется наличием в представленных образцах мелких кремниевых нанокристаллитов (с размерами менее 5 нм), в которых, вследствие квантового ограничения носителей зарядов, могут образовываться экситоны. ФЛ образцов можно управлять, изменяя параметры их изготовления. Уже доказаны свойства биосовместимости и биодеградируемости ПК [3,4], и можно предполагать наличие подобных свойств у КНН [5].

В работе образцы КНН получались с помощью химического травления пластин с-Si (100) с удельным сопротивлением 10 Ом*см (КНН1) и 0.01 Ом*см (КНН2) в растворе 5М HF:30% H₂O₂, взятых в соотношении 10:1. Время травления составляло 20минут. До травления поверхность с-Si покрывалась наночастицами серебра. После травления частицы серебра удалялись путем погружения образцов в 65% раствор HNO₃ на 15 минут. Структурные свойства образцов исследовались методами сканирующей и просвечивающей микроскопии (СЭМ и ПЭМ, соответственно). Спектры ФЛ снимались при возбуждении аргоновым лазером 445 нм с помощью ПЗС-матрицы.

На рисунке 1 а, б представлены данные СЭМ КНН1 и КНН2. Видно, что образцы представляют собой упорядоченный массив кремниевых нанонитей, ориентированных вдоль кристаллографического направления [100]. Диаметры КНН варьируются в пределах от 20 до 200 нм. Скорость роста КНН1 больше, чем КНН2, при этом КНН2 имеют пористую структуру.

На рис. 1 в приведены спектры ФЛ КНН1 и КНН2. Оба образца характеризуется широким спектром ФЛ с максимумом в области длин волн около 650 нм для КНН1 и 750нм для КНН2. Как уже было сказано выше, причиной ФЛ КНН является излучательная аннигиляция экситонов, образующихся в кремниевых нанокристаллах малых размеров при их фотовозбуждении. Такие мелкие нанокристаллы появляются, видимо, на поверхности КНН1 при их химическом травлении, и в объеме КНН2 (поскольку КНН2 имеют пористую структуру). Широкий спектр ФЛ образцов вызван распределением кремниевых нанокристаллов по размеру. Согласно полученным результатам, большая интенсивность ФЛ наблюдается у КНН2. Это, по-видимому, связано с наличием большего числа в них ФЛ кремниевых нанокристаллов.



Таким образом, в данной работе продемонстрирован простой и доступный метод получения КНН, обладающих эффективной ФЛ в видимой области спектра. Показана возможность управления структурными и ФЛ и свойствами КНН. Данные исследова-

ния могут найти применение в создании оптоэлектронных устройств, а также и для биологических целей при создании ФЛ биосовместимых наномаркеров.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: *afflictor@yandex.ru*, *natashina78@yandex.ru*

Литература

1. L.T. Canham, "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.

2. V.Sivakov, F.Voigt, A.Berger, G.Bauer and S.Christiansen, "Roughness of silicon nanowire sidewalls and room temperature photoluminescence," Physical Review B, vol. 82, 2010.

3. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

4. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // БЭБМ, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

5. K. A. Gonchar, L. A. Osminkina, R. A. Galkin etc "Structure and optical properties of silicon nanowire arrays formed by metal-assisted chemical etching" Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 2012, 7, 6, 602-606.

РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ВНУТРИГЛАЗНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Орлов Д.Г., Ерохин И.Н.

ФГБУ "ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики", Москва, Россия

Многолетний опыт использование пучков протонов доказал их эффективность в лечение злокачественных новообразований. Для некоторых локализаций, таких как увеальная меланома, особенно большого размера, это часто единственно эффективный подход, позволяющий сохранить глаз и достичь 95% локального контроля для пятилетнего срока [4].

Но наблюдение за пациентами, показало, что в течение 15-20 лет, после успешного излечение заболевания, возможны поздние лучевые реакции [4]. Одной из причин могут служить недочеты систем планирования [1,3]. В последнее время стали более доступны как томографические данные, так и компьютерные средства их обработки и визуализации, что позволяет использовать новые подходы в системах планирования [2].

Мы исследуется вопрос построения точной модели глаза. Элементы структур глаза достаточно гомогенны, что не позволяет их непосредственно реконструировать по объемным топометрическим данным. Предварительно требуется построить аналитическую анатомическую модель.

Для последовательного непротиворечивого введения топометрических данных применяется иерархическая модель. Учтены оптические свойства глаза для фиксации взгляда пациента при позиционировании, в том числе несоответствие оптической оси и зрительной линии. Модель включает все критические структуры глаза существенные при наведении пучка протонов. Исследован вопрос возрастных изменений. При достаточном числе топометрических данных предложена новая овоидная модель. *Е-mail: dmorlov@itep.ru*

Литература

1. Канчели И.Н., Ломанов М.Ф., Похвата В.П. и др. Уточненный метод планирования протонного облучения внутриглазных новообразований // Мед. физика, 2010, №1. С. 24-33.

2. Орлов Д.Г., Черных А.Н. Развитие средств и методов лучевой терапии меланомы глаза // Мед. физика, 2012, №3.

3. Borodin Yu.I., Valsky V.V., Saakyan S.V. et al. Proton radiation treatment of eye vascular membrane // Poster session presented at: Gunma University - NIRS, Japan, May, 17 - 22, 2010. P2-11.

4. Goitein G., Schallenbourg A., Verwey J., et al. Proton radiation therapy of ocular melanoma at PSI – long term analysis // Abstracts of PTCOG48 Meeting, Heidelberg, Germany, September 28 - October 3, 2009

МОДЕРНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ СМЕСИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА ГЛАЗНОЙ ХИРУРГИИ

Петухов А.С.

Вологодский государственный технический университет, электроэнергетический факультет, Вологда, Россия

Эксимерные лазеры широко используются в глазной хирургии благодаря мощному ультрафиолетовому излучению, малого разброса длины волны и возможности плавной её настройки [1]. Недостатком существующих лазерных аппаратов является высокая стоимость эксплуатации лазера из-за повышенного расхода дорогостоящих благородных газов. Другим недостатком системы является необходимость работы с чистыми галогенами (F₂, Cl₂, газообразный HCl) или их смесями с благородными газами (Не или Ne), поэтому всегда существует опасность отравления обслуживающего персонала и пацентов в случае утечки газа, общее количество которого может быть значительным для обеспечения необходимого времени работы лазера. Т. о. держать в системе лазера баллон с газообразным HCl нецелесообразно.

Суть предложения заключается в модернизации устройства эксимерного лазера следующим образом: внести генератор HCl, способный путем химической реакции получить последний из компонентов, не несущих вред; генератор паров H₂SO₄; геттер, выполненный из щелочного металла и систему прокачки отработавшей смеси вместо обычного баллона с уже готовым HCl.

Генератор HCl представляет собой барабан, работающий по трем циклам, лопасти, отделяющие отсеки, отверстие, насосы для удаления полезных продуктов реакции, трубки-разъема для подачи и обогащения HCl, трубки-разъема для подачи Xe и HCl после реакции с геттером; отсек для установки геттера.

1 цикл заключается в рабочем ходе генератора - получение HCl:

$$2NaCl + H_2SO_4 \xrightarrow{200^{\circ}C} Na_2SO_4 + 2HCl \uparrow$$
(1)

2 цикл заключается в реакции отработанной смеси с геттером из Na: $2Na + 2XeCl \rightarrow 2NaCl + 2Xe \uparrow$ (2)

3 цикл заключается в удалении через отверстие нерастворимого Na₂SO₄.

Рабочий ход - пары H₂SO₄, подаваемые в нижний отсек, реагируют с находящимся в нем NaCl, получая на выходе газообразный HCl. Далее барабан проворачивается по часовой стрелке, вынося через отверстие нерастворимый Na₂SO₄. Затем верхний отсек заполняется NaCl, образовавшемся на геттере благодаря реакции газовой смеси с последним. Цикл замыкается, т.е. барабан не движется до тех пор, пока в верхнем отсеке не наберется достаточное кол-во NaCl. В таком случае барабан проворачивается, отсек с NaCl оказывается внизу, где происходит реакция с парами H₂SO₄ и обогащение активной среды HCl'ом. В результате, подав на вход пары H_2SO_4 , заполнив камеру NaCl, на выходе мы получаем благородный газ Xe и газообразный HCl. *E-mail: varvar xt@mail.ru*

Литература

1. Жуков Б.Н., Лысов Н.А., Бакуцкий В.Н., Анисимов В.И. Лекции по лазерной медицине: Учебное пособие. – Самара: СМИ, 1993.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА ДЛЯ ИММУНОФЕНОТИПИРОВАНИЯ ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ

Расколов С.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Основополагающим методам при диагностике онкогематологических заболеваний является иммунофенотипирование (определение поверхностных антигенов лейкоцитов) с помощью проточной цитофлуориметрии. Вследствие своей высокой стоимости цитометрия доступна только в специализированных учреждениях и выполняется только после установления предварительного онкогематологического диагноза. Клеточный биочип может быть использован как доступный аналог проточной флуориметрии и тем самым способствовать более ранней и успешной диагностике заболеваний системы крови.

Биочип представляет собой прозрачную пластиковую подложку размером 22х22 мм, на которой в определенных областях иммобилизованы моноклональные антитела к 20 поверхностным антигенам лейкоцитов человека, положительный и отрицательный контроль. При инкубации биочипа с суспензией лимфоцитов клетки, несущие определенный поверхностный антиген, связываются с иммобилизованными антителами. После отмывки неспецифически связавшихся клеток на поверхности остаются области, покрытые лимфоцитами, несущими тот или иной поверхностный антиген. Таким образом, на биочипе достигается высокая поверхностная концентрация клеток, и в то же время лимфоциты оказываются «рассортированными» по своим поверхностным антигенам.

В работе была исследована периферическая кровь 15 здоровых доноров. Показано, что относительная плотность заполнения лимфоцитами пятен биочипа с иммобилизованными антителами, специфичными к каждому из CD-антигенов, хорошо соответствует данным о нормальном содержании клеток с данными поверхностными антигенами, полученным методом проточной цитофлюориметрии. *Mail: 1msu@rambler.ru*

100 90 80 70 60 50 40 30 20 10 2 45 IgG 3 4 % or CD45 2 3 4 5 45 lgG 7 8 10 16 19 20 7 8 10 16 19 20 CD33 **CD43** CD34 CD2 22 23 56 79a 38 22 23 56 79a 38 Б R Α

Puc.1 a) Схема расположения пятен антител на биочипе; б) Биочип с зафиксированными клетками; в) Иммунофенотип лимфоцитов, полученный с помощью клеточного биочипа.

Литература

1. Шишкин А.В., Шмырев И.И., Кузнецова С.А., Овчинина Н.Г., Бутылин А.А., Атауллаханов Ф.И., Воробьев А.И. Иммунологические биочипы для параллельного определения поверхностных антигенов и морфологического исследования клеток.(2008) Биологические мембраны, том 25, № 4, с. 277–284.

2. Belov L., de la Vega O., dos Remedios C.G., Mulligan S.P., Christopherson R.I. Immunophenotyping of Leukemias Using a Cluster of Differentiation Antibody Microarray (2001) Cancer Res 61, 4483-4489.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СВЯЗЫВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ АЛЬБУМИНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С СОЛЬЮ ЕВРОПИЯ МЕТОДОМ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ^{*}

Тихонова Т.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Взаимодействие белков с солями тяжелых металлов (ТМ) изучалось на протяжении многих лет. Обширность этих исследований обусловлена важной ролью, которую играют ТМ в организме человека: с одной стороны, они выполняют необходимые функции, например, участвуют в метаболизме, с другой стороны, токсичный эффект ТМ может привести к конформации, агрегации и денатурации различных белков и ферментов [1,2]. Европий является типичным представителем лантанидов и благодаря специфическим спектроскопическим характеристикам и способности к люминесценции, широко используется в качестве зонда для изучения биохимический процессов, которые происходят с белками и ферментами.

Метод флуоресцентной спектроскопии, который дает информацию об изменениях локального окружения триптофана, интенсивно используется для изучения связывания белков с солями ТМ [3]. Данный метод может дать информацию о конформационных изменениях, константах равновесия и числе центров связывания. Один из наиболее применяемых подходов – это метод тушения флуоресценции, в котором изучается зависимость интенсивности флуоресценции F от концентрации тушителя [Q] (т.е. концентрации ТМ), а точнее анализируется модернизированное уравнение Штерна-Фольмера [4]:

$$\log \frac{F_0 - F}{F} = \log K_A + n \log[Q], \tag{1}$$

где K_{A-} это константа связывания, n – число центров связывания, F_0 – интенсивность флуоресценции, когда концентрация тушителя [Q] = 0.

В данной работе определяется число связывающих центров белка бычьего сывороточного альбумина (БСА) при взаимодействии с солью европия двумя методами: методом тушения флуоресценции (рис. 1а) и по флуоресценции европия. Известно, что отношение пика на длине волны 594 нм и «гиперчувствительного» пика на длине волны 616 нм в спектре флуоресценции европия (рис. 1б) характеризует процесс связывания [5].

В данной работе эксперимент проводился для разных значений pH. По данным из спектров флуоресценции европия было получено, что число связывающих центров n=4 (pH=6,7) и n=2 (pH=4,5), в то время как из метода тушения флуоресценции получилось, что n=1 для обоих значений pH (puc.1). При анализе более 60 публикаций, которые были посвящены связыванию альбумина с совершенно различными веществами и в которых был использован метод тушения флуоресценции, было выявлено, что все они дают значение центров связывания равное n=1. Применяя другие методы, такие как

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

диализ, калориметрия, потенциометрия и т.д. авторы получили значение центров связывания альбумина с тяжелыми металлами, превышающее единицу. Это указывает на то, что метод тушения флуоресценции не может корректно оценивать число связывающих центров белка при взаимодействии с ионами TM.



Рис. 1а. Спектр флуоресценции БСА при добавлении ионов европия. В правом углу изображен модифицированный график Штерна-Фольмера.



Рис. 1б. Спектр флуоресценции европия в водном растворе и при добавлении БСА.

Литература

1. A.I. Bush. Metals and neuroscience. Current Opinion in Chemical Biology. 4(2), 184-191, 2000.

G.P. Petrova, Yu.M. Petrusevich and A.N. Evseevicheva. Molecular Clusters in Water Protein Solutions in the Presence of Heavy Metal Ions. Gen. Physiol. Biophys, 17, 97-104, 1998.
 J.R. Lakowicz. Principles of Fluorescence Spectroscopy. Third edition, 2010.

4. A. Belatik, S. Hotchandani, R. Carpentier, H.-A. Tajmir-Riahi, R.A. Goyer. Locating the

Binding Sites of Pb(II) Ion with Human and Bovine Serum Albumins. Plos One 7, 1-9, 2012.

5. Martinus H. V. Wertsy, Ronald T. F. Jukes and Jan W. Verhoeven. The emission spectrum and the radiative lifetime of Eu3+ in luminescent lanthanide complexes. Phys. Chem. Chem. Phys. 4, 1542–1548, 2002.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. проф. Петровой Г.П., д.ф.-м.н. проф. Фадееву В.В. и науч. сотр. Ширшину Е.А. за помощь в постановке задачи и полезные советы.

СУБМИКРОННЫЕ ЧАСТИЦЫ КАРБОНАТА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Трушина Д.Б.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Микросферолиты карбоната кальция являются перспективными объектами для создания на их основе систем доставки лекарств с возможностью пролонгированного высвобождения. Инкапсулируя фармакологическое вещество в частицы различного размера, можно создавать контейнеры, предназначенные для целого ряда способов доставки в организм. Для интраназального введения системы (когда в центральную нервную систему попадает только лекарственное вещество, а микроконтейнер выводится из организма посредством мукоцилиарного клиренса) наиболее подходящий размер частиц-носителей составляет 2-7 мкм. Для получения частиц таких размеров пользуются широко известной методикой смешивания двух солей (Volodkin, 2004, 1962). Однако для других медико-биологических применений необходимы контейнеры, способные

проникать в клетки, то есть имеющие, по крайней мере, субмикронные размеры. Синтез подобных частиц является трудоемкой и нетривиальной задачей, поскольку сферолиты с размером меньше некоторого критического становятся нестабильными, что приводит к быстрому и неизбежному процессу их перекристаллизации.

Целью работы является получение и исследование стабильных наноструктурированных пористых частиц карбоната кальция субмикронных размеров, а также исследование загрузки и релиза модельного соединения – фотосенсибилизатора, использующегося в раковой терапии. Для уменьшения размеров частиц в реакционную смесь предлагается добавлять растворитель (этиленгликоль, глицерин), уменьшающий рас-



Рис. 1. СЭМ-изображение субмикронных частиц карбоната кальция.

творимость карбоната кальция и инициирующий рост фазы ватерита (Rui-Juan Qi, 2006, 8303; Parakhonskiy, 2012, 1195). На рис.1 представлено СЭМ-изображение сферолитов карбоната кальция, полученных с помощью введения в реакционную смесь этиленгликоля в соотношении 5:1 к растворам солей. Время перемешивания смеси варьировалось от 30 с до 3 ч, стабильные сферолиты (дзета-потенциал -10 мВ) формировались, начиная с 30 мин перемешивания, дальнейшее увеличение времени не меняло характеристики частиц, средний размер которых составляет 450±150 нм. Фазовый состав частиц исследован методом порошковой рентгеновской дифракции. По сравнению с микронными частицами (соот-

ношение фаз ватерита и кальцита 70:30), в субмикронных частицах доминирует фаза кальцита (38:62). Данный факт может свидетельствовать в пользу гипотезы формирования частиц из кристаллического зародыша и его роста за счет процесса кристаллизации (Andreassen, 2005, 260).

Для медико-биологического использования пористых частиц карбоната кальция большое значение имеет степень их загрузки функциональным веществом. Был исследован процесс адсорбции фотодитазина на микронные и субмикронные частицы. Проанализирована зависимость эффективности инкапсуляции от размера частиц карбоната кальция и концентрации раствора фотодитазина. Максимальное количество загруженного в частицы вещества составило 3.2% весовых процента.

Кроме того была исследована динамика релиза вещества и показано, что выход фотодитазина из пор ватерита в раствор белка происходит существенно активнее, чем в воду. Данная тенденция может быть связана с влиянием «белковой короны», формирующейся вокруг частиц.

E-mail: trushina.d@mail.ru

Литература

1. Andreassen Jens-Petter. Formation mechanism and morphology in precipitation of vaterite—nano-aggregation or crystal growth? // Journal of Crystal Growth. 2005, Vol. 274, pp. 256–264.

2. Volodkin Dmitry V., Larionova Natalia I., Sukhorukov Gleb B. Biomacromolecules Protein Encapsulation via Porous CaCO₃ // Microparticles Templating. 2004, Vol. 5, № 5, pp. 1962–1972.

3. Rui-Juan Qi and Ying-Jie Zhu. Microwave-Assisted Synthesis of Calcium Carbonate (Vaterite) of Various Morphologies in Water-Ethylene Glycol Mixed Solvents // J. Phys. Chem. B. 2006, Vol. 110, pp. 8302-8306.

4. Bogdan V. Parakhonskiy, Albrecht Haase, Renzo Antolini. Sub-micron Vaterite Containers: Synthesis, Substance Loading, and Release // Angew. Chem. Int. Ed. 2012, Vol. 51, pp. 1195 – 1197.

СИСТЕМА ИММОБИЛИЗАЦИИ ПАЦИЕНТА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ БОЛЬНЫХ СО ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫМИ НОВООБРАЗОВАНИЯМИ ПОДЖЕЛУДОЧНОЙ ЖЕЛЕЗЫ

Черных А.Н.

ФГБУ ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики (ИТЭФ)

Введение. В действующих Российских центрах протонной лучевой терапии (ПЛТ) для облучения больных применяются лучевые установки с фиксированными горизонтальными пучками протонов, первоначально предназначенными для физических исследований. Отсутствие возможности ротации пучка вокруг больного ограничивает выбор необходимых направлений облучения и уменьшает спектр локализаций злокачественных новообразований (ЗН), которые можно было бы облучать в случае возможности поворота пучка протонов вокруг больного. Широко используемые во всех зарубежных клинических центрах ПЛТ устройства поворота пучка – гантри [1] в действующих Российских центрах ПЛТ пока не применяется и, поэтому, приходится изыскивать альтернативные пути увеличения спектра облучаемых локализаций ЗН. Таким, хотя и обладающим недостатками путем, является создание для лучевых установок дополнительного позиционера, позволяющего осуществлять поворот больного вокруг вертебральной оси, что увеличивает количество возможных направлений подвода пучка протонов к мишени (ЗН).

Целью работы является создание позиционера лучевой установки, в частности, расположенной в процедурной №1 Центра ПЛТ ИТЭФ, для ПЛТ больных с 3H, локализованными в абдоминальной области тела человека [2], обеспечивающего облучение пациента с его поворотом вокруг вертебральной (продольной) оси, а также позволяющего использовать индивидуальные средства иммобилизации больного, применяющиеся для проведения топометрических исследований на рентгеновском компьютерном томографе.

Выводы. Внедрение такого рода систем в процедуру проведения ПЛТ на фиксированных пучках позволит:

— повысить качество облучения,

— обеспечить многопольное облучение на фиксированном пучке протонов,

— применять специальные устройства иммобилизации как при топометрических исследованиях, так и при проведении ПЛТ,

— повысить комфорт пациента.

Так же, учитывая факт развития направления лучевой терапии ионами углерода и сложность реализации системы Гантри для ионного пучка, разработанная система, позволяющая обеспечивать многопольное облучение, может быть применена на фиксированном пучке углерода.

chernykh-aleksey@yandex.ru

Литература

1. Proton and Charged Particle Radiotherapy, 1st Edition, Delaney, Thomas F.; Kooy, Hanne M.

2. Proton therapy for gastrointestinal cancers, Ted C. Ling, Joseph I. Kang, Jerry D. Slater, Gary Y. Yang Department of Radiation Medicine, Loma Linda University Medical Center, Loma Linda, California, USA

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ УНИЧТОЖЕНИЯ ОПАСНЫХ ВИРУСОВ*

Шевченко С.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время ученые стоят на пути к открытию новых, совершенно иных методов подавления активности вирусных инфекций – с помощью различных типов наночастиц. В первую очередь данные исследования направленны на изучение взаимодействия наночастиц с наиболее часто встречающимися и опасными вирусами. Так, по оценкам Всемирной Организации Здравоохранения, в конце 2008 года в мире насчитывалось около 33,4 миллиона человек с вирусом иммунодефицита человека (ВИЧ). В этом же году около 2,7 миллиона человек приобрели инфекцию и 2 миллиона человек, в том числе 280 000 детей, умерли от синдрома приобретенного иммунодефицита (СПИДа). Однако наиболее известные и часто встречающиеся у людей заболевания связаны с респираторными инфекциями. Одним из возбудителей таких инфекций является респираторно- синцитиальный вирус (РСВ). РСВ быстро передается от человека к человеку воздушно-капельным путем и вызывает инфекции верхних и нижних дыхательных путей. РСВ является наиболее частой причиной заболевания людей, и в особенности детей.

Следует отметить, что и ВИЧ относятся к ретро-вирусам. Данный тип вирусов обладает уникальным механизмом репродукции. Вскоре после проникновения в клетку-мишень, вирусный РНК переписывается в вирусную ДНК, которая проникает в ядро клетки и встраивается в структуру хромосомной ДНК клетки. После этого клетка начинает продуцировать вирусные РНК, которые, сливаясь с белками клетки, образуют новые вирусные частицы – вирионы. Данные частицы заражают новые клетки итд. Замедлить этот процесс могут противоретровирусные препараты.

Учеными-вирусологами различаются по определениям два типа противовирусного действия лекарственных препаратов, в том числе и на основе наночастиц: это антивирусное действие – при котором препарат не дает зараженной клетке реплицировать вирус; и вирулицидное действие – при котором действие препарата направлено непосредственно на вирус, и препятствует вирионам заражать клетки.

В настоящей работе впервые продемонстрировано вирулицидное действие кремниевых наночастиц (SiNP) по отношению к ВИЧ и РСВ.

Использование SiNP обусловлено доказанными их свойствами биосовместимости и биодеградируемости [1, 2], доступностью их получения в масштабах, необходимых не только для проведения единичного эксперимента, но и для создания медицинских препаратов на их основе.

Водные суспензии SiNP были получены механическим измельчением пленок пористого и пластин кристаллического кремния в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line». Пленки пористого кремния, в свою очередь, формировались стандартным методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния (100) p++ 25 мОм•см в растворе HF(50%):C2H5OH. Размеры кремниевых наночастиц определялись на просвечивающем электронном микроскопе LEO912 AB OMEGA и сканирующем электронном микроскопе LiraTescan, также с помощью метода динамического рассеяния света на приборе Malvern Zetasizer Nano ZS. Показано, что суспензии SiNP представляют собой 20÷100 нм агломераты наночастиц меньших размеров. При этом площадь поверхности кремниевых наночастиц, определенная методом изотерм адсорбций, была огромна и составляла в среднем 400 м2 /г.

^{*} Доклад признан одним из лучших в подсекции

Состав поверхностного покрытия SiNP определялся методом ИК- спектроскопии на Bruker IFS 66v/S. Показано, что частицы преимущественно покрыты кислородом, что обуславливает гидрофильные свойства их поверхности и существование стабильных водных суспензии.

Впервые в *in-vitro* экспериментах показано вирулицидное свойство кремниевых наночастиц по отношению к РСВ штамм «Long» и ВИЧ штамм «HIV-1BRU». Представлены данные, демонстрирующие снижение вирусной активности на 90-100% при концентрациях от 0,5 до 0,125 мг/мл (в зависимости от типа наночастиц). Следует особо отметить, что SiNP не проявляли цитотоксических свойств при данных концентрациях.

На основании данных *in-vitro*, а также данных микроскопических исследований взаимодействия вирусов и наночастиц, предложен механизм вирулицидного действия SiNP, согласно которому вирусы буквально облепляются наночастицами, теряя при этом способность к заражению клеток.

Отметим, что представленные результаты имеют как научное, так и социальное значение. Так, например, на основе SiNP могут быть созданы микробициды – препараты, способные снижать риск заболевания ВИЧ. А всевозможные полоскания и аэрозоли с кремниевыми наночастицами, возможно, предотвратят заражение и ускорят темп выздоровления при респираторных вирусных заболеваниях.

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю — к.ф.м.н. Л.А. Осминкиной, отдельную благодарность проф. В.Ю. Тимошенко, а также Корнилаевой Г.В., проф. Карамову Э.В. (НИИ вирусологии им. Д.И.Ивановского) и Шиловскому И.П.(ФГБУ "ГНЦ Институт Иммунологии" ФМБА России).

E-mail: shevchenko.s.msu@gmail.ru

Литература

1. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" Бюллетень экспериментальной биологии и медицины.- 2011.- Том 151.- No 1.- стр.91-95.

2. A.Durnev, A. Solomina, N. Daugel-Dauge, A. Janataev, E. Shreder, E. Nemova O. Shreder, V. Veligura, L. Osminkina, V.Yu. Timoshenko, S. Seredenin "Study on genotoxic and teratogenic activity of silicon nanoparticles in vivo" International Journal of Biomedical Nanoscience and Nanotechnology.- Vol. 1.- No. 1.- 2010.- pp. 70-86.
СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Подсекция АСТРОФИЗИКИ	
АНАЛИЗ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА ДВОИНЫХ СИСТЕМ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ. КОЭФФИПИЕНТЫ ПОТЕМНЕНИЯ ЗВЕЗЛ К КРАЮ	
Абубекеров М.К. Гостев Н.Ю.	5
ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ МАКСИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ	
Астапов И.И., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н., Шутенко В.	В.,
Яковлева Е.И.	6
ДИНАМИКА И СТРУКТУРА СЕВЕРНОИ ВЫСОКОШИРОТНОИ ГРАНИЦЫ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ПО ДАННЫМ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВ КОРОНАС ФОТОН И МЕТЕОР-М№1 2009-2012	C-
Баринова В.О., Калегаев В.В.	6
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ И ЛИМБОВЫХ ВСПЫШКАХ ПО ДАННЫМ СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮЛЕНИЙ	
Ботыгина О.А.	7
РОБОТИЗИРОВАННОЕ ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГЛАВНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА-РЕФЛЕКТОР. БАЗЕ МИКРОКОМПЬЮТЕРА NXT	A HA
Волков Д.В. СОДЕРЖАНИЕ HCL В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ ПО ДАННЫМ СПЕКТРОМЕТРА SOIR МИССИ «ВЕНЕРА-ЭКСПРЕСС»	8 ИИ
Евдокимова Д.Г	9
ПОПРАВКА К ЗАКОНУ КУЛОНА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ КРОТОВЫХ НОР	10
Saxapob M.A.	10
АСИМПТОТИЧЕСКИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В Г(К)-ГРАВИТАЦИИ Иранор М М	11
АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ КГЛ ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОЛЫ С МАГНИТНЕ	1 1 5IM
ПОЛЕМ	
Истомина М.А. ¹ , Попова Е.П. ²	12
ДВУМЕРНЫЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ КОД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ	
ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ И ЭВОЛЮЦИИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ	10
ПОЛОЖЕНИЕ И ЛИНАМИКА ПЕРЕЛНЕГО КРАЯ ТОКОВОГО СЛОЯ ХВОСТА	12
МАГНИТОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ТНЕМІЅ В ПЕРИОД ЭКСТРЕМАЛЬНО СПОКОЙН СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ	НОЙ
Назарков И.С., Калегаев В.В.	14
КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ	
Панищев О.Ю., Дёмин С.А.	14 DUU IV
К-ПОПРАВКИ КРИВЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ МАССИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С НЕЗНАЧИТЕЛЬНЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ ПРОГРЕВОМ	впыл
Петров В.С	16
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВОЙНОГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ЗВЕЗДНОГО ДИНАМО В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ	
Попова Е.П. ¹ , Потемина К.А. ²	17
Ранну К A^{1} Лялина П $И^{2}$	18
ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ С НЕ СЛИШКОМ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА В ПРИБЛИЖЕНИИ РТГ С ОТЛИЧН ОТ НУЛЯ МАССОЙ ГРАВИТОНА	ЮЙ
Рохманенков А.С.	
ДВОЙСТВЕННАЯ ПРИРОДА КОМЕТЫ 29Р/SCHWASSMANN-WACHMANN 1	17
Снеткова Ю.А.	19

О ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ ДЛЯ САМОДЕЙСТВУЮЩЕГО	
СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ	0.1
	21
РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ НЕВОД-ШАЛ	
Шульженко И.А., Амельчаков М.Ь., Богданов А.І., Киндин В.В., Кокоулин Р.П.,	,
Компаниец К.Г., Ликий О.И., Овчинников В.В., Петрухин А.А., Шестаков В.В.,	
Шутенко В.В., Яшин И.И.	22
ПОСТРОЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ НОЧНОЙ НАДОБЛАЧНОЙ ДЫМКИ ПО ДАННЬ	ьIМ
VIRTIS VEX	
Щербина М. II.	23
Пологина	
подсекция Атомной и ялгрной физики	
ОПРЕЛЕЛЕНИЕ ВЫХОЛОВ ФОТОЯЛЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ⁸⁹ Ү ПОЛ ЛЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗН	њіх
ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 55 МЭВ	10111
Базлева Е.М., Белышев С.С.	26
αβ-РАСПАД В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Белоус П.В., Стешенко Г.К.	27
АКУСТИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРИНО	
Бецис Д.С.	27
О ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ	
КАНАЛЕ, СОЗДАННЫМ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ	
	20
ΟΤΡΔΕΛΤΚΔ ΜΔΚΕΤΗΛΓΛ ΛΕΡΔЗΠΔ ΠΠΑ ИЗУЧЕНИЯ ЗΔΡЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ В	29
ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ С ПОМОШЬЮ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГ	'O
ЗОНДА НА ВЫСОТАХ ДО 35 КИЛОМЕТРОВ	Ŭ
Гайков Г.П.	31
ИМПУЛЬСНОЕ 2D РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСПУЩЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОЦЕССАХ ЗАХВА	\ TA
ЭЛЕКТРОНА БЫСТРЫМ ПРОТОНОМ ИЗ ГЕЛИЕВОЙ МИШЕНИ С ОДНОВРЕМЕННОЙ	
ИОНИЗАЦИЕИ	
I ARCTAH A.I.	32
ГОРИЧИОР М В Гориницор М В	A 3/
О ПЕРСПЕКТИВАХ РАЗВИТИЯ НАЦИОНАЛЬНОГО ЯЛЕРНОГО ЦЕНТРА В РЕСПУБЛИКЕ	🤊 ד
КАЗАХСТАН	
Жумабеков А.С.	35
ТЕСТИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАЛА $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu^+ X) \pi^-$	* B
ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТІ АЅ НА КОЛЛАЙЛЕРЕ І НС	
Козыева А С	37
ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ¹⁶ О НА ЯДРЕ ²⁷ АL ПРИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЯХ	
Кок Е., Торебеков А.К., Аймаганбетов А.С	37
СКАЛЯРНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА АЗИМУТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В	
СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОН-ПРОТОН, ПРОТОН-СВИНЕЦ И СВИНЕЦ-СВИНЕЦ В ЭКСПЕРИМЕ	HTE
СМЅ НА КОЛЛАИДЕРЕ LHC	•
Кондратюк Е.С.	38
КВАДРУПОЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМНЫХ ПОДОБОЛОЧЕК В МЯГКОИ рептрепорской оргасти	
Кузьмина Е И	30
ЛЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСПИЛЛЯНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ОРЕВА	57
Мингажева Р.В.	40
ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
Назарова Е.Н.	41
МЕТОД РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДОЗИМЕТРИИ	
Наумова К.А.	41
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ УГЛЕРОДА НА	£
ΛΗΓΕ ΟυγΑ Β ΠΗΡΟΚΟΙΝ ΗΠΑΠΑ3ΟΠΕ ЭΠΕΥΙ ΝΝ Τορεδεκός Δ.ΚΚοκ.Ε	12
I UPUUUNUD A.N., NUN D	43

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРА BOREXINO К ЭФФЕКТУ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО В СТЕРИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КОРОТКОЙ БАЗЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНОГО ИСКУССТВЕННОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРИНО
Формозов А.А
Подсекция БИОФИЗИКИ
ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА РЕГИСТРАЦИИ СЛУХОВЫМИ НЕЙРОНАМИ ЧЕЛОВЕКА ИНФРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МУЗЫКАЛЬНЫМИ ПРОИЗВЕДЕНИЯМИ И РЕЧЬЮ
Амосов М.А. 45 ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ИНГИБИРОВАНИЯ ЦИКЛООКСИГЕНАЗЫ-1 НАПРОКСЕНОМ Бараара А.П. ¹ . Бархатар В.И. ² . Митрофанор С.И. ³
изучение структуры и иммуноадъювантной активности глюкана «адва» Генералов Е.А
НИЗКОЧАСТОТНАЯ КОНФОРМАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ДНК В СПЕКТРАХ МАНДЕЛЬШТАМ- БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Линтриев А.В. ^{1,2} Фелосеев А.И. ² . Захаров Г.А. ^{3,4} Пушников С.Г. ² . Савратеева-Попова Е.В. ^{3,4}
Журавлев А.В. ⁴
ИНДИКАТОР КОНФОРМАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ Жданова Н.Г
ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ДЕТЕЙ И ПОДРОСТКОВ С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА Жулябина О.А.
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТАУТОМЕРНОГО СОСТАВА ЦИТОЗИНА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ Калров Л М 52
СВЯЗЫВАНИЕ ІХА ФАКТОРА СВЁРТЫВАНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУБПОПУЛЯЦИЯМИ АКТИВИРОВАННЫХ ТРОМБОЦИТОВ Коздор А А ¹ Подондедора Н А ²
Козлов А.А., Подоплелова Н.А. ВЛИЯНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДОРОЖНО-ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОИСШЕСТВИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ОБЛАСТИ
Лещев И.А
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТУШЕНИЯ В ОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭОЗИНА И ПИРЕНА ИОНАМИ ЙОДА В СЫВОРОТОЧНОМ АЛЬБУМИНЕ ЧЕЛОВЕКА
Мельников А.Г., Наумова Е.В., Черняев С.С
Немова Е.Ф
АНТИБИОТИКОРЕЗИСТЕНТНОСТЬ <i>ESCHERICHIA COLI</i> В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО 25MG И НЕМАГНИТНОГО 24,26MG ИЗОТОПОВ МАГНИЯ Роуккова Н. А. Петита У. Г.
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОЛОГИИ ГИДРАТНОЙ ОБОЛОЧКИ БЕЛКА Рубцова Е.В
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ИЗОТОПА ЦИНКА ⁶⁷ ZN НА РОСТ КЛЕТОК <i>E.COLI</i> Сидорова В.В., Летута У.Г. Авдеева Е.И
КЛОНИРОВАНИЯ И ЭКСПРЕССИЯ ВНЕШНЕГО ДОМЕНА ТКАНЕВОГО ФАКТОРА ЧЕЛОВЕКА В <i>E.COLI</i> Тарасовец Е.В
МОДЕЛИРОВАНИЕ IN SILICO ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ СЕРЕБРА И МЕДИ С КЛЕТОЧНОЙ СТЕНКОЙ ГРИБОВ. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНГИЦИДНОЙ АКТИВНОСТИ СЕРЕБРА И МЕДИ IN VITRO
Турченков М.А

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИСТЬЕВ КЛЁНА ОСТРОЛИСТНОГО ПРИ ОСЕНН	EM
ИЗМЕНЕНИИ ОКРАСКИ И ГРИБКОВОМ ПОРАЖЕНИИ	
Харчева А.В., Хунджуа Д.А., Левыкина И.П.	64
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦАМФ СИГНАЛИЗАЦИИ В ТРОМБОЦИТАХ	
Шатурный В.И	65
МОДЕЛЬ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТА С ПОМОЩЬЮ АДФ И ТРОМБОКСАНА А2	
Шахиджанов С.С.	66
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛАСТИЧНОСТЬ МЕМБРАНЫ	
ЭРИТРОЦИТОВ	
Якушева А.А.	67
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИ	ИЙ
НАНОАЛМАЗОВ	
Ясунова О.С., Адельянов А.В., Горобченко О.А., Николов О.Т. Гаташ С.В	69
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОНИТОРНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ¹² С(N,2N) ¹¹ С В ЦЕЛЯХ КОНТРОЛЯ	
ЛУЧЕВОЙ НАГРУЗКИ НА БОЛЬНОГО ПРИ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ	
Петрушевич В.Ю.	70
СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АПАТИТА КОСТНОЙ ТКАНИ И КАЛЬЦИНИРОВАННЫХ	X
ФРАГМЕНТОВ АОРТЫ КРОЛИКА ПРИ МОДЕЛЬНОМ ОСТЕОПОРОЗЕ	
Хижняя Я.В.	. 70

Подсекция ГЕОФИЗИКИ

ЕОФИЗИКИ
ТЕКТОНИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СОВРЕМЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ КОРЫ ВЫСОКОЙ АЗИИ
Алексеев Р.С
О МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА СИГНАЛ/ШУМ НА ПРИМЕРЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
РАДИОСИГНАЛА В КАНАЛЕ ЗЕМЛЯ - ИОНОСФЕРА
Белов С.Ю
ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА РАЗВИТИЕ ТЕЧЕНИЙ В НЕГЛУБОКОМ ВОДОЕМЕ В ПЕРИОД
ФОРМИРОВАНИЯ ВЕСЕННЕГО ТЕРМОБАРА
Горшкова Н.А
О ГЕОМАГНИТНОМ ПРЕДВЕСТНИКЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИИ
Иванов А.А
ВСПЛЕСК ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КАПЛИ С ЖИДКОСТЬЮ
Ильиных А.Ю
ВЛИЯНИЕ ГЕОИДЕАЛЬНОИ ФОРМЫ ЗЕМЛИ НА ГЕОСТРОФИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ
АТМОСФЕРЫ
Стреблянская Н.В., Крупкин А.А. 79
АПРОБАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОИ МОДЕЛИ ОБЛАЧНОИ КОНВЕКЦИИ ВЛАЖНОГО И СУХОГО
ВОЗДУХА
Летунова Н.С
РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОДХОДА ПРИ ИЗУЧЕНИИ ОПАСНЫХ
ЭКЗОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ
Набока М.В
ОСТАТОЧНЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ОКЕАНЕ, СОПУТСТВУЮЩИЕ ГЕНЕРАЦИИ
ЦУНАМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ
Нурисламова Г.Н. 84
ЛИНЕИНАЯ ЗАДАЧА УСТОИЧИВОСТИ В КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ – БЕНАРА ПРИ НАЛИЧИИ
ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ
Полянская Н.Е., Сухов С.А
ОПТИМИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ
ТЕМПЕРАТУРНО-ВЕТРОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ
ОБЗОР ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ, ОСНОВАННЫХ НА ПРИМЕНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН
Жостков Р.А., Преснов Д.А
ОДНОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО ПОТОКА ТЕПЛА ВОДА-ВОЗДУХ И ПОТОКА ТЕПЛА И ИМИЕГО НА ИСПАРЕНИЕ
ИДУЩЕГО НА ИСПАРЕНИЕ
Протасов А.Е
Г ИЖНИВИКАЯ А.А

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛУННЫХ ПРИЛИВОВ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ	IE a a
Рубай Д.В. ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ	
Рубцова О. В ПРОФИЛЬ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ	
Семенова Ю.А. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА МАГИСТРАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ Хондонново С.Е.	
Хоютанова С.Е.	97
Подсекция	
МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В МАНТИИ ЗЕМЛИ С ПЛАВАЮЦ	ĮИМ
КОНТИНЕНТОМ Беленькая О.Е.	99
КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО УРАВНЕ СЛУЧАЕ КРАТНОГО КОРНЯ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ	НИЯ В
Белошапко В.А. РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ СТРУКТУРНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ	101
ПРОБЛЕМЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРИ УЧЕТЕ ОГРАНИЧЕНИЙ	102
ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛОВ Парилов Р. Р.	102
Давыдов г.Б РЕШЕНИЕ ТИПА ВСПЛЕСКА В СИСТЕМЕ ФИТЦ-ХЬЮ-НАГУМО	105
Дерюгина Н.Н., Мельникова А.А. О СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА	104
Домбровская Ж.О Сравнение метолов понижения размерности данных при нейросствером	105
РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	
Ефиторов А.О. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССО	106 OB B
ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ.	108
Захарова С.А., Сальник А.К. АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОДХОДОВ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ.	108
Исаев И.В. СТРОГИЙ УЧЁТ ПАРЦИАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОМ	109
АНАЛИЗЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ	111
О ГЛОБАЛЬНОЙ НЕРАЗРЕШИМОСТИ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО НЕЛИНЕЙНОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ	111
Малышев К.Ю. Существование и асимптотическая устойчивость контрастных структ	115 VP B
УРАВНЕНИЯХ РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ-АДВЕКЦИЯ С МАЛОЙ АДВЕКЦИЕЙ	51 D
Никулин Е.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ГЕТЕРОСТРУКТУ GE	116 УРЕ SI-
Орлов А.О.	116
модель турьулентного переноса вещества в нижнем слое атмосферы с учетом влияния растительности	
Рыжова М.С. МЕТОЛИКИ ПОЛГОТОВКИ ЛАННЫХ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ ПРОГНОЗИРОВАНИИ	117
ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПАРАМЕТРАМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА	110
Широкии Б.F. ДВОЙНОЙ ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ТЕОРИЯ ДИНАМО	119
Юхина Н.А., Попова Е.П УЕЛИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В КОЛЫІЕВЫХ ШТОРМОВЫХ БАССЕЙНАХ	120
Юшков Е.В., Истомина М.А.	121

Подсекция	
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТЬ ГРАФЕНА	
Алябьев Д.В	2
MECHANICAL STRESS Barshak F V	2
Патялак Е. V	5 1
ПЛАЗМОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ	-
Барышев А.В 12	5
МАЛОСИГНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГРАФЕНОВОГО ТРАНЗИСТОРА ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО	
ПРИМЕНЕНИЯ	6
ТАТМАНОВА Д.К. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОЛЕЛЬ ЛЛЯ АНАЛИЗА ЛВИЖЕНИЯ ИОНОВ В ОБЛАСТИ ЛРЕЙФА	0
СПЕКТРОМЕТРА ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ	
Бисярин Н.Н 12	7
РЕГУЛЯРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ МЕЛКОИ ВОДЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИИ	
ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ С УСТУПАМИ И ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ СООРУЖЕНИЯХ Булатов О В 1 Близарова Т Γ^{2} 12	0
ОПРЕЛЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СУПЕРКОНЛЕНСАТОРОВ ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ	"
КИНЕТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ	
Вильданова М.Ф., Бибиков С.Б., Мальцев А.А., Гольдберг В.М 13	1
КЛАССИФИКАЦИЯ УРАВНЕНИЙ КОЛЕБАНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРЕОБРАЗОВАНИЙ	
ОБРАТНОЙ СВЯЗИ	2
Триценко Д.С., Кирюхин О.М	3
ДВУХ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ СТУПЕНЯХ ПЕРСПЕКТИВНОГО КВД	
Дружинин Я.М	3
МЕТОД АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ	
СОЛНЦА ПО СЕРИЯМ ИЗОБРАЖЕНИИ	~
ΕΓΟΡΟΒΊ.Α13 VΠΡΔΒΠΕΗΜΕ ЭΠΕΚΤΡΟΒИΧΡΕΒЫΜИ ΤΕΥΕΗΜЯΜИ Β. ΙVΓΟΒΟЙ ΠΕΥΜ ΠΟΟΤΟЯΗΗΟΓΟ ΤΟΚΔ	С С
С ОХЛАЖДАЕМЫМ ПОДОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ	
Казак О.В	6
ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15	0
Карцев Н.М	8
ФОРМОЙ И ТОКОМ ПЛАЗМЫ	
Коренев П.С	0
ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕНЗОРА ИНЕРЦИИ	
$\begin{array}{c} \text{TBEP} \square \text{O} \text{TE} \square \text{A} \\ \text{Transmission} \\ Transmiss$	r
Пасулин А.А	2
МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО	
Мамаев А.С14	3
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗРАБОТКИ МАТЕМАТИЧЕСКОИ МОДЕЛИ	
Τ ИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА В ΟΤΚΡЫТЫХ КАНАЛАХ	
Мамолина А.П	5
СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПАРКЕРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ	
ЭНТРОПИИ	_
Миронов П.П. ¹ , Бызыкчи А.Н. ²	7
НЕУПОРЯЛОЧЕННОЙ СТРУКТУРЫ	
Найданова В.А. ¹ , Байдышев В.С. ²	8
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО С УЧЕТОМ	
ПОТЕНЦИАЛА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ	~
Нгуен-Чыонг Хиеу Тхань	0
ЛЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ	
Павлова Е.А	2
РЕФЛЕКТОРНАЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯННОГО	
БИОЛОГИЧЕСКОИ ТКАНЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ	r
павловец п.в	3

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О БИОМЕХАНИКЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЧЕЛОВЕКА -	
ОПЕРАТОРА МОБИЛЬНЫХ МАШИН	
Побегайло П.А.	155
МНОГОМЕРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТОКАМИ В МАГНИТНО-СВЯЗАННЫХ ОБМОТ	КАХ
ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКА	
Прохоров А.А.	157
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ТОПЛИВА В ТАНКАХ ЛЕДОКОЛОВ С	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ	
Сабурин Д.С.	159
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ В	
ПОРИСТЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА	
Сенин Д.С.	160
МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ АСПИРАЦИИ ПЫЛЕГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ ЭЛЕКТРОДУГО	вых
ПЕЧЕЙ В ПАКЕТЕ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ COSMOSFLOWORKS	
Тимошенко Н.С.	160
РАЗРАБОТКА РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ФЕРРИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКОЙ	
МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ	
Фельдшер Д.А., Лапшин Е.Н.	162

Подсекция МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ	
МЕТОДОМ ВТОРОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ	
Волынец А.В 10	64
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТУКТУРЫ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СУРЬМЫ С	
АЗОТСОДЕРЖАЩИМИ ОРГАНИЧЕСКИМИ КАТИОНАМИ МЕТОДАМИ РФЭС И ТФП	<i>(</i> -
Доценко А.А., Комиссаров А.А., Яшин Б.А.	05
PASJINGHOLO MOJEKYJJYPHOLO BECA European ME 12 Here 2 Kere 2 Kere 2	~
1 ончикжанов М.Б., Г палецкии А.А., Короосиничев О.П 10	00
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИИ МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ СЕПАРАТОРОВ-	
	00
ΡΑCΨΕΙ CH/I ΒΑΠ-ДΕΡ-ΒΑΑΊΙΟΛΑ Β ΟΒΌΟΟ ΠΕΙΧ Η ΟΜΑΥΗΒΑΙΌЩΗΧ ΠΙΙΕΠΚΑΧ ΠΑ ΌΓΙΟΕ ΜΗΥΡΟΟΥΟΠΗΠΕΟΥΟΓΟ ΠΟΙΙΧΟΙΙΑ. ΜΗΥΤΗΡΑΙΟΠΕΓΟ ΜΠΟΓΟΤΕ ΙΙ Η ΠΕ	SE
МИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА, УЧИТЫВАЮЩЕГО МНОГОТЕЛЬНЫЕ	
ВЗАИМОДЕИСТВИЯ	60
	00
ПРОСТРАПСТВЕППО-ВРЕМЕППАЛ ЭВОЛЮЦИИ ВОДОРОДПОИ ПЛАЭМЫ, ИНПУЛИТОВАННОЙ ИМПУЛІ СШТИ УЛІ ТРАФИОЛЕТОВІ ІМ ПАЗЕВОМ	
Зотович А.И	69
ИССЛЕДОВАНИЕ БИС-В-ДИКЕТОНАТА NI(II) МЕТОДАМИ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ	
СПЕКТРОСКОПИИ И КВАНТОВОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	
Комиссаров А.А 1	70
ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА НА ПОВЕДЕНИЕ КРУПНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ	
ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ	
Лиманская А.В 1	72
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЕОБРАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ	
ДИОДАХ И ВИХРЕВОЙ ТУРБИНЕ	
Москалев И.В 1	74
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО КОМБИНИРОВАННОГО)
РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕИСТВИИ С ФРОНТОМ ПЛОСКОИ УДАРНОИ ВОЛНЫ	
Остапенко И.Ю 1'	75
РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ОСНОВЕ НОВОЙ ИНФОРМАЦИИ О	
СТРУКТУРЕ ПОТОКА	
Панич Д.О 1'	77
ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ С	
РАЗЛИЧНЫМИ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАТЕЛЯМИ, СОДЕРЖАЩИМИ АТОМ БОРА	
Тихонов С.А	77
СПЕЦИФИЧЕСКИИ ИОННЫИ ЭФФЕКТ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОИСТВАХ ВОДНЫХ	
РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ КАЛИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И КОНЦЕНТРАЦИЯ	łΧ
Шагиева Ф.М.	79

ИЗУЧЕНИЕ КОМПЛЕКСОВ АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ МЕТАЛЛОВ AL, SC, GA, IN МЕТОДОМ Т Шурыгин A B	ФП 180
ИССЛЕЛОВАНИЕ СУЛЬФЕНИЛХЛОРИЛА АПЕТИЛАПЕТОНАТА CR(III) С	100
ПРИСОЕЛИНЕННЫМИ ГРУППАМИ ВИНИЛТРИМЕТИЛСИЛАНА МЕТОЛАМИ РФЭС И ТФП	
Яшин В.А.	181
Полсекция	
НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ	
ЯВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ НА ЭКСИТОНАХ	
Васильев В В	182
ЛИНАМИКА ТУННЕЛИРОВАНИЯ БОЗЕ-КОНЛЕНСИРОВАННЫХ АТОМОВ В ЛВУХЪЯМНОЙ	ло <u>г</u> Й
ЛОВУШКЕ	
Васильева О.Ф.	184
ОБРАЗОВАНИЕ ГОМОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ В РЕЖИМЕ САМОЗАХВАТА В УСЛОВИЯХ БОЗ	3E-
ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ	
Зинган А.П.	186
ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ	
ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК	
Ксенофонтов Д.М. ¹ , Ивочкин А.Ю. ¹ , Каптильный А.Г. ² , Карабутов А.А. ¹ , Трофимов А.Д. ¹	188
ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКИХ ПЛЁНОК	
ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ СФЕРЫ	
Кудряшова Л.Г.	189
ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ОБЪЕМЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ	
ВОЗДЕИСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ОСТРОСФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	1:
ОТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОИ ПОДСИСТЕМЫ ДО ФОРМИРОВАНИЯ	
МИКРОМОДИФИКАЦИИ	100
	190
УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ В	
ПОЛУПРОВОДНИКАХ	102
Марков Д.А	192
ΠΟΟΙΕΔΟΒΑΠΗΕ ΒΡΕΜΕΠΠΟΗ ΔΗΠΑΜΗΚΗ ΓΕΠΕΡΑЦΗΗ ΤΡΕΙΔΕΗ ΟΠΤΗΨΕΟΚΟΗ ΓΑΦΜΟΠΗΡΗ Β ΟΕΤΠΑΤΙΙΥ ΜΕΤΑΜΑΤΕΡΙΑ ΠΑΥ	
$\begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} $	10/
КВАНТОВАЯ ОПТИКА ЛВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ	194
НАНОСФЕРЫ	
Пастухов В М	195
METHOD FOR THE SIMULTANEOUS CALCULATION OF RADIUS OF THE BEAM WAIST AND	170
THE NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT ACCORDING TO THE Z-SCAN	
Gerasimenko A.Y., Saveliev M.S.	196
РЕЗОНАНСНАЯ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ ДВУХУРОВНЕВОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ.	-
РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВЫТЯНУТОГО НАНОСФЕРОИДА	
Чубчев Е.Д.	198

Подсекция ОПТИКИ

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ	ζ
ПОРОШКОВ ҮРО4, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЕК ³⁺	
Антошкина С.А. ¹ , Рябочкина П.А. ¹ , В.М. Кяшкин ¹ А.С. Ванецев ² , О. М. Гайтко ²	199
СИСТЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ РАССЕЯННОГО	
БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ	
Вонсевич К.П., Безуглая Н.В.	200
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РОДАМИНА 6Ж В МАТРИЦЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА В	
ПРИСУТСТВИИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА	
Горлов Р.В.	201
ЭФФЕКТ ТИНДАЛЯ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К ДИСКРИМИНАЦИИ ИСТИННЫХ И	
КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ	
Дерепко В.Н.	203
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ SO ₂ В ОБЛАСТИ 7.3 МКМ	
Егоров О.В.	204
1	

ТОЧЕЧНАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА YAG:ND С ПАССИВНЫМ	
3ATBOPOM.	
Кийко В.В., Кондратьев В.А.	. 205
ФОТОННО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЛНОВОДНОЙ	
МОДЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА	
Любин Е.В., Соболева И.В.	. 207
ОБРАБОТКА ВИДЕОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	
Молодыко Р.А., Попов Р.Я.	. 209
LUMINESCENT PROPERTIES OF CA0.1BA0.9GA2S4 COMPOUNDS ACTIVATED BY EU AND CE	
RARE-EARTH ELEMENTS	
Nagiyev Tural	. 211
ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА РАЗДЕЛЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В	
МОНОКРИСТАЛЛАХ РВМОО4 И SRMOO4	
Никитин А.Н. ¹ , Савон А.Е. ²	. 212
СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИНАМИКИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ	
Перепелкин П.В	. 214
ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЗ	Э
Свяховский С.Е. ¹ , Майдыковский А.И. ¹ , Новиков В.Б. ¹ , Компанец В.О. ² , Чекалин С.В. ² , Скоры	нин
А.А. ¹ , Бушуев В.А. ¹ , Манцызов Б.И. ¹ , Мурзина Т.В. ¹	. 216
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВІ В КРИСТАЛЛЕ TLCL	
Филипповский Д.В. ¹ , Плотниченко В.Г. ¹ , Соколов В.О ¹ , Лисицкий И.С. ² , Кузнецов М.С. ² ,	
Зараменских К.С. ² , Дианов Е.М. ¹	. 217
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА	
КЕРРА, ИНДУЦИРОВАННАЯ ПОВЕРХНОСТНЫМ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОМ	
Фролов А.Ю	. 219
ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ	
КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	
Чадова Е.А.	. 221

Подсекция	
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА	
МАГНИТНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ ПОЛИБУТИЛЦИАНОАКРИЛАТНЫЕ ЧАСТИЦЫ КАК	
СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ	
Гусев А.В.	. 223
ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМНИОТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ И КРОВИ ПРИ	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТАБАЧНОЙ ИНТОКСИКАЦИИ БЕРЕМЕННЫХ КРЫС	
Девяткина Т.А., Уксукбаева А.К., Синицкий А.Н., Агаев А.К.	. 224
ИССЛЕДОВАНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЙ ЭЭГ-СИГНАЛОВ ЧЕЛОВЕКА В ПРЕКЛИНИЧЕСКОЙ	Í
ДИАГНОСТИКЕ РАССТРОЙСТВ ШИЗОФРЕНИЧЕСКОГО СПЕКТРА	
Дёмин С.А	. 225
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА ФОЛАТОВ	
Зайцев А.В.	. 227
КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИ САРКОИДОЗЕ ЛЁГКИХ И	
ЛИМФОГРАНУЛЕМАТОЗЕ	
Занина А.П.	. 228
СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ РАБОТЫ С ЦЕЛЬНОИ КРОВЬЮ НА КЛЕТОЧНОМ БИОЧИПЕ	
Засухин С.В.	. 230
ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА КАЛИБРОВКИ ИОНИЗАЦИОННОИ КАМЕРЫ ОТ ЭНЕРГИ	4И
ФОТОНОВ	• • •
Калачев А.А.	. 231
ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕТОКСИЧНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ	
ПРИМЕНЕНИЯ В ГЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИИ	.
Каргина Ю.В., Гамаров К.П.	. 232
ВЕРИФИКАЦИЯ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕ	M
ЦИФРОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛУЧЕВОИ ТЕРАНИИ	
ПАЦИЕНТОВ	222
Карпунин В.О.	. 233
РАДИАЦИОННАЯ СТЕРИЛИЗАЦИЯ	224
	. 234
ΓΙΟΠΟΠΟΣΟΒΑΠΝΕ Ι ΔΕΓΔΟΙΕΙΙΔΠΔΙΑ ΔΕΙΕΚΙΟΓΟΔ ΔΙΑ ΟЦΕΠΚΝ ΔΟ3 ΠΡΗ ΟΒΗΥ ΥΕΠΗΗ ΓΙΑΟΤΥ Λ ΠΑ ΠΑΠΥΩΛΑ ΥΔΥΔΟΒΕΠΠΙΑ ΙΑΟΠΟΔ	
	225
	. 255

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ НЕДЕФОРМИРУЕМЫХ ЭРИТРОЦИТОВ В ОБРАЗЦЕ КРОВИ МЕТОДОМ
ЛАЗЕРНОИ ДИРАКТОМЕТРИИ
Кормачева М.А
ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ СВЯЗЕИ МЕЖДУ ЭРИТРОЦИТАМИ В ДВОИНЫХ
АГРЕГАТАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА
ЛИ КИСУН
ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕИ НЕ ЭЛАСТИЧНОГО ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕИСТВИЯ В GEAN 14 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ
Макарова А.С
МЕТОЛ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ
ФОТОКОАГУЛЯЦИИ СЕТЧАТКИ
Лыткин А.П., Шмелева С.М., Ларичев А.В
РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ МЕТОДА
МОНТЕ-КАРЛО
Матусова Т.В
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ
ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ФОТОЛЮМИНИСЦЕНТНЫХ МЕТОК
Мысов Г.А., Наташина У.А
РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ
ВНУТРИГЛАЗНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ
Орлов Д.Г., Ерохин И.Н
МОДЕРНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ СМЕСИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА
ГЛАЗНОЙ ХИРУРГИИ
Петухов А.С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА ДЛЯ ИММУНОФЕНОТИПИРОВАНИЯ
ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ
Расколов С.С
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СВЯЗЫВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ АЛЬБУМИНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С
СОЛЬЮ ЕВРОПИЯ МЕТОДОМ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Тихонова Т.Н
СУБМИКРОННЫЕ ЧАСТИЦЫ КАРБОНАТА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ
ЛЕКАРСТВ
Трушина Д.Б
СИСТЕМА ИММОБИЛИЗАЦИИ ПАЦИЕНТА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ
ТЕРАПИИ БОЛЬНЫХ СО ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫМИ НОВООБРАЗОВАНИЯМИ ПОДЖЕЛУДОЧНОЙ
ЖЕЛЕЗЫ
Черных А.Н
КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ УНИЧТОЖЕНИЯ ОПАСНЫХ ВИРУСОВ
Шевченко С.Н

XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам Международный молодежный научный форум «ЛОМОНОСОВ-2013» Секция «Физика»

.

Сборник тезисов Том 1

Подписано в печать Объем 16,5 п.л. Тираж экз. Заказ №_____

Физический факультет МГУ 119191 ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета